

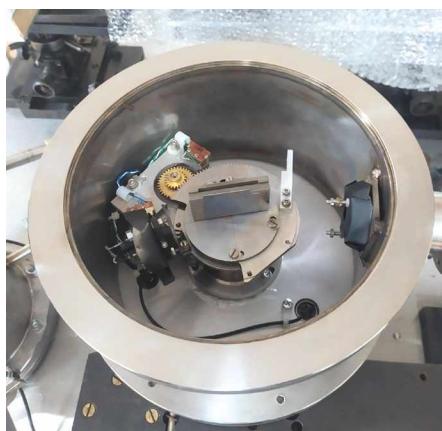
ISSN 0032-8162

Номер 1

Январь - Февраль 2024



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Зеркальный спектрометр в разобранном виде

К статье Гусевой В.Е. и др., с. 77

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2024

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Система сбора данных многодетекторного устройства с меченными нейтронами
с параллельной передачей событий

В. Ф. Батяев, С. Г. Беличенко, М. Д. Каратников, А. Д. Мазницин, А. Ю. Пресняков

5

О возможности применения синтетических алмазов для контроля температуры
мишеней генераторов нейтронов

Е. Д. Вовченко, К. И. Козловский, Р. П. Плешакова, А. А. Рухман, А. Е. Шиканов

16

Сцинтилляционный времязадерживающий детектор

*В. И. Алексеев, В. А. Басков, Е. А. Варфоломеева, В. А. Дронов, А. И. Львов,
А. В. Кольцов, Ю. Ф. Кречетов, В. В. Полянский, С. С. Сидорин*

20

Позиционно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин для измерения
характеристик осколков деления на установке МАВР

Д. Азнабаев, Т. Исатаев, С. М. Лукьянов, В. И. Смирнов, С. С. Стукалов, А. Н. Соловьев

26

Изучение долговременной стабильности характеристик счетчиков,
состоящих из экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон

В. Н. Евдокимов

34

Теллурсодержащие пластмассовые сцинтилляторы

И. А. Суслов, И. Б. Немченок, А. А. Клименко, А. Д. Быстриков, И. И. Камнев

44

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Система электропитания привязанного беспилотного летательного аппарата

Е. Ю. Буркин, В. В. Свиридов, А. А. Бомбизов

50

ТОТ-метод с формирователем импульса на основе
математической функции приподнятого косинуса

Е. А. Усенко

57

Генератор прямоугольных импульсов на основе последовательного соединения
MOSFET с $U_{max} = 4500$ В

А. Л. Деспотули, В. В. Казьмирук, А. А. Деспотули, А. В. Андреева

64

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Стенд для исследования свойств лазерной плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях

В. Е. Гусева, М. С. Михайленко, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

77

Восстановление профиля электронной температуры плазмы по данным
диагностики электронного циклотронного излучения и относительная
калибровка ее частотных каналов в режиме омического нагрева плазмы
в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, И. А. Гришина

85

Датчик энергии пучка электронов, основанный на эффекте Вавилова–Черенкова

Д. А. Бобылев, М. Д. Сиомаш, В. В. Ханкин, В. И. Шведунов

93

О распределении плотности энергии в поперечном сечении радиально сходящегося
низкоэнергетического сильноточного электронного пучка

П. П. Кизириди, Г. Е. Озур

102

Пространственное разрешение изображений и эффективный
размер фокуса тормозного излучения усовершенствованного компактного
бетатрона SEA-7 с энергией электронов 7 МэВ

М. М. Рычков, В. В. Каплин, В. А. Смолянский

107

Поляризационные особенности пространственного акустооптического фильтра,
основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка

В. М. Котов, С. В. Аверин, А. А. Зенкина, А. С. Белоусова

115

Применение термолюминесцентных детекторов для спектрометрии
импульсного рентгеновского излучения

И. А. Бусыгина, И. Г. Григорьева, П. В. Москвич, П. Ю. Наумов, Г. Х. Салахутдинов

123

Терmostатированный магнитоизмерительный канал

В. В. Колобов, М. Б. Баранник

128

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Разработка многоканального радиометра на основе кремниевых
детекторов для измерения альфа-, бета- и гамма-излучений естественных изотопов

С. А. Раджапов, К. М. Нурбоев, Ф. Г. Муллагалиева, Б. С. Раджапов, М. А. Зуфаров

141

Теплопроницаемость экранно-вакуумной теплоизоляции в атмосфере Марса

Н. П. Семена, Ю. С. Доброленский, Д. В. Сербинов, Н. А. Вязоветский, Ф. Г. Мартынович

151

Детектирование гамма-квантов установкой TAIGA-IACT в стерео-режиме

*П. А. Волчугов, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков, Е. А. Бонвич,
А. Н. Бородин, Н. М. Буднев, А. В. Булан, А. Вайдянатан, Н. В. Волков,
Д. М. Воронин, А. Р. Гафаров, Е. О. Гресь, О. А. Гресь, Т. И. Гресь,
О. Г. Гришин, А. Ю. Гармаш, В. М. Гребенюк, А. А. Гринюк, А. Н. Дячок,
Д. П. Журов, А. В. Загородников, А. Д. Иванова, А. Л. Иванова, М. А. Илюшин,
Н. Н. Калмыков, В. В. Киндин, С. Н. Кирюхин, Р. П. Кокоулин, Н. И. Колосов,
К. Г. Компаниец, Е. Е. Коростелева, В. А. Кожин, Е. А. Кравченко, А. П. Крюков,
Л. А. Кузьмичев, А. Кьявасса, А. А. Лагутин, М. В. Лаврова, Ю. Е. Лемешев,
Б. К. Лубсандоржсиеев, Н. Б. Лубсандоржсиеев, С. Д. Малахов, Р. Р. Миргазов,
Р. Д. Монхоеев, Э. А. Окунева, Э. А. Осипова, А. Д. Панов, А. Л. Пахоруков, А. Пан,
Л. В. Паньков, А. А. Петрухин, Д. А. Подгрудков, Е. Г. Попова, Е. Б. Постников,
В. В. Просин, В. С. Птускин, А. А. Пушнин, А. Ю. Разумов, Р. И. Райкин, Г. И. Рубцов,
Е. В. Рябов, В. С. Самолига, И. Сатышев, Л. Г. Свешникова, А. А. Силаев, А. А. Силаев(мл.),
А. Ю. Сидоренков, А. В. Скурихин, А. В. Соколов, В. А. Таболенко, А. Б. Танаев,
М. Ю. Терновой, Л. Г. Ткачев, Н. А. Ушаков, Д. В. Чернов, И. И. Яшин*

161

Лабораторная установка для экспрессного электрохимического растворения порошковой родиевой мишени

*Т. М. Кузнецова, А. М. Берёзов, В. А. Загрядский, К. А. Маковеева,
Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, А. В. Рыжков*

173

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Универсальная газовая установка с функцией выделения и очистки гелия-3

Т. И. Глушкова, Л. М. Коченда, П. А. Кравцов, Фетисов

178

Экспериментальная установка для измерения растворимости веществ в сверхкритическом диокside углерода динамическим методом

*Л. Ю. Яруллин, В. Ф. Хайрутдинов, Ф. Р. Габитов, И. З. Салихов, Л. Ю. Сабирова,
И. Ш. Хабриев, И. М. Абдуллаев*

184

Магнитооптический метод наблюдения фаз магнитной упорядоченности пленок редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации

*Д. А. Суслов, П. М. Ветошко, А. В. Маширов, С. Н. Полулях,
В. Н. Бержанский, В. Г. Шавров*

192

Высокотемпературная установка для измерения коэффициента линейного расширения

В. П. Тарасиков

197

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Многофункциональная установка для демонстрационных экспериментов
по физике и технике электронно-пучковой плазмы

M. H. Васильев, T. M. Васильева

200

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Экспериментальная установка для изучения пламени

M. M. Алексеев, O. Ю. Семенов

208

Блок управления поэлементным контролем напряжений на литий-ионной
аккумуляторной батарее для применения в космических экспериментах

Д. В. Лисин

211

ФКИ-16 – формирователь импульсов для настройки и тестирования
преобразователей время–код с калибруемой шкалой преобразования

B. B. Сидоркин

213

Цифровой индикатор форвакуума на датчике ПМТ-4М

B. Л. Цымбаленко

216

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

218

СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ МНОГОДЕТЕКТОРНОГО УСТРОЙСТВА С МЕЧЕНЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ СОБЫТИЙ

© 2024 г. В. Ф. Батяев^{a,b}, С. Г. Беличенко^a, М. Д. Каратников^{a,b,*}, А. Д. Мазницин^a,
А. Ю. Пресняков^a

^aВсероссийский научно-исследовательский
институт автоматики им. Н.Л. Духова (ФГУП “ВНИИА”)
Россия, 127055, Москва, Сущевская ул., 22

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

*e-mail: MDKaretnikov@vniiia.ru

Поступила в редакцию 20.04.2023 г.

После доработки 24.05. 2023 г

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Изложены принципы компоновки и функционирования регистрирующей аппаратуры для метода меченых нейтронов, основанные на отборе полезных событий по заданным критериям с накоплением данных блоком буферной памяти и последующей передачей массивов данных в удаленный компьютер для обработки и визуализации. Основным критерием отбора является наличие сигналов от альфа- и гамма-детекторов в заданном временном и амплитудном диапазонах при отсутствии наложенных событий. Использование магистрально-модульной архитектуры позволяет проводить параллельную обработку сигналов и передачу данных на нескольких уровнях, что дает возможность подключать практически любое количество гамма-детекторов без потери качества результатов измерений и целостности данных. Для тестирования разработанной аппаратуры создан макет установки и проведены эксперименты по исследованию ее характеристик. Экспериментально достигнутая скорость передачи событий (альфа-гамма-совпадений) составила около $3 \cdot 10^5$ с⁻¹, что в несколько раз превышает предельную скорость передачи существующих систем сбора данных для метода меченых нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816224010017, EDN: GEYIFY

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод меченых нейтронов уже на протяжении двух десятилетий применяется для задач, связанных с элементным анализом веществ [1]. Особенностью этого метода является использование в нейtronном DT-генераторе позиционно-чувствительного альфа-детектора для определения времени и направления вылета (меток) нейтронов с энергией 14 МэВ путем регистрации сопутствующих нейтронам альфа-частиц. При неупругом рассеянии нейтронов на ядрах вещества возникает гамма-излучение, дающее количественную информацию о наличии

в объекте искомых химических элементов. Зная направление движения меченого нейтрона и время между регистрациями сопутствующей ему альфа-частицы и гамма-кванта, можно определить пространственные координаты места, где произошло испускание гамма-кванта при неупругом рассеянии меченого нейтрона в исследуемом объекте. Информация о событии (одновременной регистрации альфа-частицы и гамма-кванта в заданном временном окне) обрабатывается и записывается в виде кода, содержащего данные об интервале времени альфа-гамма-совпадения (АГС), номере

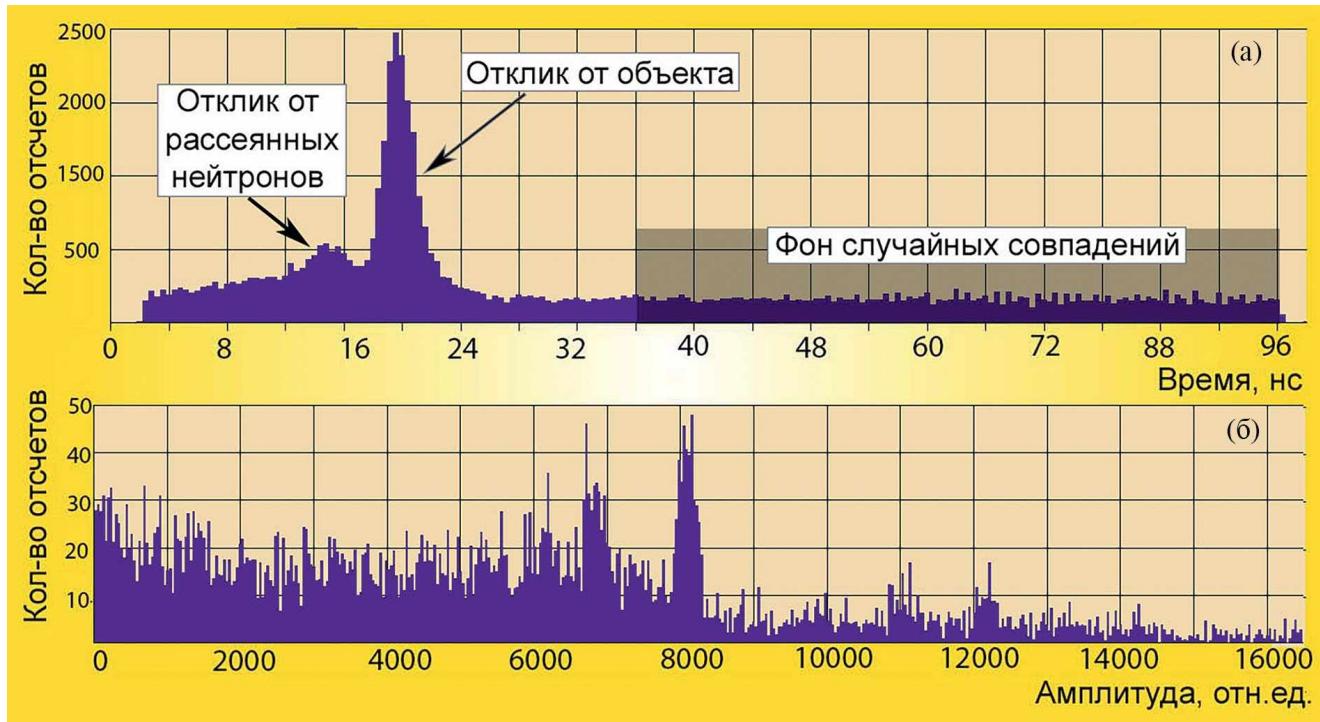


Рис. 1. Временной (а) и энергетический (б) спектры альфа-гамма-совпадений.

(координате) сработавшего пикселя альфа-детектора, номере гамма-детектора и амплитуде (собранном заряде) сигнала с гамма-детектора.

Типичный временной спектр событий для одного пикселя альфа-детектора представлен на рис. 1а. Все события набраны для узкого “пучка” меченых нейтронов в пределах телесного угла, под которым альфа-частицы попадают на данный пиксель альфа-детектора из нейтронообразующей мишени. На временном спектре видны два пика, один из которых (отклик от объекта) обусловлен регистрацией гамма-квантов неупругого рассеяния нейтронов и соответствует времени прохождения меченых нейтронов через исследуемый объект, второй – попаданию на гамма-детектор меченых нейтронов, отклонившихся от начальной траектории при упругом и неупругом рассеяниях на ядрах объекта (время на рисунке реверсивное, так как стартовым сигналом является сигнал с гамма-детектора). События вне этих пиков являются фоновыми. Пространственное разрешение устройства с меченными нейтронами в направлении движения меченых нейтронов определяется времененным разрешением δ_t , измерения АГС и/или дискретностью измерения времени АГС Δt (как правило, $\delta_t \gg \Delta t$).

Энергетический спектр для событий, соответствующих пику объекта на временном спектре, представлен на рис. 1б. По фоновым событиям (область от 36 нс до 96 нс на временном спектре) определяется энергетический спектр фона случайных совпадений, который вычитается из энергетического спектра объекта. Путем разложения итогового спектра на спектры отдельных химических элементов можно по их парциальным долям определить элементный состав однородного объекта исследования. Для анализа пространственного распределения элементного состава вещества в протяженных неоднородных объектах удобно условно разделить исследуемый объект на отдельные “элементарные” объемы (воксели) [1]. Каждый воксель может быть определен в системе координат, подобной сферической, представляющей номером сработавшего пикселя альфа-детектора (задающего угол направления на объект) и интервалом времени, позволяющим определить расстояние от нейtronного генератора до вокселя. В пределах вокселя элементный состав вещества считается однородным. Минимальный размер вокселя определяется угловым разрешением определения направления движения нейтрона $\delta\theta$ и разрешением δt измерения времени АГС. Определяя элементный состав в каждом

вокселе, можно найти объемное распределение химических элементов в объекте исследования.

Основными путями совершенствования устройств с меченными нейтронами являются улучшение углового $\delta\theta$ и временного δt разрешений, увеличение пространственного угла вылета меченых нейтронов, повышение эффективности регистрации вторичного гамма-излучения за счет увеличения количества гамма-детекторов [2]. В установках EURITRACK [3] и C-BORD [4] использовались от 22 до 24 сцинтилляционных гамма-детекторов и генератор меченых нейтронов со встроенным 64-пиксельным сцинтилляционным детектором. В перспективных устройствах для поиска алмазов в кимберлите (нейтронном сепараторе алмазов) рассматриваются нейтронные генераторы с 1024-пиксельным альфа-детектором и системы регистрации гамма-излучения с 20 и более гамма-детекторами [5]. В стационарной установке для досмотра транспортных средств планируется использовать несколько многопиксельных нейтронных генераторов [6]. Увеличение количества детекторов ядерного излучения влечет за собой существенный рост средней частоты регистрируемых сигналов, требуемой скорости передачи событий и объема обрабатываемых данных. По оценкам [3–5], требуемая скорость счета АГС может составить от $3.5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ до $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Экспериментально достигнутая к настоящему времени скорость передачи АГС в несколько раз меньше [5].

2. АНАЛИЗ ТРЕБОВАНИЙ К СИСТЕМЕ СБОРА ДАННЫХ С МЕЧЕНЫМИ НЕЙТРОНАМИ С БОЛЬШОЙ СКОРОСТЬЮ ПЕРЕДАЧИ СОБЫТИЙ

В современных генераторах меченых нейтронов, производимых в РФ [7], сопутствующие альфа-частицы регистрируют с помощью полупроводниковых кремниевых и арсенид-галиевых детекторов, встроенных в нейтронную трубку. Используемые детекторы технологичны в изготовлении и обеспечивают требуемые основные эксплуатационные параметры (радиационный ресурс, энергетическое и временное разрешения). Размер пикселя альфа-детекторов, используемых в различных модификациях генератора, варьируется от 2 до 10 мм, а количество пикселей – от 9 до 256. Телесный угол вылета меченых нейтронов может достигать 0.8 рад.

При малом количестве пикселей (до 15) сигнал выводится индивидуально с каждого пикселя, количество M выводных разъемов равно количеству пикселей. С ростом количества пикселей усложняется технология производства нейтронной трубы из-за необходимости размещения выводных разъемов на фланце генератора, подключения пикселей и выводных разъемов к сигнальным проводам внутри нейтронной трубы, может ухудшиться вакуумная прочность трубы. В связи с этим при большом количестве пикселей вывод сигналов с альфа-детектора осуществляется по схеме, аналогичной стриповому детектору, когда сигналы по строкам (Y-стрипам) и столбцам (X-стрипам) объединяются, и номер пикселя кодируется по номеру Y-стрип – X-стрип. Количество выводных разъемов M уменьшается с $M = N_x \cdot N_y$ до $M = N_x + N_y$, где N_x – количество X-стрипов, а N_y – количество Y-стрипов.

Средняя скорость поступления сигналов от 256-пиксельного альфа-детектора с размером пикселя $4 \times 4 \text{ мм}^2$ при потоке $1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ составляет около $7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, средняя скорость поступления сигналов от одного гамма-детектора может достигать до $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. При 20 гамма-детекторах и более требуемая скорость регистрации АГС со всех детекторов может быть близка к $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Во избежание наложений сигналы с альфа-детектора должны быть короткие, т.е. необходимо использовать предусилители сигналов с альфа-детектора с полосой частот больше 50 МГц. В этом случае временные параметры выходных сигналов будут определяться динамикой сбора заряда в используемых полупроводниковых альфа-детекторах: время нарастания меньше 15 нс, длительность меньше 40 нс. Для корректной интерпретации событий необходимо однозначно определить сработавший пиксель альфа-детектора в заданном временном окне для идентификации меченого нейтрона, произведшего данное событие. Временное окно формируется при поступлении сигнала с альфа-детектора, который является временной отметкой испускания нейтрона. При большой скорости счета возможен приход других сигналов с альфа-детектора до закрытия временного окна, т.е. наложение сигналов во временном окне. Такие события должны быть отвергнуты, поскольку они могут быть вызваны разными мечеными нейтронами.

Относительная вероятность σ наложения сигналов с альфа-детектора во временном окне определяется выражением

$$\sigma = \frac{n_0 T}{1 + n_0 T},$$

где n_0 – скорость поступления сигнала с альфа-детектора, T – временное окно. При $n_0 > 5 \cdot 10^6$ с⁻¹ временное окно целесообразно уменьшать ниже 40 нс. Для обеспечения малого значения T также необходимо, чтобы разброс по времени временной отметки $\Delta t_{\alpha\gamma}$ для разных пикселей был минимален, по крайней мере, $\Delta t_{\alpha\gamma} \ll T$. В случае если узел формирования временной отметки не обеспечивает это условие, разброс времени АГС можно компенсировать подбором электрической длины кабелей, что весьма трудоемко.

Средняя скорость n_γ поступления сигналов от одного гамма-детектора может составлять до $2 \cdot 10^5$ с⁻¹. В случае использования гамма-детекторов с большим временем τ_γ высвечивания (например, BGO 300 нс, NaI 230 нс) время сбора заряда t_γ , необходимое для получения хорошего энергетического разрешения, может быть близко к 1 мкс. Сигналы с гамма-детектора имеют крутой фронт и пологий спад, поэтому наблюдается преимущественно наложение сигналов на спад сигнала. Влияние наложений проявляется в ухудшении амплитудного разрешения, смещении и флюктуации нулевого уровня сигнала. Для уменьшения влияния наложений необходимо обнаруживать и режектировать искаженные сигналы. В качестве критерия влияния наложений можно использовать параметр $n_\gamma t_\gamma$, и значимое искажение гамма-спектра АГС начинается при $n_\gamma t_\gamma > 0.1 - 0.05$ [8].

3. РЕГИСТРИРУЮЩАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ МЕТОДА МЕЧЕНЫХ НЕЙТРОНОВ

В настоящее время используют два подхода к решению проблемы обработки сигналов от устройств с меченными нейтронами:

- 1) полная оцифровка входных сигналов со всех детекторов и передача потока данных в компьютер для последующей обработки;
- 2) использование аналоговой электроники для предварительной обработки и формирования аналоговых сигналов, выработка

логических сигналов по определенным критериям для отбора событий, стартовых и стоповых импульсов для определения амплитуды и времени АГС с помощью цифровых преобразователей и т.д.

Оцифровщики входных сигналов (дигитайзеры) постоянно совершенствуются по части увеличения частоты выборки, количества входных каналов и скорости передачи данных, снижения энергопотребления, улучшения программного и математического обеспечения. Они не требуют аппаратной настройки под форму сигнала, позволяют применять комплексные математические алгоритмы для коррекции нулевой линии сигналов, восстановления наложенных импульсов вместо их режекции путем анализа формы сигналов, измерения времени между событиями с точностью гораздо выше периода оцифровки и т.д. В изделиях ядерной электроники оцифровщики входных сигналов постепенно вытесняют устройства, использующие аналоговые методы обработки сигналов, в том числе и в устройствах с меченными нейтронами. В проекте EURITRACK система сбора и обработки событий с 22 гамма-детекторами и 64-пиксельного альфа-детектора строилась на основе стандартных модулей фирмы CAEN [9] – зарядочувствительных (интегрирующих) усилителей, формирователей со следящим порогом, сплиттеров, время-цифровых и амплитудно-цифровых преобразователей. В следующем аналогичном проекте C-BORD уже использовались два 16-канальных диджитайзера V1730 (CAEN) со скоростью оцифровки $5 \cdot 10^8$ выборок/с (часть выходов альфа-детектора не опрашивалась из-за ограниченного числа каналов диджитайзеров) [10].

Принцип оцифровки формы импульсов с последующим вычислением временных и амплитудных характеристик событий используется в работах по методу меченых нейтронов, проводимых в ОИЯИ [6]. Сигналы с альфа- и гамма-детекторов регистрируются 16- или 32-канальными модулями ADCM [11] со скоростью оцифровки $1 \cdot 10^8$ выборок/с. При появлении генераторов меченых нейтронов с 256-пиксельным альфа-детектором (32 выходных сигнала) начались сказываться недостатки такого подхода, связанные со сложностью расширения модулей ADCM на большее

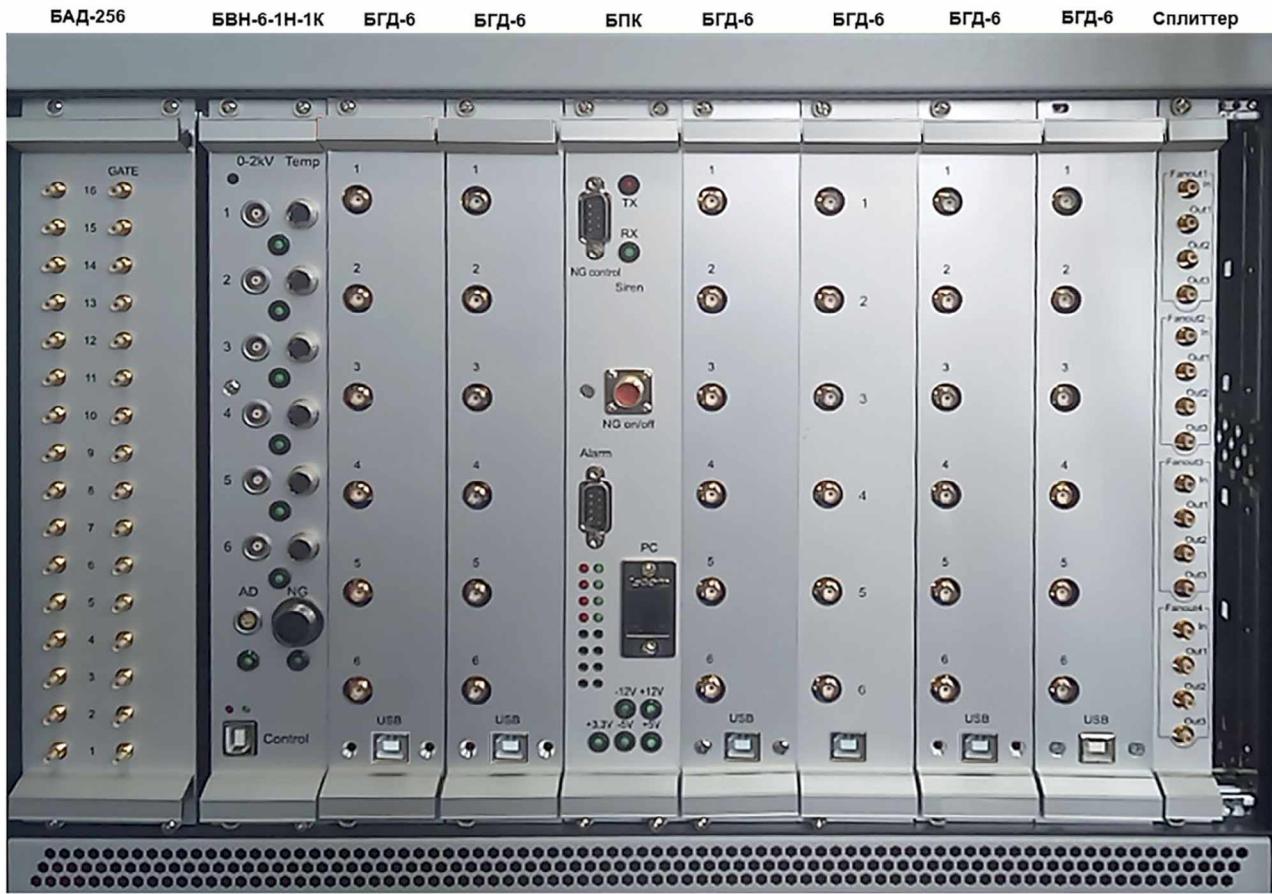


Рис. 2. Внешний вид специализированной системы сбора данных МАВР для устройств с меченными нейтронами.

количество входов — уменьшение общей скорости передачи АГС с увеличением количества задействованных каналов модулей и скорости прихода сигналов выше определенного предела [5]. Характерной особенностью данной системы сбора данных является “размытость” границ временного окна порядка 15–20 нс, т.е. при временном окне 80 нс его эффективное (рабочее) значение равно 40–50 нс. Разброс времен АГС $\Delta t_{\alpha\gamma}$ для разных пикселей составляет до 10 нс (время, сравнимое с периодом выборки). Поэтому обеспечить малое временное окно (порядка 20 нс) достаточно сложно.

Системы сбора данных установок с меченными нейтронами на основе аналоговых методов обработки сигналов могут достаточно просто масштабироваться на большое количество сигнальных входов без потери производительности и обеспечивать синхронизацию логических сигналов с высокой точностью и стабильностью. Такие системы могут иметь преимущество перед оцифровщиками входных

сигналов по части скорости обработки и уменьшения потерь событий многодетекторных устройств с меченными нейтронами, например, при регистрации сигналов с 256-пиксельного стрипового альфа-детектора (32 сигнальных канала) и с нескольких десятков гамма-детекторов. Важными могут быть также критерии энергопотребления и доступности компонентов изделия. Аппаратура серии МАВР (многоканальный амплитудно-временной регистратор) является специализированной системой управления и сбора данных, разработанной для устройств с меченными нейтронами. Система МАВР располагается в крейте стандарта ЕвроКонструктив (рис. 2), она построена по магистрально-модульному принципу; кросс-плата обеспечивает питание и связь между модулями. Базовые модули МАВР следующие:

- 1) модуль гамма-каналов БГД-6 с шестью входами для регистрации сигналов с гамма-детекторов и событий (альфа-гамма-совпадений);

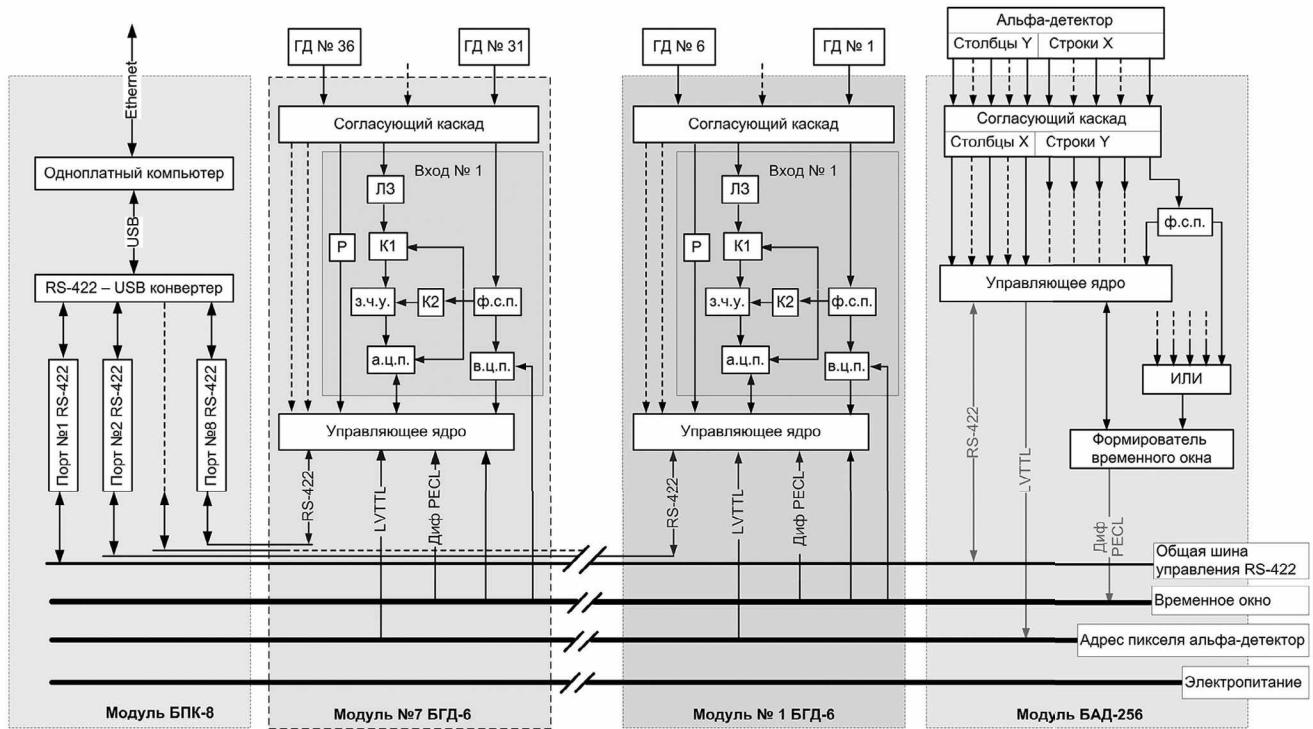


Рис. 3. Блок-схема системы МАВР: ЗЧП – зарядочувствительный (интегрирующий) усилитель, ФСП – формирователь со следящим порогом, ВЦП – время-цифровой преобразователь, АЦП – амплитудно-цифровой преобразователь.

2) модуль альфа-каналов БАД-256 с 32 входами (16 X-входов и 16 Y-входов) для выработки временных ворот и регистрации номера сработавшего пикселя альфа-детектора;

3) модуль управления БПК-8 для передачи данных и управления модулями по интерфейсу RS-422 (поддерживает до восьми портов RS-422), а также управления генератором меченых нейтронов по интерфейсу RS-232; для передачи данных в ЭВМ в модуле устанавливается конвертер RS-422-USB2.0/Ethernet либо одноплатный компьютер;

4) модуль высоковольтного питания БВН-8 с восемью выходами для питания ФЭУ гамма-детекторов высоким напряжением отрицательной полярности и измерения температуры сцинтилляторов гамма-детекторов с помощью термодатчиков для корректировки результатов спектрометрических измерений;

5) модуль высоковольтного питания БВНК-6-1А-1Н, дополнительно обеспечивающий питание альфа-детектора и предварительного усилителя альфа-детектора, питание генератора меченых нейтронов.

Первые три модуля являются базовыми для регистрации АГС. Для обеспечения требуемой скорости передачи данных используются следующие подходы:

- распараллеливание потока передаваемых данных за счет многопортовой приемопередающей системы по интерфейсу RS-422;

- использование высокоскоростного интерфейса USB 2.0 или Ethernet для передачи данных в ЭВМ;

- увеличение информационной плотности данных за счет рационального выбора разрядности измеряемых аналоговых значений и способа кодирования данных;

- использование избыточной FIFO-буферизации для организации бесперебойной записи и передачи событий;

- предварительная селекция сигналов аппаратными средствами и передача в блок обработки данных только полезных событий, отбор которых проводится при наличии сигналов от альфа- и гамма-детекторов в заданном временном и амплитудном диапазонах при отсутствии наложенных событий;

- уменьшение размера временного окна для снижения загрузки узлов обработки сигналов модулей БГД-6 и портов и канала передачи данных фоновыми событиями;
- использование контроля четности или хеш-суммы для обеспечения надежности и корректности передачи данных.

Блок-схема функционирования и взаимодействия модулей представлена на рис. 3. Связь между модулями производится по кросс-плате. Сигналы со стрипов Y и X альфа-детектора поступают в разные входные группы модуля БАД-256. Со стрипов X сигналы проходят пороговый дискриминатор, находящийся в согласующем каскаде, и поступают в кодировщик адреса пикселя. Сигналы U_{Yn} со стрипов Y проходят пороговый дискриминатор и поступают в формирователь со следящим порогом, который вырабатывает логический импульс U_α точной временной отметки прихода сигнала U_{Yn} . Импульс U_α направляется в кодировщик адреса пикселя и на схему "ИЛИ" – логического блока, вырабатывающего сигнал при появлении сигнала на любом входе. Выход схемы "ИЛИ" подключен к узлу формирователя временного окна регистрации АГС. На шину данных кросс-платы поступают логические импульсы временного окна в формате LVPECL и 12-битного кода адреса пикселя альфа-детектора в формате LVTTL, синхронизированного по времени со спадом (задним срезом) импульса временного окна. Код адреса включает также признак наложения сигналов с альфа-детектора в течение временного окна. Это позволяет анализировать наложения и режектировать их. При регистрации АГС время появления сигнала с гамма-детектора при прохождении нейтрана через исследуемый объект относительно сопутствующей нейтрону альфа-частицы зависит от времени пролета нейтрана до столкновения и времени прохождения сигнала в ФЭУ гамма-детектора. Узел формирователя временного окна в модуле БАД-256 служит для подстройки длительности и сдвига временного окна под время появления сигнала с гамма-детектора, что позволяет в случае необходимости обеспечить малый размер временного окна. Для реализации синхронизации временного окна и кода сработавшего пикселя, кодировки, записи и передачи данных используется ПЛИС

10M50SCE144I7G семейства MAX 10 фирмы Intel. При работе нейтронного генератора модуль БАД-256 измеряет, записывает во внутреннюю память и по команде передает количество срабатываний каждого пикселя. Это позволяет контролировать работу альфа-детектора и с высокой точностью измерять поток нейтронного генератора, который однозначно связан со скоростью счета пикселей альфа-детектора.

Сигналы $U_{\text{ГД}}$ с гамма-детекторов поступают на модули БГД-6, каждый модуль имеет шесть входов, причем каждый вход функционирует независимо и может индивидуально настраиваться под амплитудные и временные параметры сигналов с гамма-детектора. Каждый модуль подключен к кросс-плате, по которой поступают сигналы от модуля БАД-256 (логические импульсы временного окна и 12-битного кода адреса пикселя альфа-детектора). Согласующий каскад на входе производит выработку логического импульса при наложениях сигналов с гамма-детекторов с помощью дифференцирующего каскада $P_{\text{диф}}$ и разветвляет сигнал в два тракта – для временных и амплитудных измерений. Точная временная привязка прихода сигнала осуществляется формирователем со следящим порогом в тракте временных измерений, который вырабатывает логический импульс $U_{\text{ФСП}}$, служащий для открытия в амплитудном тракте электронного ключа K_1 , через который сигнал поступает в зарядочувствительные усилители, и для старта времязадающего преобразователя, который запускается только при наличии временного окна регистрации АГС, производимого модулем БАД-256.

Поскольку импульс $U_{\text{ФСП}}$ вырабатывается с определенной задержкой относительно сигнала $U_{\text{ГД}}$ с гамма-детектора, последний проходит через линию задержки для обеспечения более полного сбора заряда. Время открытия ключа K_1 для интегрирования сигнала с гамма-детектора настраивается под временные параметры гамма-детектора. По истечении интегрирования происходят измерение и передача во внутреннюю память амплитудно-цифровых преобразователей напряжения (заряда) зарядочувствительных усилителей, после чего накопительный конденсатор зарядочувствительных

усилителей принудительно разряжается электронным ключом K_2 .

По спаду (заднему срезу) временного окна формируется стоповый импульс для время-цифрового преобразователя и запоминается код адреса сработавшего пикселя. По завершении измерения времени-цифрового преобразователя формируется пятибайтовое число – комбобайт, содержащий коды напряжения на амплитудно-цифровом преобразователе, времени АГС, номера сработавшего гамма-входа, адреса сработавшего пикселя альфа-детектора. Поток комбобайтов, содержащих всю необходимую информацию об АГС, передается в буферную память FIFO объемом 65216 событий и считывается по команде с ЭВМ. Буферная память – общая для всех входов одного модуля, сигналы на каждом входе модуля БГД-6 обрабатываются независимо.

Может быть установлен режим работы модуля БГД-6, когда параллельно с набором АГС проводятся измерение зарядов всех сигналов с гамма-детектора $U_{\text{ГД}}$ вне зависимости от наличия временного окна регистрации АГС, а также сохранение и передача данных в виде спектра для каждого входа гамма-детектора. Это позволяет проводить калибровку гамма-детекторов с помощью радиоизотопов и определять гамма-фон случайных совпадений для энергетического спектра АГС.

В качестве управляющего ядра в модуле БГД-6 используется ПЛИС 5СЕВА7F23C8N семейства CyclonV фирмы Intel – микросхема с небольшим энергопотреблением, системой контроллеров твердотельной памяти и интегрированными приемо-передатчиками. На ней реализованы логические элементы отбора событий, запись, буферизация и передача АГС, запись и передача гамма-спектра без совпадений.

Модуль БПК-8 обеспечивает прием/передачу АГС с 8 портов RS-422 и передачу потока данных по интерфейсу USB2.0 или Ethernet. Модули БГД-6 подключаются по внутреннейшине данных к портам RS-422 и работают на скорости передачи данных 6.125 Мбит/с. Один порт RS-422 подключен к общей шине передачи данных, которая одновременно обслуживает остальные модули - БАД-256, БВН-8, БВНК-6-1А-1Н, работающие на скорости 921600 бит/с.

Модули БГД-6 и БАД-256 позволяют устанавливать следующие параметры и режимы работы:

- нижний порог дискриминации сигналов с альфа- и гамма-детекторов от 0 до 1 В;
- режекция наложенных сигналов с гамма-детектора (вкл/выкл);
- защитное время после наложений сигналов с гамма-детектора;
- длительность сбора заряда сигнала с гамма-детектора;
- длительность в диапазоне от 20 до 80 нс и сдвиг в диапазоне от 0 до 40 нс временного окна регистрации АГС относительно сигнала с альфа-детектора;
- измерение только АГС или дополнительное измерение гамма-спектров без совпадений одновременно с измерениями АГС;
- измерение счета альфа-частиц каждым пикселием альфа-детектора.

В модуле БАД-256 импульсы точной временной отметки для формирования временного окна с каждого канала объединяются в схеме “ИЛИ”. Синхронность поступления этих импульсов относительно сигналов на входах Y модуля обеспечивает минимальный разброс значений временного окна для всех сработавших пикселей альфа-детектора. Измерение этого разброса путем регистрации времени АГС между сигналами с различных пикселей альфа-детектора и гамма-детектором показали, что отклонение времени АГС для различных Y-стрипов альфа-детектора не превышает 0.4 нс, что гораздо меньше минимального размера временного окна (20 нс).

4. ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМЫ СБОРА ДАННЫХ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧЕ ДАННЫХ

В идеальных условиях скорость передачи АГС с системы сбора данных в ЭВМ должна быть равна скорости их регистрации, которая должна совпадать со скоростью наработки АГС. На практике это не выполняется по следующим причинам:

- наложения сигналов с гамма-детектора, поскольку они подчиняются закону Пуассона и могут следовать через сколь угодно малые интервалы времени;
- наложения во временном окне совпадений сигналов с альфа-детектора, которые также подчиняются закону Пуассона;
- конечное мертвое время при регистрации сигналов с гамма-детектора, причем при реекции наложенных сигналов мертвое время увеличивается;
- ограниченные размер буфера и скорость порта для передачи данных;
- временные затраты на обработку и сохранение данных ЭВМ.

Для определения зависимости между скоростью поступления сигналов с детекторов ядерного излучения и скоростью передачи АГС модулями БГД-6, а также измерения предельной скорости передачи АГС были проведены тестовые эксперименты на многодетекторной установке с меченными нейтронами для анализа горных пород, включающей генератор меченых нейтронов с 256-пиксельным альфа-детектором стрипового типа (16 X-стрипов, 16 Y-стрипов) и гамма-детекторы с BGO-сцинтиллятором диаметром 76 мм и высотой 63 мм. В связи с относительно низкой скоростью счета гамма- и альфа-детекторов в штатной геометрии установки для увеличения скорости генерации АГС четыре гамма-детектора выдвинуты в поток меченых нейтронов, причем положения гамма-детекторов были отрегулированы таким образом, что скорости регистрации АГС были примерно одинаковы для каждого гамма-детектора. Это позволяло тестировать эффективность параллельного сбора данных без поправок на индивидуальные скорости счета гамма-детекторов. Сигналы с каждого гамма-детектора поступали в модуль "Сплиттер", представляющий собой четырехканальный повторитель-разветвитель сигналов 1:3, т.е. сигналы с каждого из четырех входов разветвлялись на 3 выхода модуля "Сплиттер" без изменения амплитуды и частотных характеристик сигнала. С точки зрения регистрации АГС это эквивалентно подключению к модулям БГД-6 двенадцати гамма-детекторов с почти одинаковой загрузкой.

Конфигурация системы МАВР для проведения экспериментов была аналогичной представленной на рис. 2. Гамма- и альфа-детекторы, а также нейтронный генератор питались от модуля высоковольтного питания БВНК-6-1А-1Н. Для определения предельной загрузки одного модуля БГД-6 измерялась скорость передачи АГС в ЭВМ при подключении сигналов с гамма-детекторов, прошедших через модуль "Сплиттер", на все шесть входов модуля БГД-6 в зависимости от потока нейтронного генератора. Поскольку гамма-детекторы находились в поле меченых нейтронов, средняя скорость совпадений сигналов с альфа- и гамма-детекторов примерно пропорциональна потоку нейтронного генератора. Поток нейтронного генератора определялся по центральному пикселию альфа-детектора, который обеспечивает абсолютную погрешность измерений около 5%. Данные считывались из буферной памяти модулей БГД-6 в циклическом режиме в следующей последовательности:

- команда запроса количества событий в буфере и получение ответа;
- передача запрошенного количества событий;
- запись переданных событий в оперативную память ЭВМ.

Примерно раз в 10 секунд данные записывались в файл на жесткий диск ЭВМ и очищалась оперативная память. Из полученной зависимости скорости счета АГС от потока нейтронного генератора (рис. 4) следует, что в приведенном графике можно выделить два участка — почти линейную зависимость до достижения предельной скорости передачи около $5 \cdot 10^4$ событий/с и пологую зависимость выше. Наличие предельного значения скорости передачи обусловлено полным заполнением буфера модуля БГД-6 между запросами количества событий в буфере из-за относительно низких скоростей передачи данных и записи данных в файл на жесткий диск. Мертвое время при регистрации АГС составляет около 2.1 мкс, а максимально достижимая скорость регистрации АГС модулем БГД-6 существенно выше предельной скорости их передачи. Например, при имитации сигналов с альфа- и гамма-детекторов с помощью генератора периодических импульсов максимальная скорость регистрации АГС составила $4.67 \cdot 10^5$ с⁻¹.

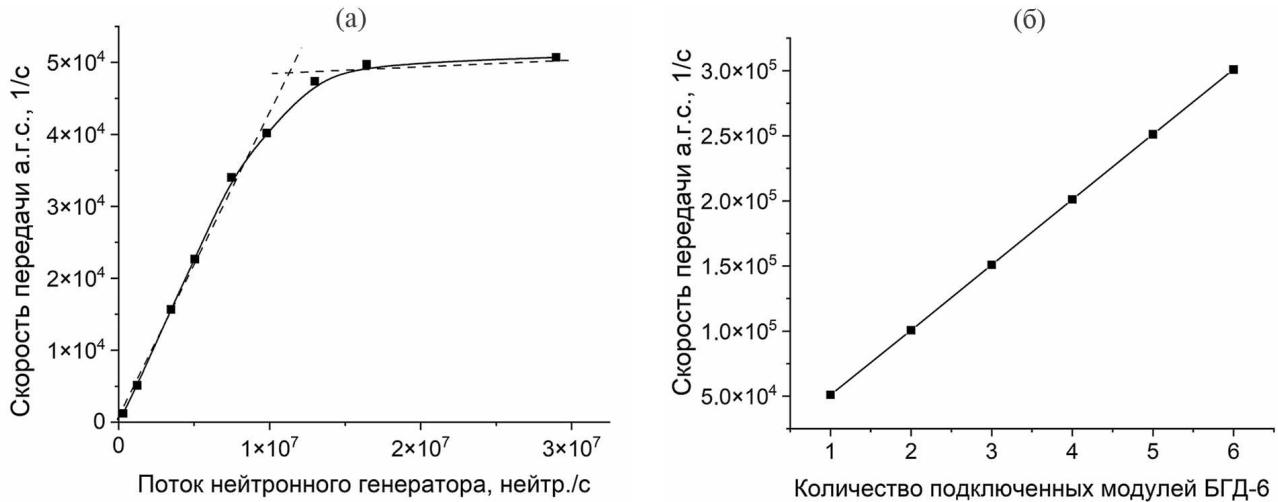


Рис. 4. Зависимость скорости альфа-гамма-совпадений, регистрируемых одним модулем БГД-6, от потока нейтронного генератора (а) и от количества подключенных модулей БГД-6 при потоке нейтронного генератора $7\cdot10^7$ нейтронов/с (б).

Предельная скорость передачи данных в перевесе на один гамма-детектор составила более $8\cdot10^3$ событий/с, что полностью перекрывает требуемые значения для практических всех известных применений устройств с меченными нейтронами. В случае необходимости средняя скорость передачи данных может быть увеличена за счет использования оперативной памяти ЭВМ для накопления данных (без времязатратной записи их на жесткий диск).

Для измерения скорости передачи АГС при параллельном сборе данных постепенно увеличивалось количество модулей БГД-6, подключенных к приемо-передающему модулю БПК-8. Сигналы от модуля “Сплиттер” подавались на два входа каждого модуля, что эквивалентно подключению двух гамма-детекторов. Поток нейтронного генератора соответствовал максимальной скорости передачи АГС для одного модуля (рис. 4а). На рис. 4б видно, что зависимость скорости передачи АГС от количества модулей возрастала линейно, из чего можно сделать вывод об отсутствии потерь при параллельной передаче данных. Максимальная скорость передачи АГС для шести модулей составила около $3\cdot10^5$ с⁻¹.

В одном крейте может располагаться до 7 модулей БГД-6 (дополнительный модуль устанавливается вместо модуля высоковольтного питания БВНК-6-1А-1Н), что позволяет подключать

до 42 гамма-детекторов. При необходимости дальнейшего увеличения количества гамма-детекторов можно наращивать количество крейтов с модулями БГД-6 с аналогичной схемой сбора данных. При этом необходимо, чтобы каждый модуль синхронно получал сигналы от модуля БАД-256 (логические импульсы временного окна и 12-битного кода адреса пикселя альфа-детектора). Технически это можно сделать путем распараллеливания электрического интерфейса модуля БАД-256 на кросс-платы других крейтов. Таким способом можно обеспечить регистрацию и передачу данных без потери качества измерения и аддитивное наращивание скорости передачи АГС при подключении практически любого количества гамма-детекторов.

5. ВЫВОДЫ

Для актуальных применений метода меченых нейтронов для поиска взрывчатых веществ в крупногабаритных объектах и транспортных средствах, обнаружения алмазов в кимберлитовой руде требуется обеспечить скорость регистрации и передачи АГС до $3\cdot10^5$ с⁻¹ при скорости прихода альфа-частицы более $6\cdot10^6$ с⁻¹ и потоке генератора меченых нейтронов $1\cdot10^8$ с⁻¹. Создана система сбора данных МАВР на основе магистрально-модульного принципа, позволяющая в одном крейте подключать до семи шестиканальных модулей БГД-6, соответственно,

до 42 гамма-детекторов, с параллельным сбором данных от модулей. Каждый модуль соединен с общей кросс-платой, по которой поступают логические импульсы временного окна и 12-битного кода адреса пикселя альфа-детектора от модуля БАД-256, регистрирующего сигналы от многопиксельного альфа-детектора.

Экспериментально достигнутая предельная скорость передачи АГС при подключении шести модулей БГД-6 составила около $3 \cdot 10^5$ с⁻¹, что в несколько раз превышает предельную скорость передачи существующих систем сбора данных для метода меченых нейтронов. Общая скорость передачи АГС была равна сумме скоростей передачи АГС отдельными модулями, таким образом, параллельная передача данных происходила без потери аддитивности. За счет буферизации данных скорость передачи АГС линейно зависела от потока нейтронного генератора до достижения предельного значения. Возможно дальнейшее увеличение количества гамма-детекторов путем наращивания количества крейтов с модулями БГД-6 и распараллеливания электрического интерфейса модуля БАД-256 на кросс-платы других крейтов.

Модуль БАД-256 в составе МАВР дополнительно регулирует ширину и сдвиг временного окна для регистрации АГС, измеряет количество срабатываний каждого пикселя альфа-детектора. Это позволяет с высокой точностью измерять поток нейтронного генератора, который однозначно связан со скоростью счета пикселей альфа-детектора. Временное окно может быть уменьшено до 20 нс для снижения вероятности наложений сигналов альфа-детектора во временном окне, при этом разброс временной отметки для различных пикселей альфа-детектора не превышает 0.4 нс. МАВР позволяет одновременно со спектром совпадений регистрировать гамма-спектр без совпадений и по нему определять спектр фона случайных совпадений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Barmakov Yu., Batyaev V., Bogolyubov E., Gavryuchenkov A., Karetnikov M., Ryzhkov V., Yurkov D.* // RAD Conference Proceedings. 2016. V. 1. P. 40.
<http://doi.org/10.21175/RadProc.2016.11>
- Быстрицкий В.М., Замятин Н.И., Зубарев Е.В., Рапацкий В.Л., Рогов Ю.Н., Романов И.В., Садовский А.Б., Саламатин А.В., Салмин Р.А., Сапожников М.Г., Сафонов М.В., Седин А.Н., Слепнев В.М., Шмелев А.В.* // Сборник докладов международной научно-технической конференции “Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе”. М.: ВНИИА, 2012. С. 538.
- Perot B., Carasco C., Bernard S., Mariani A., Szabo J.-L., Sannie G., Roll Th., Valkovic V., Sudac D., Viestid G., Lunardon M., Bottosso C., Fabris D., Nebbia G., Pesente S.* // Nucl. Instrum and Methods. 2008. V. A588. P. 307.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.01.097>
- Fontana C., Carnera A., Lunardon M., Pino F., Sada C., Soramel F., Stevanato L., Nebbia G., Carasco S., Perot B., Sardet A., Sannie G., Iovene A., Tintori C., Grodzicki K., Moszyński M., P. Sibczyński, Swiderski L., Moretto S.* // International Journal of Modern Physics: Conference Series. 2018. V. 48. P. 1860125-1.
<https://doi.org/10.1142/S2010194518601254>
- Bystritsky V.M., Nikitin G.M., Rogov Yu.N., Sadovsky A.B., Sapozhnikov M.G.* // Proceedings of International Mineral Processing Council IMPC 2018. Canadian Institute of Mining, Metallurgy and Petroleum, 2019. P. 683.
- Сапожников М.Г.* // Сборник докладов международной научно-технической конференции “Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе”. М.: ВНИИА, 2012. С. 582.
- Barmakov Yu., Batyaev V., Bogolyubov E., Gavryuchenkov A., Karetnikov M., Yurkov D., Ryzhkov V.* // RAD Conference Proceedings. 2016. V. 1. P. 40.
<http://doi.org/10.21175/RadProc.2016.11>
- Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А.* Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- Lunardon M., Bottosso C., Fabris D., Moretto S., Nebbia G., Pesente S., Vesti G., Bigongiary A., Colonna A., Tintori C., Valcovich V., Sudac D., Peerani P., Sequeria V., Salvano M.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2007. V. 261. P. 391.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.03.072>
- Fontana C., Carnera A., Lunardon M., Pino F., Sada C., Soramel F., Stevanato L., Nebbia G., Carasco S., Perot B., Sardet A., Sannie G., Iovene A., Tintori C., Grodzicki K., Moszyński M., Sibczyński P., Swiderski L., Moretto S.* // Physics Procedia. 2017. V. 90. P. 279.
<https://doi.org/10.1016/j.phpro.2017.09.010>
- Ruskov I., Kopach Yu., Bystritsky V., Skoy V., Grozdanov D., Fedorov N., Tretyakova T., Aliev F., Hramco C., Slepnev S., Zamyatin N., Gandhi A., Wang D., Kumar A., Zubarev E., Bogolubov E., Barmakov Yu.* // EPJ Web of Conferences. 2021. V. 256. P. 00014.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/202125600014>

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ МИШЕНЕЙ ГЕНЕРАТОРОВ НЕЙТРОНОВ

© 2024 г. Е. Д. Вовченко^{a,*}, К. И. Козловский^a, Р. П. Плешакова^a, А. А. Рухман^a,
А. Е. Шиканов^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: edvovchenko@mail.ru

Поступила в редакцию 17.04.2023 г.

После доработки 30.06.2023 г.

Принята к публикации 05.08.2023 г.

Обсуждается возможность использования кристаллов синтетического алмаза в качестве чувствительного элемента термодатчиков резистивного типа, разрабатываемых для контроля нагрева мишени в генераторе нейтронов. Приведены сведения о конструкции и технологии изготовления макетного образца термодатчика, а также данные экспериментального исследования его динамических характеристик. На примере генератора нейтронов, разработанного на базе сильноточного ускорительного диода, предложена схема термоконтроля нейтронно-образующей мишени.

DOI: 10.31857/S0032816224010023, EDN: GCPNUE

Работа посвящена вопросам контроля температуры мишени нейтронного генератора (НГ) на базе малогабаритного диодного ускорителя дейtronов [1, 2]. В процессе его работы в непрерывном или импульсно-периодическом режиме при высокой плотности потока ускоренных дейtronов мишень нагревается и деградирует из-за термодесорбции содержащихся в ней изотопов водорода, что существенно сокращает срок службы НГ [3]. Для мониторинга температурного режима мишени потребовалась разработка термодатчика, обладающего такими свойствами, как радиационная и термохимическая стойкость, механическая прочность, малые габариты и невысокая стоимость. Подобным требованиям вполне отвечают монокристаллы синтетического алмаза (СА), которые могут работать в диапазоне температур возможного нагрева мишени генераторов нейтронов (100–500) °C [3] и, как всякий алмазный детектор, отличаются высокой радиационной стойкостью [4].

В данной работе отбор экспериментальных образцов кристаллов для изготовления СА-термодатчиков резистивного типа и проверки возможности с их помощью контролировать степень нагрева мишени осуществлялся из “крошки” синтетических алмазов. Выбирались ее отдельные фрагменты, имеющие форму кристалла с двумя параллельными гранями. При этом размер грани не превышал (0.7–0.9) мм. Предварительный эксперимент показал, что выбранные образцы могут эффективно работать в качестве чувствительных элементов термодатчика мишени НГ вплоть до температуры 500 °C.

При разработке экспериментального образца термодатчика крайне важно создание на противоположных гранях кристалла двух контактов (инжектирующего и сигнального), влияющих на удельное сопротивление чувствительного элемента. Для решения этой задачи использовался опыт изготовления альфа-детекторов на базе синтетических алмазов, предназначенных

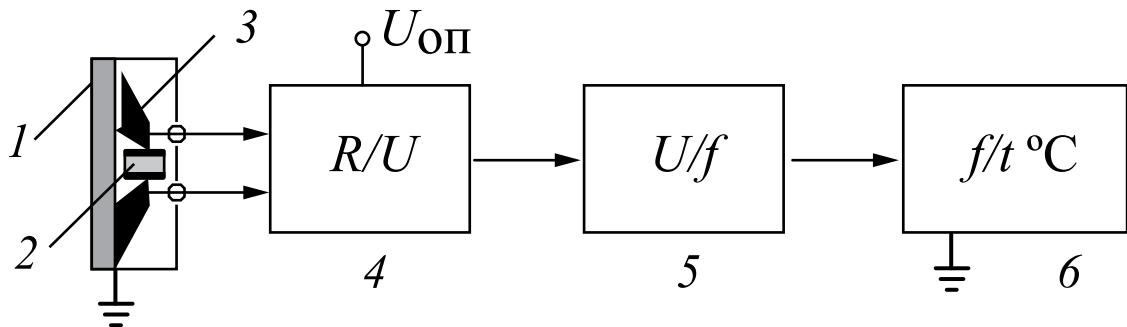


Рис. 1. Схема установки для измерения температуры мишени на основе СА-термодатчика: 1 – мишень, 2 – СА-термодатчик, 3 – держатели кристалла, 4 – блок формирования опорного напряжения, 5 – преобразователь напряжение–частота, 6 – цифровой индикатор температуры.

для мониторинга нейтронного потока ускорительной трубы [5]. Для изготовления контактов была также позаимствована технология лазерного напыления, реализуемая на базе твердотельных импульсных лазеров. Следует отметить возможность одновременного использования в НГ как СА-термодатчика, так и альфа-детектора нейтронного потока.

С целью исследования рабочих характеристик СА-термодатчиков и определения особенности их функционирования в системе контроля температуры мишени нейтронного генератора был создан лабораторный экспериментальный стенд. Его блок-схема представлена на рис. 1.

В результате проведенных на лабораторной установке измерений найдена зависимость электрического сопротивления СА-термодатчика от температуры, определяющая принципиальную возможность эффективно осуществлять контроль нагрева мишени в процессе работы нейтронного генератора в непрерывном или импульсно-периодическом режиме. На рис. 2 представлены примеры такой зависимости для двух термодатчиков. Различие в поведении экспериментальных графиков обусловлено тем, что кристаллы СА немного различались размерами и имели разный процент загрязнения примесями.

Обработка полученных данных осуществлялась методом наименьших квадратов. Максимальная погрешность измерения сопротивления исследуемых СА-термодатчиков в рабочем диапазоне температур от 50 до 350 °C не превышала 20% при доверительной вероятности 0.95. Как видно на рис. 2, температурные

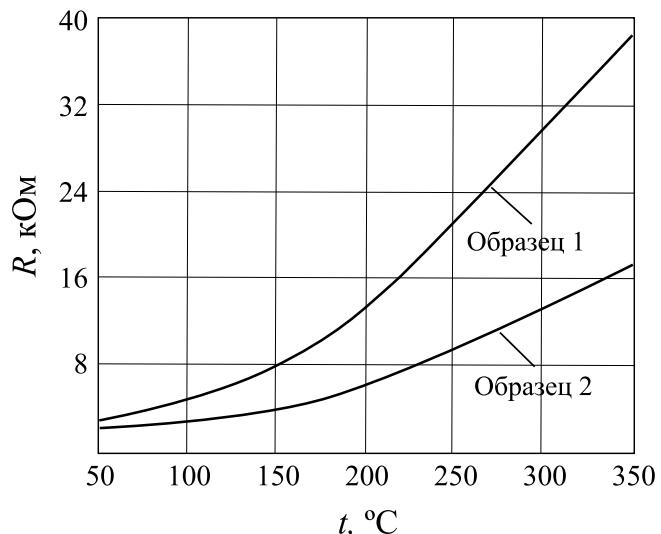


Рис. 2. Усредненные зависимости электрического сопротивления от температуры для двух экспериментальных образцов термодатчиков.

зависимости электрического сопротивления термодатчиков на базе синтетических алмазов во всем указанном диапазоне температур пригодны для эффективной градуировки результатов измерений в пределах указанной погрешности, что свидетельствует о возможности индикации температуры мишени НГ.

Особенность работы СА-термодатчика в схеме контроля температуры мишени НГ связана с передачей данных по линии связи, длина которой может достигать десятков метров. При этом можно использовать либо волоконно-оптическую линию связи, либо проводную линию. Волоконно-оптическая линия связи обеспечивает высокую защищенность от помех и гальваническую развязку, но требует больших затрат по сравнению с проводными линиями,

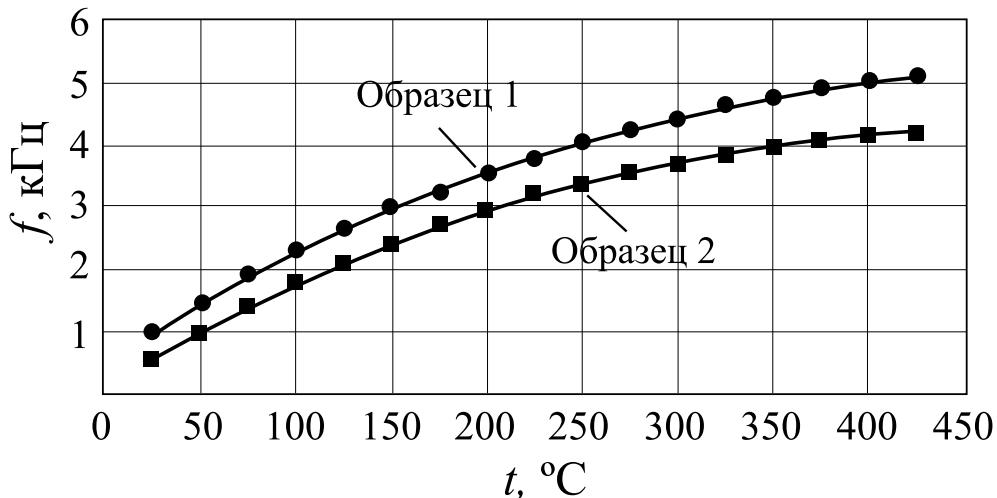


Рис. 3. Зависимости частоты от температуры для двух образцов СА-термодатчиков, измеренные с применением модуля ПНЧ.

для которых с целью защиты от помех широко применяются различные методы модуляции сигнала. В нашей работе для уменьшения влияния паразитных токов утечки при передаче полезного сигнала в качестве одного из возможных решений применена проводная линия и простая схема, основу которой составляет модуль преобразования напряжения в частоту.

Преобразователь напряжение–частота (ПНЧ) выполнен по стандартной схеме, использующей интегратор Миллера и стандартный таймер серии 555. Эта схема и принцип ее работы достаточно подробно рассмотрены в литературе и не требуют подробных пояснений [6]. Линейность зависимости $f(U_{\text{вх}})$ обеспечивается реализацией источника тока на базе операционного усилителя. Входное напряжение, согласно закону Ома, пропорционально сопротивлению R на входе интегратора и току I , задающему темп зарядки его емкости C . Напряжение на конденсаторе управляет таймером. Наличие в таймере компараторов, разряжающего ключа и опорных уровней напряжения используется для формирования последовательности выходных импульсов с частотой

$$f = \frac{U_{\text{вх}}}{R \cdot C \cdot 0.33U_{\text{пп}}},$$

где $U_{\text{пп}}$ – напряжение питания, $U_{\text{вх}}$ – входное напряжение, R – сопротивление.

Подстройка величины сопротивления R позволяет калибровать соотношение между

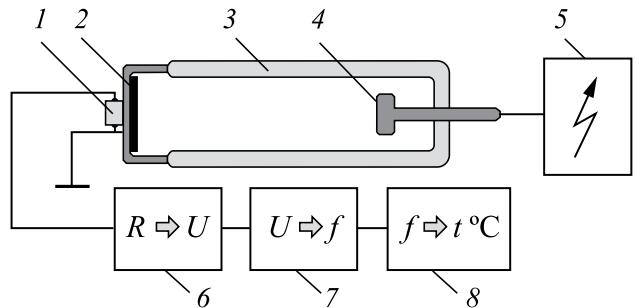


Рис. 4. Схематическое изображение НГ с отпаянной ускорительной трубкой (с “заземленной” мишенью) и термодатчика на базе кристалла синтетического алмаза: 1 – СА-термодатчик, 2 – мишень ускорительной трубки, 3 – изолятор корпуса трубы, 4 – источник ионов, 5 – высоковольтный блок питания НГ, 6 – блок формирования напряжения, 7 – ПНЧ, 8 – цифровой индикатор температуры.

частотой и входным напряжением. Результаты работы модуля ПНЧ иллюстрирует рис. 3.

Для анализа пригодности СА для контроля температуры была проведена серия из 30 измерений с различными термодатчиками. При этом характер полученных зависимостей в целом соответствовал кривым, представленным на рис. 2 и 3. Два измерения из указанных тридцати привели к неадекватным результатам, связанным с вероятным использованием недоброкачественных кристаллов.

На рис. 4. представлена возможная схема мониторинга температуры мишени НГ. Корпус ускорительной трубы НГ состоит из двух частей: металлической, на торец которой нанесен

активный слой мишени 2, и высоковольтного изолятора 3. При этом используется электрическая схема высоковольтного питания НГ с так называемой “заземленной” мишенью, потому что СА-термодатчик 1 должен крепиться непосредственно на подложке мишени.

Измерительная часть состоит из блока формирования напряжения 6, преобразователя напряжение–частота 7 и цифрового индикатора температуры 8. В эксплуатационном варианте представляется полезным дополнить схему микропроцессором для передачи данных по USB-шине в персональный компьютер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е., Ворогушин Б.Ю., Свистунов Ю.А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. Линейные ускорители для генерации тормозного излучения и нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 2009.
2. Shikanov A.E. Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 4. P. 377.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X21040085>
3. Vovchenko E.D., Kozlowskiy K.I., Pleshakova R.P., Shikanov A.E., Yakovlev O.V. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 1780.
<https://doi.org/10.1134/S1063778822100635>
4. Артемьев К.К., Красильников А.В., Кормилицын Т.М., Родионов Н.Б. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1183.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600480>
5. Плешакова Р.П. Исследование возможности создания частотных ускорительных трубок с α -детекторами на основе синтетических алмазов // Научная сессия МИФИ–2004. Сборник научных трудов, Москва, 2004. № 7. С. 166.
6. Gyula Dioszegi // РадиоЛоцман. 2014. Т. 12. С. 72.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ГОДОСКОП

© 2024 г. В. И. Алексеев^a, В. А. Басков^{a,*}, Е. А. Варфоломеева^a,
В. А. Дронов^a, А. И. Львов^a, А. В. Кольцов^a, Ю. Ф. Кречетов^b,
В. В. Полянский^a, С. С. Сидорин^a

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

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

*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru, paxra1@mail.ru

Поступила в редакцию 17.03.2023 г.

После доработки 28.06.2023 г.

Принята к публикации 07.07.2023 г.

Представлены результаты исследований характеристик модуля сцинтилляционного времязадерживающего гадоскопа длиной 50 см. Определено, что координатное разрешение и эффективность регистрации модуля зависят от напряжений на делителях напряжений фотоэлектронных умножителей и расстояния от точки прохождения частицы до фотоэлектронных умножителей. Тестирования модуля с помощью пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН с энергией 20 МэВ и с помощью радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ показали, что минимальные значения координатного разрешения составили $\sigma_x \approx 0.1$ см и $\sigma_z \approx 1.30$ см соответственно, а эффективность регистрации достигает величины $\varepsilon \approx 53\%$.

DOI: 10.31857/S0032816224010036, EDN: GBJZXE

1. ВВЕДЕНИЕ

С целью нового поиска аномальных лептонов, начавшегося еще в 60-х годах, на тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя “Пахра” ФИАН создана экспериментальная установка (рис. 1) [1], в которой для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется времязадерживающая методика. Для определения импульса и энергии частиц используются координатные сцинтилляционные гадоскопы (Γ_1 и Γ_2), определяющие координату частицы в горизонтальной плоскости, и сцинтилляционный спектрометр. В ранней версии установки использовался сцинтилляционный спектрометр размером $200 \times 200 \times 200$ мм³, перед которым располагался Γ_2 , состоящий из 8 каналов (размер канала $20 \times 50 \times 5$ мм³) и перекрывающий в горизонтальной плоскости область перед сцинтилляционным спектрометром, равную 16 см.

Для увеличения энергетического диапазона регистрируемых частиц к существующему сцинтилляционному спектрометру в горизонтальной плоскости был добавлен дополнительный блок таких же размеров. В этом случае область регистрации частиц увеличилась до 40 см. Для перекрытия увеличенной области регистрации частиц и снижения количества каналов регистрации было решено использовать гадоскоп с определением координаты прохождения частицы времязадерживающим методом.

2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ГОДОСКОП

С этой целью был создан сцинтилляционный времязадерживающий гадоскоп (СВПГ) (рис. 2), состоящий из 8 каналов, представляющих из себя набор из 8 палочек 3 или модулей из оргстекла на основе полиметилметакрилата (ПММА) с добавкой нафталина

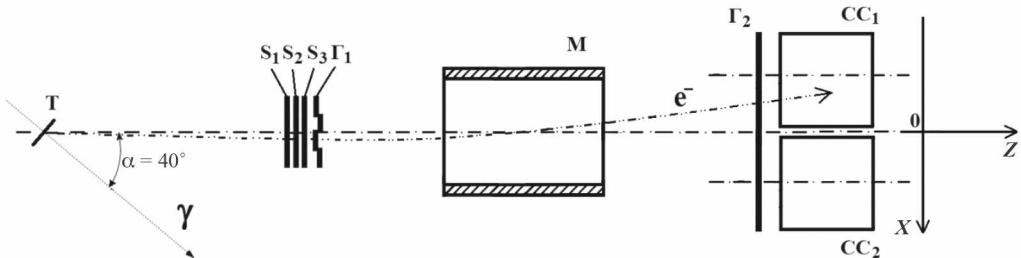


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по поиску тяжелого лептона на ускорителе ФИАН “Пахра”: Т – медная мишень; S_1 – S_3 – сцинтилляционные счетчики; Γ_1 и Γ_2 – сцинтилляционные годоскопы; М – постоянный магнит; CC_1 и CC_2 – сцинтилляционные спектрометры.

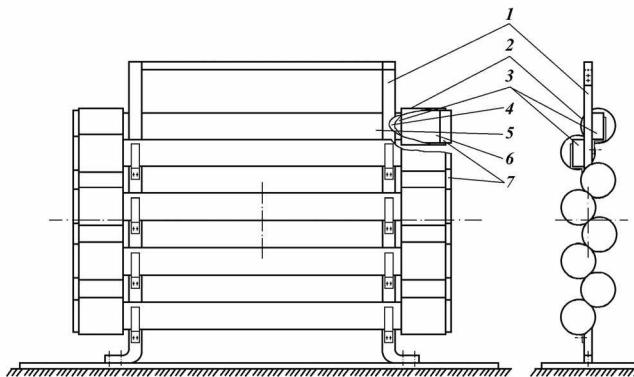


Рис. 2. Схема СВПГ: 1 – дюоралюминиевый каркас, 2 – светозащитный кожух ФЭУ, 3 – сцинтилляционная палочка, 4 – металлизированный майлар, 5 – черная бумага, 6 – ФЭУ-85, 7 – делитель напряжения ФЭУ.

в качестве сцинтиллятора [2]. Размер каждого модуля $1.7 \times 50 \times 1$ см³. Модули расположены друг за другом в вертикальной плоскости, рабочие грани модуля шириной 1.7 см и длиной 50 см (1.7×50 см²) располагаются параллельно выходной грани межполюсного промежутка магнита М. Каждый модуль с противоположных торцов шириной 1 см и высотой 1.7 см просматривается двумя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-85 6 с делителями напряжений 7, спаянными по стандартной схеме. Все грани модуля отполированы и, кроме торцевых граней, на которых расположены ФЭУ, обернуты металлизированным майларом 4 и светозащитной черной бумагой 5.

3. КАЛИБРОВКА СВПГ РАДИОАКТИВНЫМ ИСТОЧНИКОМ $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$

Предварительно с помощью радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ с максимальной и средней

энергией электронов 2.2 МэВ и около 1 МэВ соответственно были исследованы характеристики единичного модуля. Основными целями тестирования являлись определение зависимости координатного разрешения (σ_x) и эффективности регистрации электронов (ϵ) от напряжений на ФЭУ (левого U_l и правого U_r) и положения радиоактивного источника (x) на рабочей грани модуля.

Схема тестирования модуля с помощью радиоактивного источника представлена на рис. 3а. За радиоактивным источником R располагался свинцовый коллиматор K (толщина 1.5 мм, диаметр отверстия 10 мм) и сцинтилляционный триггерный счетчик S_1 (размер $15 \times 15 \times 1$ см³) со стандартным делителем напряжения. Модуль располагался за счетчиком S_1 с рабочей гранью 1.7×50 см². Расстояние между K и рабочей гранью составляло не более 1 мм.

Сигнал *Start* с триггерного счетчика S_1 через формирователь Φ_1 и задержку Z_1 подавался на запуск 4-ходового время-цифрового преобразователя (ВЦП) (рис. 3а). На входы *Анализ* через формирователи Φ_2 , Φ_3 и задержки Z_2 , Z_3 подавались сигналы от двух ФЭУ, C_1 и C_2 , расположенных на торцах модуля. Сигнал *Start* также являлся сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы САМАС проводилась запись сигналов с ФЭУ модуля в память компьютера (ПС). Время набора статистики составляло $t = 300$ с. При напряжении $U_{S1} = 1000$ В на делителе напряжения счетчика S_1 рабочий счет (наличие радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ перед коллиматором K) и шумовой счет (отсутствие радиоактивного

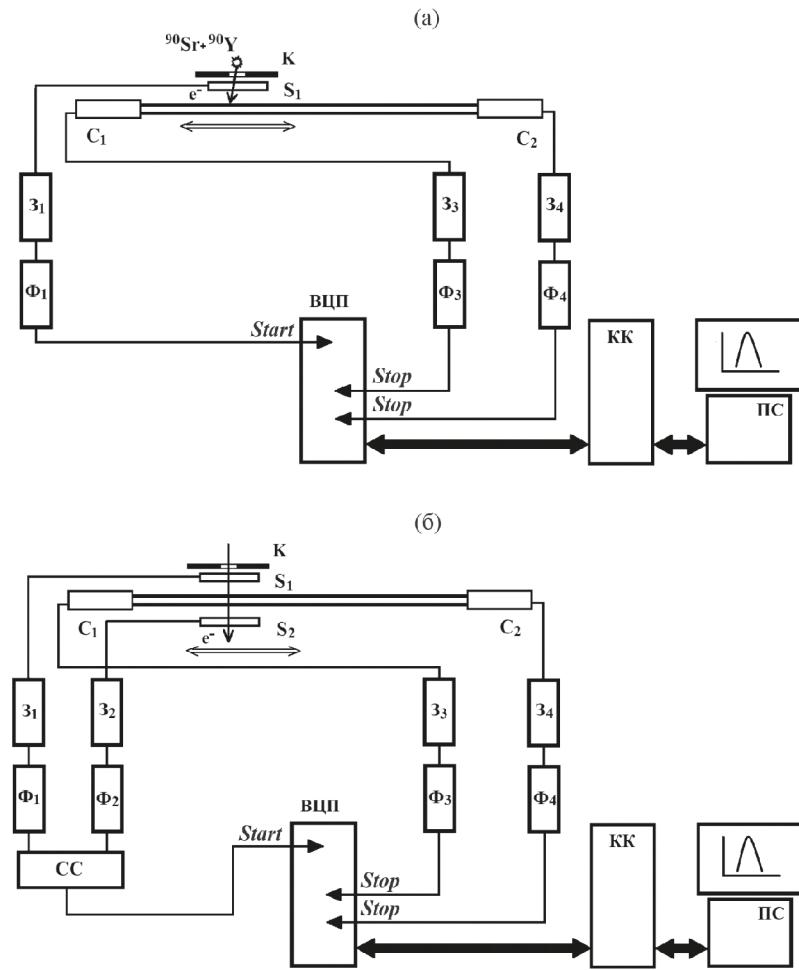


Рис. 3. Схемы калибровки СВПГ: **а** – калибровка с помощью радиоактивного источника; **б** – калибровка с помощью вторичного электронного пучка. S_1 и S_2 – триггерные сцинтилляционные счетчики; K – свинцовый коллиматор; C_1 , C_2 – каналы СВПГ; Z_1 – Z_4 – блоки временных задержек; Φ_1 – Φ_4 – блоки формирователей со следящим порогом; CC – схема совпадений; VCP – время-цифровой преобразователь; $Start$ – сигнал запуска блока VCP ; $Stop$ – временные сигналы с каналов C_1 и C_2 СВПГ; KK – крейт-контроллер системы SAMAC; PC – персональный компьютер.

источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ перед коллиматором K) составляли $N_p \sim 1100 \text{ c}^{-1}$ и $N_u \sim 3 \text{ c}^{-1}$ соответственно.

Типичное распределение координат при расположении радиоактивного источника по центру модуля ($x = 0$) показано на рис. 4а. Координатное разрешение в данной точке без вычета диаметра отверстия коллиматора составило $\sigma_x = \sigma_{\text{Sr}+Y} \approx 2.3 \text{ см}$. Распределения координат получены в два этапа. На первом этапе при заданной координате положения радиоактивного источника (в данном случае $x = 0$) определялись спектры времени прихода света от точки взаимодействия электронов с модулем до обоих ФЭУ. По полученным времененным спектрам определялись средние времена прохождений

света ($\langle t_{l(r)} \rangle$) от источника до каждого из ФЭУ. На втором этапе с помощью простой формулы определялась координата положения радиоактивного источника: $x = (x_l + x_r)/2$, где x_l и x_r – координаты положения источника, определенные по времени прихода света от точки взаимодействия электрона с модулем до каждого из ФЭУ ($x_{l(r)} = x_0(1 - t_{l(r)}/\langle t_{l(r)} \rangle)$, где x_0 – положение источника по центру модуля ($x_0 = 25 \text{ см}$), $t_{l(r)}$ – время прохождения света от источника до левого (правого) фотокатода ФЭУ, измеренное с помощью ВЦП (канал ВЦП), $\langle t_{l(r)} \rangle$ – среднее время прохождения света от источника до фотокатода ФЭУ, являющееся средним каналом временно-го спектра левого (правого) ФЭУ (канал ВЦП).

На рис. 5 представлены зависимости координатного разрешения модуля СВПГ (σ_x) от напряжения на делителях напряжения ФЭУ (1 – левого, 2 – правого) при положении радиоактивного источника по центру модуля $x = 0$. Диаметр коллиматора К на данном и последующих рисунках вычен. Видно, что с увеличением напряжений на делителях напряжений ФЭУ координатное разрешение СВПГ ухудшается. Можно предположить, что хорошее координатное разрешение ($\sigma_x \approx 1.0 - 1.2$ см) при относительно небольших напряжениях ($U \approx 800 - 1100$ В) связано с регистрацией ФЭУ прямого света от электронного трека в сцинтилляторе модуля, т. е. в общем количестве регистрируемого света величина света, связанного с внутренним отраженным светом от граней сцинтилляционной пластины, небольшая. При увеличении напряжения ($U > 1100$ В) ФЭУ начинают регистрировать более слабый отраженный свет и, несмотря на увеличение общей величины отраженного света, число флюктуаций в поглощении света модулем увеличивается, что ведет к увеличению неточности в определении координаты точки регистрации электрона.

На рис. 6 представлена зависимость эффективности регистрации электронов модулем СВПГ (ε) от напряжений на делителях напряжений ФЭУ при $U = U_l = U_r$ и $x = 0$

$$\varepsilon = (N_{lr} / N) \cdot 100\%,$$

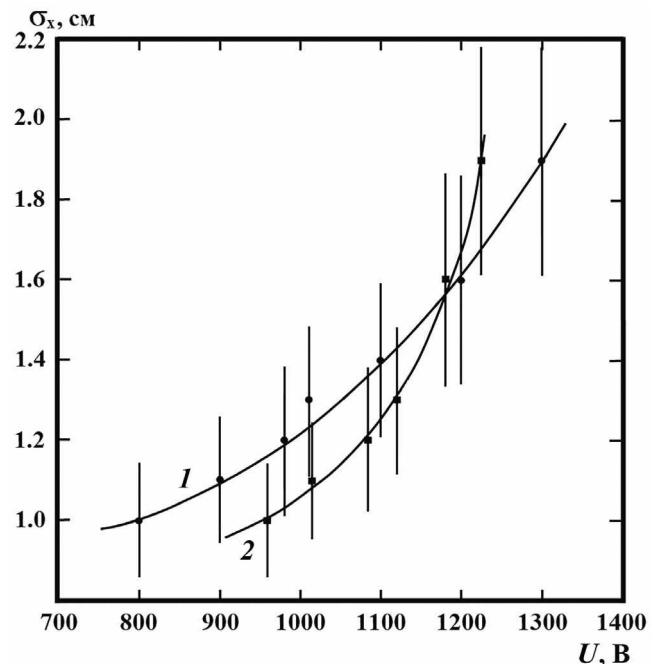


Рис. 5. Зависимости координатного разрешения модуля СВПГ от напряжений на делителях напряжения ФЭУ (1 – левого, 2 – правого) при положении радиоактивного источника по центру модуля ($x = 0$).

где N_{lr} – число отсчетов при одновременном срабатывании левого и правого ФЭУ СВПГ за время набора статистики, N – число отсчетов счетчика S также за время набора статистики. Видно, что, начиная с напряжения $U \approx 1000$ В, зависимость ε от U имеет тенденцию выхода на “плато”

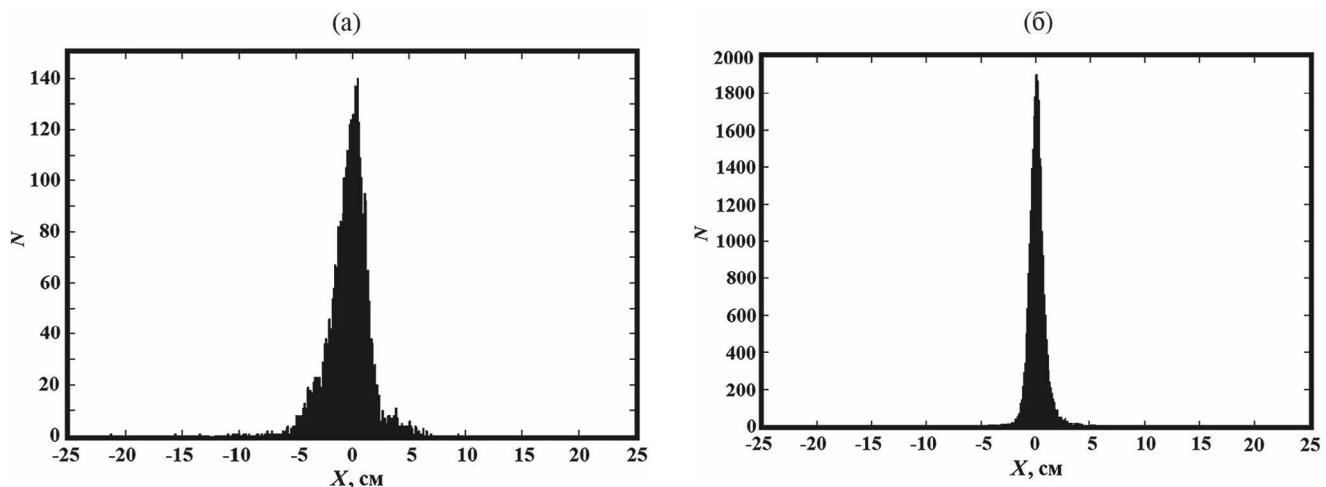


Рис. 4. Распределение координат, полученных с помощью модуля СВПГ, при положении по центру модуля ($x = 0$) радиоактивного источника (а) и счетчиков S_1 и S_2 в случае прохождения через СВПГ электронов с энергией 20 МэВ (б).

с величиной $\varepsilon \sim 9\%$. Ошибки величин ε (кривая 1) не превысили примерно 5%.

На рис. 7 представлено изменение σ_x модуля СВПГ в зависимости от положения радиоактивного источника на рабочей грани модуля 1 при напряжениях на делителях напряжения ФЭУ $U_1 = 1010$ В (кривая 1) и $U_r = 1120$ В (кривая 2). Видно, что наилучшее координатное разрешение $\sigma_x \approx 1.3$ см наблюдается в центре модуля ($x = 0$) и ухудшается к торцам до $\sigma_x \sim 2.2$ см. Диапазон изменения координатного разрешения от центра модуля к торцам составил $\Delta\sigma_x \sim 1$ см. Таким образом, полученное координатное разрешение оказалось не хуже ширины канала голографического микроскопа, используемого ранее [1].

4. КАЛИБРОВКА СВПГ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 20 МЭВ

Дальнейшие исследования координатного разрешения и эффективности регистрации модуля СВПГ были продолжены с применением пучка вторичных электронов, формируемых магнитом СП-3 ускорителя “Пахра” ФИАН [3].

Схема тестирования модуля с помощью пучка вторичных электронов представлена на рис. 3б. Пучок вторичных электронов с энергией 20 МэВ формировался свинцовым коллиматором К с диаметром входного отверстия 10

мм и регистрировался сцинтилляционными счетчиками S_1 и S_2 размером $15 \times 15 \times 1$ мм³ и модулем СВПГ. В этой схеме сигналом *Start* являлся сигнал со схемы совпадения (СС), которая формировала сигнал от совпадения сигналов со сцинтилляционных счетчиков S_1 и S_2 . Далее, сигнал *Start* подавался на запуск 4-ходового ВЦП. Сигналы *Stop*, подаваемые на входы *Анализ* через формирователи Φ_3 , Φ_4 и задержки Z_3 , Z_4 , являлись сигналами от двух ФЭУ, C_1 и C_2 , расположенных на торцах модуля СВПГ.

На рис. 4б представлено распределение координат прохождения вторичных электронов через модуль СВПГ при расположении коллиматора К и счетчиков S_1 и S_2 по центру модуля ($x = 0$). Координатное разрешение в данной точке без вычета диаметра отверстия коллиматора составило $\sigma_x = \sigma_e \approx 1.1$ см.

На рис. 6 показана также зависимость эффективности регистрации модулем СВПГ электронов вторичного электронного пучка 2 от напряжений на делителях напряжений ФЭУ ($U = U_1 = U_r$) при $x = 0$. Видно, что, как и в случае использования радиоактивного источника, начиная с $U \approx 1100$ В, зависимость ε от U имеет тенденцию выхода на “плато” с величиной $\varepsilon \sim 53\%$, т. е. примерно в 6 раз выше, чем при регистрации модулем электронов от радиоактивного источника. Это объясняется тем, что

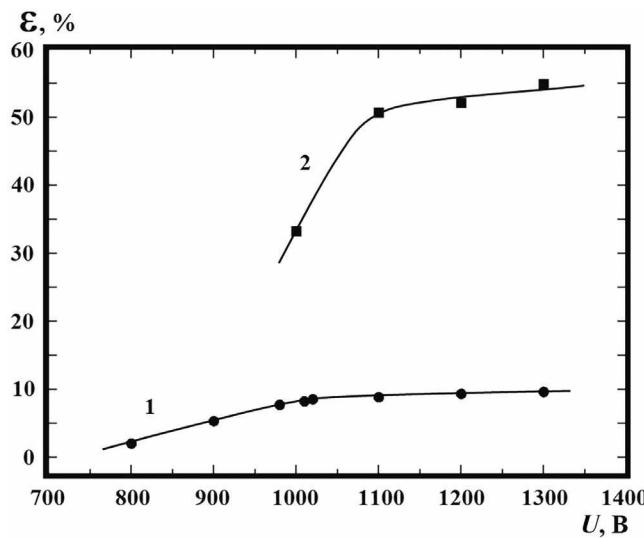


Рис. 6. Зависимость эффективности регистрации электронов модулем СВПГ от напряжений на делителях напряжений ФЭУ при $U = U_1 = U_r$ ($x = 0$) (электроны от радиоактивного источника (1); электронный пучок с энергией 20 МэВ (2)).

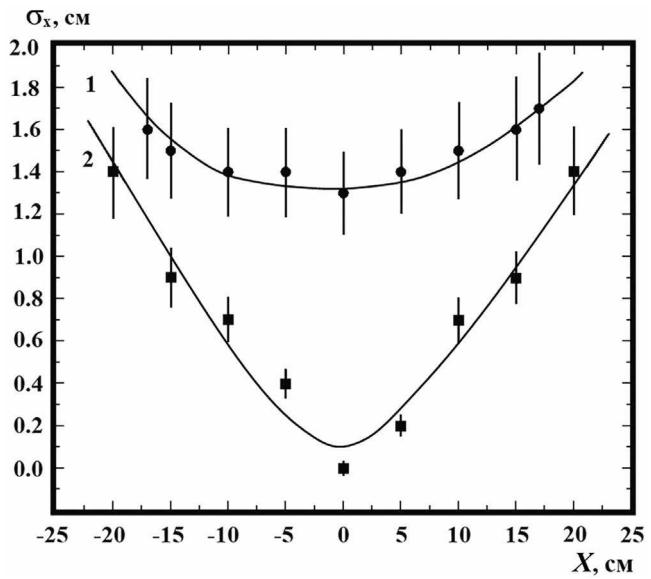


Рис. 7. Зависимость координатного разрешения модуля СВПГ от положения радиоактивного источника (1) и счетчиков S_1 , S_2 (2) на рабочей грани модуля СВПГ.

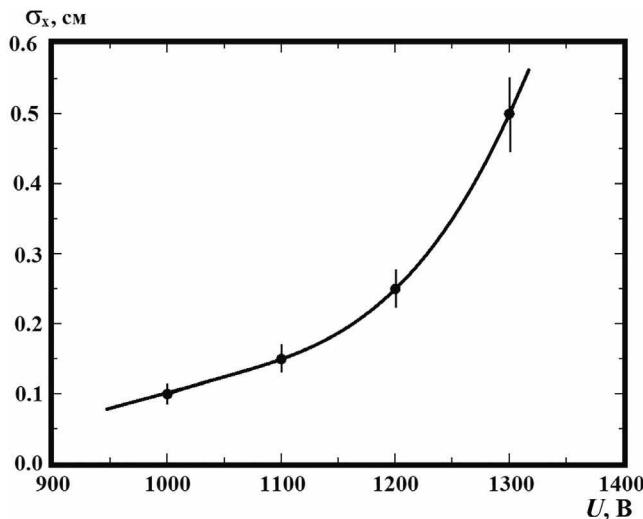


Рис. 8. Зависимость координатного разрешения модуля СВПГ от напряжения на делителях напряжения ФЭУ при $U = U_l = U_r$ и положении счетчиков S_1 и S_2 по центру модуля ($x = 0$).

средняя энергия электронов радиоактивного источника, равная примерно 1 МэВ, полностью поглощается модулем СВПГ, но при использовании вторичного электронного пучка 20 МэВ средняя энергия, поглощенная модулем толщиной 1 см, составляет около 2 МэВ [4]. Поэтому количество света, приходящего на ФЭУ в случае электронного пучка, больше, что приводит к увеличению ε . Ошибки величин ε (кривая 2) не превысили примерно 1%.

Зависимость σ_x модуля СВПГ от положения счетчиков S_1 , S_2 и К на рабочей грани модуля при напряжениях на делителях напряжения ФЭУ $U = U_l = U_r = 1100$ В представлена на рис. 7 (кривая 2). Наилучшее координатное разрешение $\sigma_x \approx 0.1$ см наблюдается в центре при $x = 0$ с ухудшением к торцам до $\sigma_x \sim 1.8$ см. Тем не менее полученное координатное разрешение не хуже ширины канала гадоскопа, который использовался первоначально [1].

При расположении счетчиков S_1 , S_2 и К по центру модуля СВПГ ($x = 0$) была исследована зависимость σ_x от напряжений на делителях напряжений ФЭУ при $U = U_l = U_r$ (рис. 8). Видно, что, как и на рис. 5, σ_x уменьшается при увеличении напряжений с $\sigma_x \approx 0.1$ см при $U = 1000$ В до $\sigma_x \approx 0.5$ см при $U = 1300$ В. Применение вторичных электронов со средней энергией 20 МэВ увеличивает σ_x в центре модуля практически на порядок.

Надо отметить, что на рис. 5–8 линии, описывающие экспериментальные результаты, проведены для наглядности. Погрешности полученных значений координатного разрешения на рис. 5, 7, 8 определялись процедурой подгонки координатных спектров полиномом стандартной программы OriginPro 9.0 и составили 15–20% от значений величин, представленных на рисунках.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования характеристик модуля СВПГ длиной 50 см на основе нафтилина в метилметакрилате на электронах радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ и пучке вторичных электронов с энергией 20 МэВ наилучшие координатные разрешения при напряжениях на обоих ФЭУ $U = U_l = U_r \approx 1100$ В обнаружены в центре модуля и составили $\sigma_x \approx 1.3$ см и $\sigma_x \approx 0.1$ см соответственно. На торцах модуля координатное разрешение хуже и достигает $\sigma_x \sim 2.2$ см и $\sigma_x \sim 1.8$ см соответственно. Эффективность регистрации модуля СВПГ зависит от напряжения на делителях напряжения и достигает максимальной величины $\varepsilon \approx 53\%$.

Таким образом, СВПГ из 8 модулей способен определять точку прохождения заряженной частицы в горизонтальной плоскости с хорошей точностью и удовлетворительной величиной эффективности регистрации заряженных частиц. СВПГ может быть использован в установке для дальнейшего поиска “аномальных лептонов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 40.
<https://doi.org/10.31857/S003281622101002X>
2. Медведев М.Н. Сцинтилляционные детекторы, Москва: Атомиздат, 1977.
3. Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Батищев А.Г., Власик К.Ф., Гальпер А.М., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С., Утешев З.М. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 59.
4. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 1.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050079>

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ МАВР

© 2024 г. Д. Азнабаев^{a,b,*}, Т. Исатаев^{a,b}, С. М. Лукьянов^a, В. И. Смирнов^a,
С. С. Стукалов^a, А. Н. Солодов^a

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

^bИнститут ядерной физики
Казахстан, 050032, Алматы, ул. Ибрагимова, 1
**e-mail: daur_is101@jinr.ru*

Поступила в редакцию 15.03.2023 г.

После доработки 08.05.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Представлены результаты измерений осколков деления с помощью времязпролетной системы с позиционно-чувствительным детектором на основе микроканальных пластин, созданной для измерений масс продуктов ядерных реакций на установке МАВР. Преимуществом таких микроканальных пластин является их высокая позиционная чувствительность и высокая эффективность регистрации тяжелых заряженных частиц с малой энергией. В работе приведены техническое описание системы регистрации осколков деления и результаты измерения параметров позиционно-чувствительного детектора на основе микроканальных пластин большой площади ($40 \times 60 \text{ mm}^2$), полученные при измерении осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Координатное разрешение по осям X и Y определялось при регистрации осколков деления в реакции $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ на установке МАВР. Временное разрешение ПЧД было получено путем регистрации времени пролета альфа-частиц, испускаемых радиоактивным источником ^{226}Ra .

DOI: 10.31857/S0032816224010047, EDN: GBHXKT

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных фундаментальных свойств атомного ядра является его масса. В экспериментальной ядерной физике был достигнут высокий уровень регистрации как стабильных, так и экзотических ядер. При этом если во многих случаях может быть достигнута эффективность регистрации близкая к 100%, для области экзотических ядер, находящихся далеко от линии β -стабильности, точные измерения масс сильно ограничены их низкими скоростями образования и коротким периодом полураспада. Используются различные методы измерения масс продуктов ядерных реакций [1]. Точное измерение масс проводится при помощи магнитных масс-спектрометров – приборов, которые разделяют движущиеся ионы

в пространстве. Для разделения заряженных частиц в масс-спектрометрах используется магнитное поле. При этом частицы в зависимости от их массы m и заряда q движутся по окружностям соответствующего радиуса R .

Другим широко распространенным методом масс-спектрометрии является определение масс и энергий продуктов реакции измерением их времени пролета (TOF, time of flight). Метод TOF [2, 3] позволяет измерять энергию регистрируемого ядра E_k по времени t , за которое ядро преодолевает фиксированное расстояние внутри времязпролетного спектрометра:

$$t = 72.3L \sqrt{\frac{A}{E_k}}, \quad (1)$$

где A [а.е.м.] – массовое число частицы, L [м] – длина пролетной базы.

Эффективно используются времяяпролетные системы при регистрации осколков деления тяжелых ядер [4]. При этом регистрирующие датчики должны иметь хорошие временные характеристики, так как точность измерения масс атомных ядер в TOF-методе в основном обеспечивается энергетическим и времененным разрешением спектрометра. Для получения хорошего разрешения по массам необходимо иметь временное разрешение лучше 250 пс. Из них может быть определено массовое разрешение:

$$\left(\frac{\delta M}{M} \right)^2 = \left(\frac{\delta E_k}{E_k} \right)^2 + 4 \left(\frac{\delta t}{t} \right)^2, \quad (2)$$

где M – масса частицы; E_k – ее кинетическая энергия; t – время пролета.

В последнее время важную роль в подобных исследованиях играют детекторы, в которых регистрируется координата попавшей в детектор частицы – так называемые позиционно-чувствительные детекторы (ПЧД) [5]. В результате использования таких детекторных установок в ядерно-физических экспериментах был получен ряд весьма интересных результатов в различных областях исследований. Преимущество ПЧД особенно ярко проявляется в реакциях с экзотическими ядрами, когда исследуются редкие события. В экспериментах по измерению времени пролета необходимо реконструировать траекторию продуктов реакции. По этой причине нами был разработан детектор, чувствительный к позиции эмиссии электронов, используемый для восстановления траектории с низкими потерями энергии и высокой эффективностью.

Ниже описывается специальная времяяпролетная система, используемая в экспериментах на магнитном анализаторе высокого разрешения – установке МАВР Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [6–8], позволяющая измерять продукты ядерных реакций с высоким разрешением по их массе.

Одной из физических задач, решаемых с помощью анализатора МАВР, является исследование нового процесса, обнаруженного в ЛЯР ОИЯИ, – эмиссии заряженных частиц максимально возможной энергии (вблизи кинематического

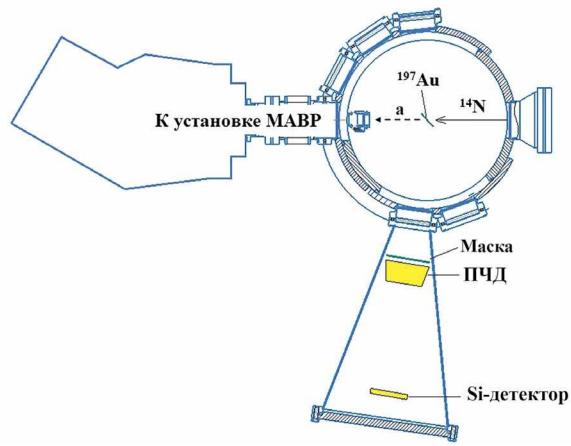


Рис. 1. Схема времяяпролетного спектрометра, присоединенного к реакционной камере на МАВР.

предела для двухтельного механизма реакции). В результате такого процесса образуется тяжелое “холодное” ядро-остаток, которое после вылета быстрой частицы может поделиться. Изучить характеристики делящегося ядра-остатка позволяют созданные специально для этого анализатора времяяпролетные системы, описание которых посвящена настоящая работа. К используемой в этой установке времяяпролетной системе предъявляются особые требования. Во-первых, она должна работать при больших загрузках (до 10^5 с^{-1}), связанных с высокой интенсивностью пучка ионов на мишени (до 10^{11} с^{-1}). Во-вторых, должна быть малочувствительна к излучению из мишени (электроны, гамма, нейтроны). В-третьих, обладать высокой эффективностью регистрации и позиционной чувствительностью для восстановления траектории частиц. Всем этим условиям отвечает разработанная и используемая времяяпролетная система, описанная ниже. На рис. 1 представлена схема эксперимента на МАВР.

2. ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН

Позиционно-чувствительными называют детекторы, которые позволяют определить координату места попадания в них заряженных частиц или квантов рентгеновского излучения.



Рис. 2. Позиционно-чувствительный детектор на основе МКП.

плате. Диаметр винтов для линии задержки y -координаты 3 мм, а x -координаты – 5 мм.

На рис. 2 представлен использованный в работе позиционно-чувствительный детектор.

На ПЧД подается общее напряжение 2650 В через высоковольтный источник питания (ORTEC MODEL 556). Далее через высоковольтные делители напряжение последовательно распределяется между первой МКП – 900 В, второй МКП – 700 В, а также координатной системой, конверсионной фольгой и сеткой электростатического зеркала с необходимыми потенциалами.

Принцип работы детектора основан на выбивании электронов регистрируемой частицей при прохождении через фольгу (рис. 3). Выбитые электроны ускоряются электрическим полем в пространстве между фольгой и ускоряющей сеткой. На шевронную сборку МКП



Рис. 3. Схема работы ПЧД.

Для достижения высокого позиционного разрешения в данной работе был выбран позиционно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин (МКП). Детектор состоит из лавсановой фольги размером $70 \times 50 \text{ mm}^2$ и толщиной $140 \text{ мкг}/\text{см}^2$ с золотым напылением, толщиной $20 \text{ мкг}/\text{см}^2$, ускоряющей сетки, электростатического зеркала (медно-бериллиевая проволока диаметром 50 мкм), шевронной сборки двух МКП размером $60 \times 40 \text{ mm}^2$ толщиной 1 мм, координатной системы из двух ортогональных линий задержки. Каждая линия задержки имеет змеевидную форму и изготовлена из медно-бериллиевого провода диаметром 100 мкм. Линии задержки намотаны на капролоновые винты с шагом 0.5 мм, укрепленные на стальной отражающей

электроны попадают, отклонившись от сетки электростатического зеркала на 90° . Независимо от прохождения частицы через входную фольгу, траектории электронов имеют одну и ту же длину за счет конструкции электростатического зеркала, поэтому выходной временной сигнал детектора является позиционно независимым. Потенциалы на линиях задержек подобраны таким образом, чтобы электроны, вылетающие из МКП, собирались только на одной из них. Вторая линия задержки, на которой не собираются электроны, служит для компенсации наводок быстрого временного сигнала с выходной поверхности МКП.

Пластины изготавливаются из свинцово-го стекла толщиной 0.5–1 мм и представляют собой порядка 10^6 электронных умножителей: стеклянные каналы диаметром около 10 мкм,

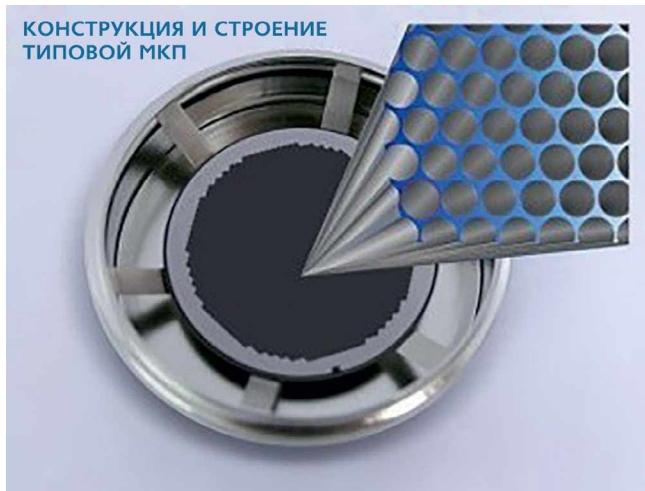


Рис. 4. Структура микроканальной пластины.

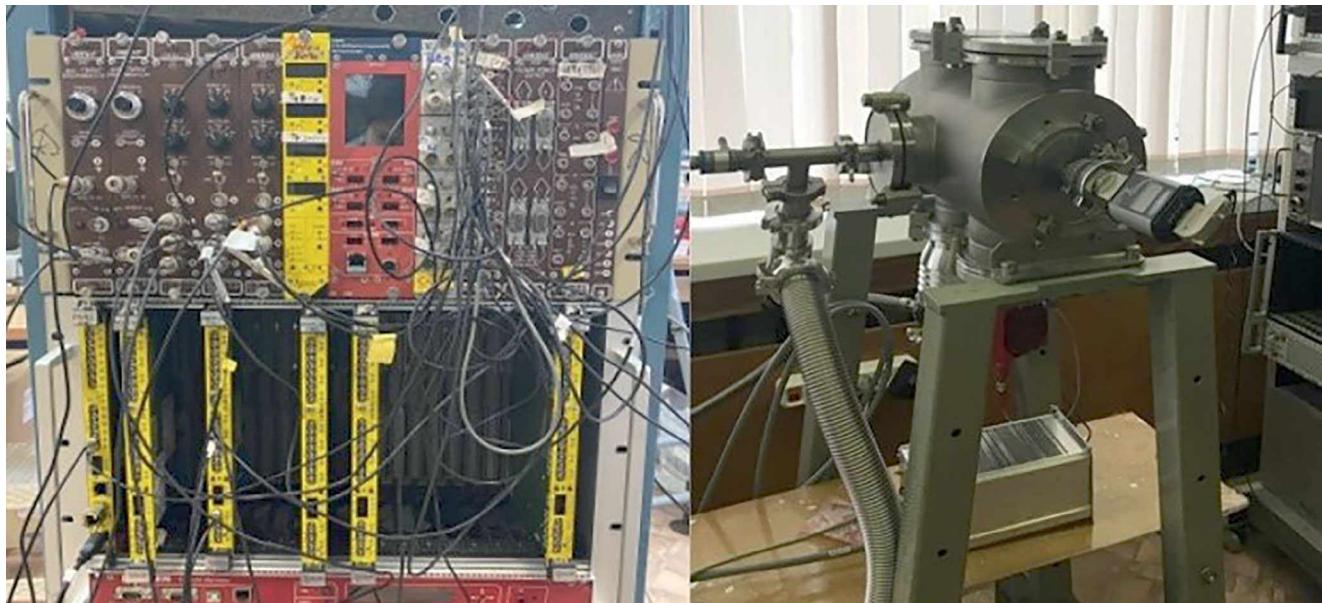


Рис. 5. Времяпролетный спектрометр и система сбора данных.

упорядоченные в сотовые структуры (рис. 4). Электроны, попадая внутрь каналов с сопротивлением до 10^6 Ом, выбиваются из них вторичные электроны. Многократное повторение этого процесса приводит к возникновению электронной лавины на выходе из канала с усилением сигнала примерно в 10^7 [9].

Система измерения координат регистрируемых частиц состояла из вакуумной камеры, системы сбора данных, программного обеспечения и следующих блоков электроники (рис. 5):

- 1) высоковольтный источник питания (ORTEC MODEL 556 HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY);

2) дискриминатор (QUAD Constant Fraction Discriminator-200 MHz);

3) время-амплитудный преобразователь (Ortec);

4) система набора данных (Mesytec, MDPP-16, MVLC).

Сигналы с анода и координатные сигналы подаются на дискриминаторы (CFD) со следящим порогом (рис. 6). Далее выходной логический сигнал с дискриминатора (анода) идет на “старт” ТАС (время-амплитудный преобразователь), а координатные сигналы X , Y задерживаются таким образом, чтобы они приходили на схему совпадений всегда позже стартовых



сигналов и подаются на “стоп” (ТАС). Далее сигнал поступает на импульсно-цифровой преобразователь (MDPP-16). Данные, полученные со всех модулей, передаются в крейт-контроллер (MVLC) и накапливаются в системе набора данных (DAQ) с помощью высокоскоростного USB3.0 интерфейса. Запуск системы набора осуществляется с логического сигнала анода МКП-детектора (MVLC-trigger). Затем в программе набираются спектры событий, которые сохраняются в виде бинарных файлов. Файлы конвертируются в ROOT-формат для дальнейшего анализа.

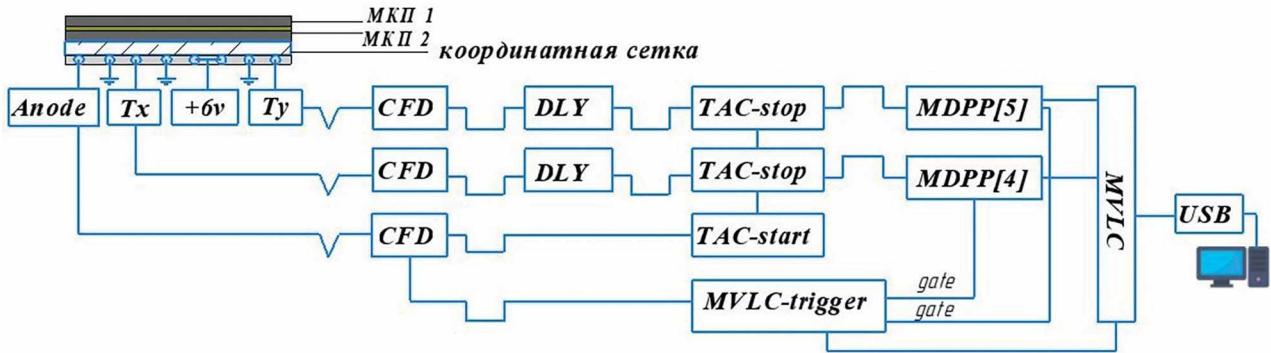
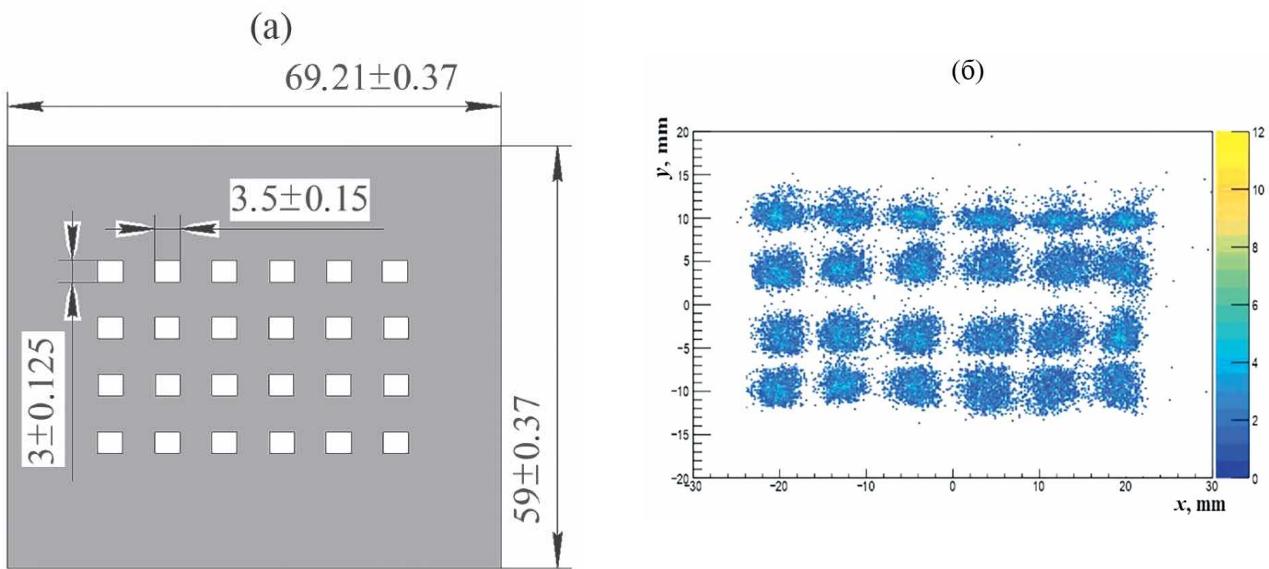


Рис. 6. Блок-схема электроники системы сбора данных.

Рис. 7. а) Схематический вид маски. б) Двумерный спектр в координатах X и Y , полученный в результате калибровки детектора источником ^{252}Cf .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения координат регистрируемых частиц были проведены измерения осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Перед ПЧД была закреплена маска размером $69 \times 59 \text{ mm}^2$, толщиной 1 мм с 24 отверстиями: по 6 отверстий по оси X шириной 3 мм, по 4 отверстия по оси Y шириной 3.5 мм. Шаг между отверстиями составил 5 мм. Источник был установлен перед ПЧД с маской таким образом, чтобы излучение попадало на всю поверхность маски, установленной перед входным окном детектора. Расстояние между маской и источником излучения составило 20 см, а между маской и входным окном – 1 см.

Схематический вид маски показан на рис. 7. На рис. 7б представлен измеренный двумерный

координатный спектр, соответствующий отверстиям маски.

Для координаты X было измерено $\text{FWHM} = 3.4 \text{ мм}$, для координаты Y – $\text{FWHM} = 3.2 \text{ мм}$. При тестировании детектора источником ^{252}Cf были получены координатные разрешения: для координаты X – 1.4 мм для координаты Y – 1.1 мм и построены координатные спектры (рис. 8).

Эффективность детектора для источника ^{252}Cf составила – 95%. Эта эффективность определяется “прозрачностью” используемых сеток. Перемещение электронов к детектору осуществляется с помощью однородного магнитного поля или электростатического зеркала таким образом, чтобы получить одинаковые по длине траектории, т. е. изохронно. Такой метод

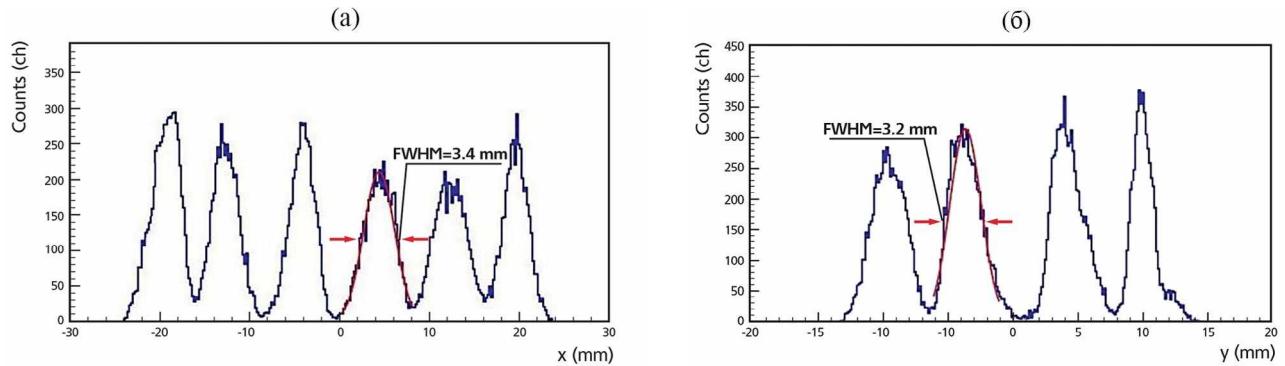


Рис. 8. Одномерные спектры в координатах X и Y , полученные в результате калибровки детектора источником ^{252}Cf : спектр по оси координат X (а), спектр по оси координат Y (б).

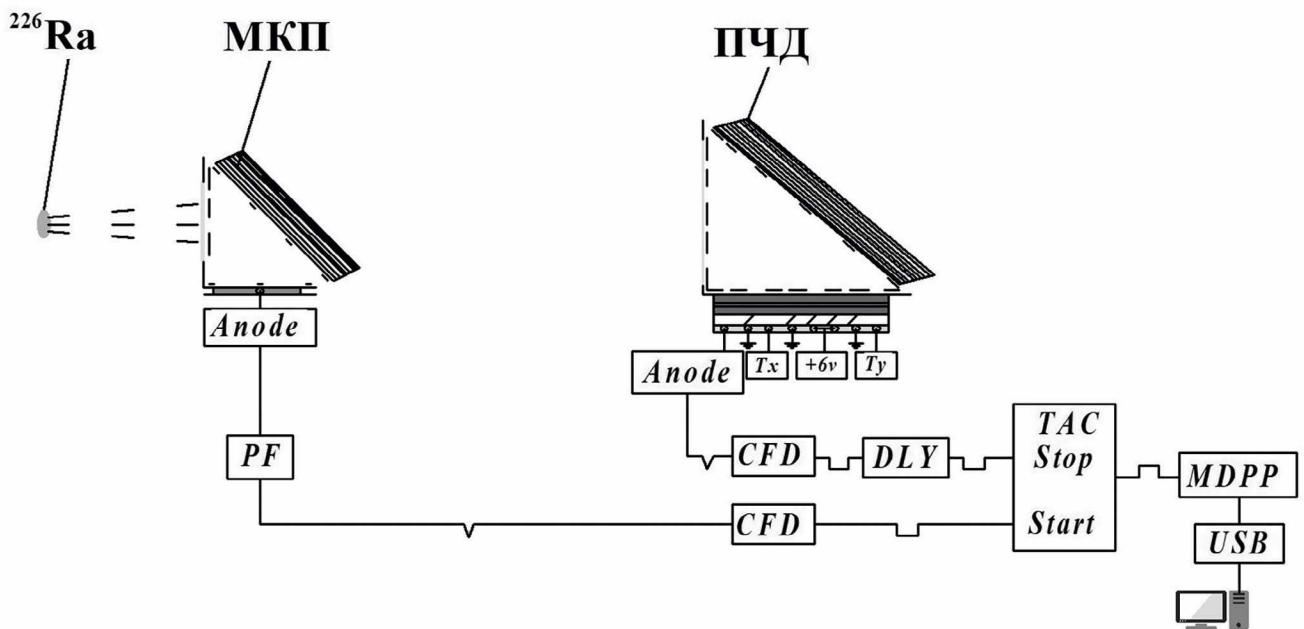


Рис. 9. Схема расположения источника ^{226}Ra и детекторов.

обеспечивает 100-процентную эффективность регистрации осколков деления.

Для определения временного разрешения ПЧД были проведены измерения времени пролета альфа-частиц с известными энергиями $E_{\alpha_1} = 7.6$ МэВ, $E_{\alpha_2} = 6$ МэВ, $E_{\alpha_3} = 5.4$ МэВ, $E_{\alpha_4} = 4.8$ МэВ, испускаемых радиоактивным источником ^{226}Ra . В данном случае в качестве детектора для регистрации сигнала “Старт”, с которого начинается отсчет времени пролета электрона, выбитого заряженной частицей, был выбран МКП-детектор (рис. 9). “Стоп”-сигнал регистрировался с анода ПЧД. Пролетная база между двумя детекторами составила 250 мм.

Стартовый МКП-детектор [10] состоит из конверсионной фольги размером 25×35 мм 2 ,

ускоряющей сетки, электростатического зеркала, сборки микроканальных пластин диаметром 32 мм (рис. 10).

В результате измерений времени пролета альфа-частиц было получено хорошее временное разрешение 200 пс, представленное на рис. 11.

Эксперимент проводился на пучках ионов ^{14}N с энергией 120 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР, ОИЯИ. Интенсивность пучка ^{14}N составляла 30 нА. Пучок выводился на мишень ^{197}Au толщиной $d = 2$ мкм под углом 45°. Время пролетный спектрометр был расположен под углом 85° к реакционной камере и состоял из стартового ПЧД на основе микроканальных пластин размером 40×60 мм 2 , маски, закрепленной перед ПЧД для определения координат



Рис. 10. Стартовый детектор на основе МКП.

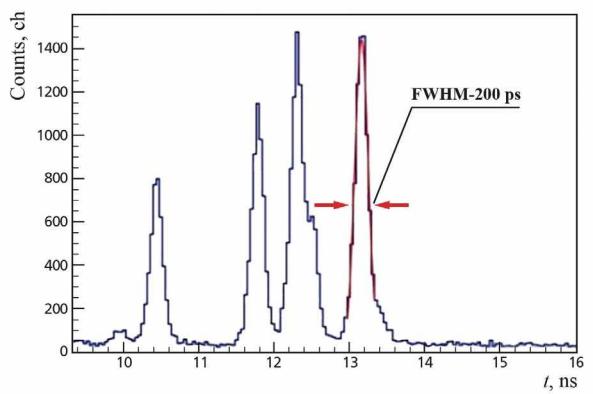


Рис. 11. Временное распределение альфа-частиц, испущенных ^{226}Ra .

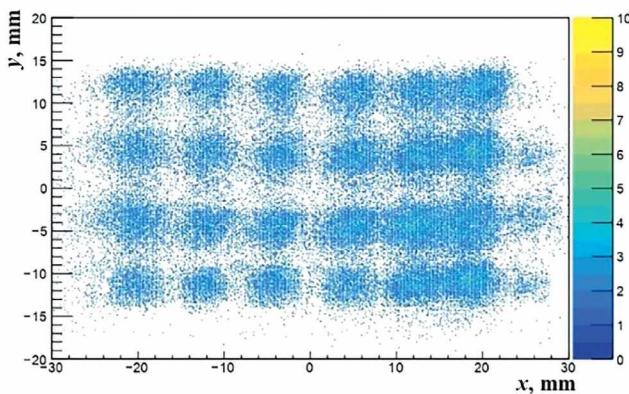


Рис. 12. Двумерный спектр в координатах X , Y реакции $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$.

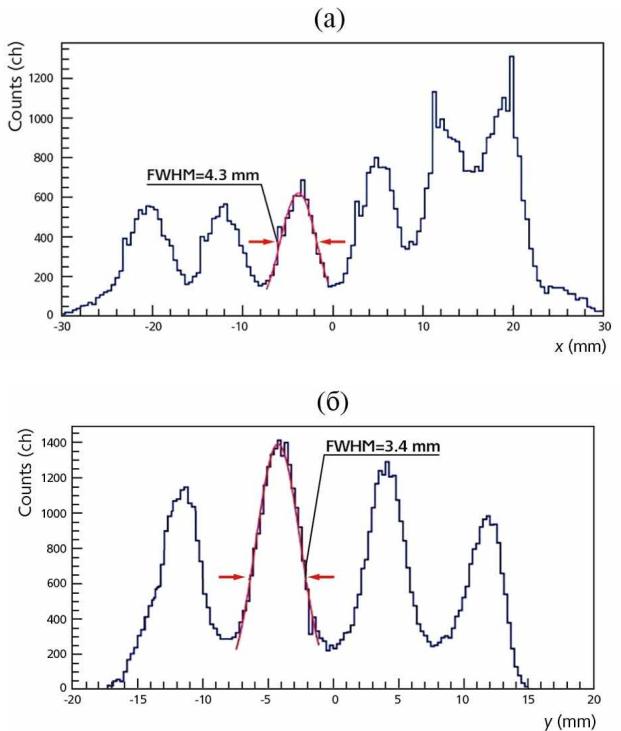


Рис. 13. Одномерные спектры в координатах X и Y , полученные в реакции $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$: спектр по оси координат X (а), спектр по оси координат Y (б).

регистрируемых частиц, и стопового Si-детектора размером $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Расстояние от мишени до МКП – 310 мм, пролетная база между МКП-детектором и Si-детектором – 230 мм. Телесный угол составил 27 мср.

В результате реакции $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ с ПЧД были получены координаты зарегистрированных частиц (рис. 12).

Для координаты X было измерено $\text{FWHM} = 4.36 \text{ мм}$, для координаты Y – $\text{FWHM} = 3.4 \text{ мм}$. Получены значения эффективности регистрации продуктов реакций с помощью этого детектора, близкие к 100% для всех масс продуктов. Разрешение для координаты X составило 1.6 мм, для координаты Y – 1.4 мм. Построенные координатные спектры представлены на рис. 12, 13.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе были проведены измерения характеристик позиционно-чувствительного детектора на основе микроканальных пластин и создана времяпролетная система с параметрами высокой точности: временном разрешением и позиционной чувствительностью. В экспериментах по измерению осколков

спонтанного деления ^{252}Cf и осколков деления в результате реакции $^{14}\text{N}+^{197}\text{Au}$ получены позиционные разрешения по координатам X и Y . Временное разрешение детектора получено при измерении времени пролета альфа-частиц, испускаемых ^{226}Ra , от стартового МКП-детектора до стопового ПЧД-детектора. Результаты измерений демонстрируют возможность использования ПЧД-детектора на основе микроканальных пластин в различных ядерно-физических экспериментах, где необходимо измерять скорость и массу образующихся продуктов ядерных реакций.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Ю.Э. Пенионжкевичу за консультации и ценные советы в написании работы, а также всем коллегам за организацию и огромный вклад в эти исследования. Также авторы благодарны Б.С. Воробьеву за помощь в создании конструкции для установки детекторов, необходимой для проведения данных экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была выполнена при поддержке гранта АР14870958 республики Казахстан и гранта 24-22-00117 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарантин Н.И. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1995. Т. 26. № 4. С. 1046.
2. Рыбаков Б.В., Сидоров В.А. Спектрометрия быстрых нейтронов. Приложение № 1 к журналу Атомная энергия. Москва: Атомиздат, 1958.
3. Веников Н.И., Чумаков Н.И. // Атомная энергия. 1964. Т. 17. № 6. С. 503.
4. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992. ISBN 5-283-03972-2.
5. Andersson H. Position sensitive detectors: device technology and applications in spectroscopy. Дисс. Institutionen för informationsteknologi och medier. 2008.
6. Voskoboinik E.I., Kazacha V.I., Kolesov I.V., Lukyanov S.M., Maslov V.A., Melnikov V.N., Osipov N.F., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Sobolev Yu.G. High-resolution magnetic analyzer MAVR. Preprint JINR. 2013. E13. 1.
[http://www1.jinr.ru/Preprints/2013/001\(E13-2013-1\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2013/001(E13-2013-1).pdf)
7. Maslov V.A., Zernyshkin V.A., Penionzhkevich Yu.E., Kolesov I.V., Tarasov O.B. // Eurasian J. Phys. Functional Mater. 2019. V. 3(1). P. 24.
<http://dx.doi.org/10.29317/ejpfm.2019030103>
8. Maslov V.A., Kazacha V.I., Kolesov I.V., Lukyanov S.M., Melnikov V.N., Osipov N.F., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Sobolev Yu.G., Voskoboinik E.I. // Proceed. IASEN. 2013. World Scientific, P.103.
9. Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э., Саттаров Д.К. // ПТЭ. 1982. № 2. С. 7.
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore_Public/12/605/12605623.pdf
10. Азнабаев Д., Смирнов В.И., Исатов А., Мендибаев К., Исатаев Т. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16. № 6(225). С. 620.
<https://doi.org/10.1134/S1547477119060372>

ИЗУЧЕНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК СЧЕТЧИКОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ЭКСТРУДИРОВАННОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА И ПЕРЕИЗЛУЧАЮЩИХ СВЕТ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

© 2024 г. В. Н. Евдокимов^{a,*}

^aИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”
Россия, 142281, Протвино, Московская обл., пл. Науки, 1
**e-mail: evdokimov@ihep.ru*

Поступила в редакцию 27.03.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 07.07.2023 г.

Приведены результаты изучения долговременной стабильности счетчиков, состоящих из полос экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. Перед массовым изготовлением счетчиков было проведено исследование старения сцинтилляторов и волокон прототипов с использованием ускоренного старения при более высоких температурах, которое потом было продолжено как интересная методическая работа. За первые 5–6 лет происходит снижение светового выхода на уровне 3% в год. Затем старение происходит медленнее, и после снижения выхода света за 20 лет на 26% старение почти прекращается. Проведенное после перерыва около двух с половиной лет повторение изучения старения “состаренных” ранее образцов показало, что старение такого сцинтиллятора не превышало 0.5% в год при температуре 20 °C. Проверки методики ускоренного старения прямыми измерениями в течение 4.5 лет показали, что результаты, полученные прямыми измерениями и с использованием методики ускоренного старения, хорошо согласуются между собой.

DOI: 10.31857/S0032816224010055, EDN: GAIJF

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент Mu2e выполняется большой международной коллаборацией. Конечной целью эксперимента [1] является наблюдение безнейтринного преобразования $\mu^- \rightarrow e^-$ или установка верхнего предела реакции $6 \cdot 10^{-17}$ при уровне достоверности (CL) 90% за три года работы. Это в 10 000 раз лучше предыдущего предела. Группа ИФВЭ принята в эксперимент и включена в состав коллаборации в 2017 году. Основные усилия участников группы ИФВЭ были сосредоточены на разработке и создании детектора для активного подавления фона космических лучей. Важной и срочной частью этой работы являлось изучение долговременной стабильности

характеристик счетчиков, включающее изучение естественного старения экструдированного сцинтиллятора и смешающих спектр волокон (WLS), а также всего прототипа. Необходимость изучения долговременной стабильности прототипов счетчиков до массового изготовления вызвана большим числом таких счетчиков в экспериментальной установке и большим сроком их эксплуатации в экспериментах на современных ускорителях. В качестве примера можно привести переднюю мюонную систему международного эксперимента D0 из 4214 счетчиков, состоящих из пластин сцинтиллятора и смешающих спектр полос переизлучателя. Счетчики успешно проработали в течение

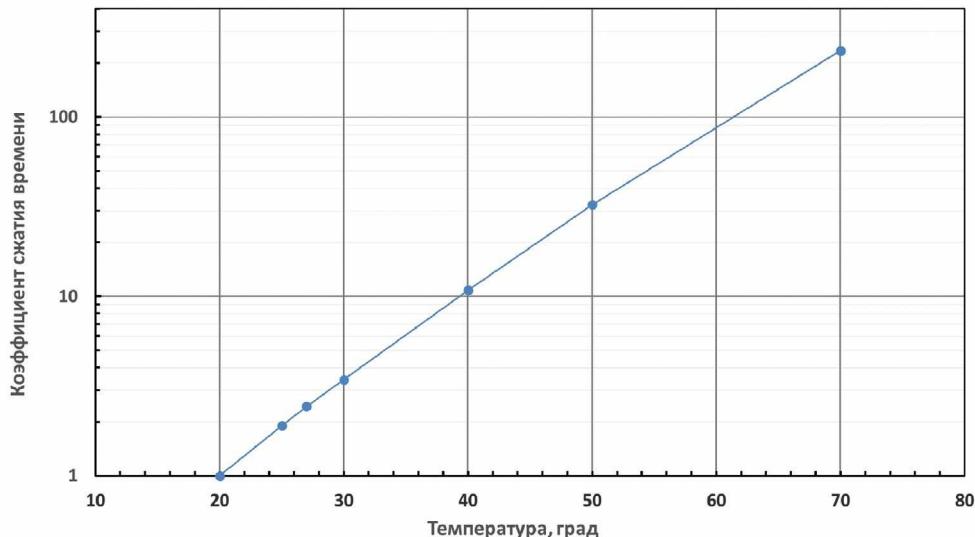


Рис. 1. Сжатие шкалы времени (в логарифмической шкале) химических реакций по формуле Аррениуса при данной температуре по сравнению с ожидаемой при температуре эксперимента 20 °C.

эксперимента, но световыхход счетчиков уменьшился на 11% за 10 лет [2]. Проведенное перед изготовлением счетчиков для установки Mi2e исследование старения (уменьшение световыххода) сцинтилляторов и волокон прототипов далее продолжено как интересная методическая работа.

2. ИЗУЧЕНИЕ ПРОТОТИПОВ СЧЕТЧИКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УСКОРЕННОГО СТАРЕНИЯ ПРИ БОЛЕЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ДО НАЧАЛА МАССОВОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Использование ускоренного старения при более высоких температурах основано на возрастании скорости химических реакций от температуры [3] (закон Аррениуса). Старение сцинтиллятора рассматривалось как простейшая химическая реакция вида $A \rightarrow X$, приводящая к деградации главных характеристик сцинтиллятора – световыххода и прозрачности. Скорость химической реакции описывается формулой $dA/dt = k(T) \cdot A$, где A – концентрация реагента, $k(T)$ – константа химической реакции. Температурная зависимость константы скорости химической реакции описывается уравнением Аррениуса:

$$k(T) = k_0 \cdot \exp(E / RT),$$

где k_0 – множитель, который определяется только видом реакции и не зависит от температуры, а R и T – универсальная газовая постоянная и температура соответственно. Здесь E – энергия активации, которая представляет собой некоторую пороговую энергию: если энергия сталкивающихся частиц меньше E , то при столкновении реакция не произойдет, если энергия превышает E , реакция произойдет. Энергия активации не зависит от температуры и задает масштаб изменения скорости реакции при изменении температуры. Энергию активации полистирола можно определить, измерив константу скорости реакции при двух или более температурах.

Соотношение скоростей реакций, вычисленное по этой формуле, например, при температуре 20 °C (рабочая температура эксперимента) и +70 °C (искусственное старение) при значении энергии активации для полистирола, равного 91.19 кДж/моль [4], составляет 234. В этом случае один месяц старения при 70 °C соответствует 19 годам старения при 20 °C (рис. 1). Ускоренное старение при повышенной температуре использовано также в работе [5] со ссылкой на внутренний отчет.

Для измерения световыххода был собран и наложен стенд с использованием космических частиц, состоящий из крейтов электроники NIM и CAMAC и контроллера связи “Wiener CC-USB CAMAC crate controller”. В качестве

Образец 116, Усилители со стабилизацией, 70° С, относит. единицы

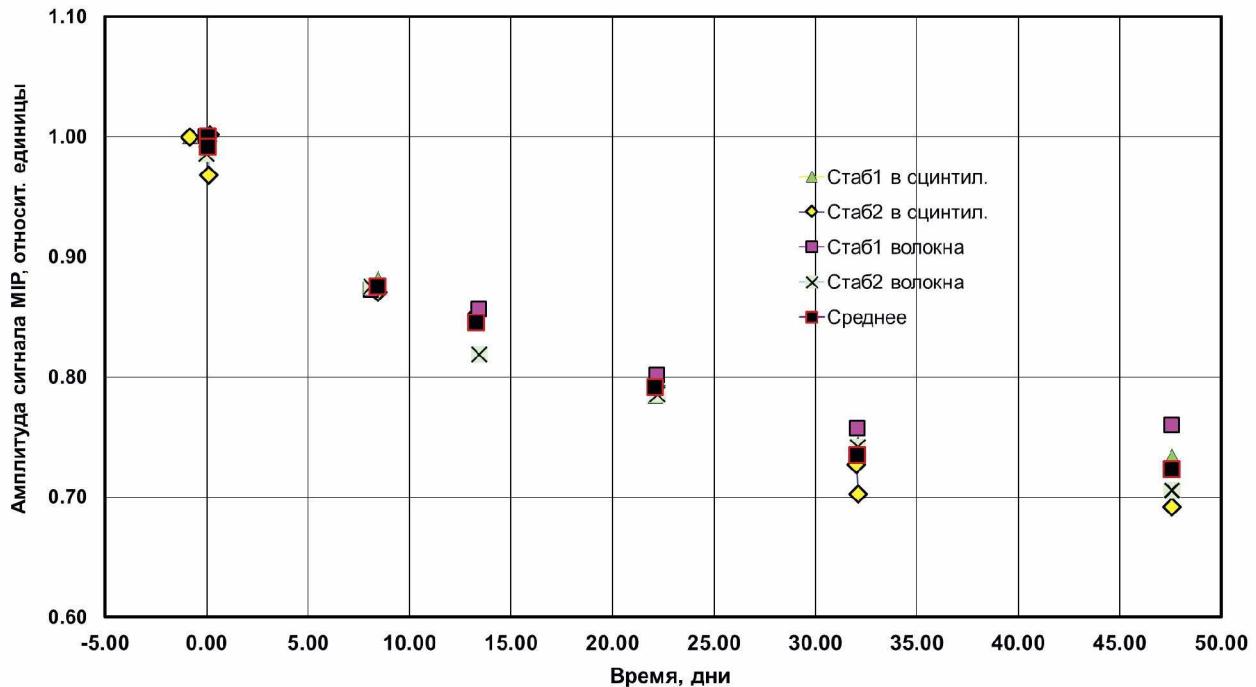


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигналов МИР от счетчика № 116 от времени при температуре 70 °С для ускоренного старения. Стаб1 и Стаб2 – сигналы с различных полос сцинтиллятора с использованием усилителей со стабилизацией температурной зависимости усиления; “в сцин” и “волокна” – измерения, отличающиеся деталями ввода калибровочного сигнала от светодиода.

триггера использовались два сцинтилляционных счетчика размером 98×180 мм². В качестве основных фотоприемников использовались модули Hamamatsu C13365-3050SA, состоящие из силиконовых фотоумножителей SiPM (ММРС) S13360-3050CS и усилителей с встроенной компенсацией температурной зависимости усиления SiPM. Дополнительно в качестве фотоприемников использовались силиконовые фотоумножители S13360-3050CS с усилителями AMP-PLN05 без компенсации температурной зависимости. В этом случае температура внутри коробок с фотоприемниками измерялась с использованием температурных датчиков TMP35 для последующей компенсации усиления. Калибровочные сигналы светодиода (LED) с частотой 1 Гц подмешивались непрерывно к триггерам от космических мюонов.

Изучались 6 образцов прототипов вето-счетчиков Mu2e длиной 75 см и сечением 10×2 см², обозначенных как образцы от № 115 до № 120. Счетчики-прототипы изготавливались путем склеивания двух сцинтилляционных полос с поперечным сечением 5×2 см² с двумя

оптическими волокнами в каждом. Каждый образец использует 4 волокна Kuraray Y11 и состоит из смещающих спектр волокон WLS диаметром 1.4 мм, вставленных в отверстия для волокон в сцинтилляторе, по два в каждое из двух склеенных вместе смежных полос. Для присоединения детектирующих коробок с SiPM и усилителями прототипы вето-счетчиков имеют на обоих концах приклевые к сцинтиллятору пластины из непрозрачного пластика с отверстиями, куда вклеены концы WLS-волокон. Эти пластины имеют также по 2 отверстия диаметром 4 мм, используемые для ввода калибровочного светового сигнала от LED прямо в сцинтиллятор. Использовался также второй способ ввода калибровочного светового сигнала – через оптические волокна, приставленные к противоположным от фотодетектора торцам WLS-волокон, при этом способе старение сцинтиллятора не влияет на величину калибровочных сигналов.

Использовались два термостата ХТ-3/70, один поддерживал температуру 70 °С, другой – температуру 50 °С. Образцы № 115 и № 118 после

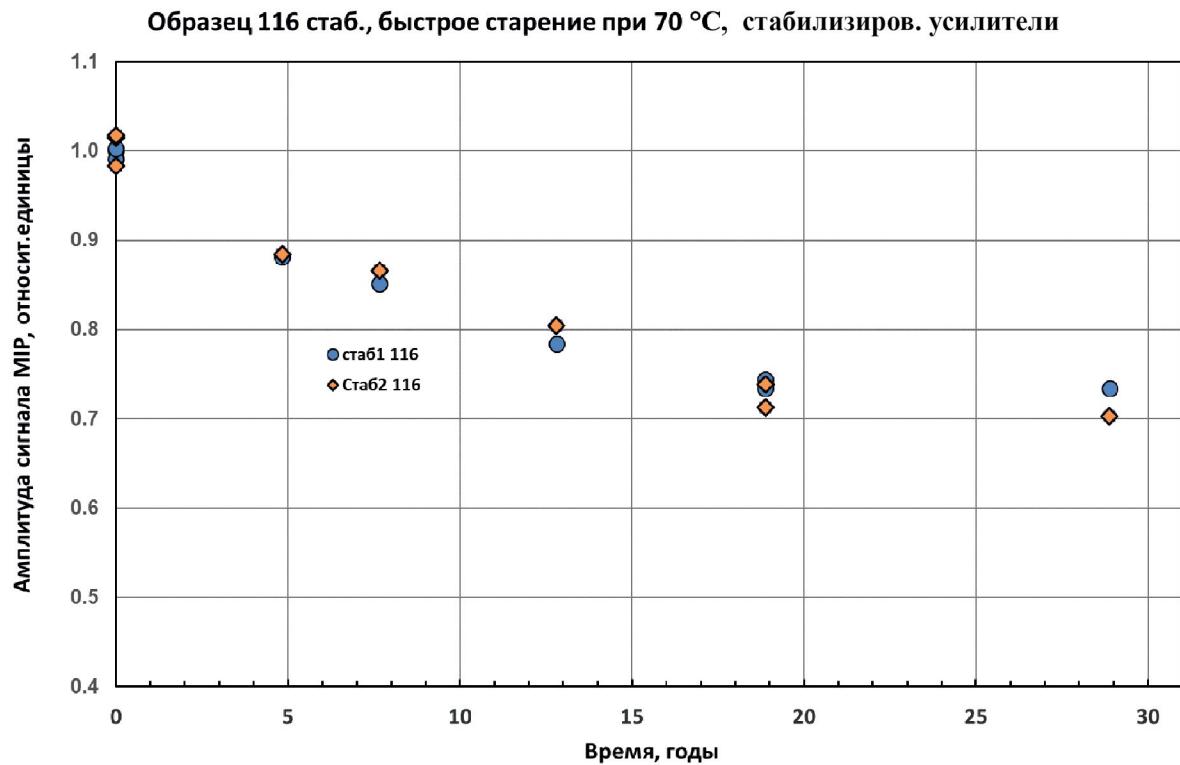


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигналов МИР от образца № 116 от времени при температуре 70 °C для ускоренного старения. Приведены сигналы, полученные с использованием усилителей со стабилизацией от различных полос сцинтиллятора с вводом калибровочных сигналов прямо в сцинтиллятор. Шкала времени пересчитана по формуле Аррениуса от 70 °C к температуре эксперимента 20 °C.

первоначального измерения амплитуд сигналов от минимально ионизирующих частиц (МИР) обоих концов счетчиков с использованием космических мюонов хранились при температуре 50 °C, образцы № 116 и № 119 – при 70 °C. Разница в скорости старения сцинтиллятора из полистирола при этих температурах составляла примерно 7 раз. Образцы вынимались из терmostатов для измерений амплитуд при комнатной температуре на время около 10 ч примерно раз в неделю. Счетчики № 117 и № 120 как контрольные образцы хранились при комнатной температуре около 27 °C, амплитуды сигналов от этих образцов измерялись также примерно раз в неделю.

Результаты измерений старения сцинтиллятора показали уменьшение сигнала на 27% за 32 дня при температуре хранения сцинтиллятора 70 °C, причем в первые дни старение происходит быстрее (рис. 2, 3). При температуре 50 °C старение происходит медленнее, амплитуда сигнала уменьшается на 14% за 53 дня. Отображение результатов старения образцов при

температуре 50 °C и при 70 °C в шкале времени, пересчитанной на 20 °C по формуле зависимости скорости химической реакции от температуры (рис. 4), показывает хорошее согласие данных. За первые 5–6 лет происходит около 15% снижения световыххода, или на уровне 3% в год. Затем старение происходит медленнее, в результате получается около 26% снижения выхода света с дальнего конца сцинтилляторов за 20 лет, что дает усредненную скорость старения на уровне 1.4% в год.

Сравнение различной степени уменьшения амплитуд сигналов от ближнего и дальнего от фотоприемников концов полосы сцинтиллятора показало, что старение в основном связано с уменьшением длины поглощения сцинтиллятора. Такой же вывод следует из сравнения уменьшения калибровочных сигналов от LED, вводимых через сцинтиллятор, и стабильности калибровочных сигналов от LED, вводимых через торцы WLS-волокон. За 10 лет проведения эксперимента можно ожидать уменьшения световыххода сцинтиллятора 20%, что

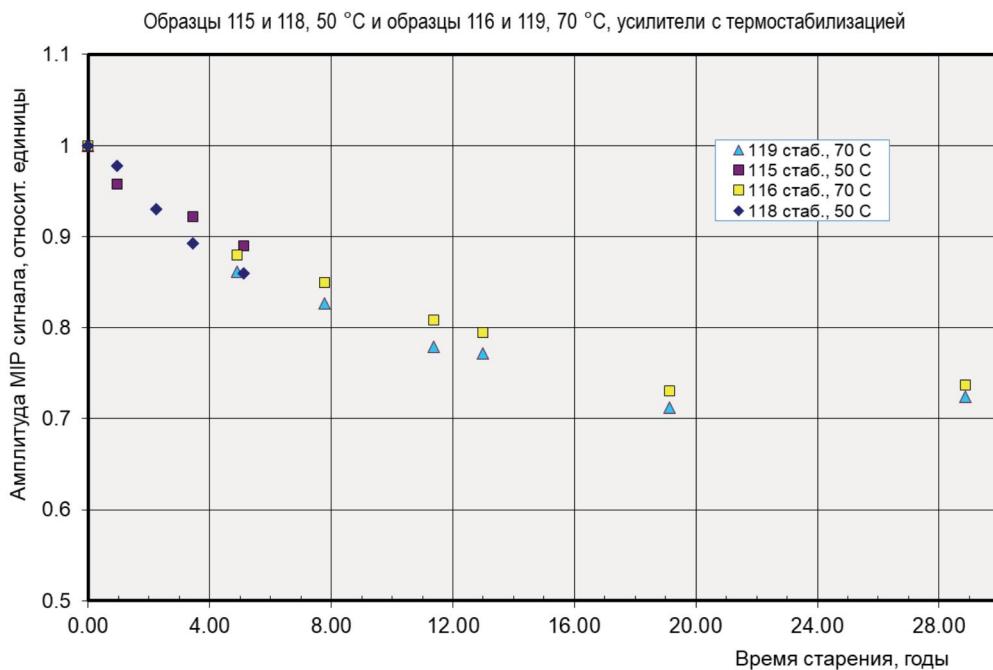


Рис. 4. Отображение результатов старения образцов № 115 и № 118 при температуре 50 °C и образцов № 116 и № 119 при температуре 70 °C в шкале времени, пересчитанной по формуле Аррениуса. Показаны усредненные по двум волокнам в сцинтилляторе данные с использованием усилителей с термостабилизацией.

является вполне приемлемым результатом. Затем старение происходит медленнее, в результате получается около 26% снижения выхода света с дальнего конца сцинтиллятора за 20 лет. Использование большого числа данных измерений показало четкое насыщение: сигнал сцинтиллятора уменьшается до уровня около 73% от первоначального уровня и далее почти не изменяется.

Результаты старения при температурах 50 °C и 70 °C в шкале времени, пересчитанной по формуле зависимости скорости химической реакции от температуры, хорошо согласуются и ложатся на общую кривую. Измерение старения при двух разных температурах равнозначно новому измерению энергии активации, а при использовании известной из литературы величины энергии активации позволяет делать перекрестную проверку результатов.

Такие измерения были проведены, и их основные результаты были доложены на совещании коллaborации в 2017 году, что позволило вовремя начать производство экструдированного сцинтиллятора. Однако доклад перед коллаборацией вызвал ряд вопросов о надежности полученных данных при использовании

ускоренного старения, особенно о смысле и точности имеющихся данных об энергии активации полистирола, что потребовало дополнительных измерений и изучения данных. Крайне желательным для будущих использований метода ускоренного старения для сцинтиллятора является прямое сравнение данных, полученных при ускоренном старении и требующих много времени прямых измерений старения.

Совпадение результатов по старению, полученных при двух различных температурах, показывает надежность использования ускоренного старения и правильность расчетов увеличения скорости старения от температуры (использованного значения энергии активации для полистирола). Анализ данных показал, что изменение значения энергии активации на 10% соответствует изменению отношения скоростей старения при температурах 50 °C и 70 °C на 20%. Результаты подгонки экспонентой скорости уменьшения сигнала при этих температурах показали, что точность определения энергии активации из наших данных составляет 10%, а ее величина совместима с данными из литературы. Таким образом, измерение старения при двух разных температурах оказалось

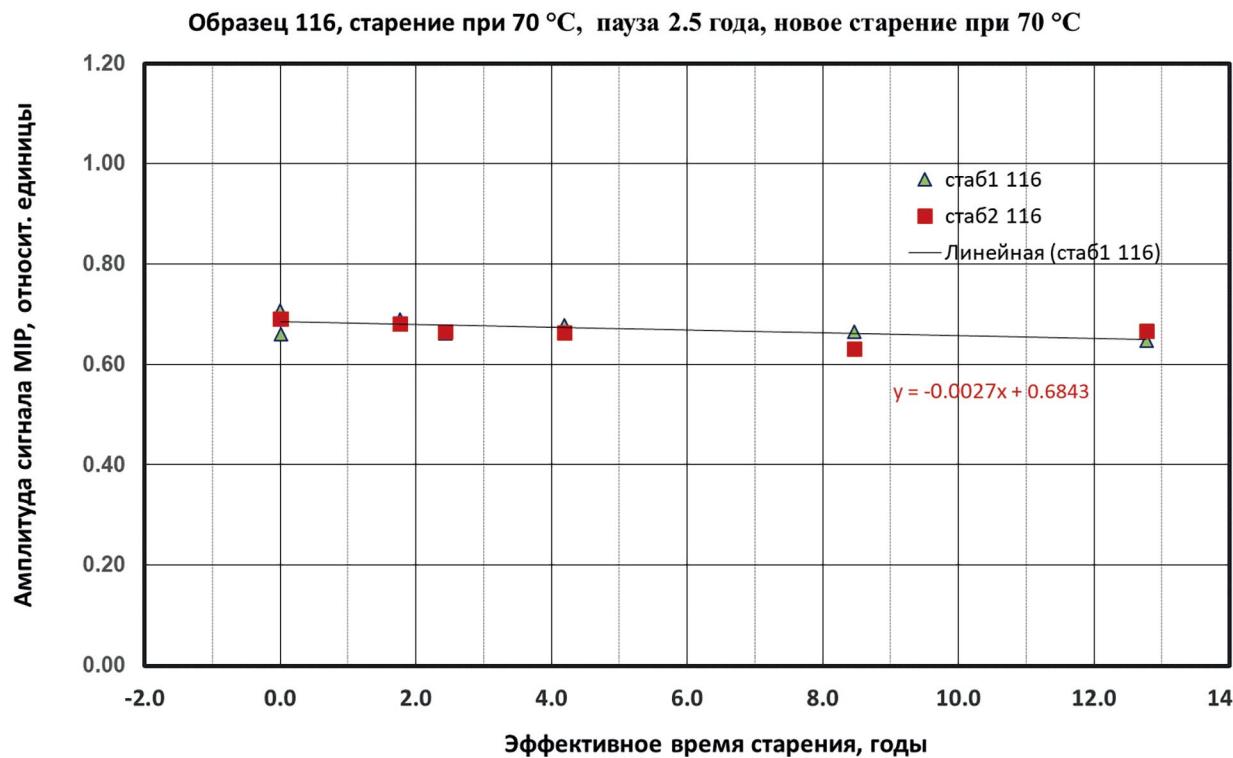


Рис. 5. Зависимость амплитуды сигналов МИР от прототипа сцинтилляционного счетчика № 116 от времени во втором сеансе ускоренного старения, после 2.5 лет выдержки после первого старения, при температуре 70 °C. Стаб1 и Стаб2 – сигналы от различных полос сцинтиллятора.

равнозначно новому измерению энергии активации, совместимой с известной из литературы величиной.

3. ПОВТОРЕНИЕ ИЗУЧЕНИЯ СТАРЕНИЯ “СОСТАРЕННЫХ” РАНЕЕ ОБРАЗЦОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА ПОСЛЕ ВЫДЕРЖКИ ОКОЛО ДВУХ С ПОЛОВИНОЙ ЛЕТ

Данные проведенных подробных измерений на нескольких образцах с использованием методики ускоренного старения показали, что за 20 лет сигнал сцинтиллятора уменьшается до уровня около 70% от первоначального уровня и далее практически не изменяется. Такое поведение сигнала побудило нас провести дополнительное изучение “состаренных” ранее образцов сцинтиллятора. После выдержки около двух с половиной лет (для стабилизации или возможного восстановления свойств) в конце 2019 года было проведено новое изучение старения этих образцов сцинтилляторов с использованием космических частиц и уже отлаженной техники ускоренного старения. Два крайних варианта ожидаемых результатов – или это теперь

стабильные сцинтилляторы почти без старения, или старение продолжится, например, за счет других реакций, приводящих к ухудшению сцинтиллятора.

Два прототипа, каждый из которых содержит два изолированных друг от друга по сбору света полос сцинтиллятора, были в 2017 году подвергнуты ускоренному старению с выдержкой в течение 53 дней в термостате при температуре 70 °C, что было эквивалентно старению в течение 30 лет при температуре 20 °C (рис. 3). Сигнал сцинтиллятора за это время уменьшился до уровня около 70% от первоначального уровня и далее практически не изменялся в течение 2.5 лет. После этого, в конце 2019 года, эти же образцы были подвергнуты новому сеансу ускоренного старения выдержкой в термостате при температуре 70 °C с перерывами для измерений, в течение 20 дней, что было эквивалентно старению в течение 13 лет при температуре 20 °C. Результаты измерений всех 4 счетчиков показали стабильные амплитуды сигналов от мюонов, старение сцинтиллятора не превышало 0.5% в год при температуре 20 °C (рис. 5, 6).

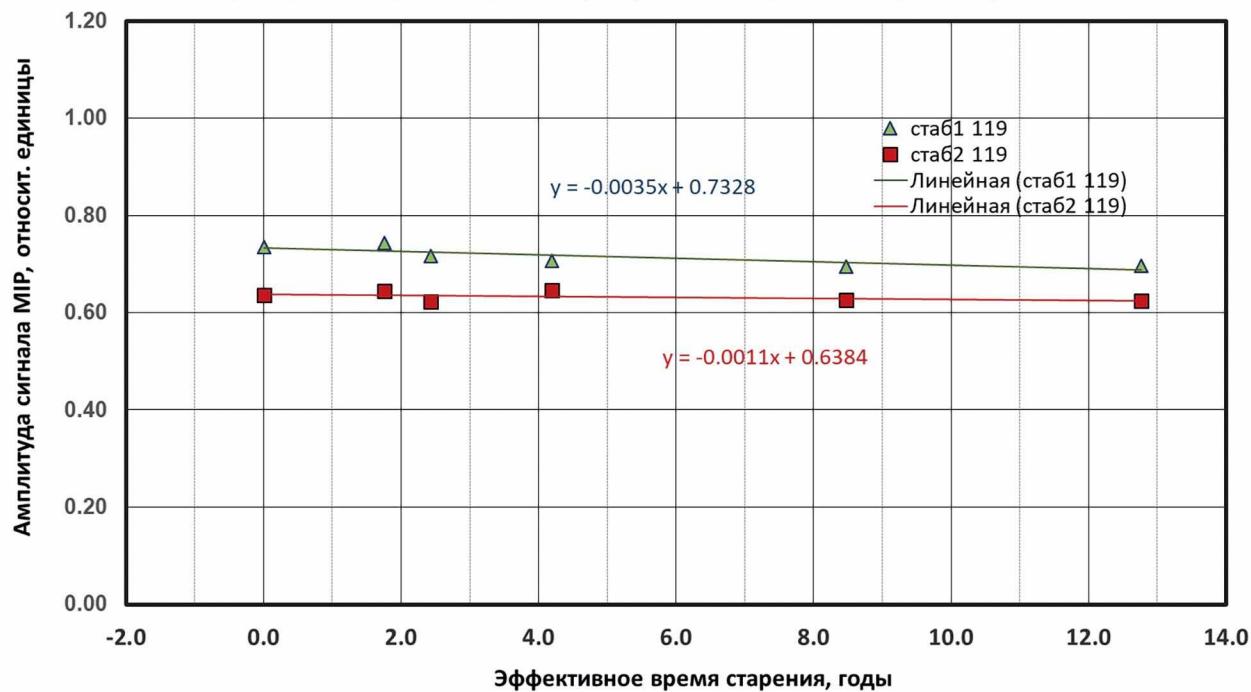
Образец 119, старение при 70 °C, пауза 2.5 года, новое старение при 70 °C

Рис. 6. Зависимость амплитуды сигналов МИР от счетчика № 119 от времени во втором сеансе ускоренного старения, после 2.5 лет выдержки после первого старения, в шкале эффективного времени старения в годах.

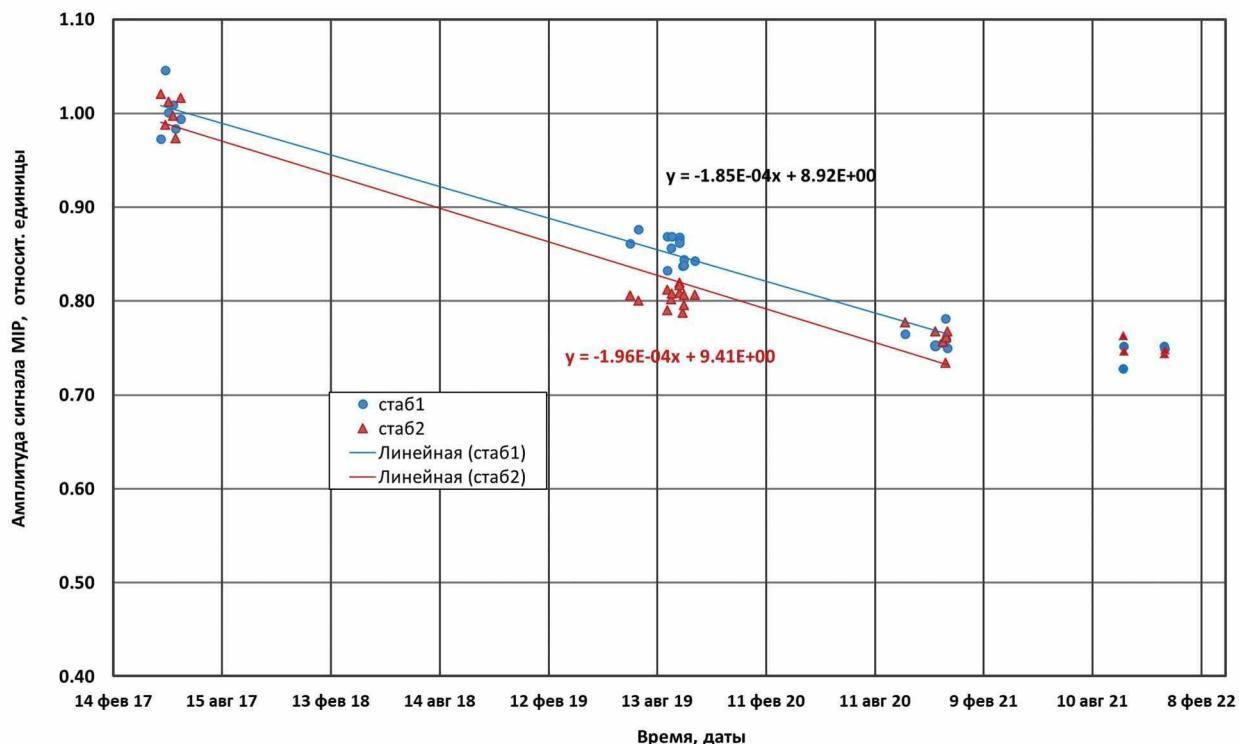
117 стаб, старение при комнатной температуре, относит. единицы

Рис. 7. Зависимость амплитуды сигналов от счетчика № 117 от времени при естественном старении в лабораторной комнате при температуре 27 °C в течение 4.5 лет. Стаб1 и Стаб2 – сигналы от различных полос сцинтиллятора.

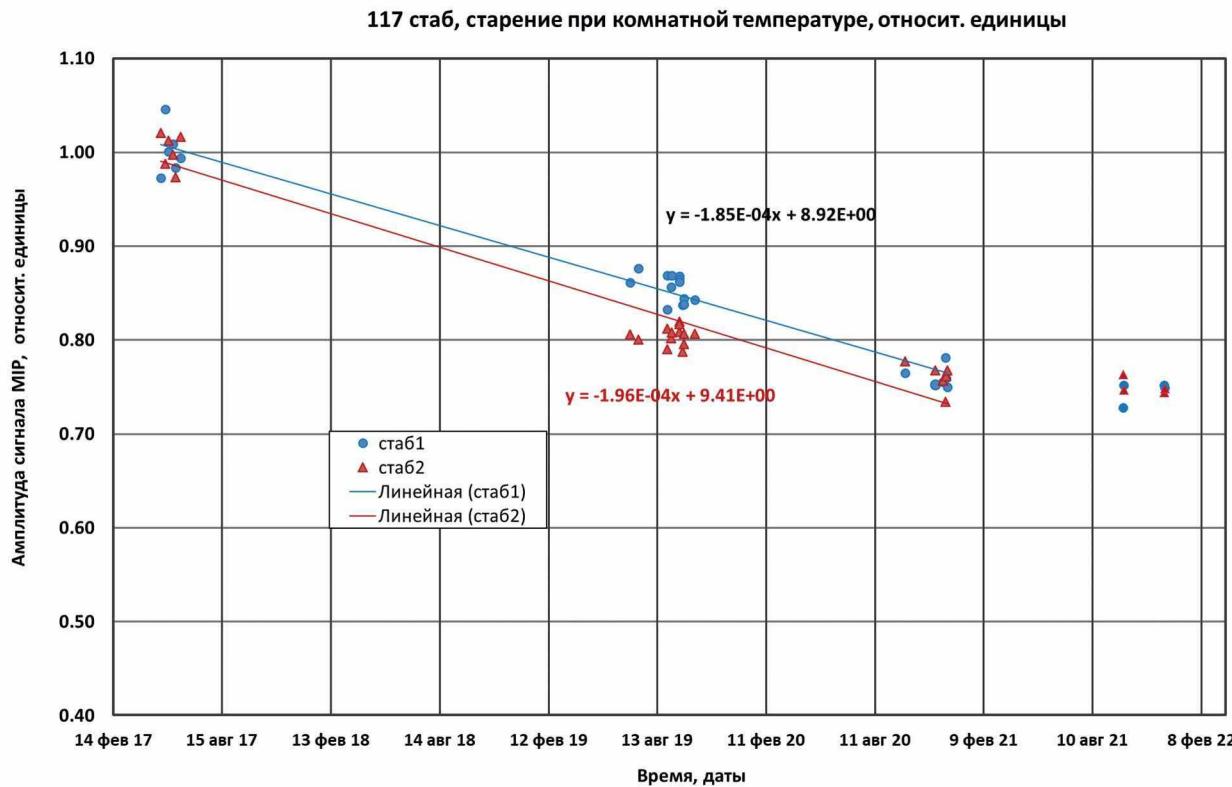


Рис. 8. Зависимость амплитуды сигналов от счетчика № 120 от времени при естественном старении в лабораторной комнате при температуре 27 °C в течение 4.5 лет. Стаб1 и Стаб2 – сигналы от различных полос сцинтиллятора.

Приведены данные описания изменений сигнала линейной функцией, показывающие, что уменьшение величины сигнала от прототипов счетчиков после предварительного ускоренного старения не превышает $0.27\% / 0.67 = 0.4\%$ в год для Стаб1 и Стаб2 на рис. 5 и $0.35\% / 0.73 = 0.5\%$ в год для Стаб1 и $0.11\% / 0.63 = 0.2\%$ в год для Стаб2 на рис. 6.

Новое изучение старения дало интересный результат – состаренные ранее сцинтилляторы теперь стабильны и дальше не стареют.

4. ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ УСКОРЕННОГО СТАРЕНИЯ ПРЯМЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

Согласованность наших результатов по старению, полученных для нескольких образцов при двух различных температурах, показало надежность данных изучения старения и правильность расчетов увеличения скорости старения от температуры. Тем не менее проверка методики ускоренного старения прямыми измерениями имеющихся образцов сцинтиллятора, которые были

реперными в предыдущих измерениях, хранились при комнатной температуре и не подвергались ускоренному старению, представляется интересной. В основных измерениях по изучению старения, проведенных в 2017 году за время около двух месяцев, естественное старение этих образцов было меньше разброса данных измерений. При повторении таких измерений в конце 2019 года (через 2.5 года) прямые измерения старения стали доступны по точности, так как ожидается уже уменьшение сигнала в результате старения более 10%, что в несколько раз больше ошибки измерений. Новые циклы таких измерений, проведенные в конце 2020 г. и в сентябре-декабре 2021 г., позволили получить еще более надежные результаты. Проведено сравнение величины сигнала от космических мюонов в этих двух сериях измерений, проведенных для двух образцов счетчиков, каждый из которых имеет раздельные каналы измерений, двумя разными по способу температурной стабилизации кремниевыми фотодетекторами.

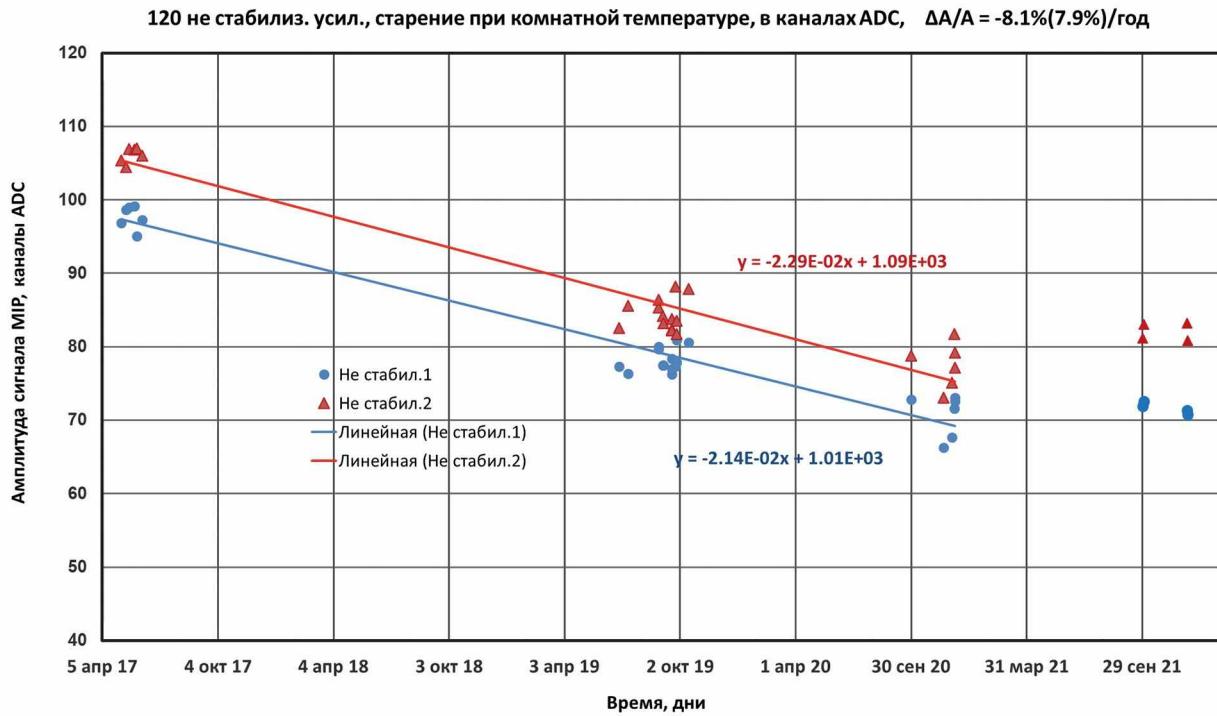


Рис. 9. Зависимость амплитуды сигналов MIP от прототипа счетчика № 120 от времени при естественном старении в лабораторной комнате при температуре 27 °C в течение 4.5 лет. Приведены сигналы кремниевых ФЭУ с усилителями без компенсации температурной зависимости SiPM, при учете зависимости от температуры путем внесения поправок.

Несмотря на небольшое различие в поведении образцов, данные показали устойчивый результат. Средний результат по скорости уменьшения сигнала от времени для образцов № 117 и № 120 показан на рис. 7 и 8. Приведены параметры подгонки данных линейной функцией без включения измерений, проведенных в 2021 году, так как они выпадают (из-за начала насыщения изменений усиления) из простого линейного описания, удобного для сравнения данных в начале цикла старения сцинтиллятора с прежними измерениями при ускоренном старении. Результат описания линейной функцией на рис. 7 и рис. 8 дает скорость старения $1.9 \cdot 10^{-4}$ в день, или $1.9 \cdot 10^{-4} / \text{день} \cdot 365 \text{ дней/год} = 6.9\% / \text{год}$.

Пример данных с использованием кремниевых ФЭУ (SiPM) и усилителей без компенсации температурной зависимости SiPM при учете зависимости от температуры внесением поправок при обработке показан на рис. 9. Результаты измерений дают скорость старения около 8% в год. Разброс точек значителен, но результат устойчив и совместим с данными рис. 7, 8.

Измерения старения сцинтиллятора, проведенные ранее способом ускоренного старения, результаты которых были доложены ранее на совещании коллaborации, показали, что при приведении к температуре экспериментальной установки 20 °C за первые 5–6 лет происходит 15% уменьшения светового выхода, на уровне (2.5–3)% в год, что почти втрое меньше результатов данных прямых измерений. Однако следует учесть, что температура в лабораторной комнате, где хранились изучаемые образцы счетчиков, не стабилизировалась, непрерывного отслеживания температуры не было (прямые измерения этих образцов ранее не планировались). Проведенные позже измерения температуры в комнате, где хранились сцинтилляторы, показали величину от 23 °C до 32 °C и в среднем около 27 °C (окна на юг). Пересчет скорости старения с 20 °C на 27 °C дает увеличение скорости старения в 2.4 раза от величины около 3% в год до величины около 7% в год, полученные при температуре 27 °C. В данном случае пересчет скорости старения с 20 °C на 27 °C носит условный характер и потребовался лишь для сравнения с данными по изучению старения,

полученными при температурах 50 °C и 70 °C, которые были ранее пересчитаны (и приведены на рисунках) на ожидаемую в эксперименте температуру 20 °C. Реально изучение старения было выполнено в разное время при температурах 27 °C (прямые измерения), 50 °C и 70 °C (ускоренное старение), и пересчет для сравнения результатов можно было сделать прямо между этими температурами. Насыщение изменений усиления, выражющееся в том, что сигнал сцинтиллятора уменьшается до уровня около 75% от первоначального уровня и далее почти не изменяется, также повторяется в прямых измерениях. Таким образом, результаты, полученные прямыми измерениями и с использованием методики ускоренного старения, хорошо согласуются между собой.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты изучения стабильности счетчиков, состоящих из полос сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. Исследование старения сцинтилляторов и волокон прототипов проведено с использованием возрастания скорости химических реакций от температуры (закон Аррениуса) при температурах 50 °C и 70 °C. За первые 5–6 лет происходит снижение светового выхода на уровне 3% в год. Затем старение происходит медленнее, выход света за 20 лет уменьшается на 26%, после чего старение почти

прекращается. Проведенное после перерыва около двух с половиной лет повторение изучения старения “состаренных” ранее образцов показало, что старение такого сцинтиллятора не превышает 0.5% в год при температуре 20 °C. Использование ускоренного старения, позволяющее быстро провести изучение стабильности, ранее тормозилось из-за отсутствия доступных ссылок на надежность таких измерений. Проверка ускоренного старения прямыми измерениями, проведенная в данной работе, показала, что результаты, полученные с использованием методики ускоренного старения, надежны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mu2e (Collabor)*. Mu2e Technical Design Report, Cornell University, 2015.
<http://arxiv.org/abs/1501.05241>
2. Bezzubov V., Denisov D., Evdokimov V., Lipaev V., Schukin A., Vasilyev I.// Nuclear Instrum. Methods A. 2014. V. 753 P. 105.
3. Еремин В.В., Каргов С.И., Кузьменко Н.Е. Задачи по физической химии. Часть 2. Химическая кинетика. М: Электрохимия, 1999.
4. Каюхин А.Н. Разработка и исследование сцинтилляционных детекторов в экспериментах на ускорителях и коллайдерах. ИФВЭ 2000-51. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Протвино: Институт физики высоких энергий, 2000.
5. Гаврилов Ю.К., Гущин Е.Н., Лаптев С.В., Постолов В.Е., Филиппов С.Н.// ПТЭ. 2012. № 5. С. 13.

ТЕЛЛУРСОДЕРЖАЩИЕ ПЛАСТМАССОВЫЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ

© 2024 г. И. А. Суслов^{a,b,*}, И. Б. Немченок^{a,b}, А. А. Клименко^{a,b},
А. Д. Быстряков^{a,b}, И. И. Камнев^a

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

^bГосударственный университет “Дубна”
Россия, 14198, Дубна, Московская обл., ул. Университетская, 19

*e-mail: ivsuslov@jinr.ru

Поступила в редакцию 20.03.2023 г.

После доработки 20.03.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Представлены первые результаты разработки на основе полистирола, полиметилметакрилата и их сополимеров не известных ранее теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов для детекторов по поиску и исследованию безнейтринного двойного бета-распада. В качестве теллурсодержащих добавок использованы комплексное соединение оксида дифенилтллура и ди-(2-этилгексил)fosфорной кислоты и ди-2-этилгексаноат дифенилтллура. Описаны условия получения образцов, охарактеризованы их световыхход и прозрачность.

DOI: 10.31857/S0032816224010066, EDN: GAHZTY

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu\beta\beta$) станет надежным доказательством майорановской природы массы нейтрино, а также позволит построить ее абсолютную шкалу и иерархию [1]. Более того, открытие $0\nu\beta\beta$ поможет в объяснении барионной асимметрии Вселенной [2].

Попытки наблюдения этого редкого процесса связаны с использованием в качестве источников распада ряда изотопов: ^{76}Ge [3], ^{82}Se [4], ^{100}Mo [5, 6], ^{130}Te [7, 8], ^{136}Xe [9, 10] и других. Одним из наиболее вероятных кандидатов на обнаружение $0\nu\beta\beta$ является ^{130}Te [11], что связано с некоторыми его особенностями: высоким содержанием в естественной смеси изотопов (34%) и достаточно большим периодом полураспада двухнейтринной моды (7.9×10^{20} лет) (для Ge, Xe более 10^{21} лет). Один из перспективных методов поиска $0\nu\beta\beta$ – сцинтилляционный. Возможность использования органических сцинтилляторов в качестве основы для детекторов по поиску безнейтринного двойного β -распада

заключается в допировании сцинтиллятора соединениями $\beta\beta$ -изотопов. Важнейшей проблемой разработки органических сцинтилляторов для эффективного поиска $0\nu\beta\beta$ является подбор соответствующих элементосодержащих добавок, позволяющих вводить большое количество ядер $\beta\beta$ -изотопа с наименьшей деградацией оптических и сцинтилляционных свойств и обеспечивающих безопасность персонала, оборудования и окружающей среды.

В коллaborации *SNO+* [12, 13] в крупномасштабном эксперименте по поиску двойного безнейтринного β -распада разработан и предложен к использованию теллурсодержащий жидкий сцинтиллятор (Te-ЖС) на основе линейного алкилбензола с массовой долей теллура 0.5–10%. Наилучший световыхход для образцов с массовым содержанием теллура 1% составляет приблизительно 65% относительно жидкого сцинтиллятора (ЖС) того же состава, не содержащего теллур (стандартный образец). В качестве теллурсодержащей добавки используется продукт взаимодействия теллуровой кислоты с 1,2-бутандиолом, который представляет собой

жидкую смесь мономерных и димерных соединений. Для увеличения световогохода сцинтиллятора и повышения устойчивости теллурсодержащей добавки к гидролизу используется N,N-диметилдодециламин.

Практически аналогичный подход предложен авторами [14]. Они разработали Тe-ЖС на основе линейного алкилбензола с массовым содержанием теллура 0.4–0.6%. Световойход сцинтиллятора с массовым содержанием теллура 0.5% в форме продукта взаимодействия теллуровой кислоты, 1,2-бутандиола и N,N-диметилдодециламина составляет 67% относительно стандартного образца.

К недостаткам описанных сцинтилляторов относится необходимость использования аминов, что приводит к удешевлению и уменьшению доступности материала, невысокий световойход [12, 13] и невысокая концентрация теллура [14].

Ранее нами [15, 16] были предложены новые теллурсодержащие жидкие сцинтилляторы на основе линейного алкилбензола и его смесей с дизопропилнафталином. В [15] описаны Te-ЖС, содержащие дикарбоксилаты дифенилтеллура: ди-2-этилгексаноат, дизовалерат и дипивалоат. Световойход сцинтиллятора (массовая доля металла 1%) в форме ди-2-этилгексаноата дифенилтеллура – 57% относительно стандартного образца. В последующей работе [16] в качестве теллурсодержащей добавки использовано комплексное соединение оксида дифенилтеллура с ди-(2-этилгексил)fosфорной кислотой. Это привело к получению Te-ЖС с уникально высоким световымходом: 88% (массовая доля теллура 1%) относительно стандартного образца.

Альтернативой детекторам на основе ЖС могут служить детекторы на основе пластмассовых сцинтилляторов (ПС). Однако опыт получения ПС, содержащих $\beta\beta$ -изотопы весьма ограничен.

В нашей работе [17] описан кадмийсодержащий пластмассовый сцинтиллятор на основе полиметилметакрилата (ПММА), содержащего некоторое количество гексаметилтриамида фосфорной кислоты (ГМФТА). Максимальное массовое содержание кадмия составляет 2%. В качестве кадмийсодержащей добавки использован хлорид кадмия. Также на основе ПММА

мы разработали неодимсодержащий ПС [18] с максимальной массовой долей металла 3%. В качестве элементосодержащих добавок использовались комплексные соединения нитраты или хлорида неодима с ГМФТА.

Основной недостаток обоих материалов – низкий световойход из-за неактивной в сцинтилляционном отношении природы полиметилметакрилата.

Среди описанных в литературе пластмассовых сцинтилляторов, содержащих $\beta\beta$ -изотопы, известно большое количество примеров оловосодержащих материалов (Sn-ПС). Этих примеров так много, что не имеет особого смысла перечислять их все. Рассмотрим лишь некоторые из последних [19, 20].

В работе [19] описан Sn-ПС на основе полистирола (ПСт) с добавкой тетрафенилолова. Показана возможность получения образцов с массовым содержанием металла до 17% со световымходом 32% относительно антрацена. В статье [20] также описаны Sn-ПС на основе полистирола. Использованы различные оловосодержащие добавки – тетраметилолово, тетрабутиловово, тетраэтиловово, тетраэтилфенилолово, метакрилат трибутиловово и др. Наилучшие результаты достигнуты с метакрилатом трибутиловова, световойход составил 83%–37% (относительно ЕJ-200) при массовом содержании металла 3–15% соответственно.

Теллурсодержащие пластмассовые сцинтилляторы до сих пор не получены.

Целью настоящей работы стало исследование возможности получения теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для получения сцинтилляторов использовались:

- мономеры – стирол и метилметакрилат, осущенные и очищенные перегонкой (стирол – под вакуумом, метилметакрилат – при атмосферном давлении),
- вторичный растворитель – нафталин,
- сцинтилляционная добавка – 2,5-дифенилоксазол (PPO),

Таблица 1. Условия получения образцов Те-ПС

Номер режима	Температурные условия	Наличие инициатора	Прочее
1	50 °C – 90 ч, 80 °C – 4 ч, самопроизвольное охлаждение	да	в токе аргона
2	60 °C – 80 ч, самопроизвольное охлаждение	да	в токе аргона
3	60 °C – 24 ч, 70 °C – 56 ч, 80 °C – 4 ч, самопроизвольное охлаждение	да	в токе аргона
4	90 °C – 10 ч, 105 °C – 5 ч, 140 °C – 62 ч, охлаждение со скоростью 1–2 °C/ч – 24 ч	нет	запаянные ампулы, откачен воздух

- сместитель спектра — 1,4-бис(5-фенилоксазол-2-ил)бензол (POPOP),
- теллурсодержащие добавки — ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура и комплексное соединение оксида дифенилтеллура с ди-2-этилгексилfosфорной кислотой,
- инициатор полимеризации — азобisisобутиронитрил (АИБН).

Получение ди-2-этилгексаноата дифенилтеллура описано в работе [15]. Комплексное соединение оксида дифенилтеллура с ди-2-этилгексилfosфорной кислотой получено взаимодействием реагентов в соотношении 1:1 в гексане с последующей перекристаллизацией из этого же растворителя. Состав теллурсодержащих добавок подтвержден элементным анализом.

Образцы сцинтилляторов изготавливались путем растворения компонентов в свежепрепарированных мономерах (стирол, метилметакрилат) или их смесях с последующей полимеризацией в стеклянных ампулах. Особенности использованных режимов полимеризации представлены в табл. 1.

Из полученных заготовок изготавливались образцы цилиндрической формы с высотой 10 мм, диаметром 25 мм. Основания цилиндров полированные, образующие — шлифованные. Спектры пропускания образцов в видимой области определялись при помощи спектрофотометра UNICO UV 2804. Световой выход измерялся

относительно стандартного образца той же геометрии на основе полистирола, полученного высокотемпературной полимеризацией в вакуумированной стеклянной ампуле в отсутствие инициатора и содержащего 1.5% паттерфенила (PPP) и 0.015% POPOP. Исследуемый образец соединялся с фотоэлектронным умножителем R6091 (HAMAMATSU) при помощи оптической смазки (BC-630 optical grease, Saint-Gobain crystals). В качестве радиоактивного источника использовался ^{207}Bi . Применялась методика разностных измерений. Первое измерение проводилось при непосредственном облучении образца (получался $\gamma+\beta$ -спектр). Во втором измерении между источником и образцом помещалась тefлоновая пластина толщиной 3 мм (получался γ -спектр). Геометрия и время обоих измерений одинаковы. Для определения светового выхода анализировался β -спектр, полученный вычитанием γ -спектра из $\gamma+\beta$ -спектра.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основным условием успеха в получении теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов являлся подбор теллурсодержащих добавок, соответствующих следующим требованиям:

- достаточная растворимость в стироле, метилметакрилате, их полимерах и сополимерах;
- химическая устойчивость в условиях радиальной полимеризации выбранного мономера (смеси мономеров).

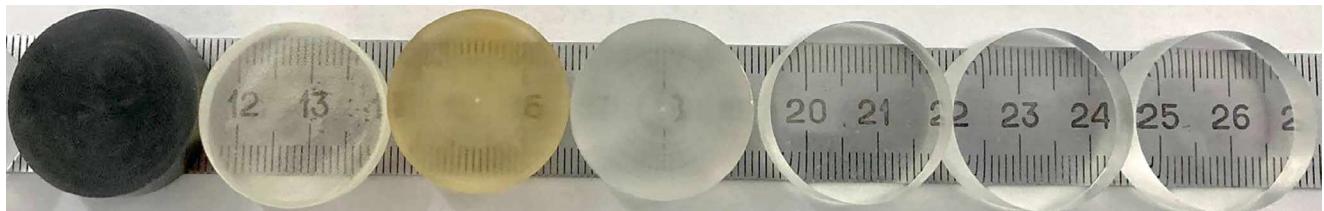


Рис. 1. Фотография некоторых образцов теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов.

Таблица 2. Характеристики некоторых образцов Тe-ПС с концентрацией теллура 1%

№	Образец, состав, режим полимеризации	Световойход ^a , %	$T_{420\text{nm}}^r \pm 1.5\%$	Примечание
Теллурсодержащая добавка – ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура				
1	ПС T^δ , 2% PPO, 0.015% POPOP, режим 4	44 ± 2	78.7	Прозрачные, бесцветные
2	ПС T^δ , 2% PPO, 0.015% POPOP, режим 3	46 ± 2	74.3	
3	ПММА ^b , 1.5% PPO, 0.015% POPOP, 15% нафталин, режим 1	31 ± 2	81.0	Прозрачный, бесцветный
Теллурсодержащая добавка – комплексное соединение оксида дифенилтеллура и ди-(2-этилгексил) фосфорной кислоты				
4	ПММА ^c , 1.5% PPO, 0.015% POPOP, 15% нафталин, режим 1	33 ± 2	81.1	Прозрачный, бесцветный
5	ПС T^δ +ПММА ^b (1:1), 1.5% PPO, 0.015% POPOP, режим 2	33 ± 2	83.3	Прозрачный, бесцветный
6	ПС T^δ +ПММА ^c (0.7:0.3), 1.5% PPO, 0.015% POPOP, режим 2	41 ± 2	82.5	Прозрачный, легкое “серебрение” со временем
7	ПС T^δ , 1.5% PPO, 0.015% POPOP, режим 3	59 ± 2	71.5	Прозрачный, бесцветный

a – относительно стандартного образца ПС на основе полистирола состава: PPO – 1.5%, POPOP – 0.015%; *b* – полистирол; *c* – полиметилметакрилат; *r* – коэффициент пропускания на длине волны 420 нм.

Первому условию, как было установлено в предварительных экспериментах, соответствуют вещества, использованные нами для получения жидких теллурсодержащих сцинтилляторов: ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура и комплексное соединение оксида дифенилтеллура с ди-(2-этилгексил)фосфорной кислотой [15,16].

Таким образом, второе требование определило основное направление исследований – подбор полимерной основы и оптимального для нее температурного режима полимеризации. За время исследования было проведено более двух десятков полимеризаций, которые отличались друг от друга составом полимеризуемых композиций и температурным режимом. На рис. 1 представлена фотография некоторых из полученных образцов, демонстрирующая

временной прогресс результатов исследования. Первые образцы получались непрозрачными или окрашенными, а образцы, полученные во второй половине периода проведения работ, внешне ничем не отличаются от обычных пластмассовых сцинтилляторов.

В табл. 2 собраны характеристики некоторых образцов Тe-ПС с концентрацией теллура 1%.

Образцы, содержащие в качестве теллурсодержащей добавки ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура на основе полистирола (образцы № 1, 2), демонстрируют неплохой световойход (около 45% относительно стандартного образца), однако имеют пониженную прозрачность и слегка желтоваты на вид независимо от режима полимеризации. Использование в качестве основы полиметилметакрилата с добавкой нафтилина (образец № 3) позволяет достичь лучшей

прозрачности и избавиться от желтизны, но значительно снижает световыхход.

Более прозрачные сцинтилляторы с лучшим световыходом получены при использовании в качестве теллурсодержащей добавки комплексного соединения оксида дифенилтитана и ди-(2-этилгексил)fosфорной кислоты (образцы № 4 – 7). Образец № 4 на основе ПММА имеет схожие характеристики с аналогичным образцом № 3. Использование сополимеров полиметилметакрилата и полистирола (№ 5, 6) позволяет достичь некоторого улучшения характеристик. При этом увеличение содержания стирола в смеси и мономеров (образец № 6 по сравнению с образцом № 5) ожидаемо приводит к увеличению световогохода. Однако использованный температурный режим, очевидно, не обеспечил полного превращения мономера в полимер, следствием чего стало образование легкого “серебрения” на поверхности образца № 6.

Наиболее качественным является образец № 7. Он бесцветен, у него наилучший световыход – $59 \pm 2\%$ относительно стандартного образца и отсутствует “серебрение” поверхности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены образцы теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов. Для этого предложено использование ди-2-этилгексаноата дифенилтитана и комплексного соединения оксида дифенилтитана с ди-(2-этилгексил) fosфорной кислоты в качестве теллурсодержащих добавок. Показано, что применение в качестве теллурсодержащей добавки комплексного соединения оксида дифенилтитана и ди-(2-этилгексил) fosфорной кислоты в сочетании с оптимизированными условиями полимеризации приводит к получению Те-ПС лучшего качества.

Световыход такого сцинтиллятора на основе полистирола с массовой долей металла 1% составляет $59 \pm 2\%$ относительно стандартного образца пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола, не содержащего теллур.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом на проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований малыми отдельными

научными группами Российского научного фонда (проект № 23-22-00214).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bilenky S.M., Petcov S.T. // Rev. Mod. Phys. 1987. V. 59. P. 671.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.59.671>
2. Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., Nakamura K., Sumino Y., Takahashi F., Tanaka J., Agashe K., Aielli G., Amsler C., Antonelli M., Asner D., Baer H., Banerjee S., Barnett R. et al. // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 251.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
3. Agostini M. et al. (GERDA Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 252502.
<https://doi.org/10.1126/science.aav8613>
4. Azzolini O. et al. (CUPID Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 032501.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.032501>
5. Armengaud E. et al. (CUPID-Mo Collab.). // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 44.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7578-6>
6. Alenkov V. et al. (AMORE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 791.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7279-1>
7. Albanese V. et al. (SNO+ Collab.) // JINST. 2021. V. 16. P. P08059.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/08/p08059>
8. Adams D.Q. et al. (CUORE Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 122501.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.122501>
9. Abe S. et al. (KamLAND-Zen Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2023. V. 130. P. 051801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.051801>
10. Albert J.B. et al. (EXO-200 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 072701.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.072701>
11. Biller S.D. // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 071301.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.071301>
12. Biller S., Manecki S. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 888. P. 12084.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012084>
13. Auty D.J. et al. (SNO+ Collab.) // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2023. V. 1051. P. 168204.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168204>

14. Ding Y.Y., Liu M.C., Wen L.J., Li Y., Li G., Zhang Z. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2023. V. 1049. P. 168111.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168111>
15. Suslov I.A., Nemchenok I.B., Shitov Yu.A., Kazartsev S.V., Belov V.V., Bystryakov A.D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2022. V. 1040. P. 167131.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167131>
Суслов И.А., Немченок И.Б., Быстрыakov А.Д. // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20. № 5. С. 250.
17. Nemchenok I.B., Shurenkova A.A., Brudanin V.B., Gundorin N.A., Timkin V.V. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2012. V. 76. № 11. P. 1187.
<https://doi.org/10.3103/S1062873812110160>
18. Немченок И.Б. Разработка и исследование пластмассовых и жидкых сцинтилляторов для детекторов экспериментов в области нейтринной физики: Дисс. ... докт. технических наук. Дубна: ОИЯИ, 2018. 220 с.
19. Britvich G.I., Vasil'chenko V.G., Lapshin V.G., Sоловьев A.S. // Instrum. Exp. Tech. 2000. V. 43. № 1. P. 36.
<https://doi.org/10.1007/BF02758995>

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ПРИВЯЗАННОГО БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

© 2024 г. Е. Ю. Буркин^{a,*}, В. В. Свиридов^a, А. А. Бомбизов^a

^aТомский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 40
*e-mail: burkin@mail.ru

Поступила в редакцию 24.03.2023 г.

После доработки 30.05.2023 г.

Принята к публикации 25.07.2023 г.

Описана система электропитания беспилотного летательного аппарата (БПЛА) на основе кабельного соединения с первичным, расположенным на поверхности земли источником электрической энергии. Наземный источник питания от стандартной трехфазной сети формирует гальванически изолированное постоянное выходное напряжение, изменяющееся в диапазоне 350–435 В, со средней электрической мощностью до 10 кВт. Использована схема на основе импульсного стабилизатора тока понижающего типа с последующим звеном инвертора тока, согласующего трансформатора и выпрямителя. Напряжение наземного источника питания поступает по кабель-тросу на БПЛА. Источник питания БПЛА обеспечивает выходное напряжение 48 ± 2 В и выходной ток до 135 А. Представлены экспериментальные данные работы системы на эквивалент нагрузки и БПЛА.

DOI: 10.31857/S0032816224010078, EDN: FZLSWV

1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют задачи, связанные с наблюдением и осуществлением связи в труднодоступной или удаленной местности. Одним из возможных решений подобных задач является использование беспилотных летательных аппаратов в качестве носителей необходимой сенсорной аппаратуры. Для увеличения времени автономной работы используются различные подходы. Один из них заключается в использовании специальных наземных автоматических базовых станций, в которых без участия человека производится смена аккумулятора БПЛА и осуществляется непрерывный заряд аккумуляторов, предназначенных для замены. Количество аккумуляторов в системе базовой зарядной станции определяется равенством средней энергии, расходуемой летательным аппаратом, и допустимой энергии заряда аккумулятора (по сути, отношением отбираемого и зарядного токов) [1, 2]. Второй подход заключается в использовании беспроводной

зарядки с помощью лазерного пучка [3, 4]. В этом случае БПЛА должен постоянно находиться или периодически появляться в зоне действия лазерного излучения. Третий подход заключается в использовании так называемых привязанных БПЛА. Энергия поступает на аппарат от источника электропитания, расположенного на земле, при помощи электрического или оптического кабеля. Конечная длина кабель-троса вносит ограничения на области использования такой системы. Частичное решение этой проблемы заключается в использовании мобильного наземного источника электропитания, расположенного на автомобиле или корабле [5, 6].

Предлагаемая система электропитания относится к последнему типу и предназначена для питания привязанного БПЛА по электрическому кабель-тросу длиной до 200 м от наземного дизель-генератора.

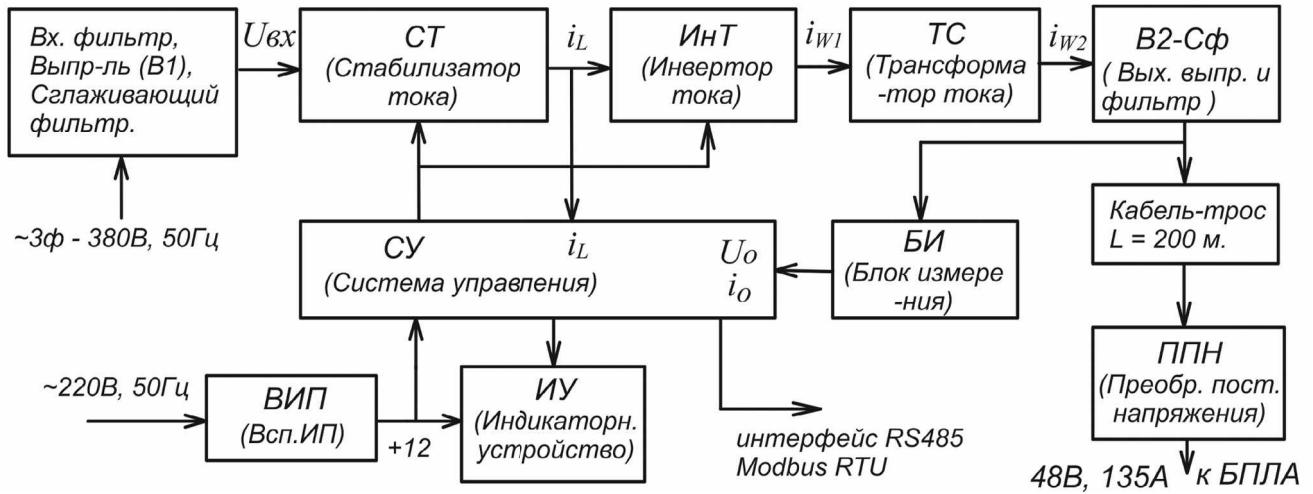


Рис. 1. Основные структурные компоненты системы электропитания привязанного БПЛА.

2. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА

Структурная схема блока питания показана на рис. 1. Вся система питается от стандартной трехфазной сети напряжением 380 В частотой 50 Гц. В мобильном исполнении сетевое напряжение формируется от вспомогательного дизель-генератора. Входное сетевое напряжение через входную коммутационную и защитную аппаратуру, а также входной фильтр, подавляющий помехи, поступает на модуль трехфазного мостового выпрямителя и далее на выходной Г-образный LC-фильтр. Практически постоянное нестабилизированное напряжение на выходе фильтра порядка 500 В поступает на стабилизатор тока (СТ) на основе транзисторного ключа и реактора L_1 , который обеспечивает стабилизацию и регулировку тока I_{L1} , поступающего на вход мостового инвертора тока (ИнТ). Величина этого тока определяет значение выходного напряжения, прикладываемого к нагрузке в виде кабель-троса и источника питания БПЛА. Инвертор тока работает с коэффициентом заполнения, равным 0.5, не участвуя в процессе регулирования и стабилизации выходного напряжения. Его функция заключается в формировании переменного тока для обеспечения трансформаторной развязки и согласования уровня выходного напряжения с уровнем входного. Таким образом, переменный ток инвертора поступает на первичную обмотку согласующего трансформатора (ТВ), который обеспечивает также гальваническую развязку выходной цепи от питающей сети. Для формирования постоянного

выходного напряжения используется блок В2-Сф на основе мостового выпрямителя B_2 и емкостного фильтра C_ϕ . Отсутствие выходного дросселя ограничивает выброс напряжения на выходных диодах, вызванный энергией индуктивности рассеяния трансформатора на уровне текущего выходного напряжения. Выходное напряжение наземного блока $U_{\text{вых}}$ поступает через кабель-трос длиной 200 м на вход источника питания БПЛА, который представляет собой шестифазный преобразователь постоянного напряжения (ППН). Источник питания БПЛА формирует выходное стабилизированное напряжение 48 В с током нагрузки до 135 А для питания электроприводов и системы управления БПЛА.

Основу наземного блока составляют силовые транзисторные модули, которые управляются с помощью специализированных схем формирователей импульса. Для защиты силового транзистора стабилизатора тока от перенапряжения используется пассивная защитная RCD-цепь. Для ограничения пусковых токов в момент включения применяется вспомогательная схема предварительного заряда фильтрового конденсатора. Питание системы управления и других низковольтных вспомогательных систем осуществляется сетевым вспомогательным источником питания (ВИП).

Регулирование и стабилизация напряжения на выходе источника питания осуществляются по сигналам обратной связи U_o и I_o , величины которых пропорциональны выходному напряжению и току. Эти сигналы формируются

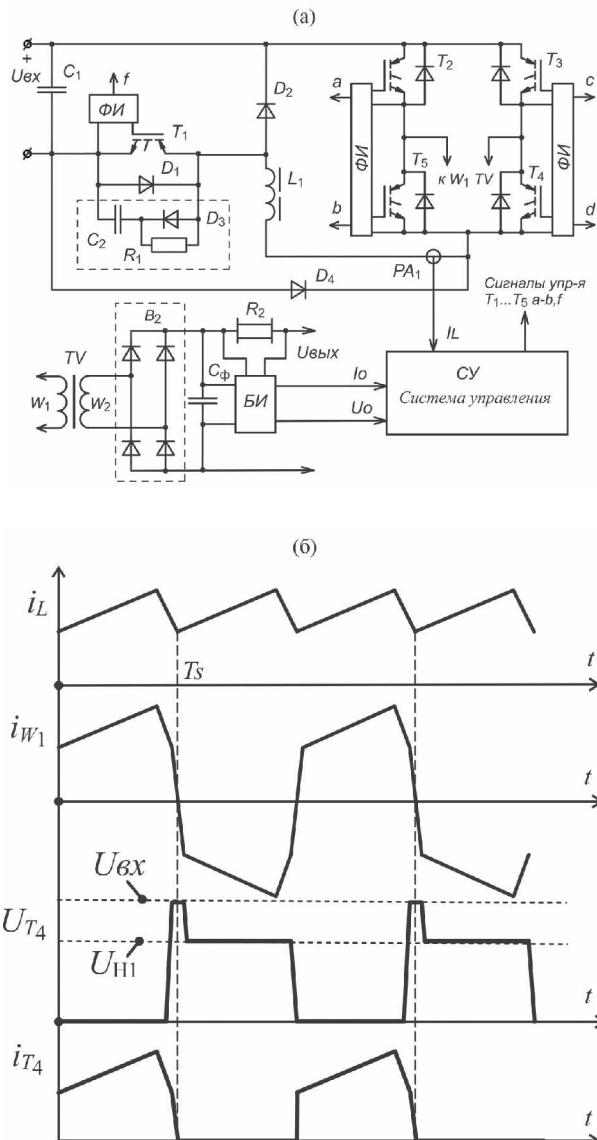


Рис. 2. Принципиальная схема (а) и диаграммы работы (б) наземного источника питания: T_1 – транзисторы, D_2 – SKM100GAL12T4, T_2-T_5 – 2MBI75N-120, D_4 – HFA90FA120, $L_1 = 0.45 \text{ мГн}$ (Magnetics – 77715, 4 шт., $W = 21$), PA_1 – CSNR161, TV – 4 сердечника R100-60-15 PC40, $W_1 = 37$, $W_2 = 34$, литцендрат – ЛЭЛО 075-0.071, B_2 – IDH16G65CG, C_ϕ – два последовательных конденсатора 450В – 1000 мкФ, $R_2 = 0.003 \text{ Ом}$.

с помощью блока измерения (БИ). Также используется сигнал обратной связи по току реактора I_{L1} , который поступает на систему управления (СУ) с датчика тока на эффекте Холла. Реализован подчиненный принцип управления, где в качестве внутренней координаты используется ток реактора I_{L1} , а в качестве внешней координаты – выходное напряжение. Для

уменьшения массогабаритных параметров преобразователя постоянного напряжения, расположенного на БПЛА, необходимо поддерживать напряжение на входе ППН на постоянном уровне. Для этой цели в контур стабилизации выходного напряжения наземного преобразователя введен блок компенсации падения напряжения на кабель-тросе.

3. СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ

Принципиальная схема силовой части наземного источника питания и диаграммы тока и напряжения в ключевых точках показаны на рис. 2. Принцип действия входных цепей, формирующих нестабилизированную шину постоянного тока, известен, поэтому на рисунке эти цепи не изображены. Стабилизатор тока СТ выполнен по схеме понижающего преобразователя постоянного напряжения. Основные элементы: силовой транзистор T_1 , диод обратного тока D_2 и выходной реактор L_1 . Частота переключения транзистора T_1 в два раза выше частоты работы транзисторов инвертора тока и составляет 32 кГц. Управление транзистором T_1 осуществляется с помощью формирователя импульса ФИ по сигналу управления f , формируемому блоком системы управления. Основой ФИ является специализированная микросхема TLP250 (по такой же схеме сделаны ФИ управления транзисторами инвертора T_2-T_4). Мостовой инвертор тока, собранный на транзисторах T_2-T_4 , работает на фиксированной частоте 16 кГц с максимальным коэффициентом заполнения, равным практически 0.5, ограниченным только паузой между переключением транзисторов инвертора (пары транзисторов T_2 , T_5 и T_3 , T_4). Во время паузы (160 нс) происходит заряд собственных емкостей транзисторов током дросселя СТ. Когда напряжение на транзисторах инвертора возрастает до величины, превышающей входное напряжение $U_{\text{вх}}$, открывается диод D_4 . В результате ток дросселя замыкается через открытый вентиль и источник питания, ограничивая величину напряжения на транзисторах инвертора на уровне напряжения $U_{\text{вх}}$ (500 В). В момент окончания паузы происходит включение транзисторов другой диагонали моста, при этом напряжение на транзисторах практически равно нулю, и включение

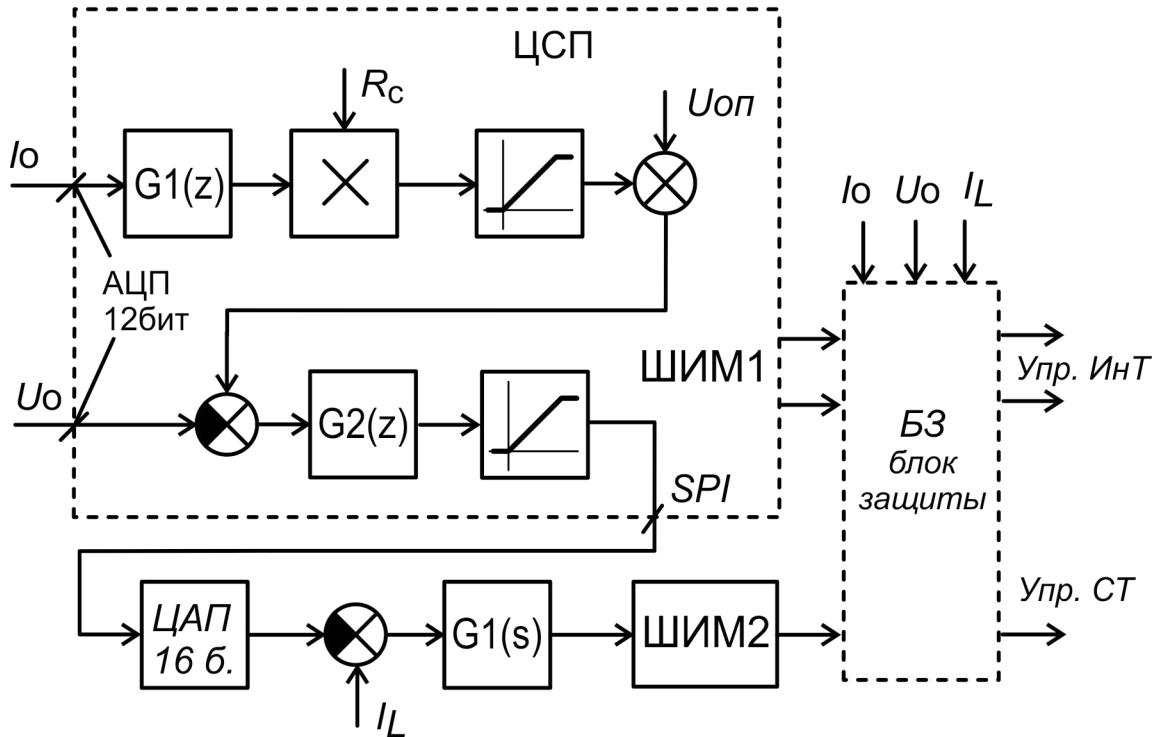


Рис. 3. Структурная схема контура регулирования системы управления.

происходит с низким уровнем потерь. Низкое напряжение на транзисторах объясняется тем фактом, что в момент выключения транзисторов направление протекания тока первичной обмотки трансформатора таково, что во время паузы он заряжает емкости выключившихся транзисторов и разряжает емкости готовых к включению транзисторов. Необходимо учитывать также, что ток в первичной обмотке трансформатора не может измениться мгновенно в силу наличия индуктивности рассеяния. Управление транзисторами инвертора и стабилизатора тока синхронизировано таким образом, чтобы коммутация транзисторов инвертора происходила в точке минимума тока дросселя L_1 . Такой режим работы позволяет дополнительно снизить коммутационные потери в транзисторах инвертора тока (рис. 2б). Диод D_3 , резистор R_1 и конденсатор C_2 образуют схему снижения динамических потерь в транзисторе T_1 , а также защищают от перенапряжения при выключении.

Структурная схема системы управления показана на рис. 3. Основой является процессорное устройство, выполненное на цифровом сигнальном процессоре (ЦСП) TMS320F2808. Сигналы обратной связи по выходному

напряжению (U_o), выходному току (I_o) и току дросселя импульсного стабилизатора тока (I_L) поступают на систему управления с соответствующими измерительными устройствами. Измерения выходного напряжения и тока осуществляются с помощью резистивного делителя и шунта. Выходные сигналы поступают на систему управления через изолирующий усилитель, выполненный на основе микросхемы HCPL788J. После входного фильтра эти сигналы поступают на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и блок защиты. В основной части программы обрабатываются сигналы с АЦП, и алгоритм управления формирует вспомогательные сигналы для аналогового регулятора и выходного усилителя. Также ЦСП обеспечивает интерфейс с внешним контроллером и индикатором.

Контур стабилизации выходного напряжения реализован в виде двухкаскадного цифро-аналогового регулятора, работающего по подчиненному принципу с дополнительным блоком компенсации падения напряжения на кабель-тросе. Внешней, более медленной переменной выступает сигнал выходного напряжения U_o . Этот сигнал поступает на плату управления и после входной фильтрации



Рис. 4. Внешний вид наземного блока питания (1) и преобразователя постоянного напряжения БПЛА (2).

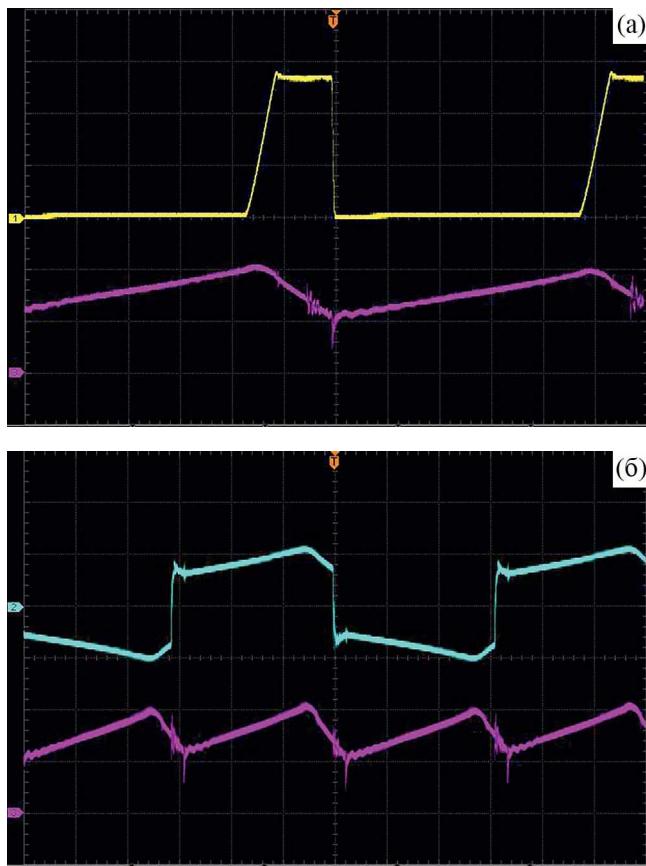


Рис. 5. Осциллографмы напряжения на транзисторе стабилизатора тока T_1 (верхняя кривая, 200 В/дел) и тока дросселя I_{L1} (нижняя кривая, 9.8 А/дел), 5 мкс/дел (а), тока первичной обмотки трансформатора (верхняя кривая, 18.5 А/дел) и тока дросселя I_{L1} (нижняя кривая, 9.8 А/дел), 10 мкс/дел (б).

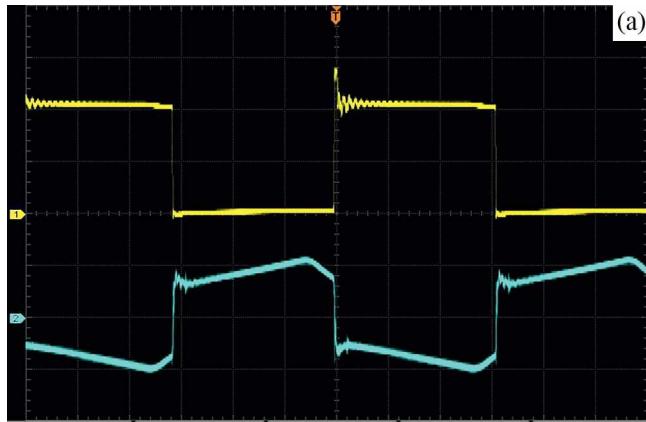
на аналого-цифровой преобразователь сигнального процессора. Оцифрованный сигнал служит информационным потоком данных (отсчетов) для выполнения целого ряда

функций, но в первую очередь это сигнал обратной связи для первого каскада регулятора выходного напряжения. Этот каскад выполнен в виде пропорционально-интегрального звена с интегрированием по методу трапеций $G2(z)$. Сформированный цифровой сигнал управления поступает на цифро-аналоговый преобразователь, тем самым формируя аналоговый сигнал, являющийся опорным для второго каскада управления $G1(s)$. Здесь в качестве сигналов обратной связи выступает сигнал, полученный с датчика тока, включенного в последовательную цепь с дросселем импульсного стабилизатора тока. Быстродействие этого каскада выше, чем у цифрового канала регулирования, и он выполнен в виде инерционно-форсирующего звена первого порядка на операционном усилителе. В качестве сигнала развертки используется сигнал с генератора пилообразных колебаний, который синхронизируется сигналами, поступающими с процессора. Для компенсации падения напряжения на кабель-тросе к основному опорному напряжению добавляется смещение. Сигнал с датчика выходного тока I_o фильтруется с помощью передаточного звена первого порядка $G1(z)$ и умножается на коэффициент R_c , который является сопротивлением кабеля. Таким образом, добавочное смещение опорного напряжения пропорционально падению напряжения на кабеле.

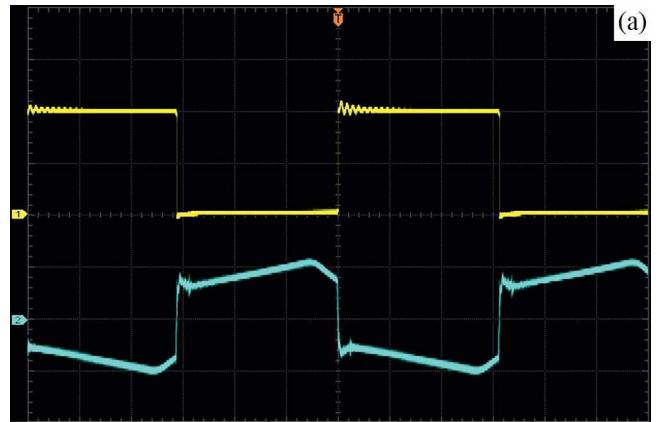
Питание системы управления осуществляется от вспомогательного гальванически развязанного блока питания, расположенного на плате управления. Логические сигналы управления инвертором формируются непосредственно сигнальным процессором (ШИМ1), в то время как сигнал управления стабилизатором тока формируется внешним модулятором (ШИМ2). Сигналы управления через буферную схему поступают через формирователи импульсов управления на транзисторы силовой части.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

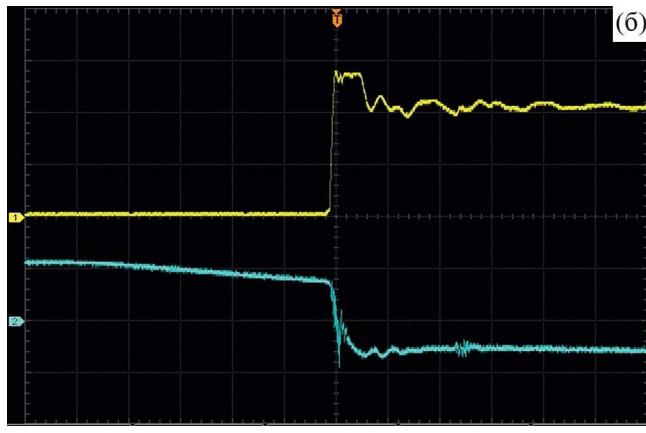
Конструктивно система электропитания БПЛА размещается в двух блоках на рис. 4. В первом из них располагается наземный источник постоянного напряжения с функцией компенсации падения напряжения на кабель-тросе. Габариты блока – 600×440×180 мм³. Во втором блоке располагается понижающий



(а)



(б)



(а)

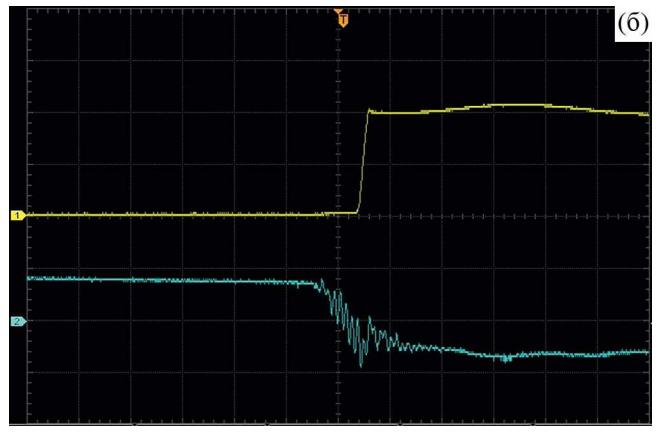


Рис. 6. Осциллографмы напряжения на транзисторе инвертора тока T_2 (верхняя кривая, 200 В/дел) и тока первичной обмотки трансформатора (нижняя кривая, 18.5 А/дел), 10 мкс/дел (а), те же осциллографмы с временной разверткой 1 мкс/дел (б).

преобразователь постоянного напряжения, формирующий силовую шину напряжением 48 В. Габариты блока $350 \times 240 \times 60$ мм³. Масса блока 2 кг.

Система электропитания привязанного БПЛА была испытана при работе на эквивалент нагрузки и кабеля. На рис. 5–7 представлены кривые напряжения и тока в ключевых точках схемы.

Из осциллографмы рис. 5а следует, что в момент выключения ток дросселя составляет $I_{\max} = 20$ А. При этом за счет работы демпфирующей цепи и компактной конструкции длительность нарастающего фронта напряжения на транзисторе не превышает 1 мкс, а коммутационный выброс напряжения меньше 40 В. Такое решение обеспечивает надежную работу стабилизатора тока — как в номинальном режиме на частоте 32 кГц, так и в аварийном

режиме при превышении максимального значения тока дросселя, составляющего 30 А. На осциллографме рис. 5б показаны кривые токов дросселя и первичной обмотки трансформатора. Видно, что ток дросселя повторяет в каждый момент времени ток трансформатора, коммутация тока первичной обмотки происходит вблизи минимума тока дросселя, снижая уровень коммутационных потерь. Время перехода составляет примерно 0.5 мкс, что хорошо показано на осциллографме напряжения на транзисторе инвертора (рис. 6). Можно наблюдать, что в течение статической фазы напряжение на транзисторе практически постоянно и равно текущему напряжению на нагрузке, пересчитанному в первичную цепь (коэффициент трансформации примерно равен 0.92), $U_{T_{ct}} = 410$ В. В процессе выключения транзисторов на них наблюдается выброс напряжения, который ограничен значением напряжения U_{bx}

в результате использования диода D_4 . Длительность выброса составляет 0.5 мкс.

Схема является источником тока, поэтому на выходе в качестве фильтра допускается устанавливать чисто емкостной фильтр. При этом не возникает неконтролируемого возрастания токов в элементах схемы. Также такое построение выходной части фиксирует напряжение на выходных диодах, не позволяя возникать выбросам напряжения, обусловленным энергией индуктивности рассеяния трансформатора. Осциллограмма напряжения на диоде выходного моста показана на рис. 7. Видно, что величина выброса напряжения не превышает 50 В.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана система электропитания привязанного БПЛА, состоящая из наземного блока питания, располагающегося на базовой станции, соединительного кабель-троса и источника питания БПЛА. Номинальная выходная мощность по шине с напряжением 48 В составляет 6.5 кВт. Блоки питания системы работают при принудительном воздушном охлаждении.

Примененное в работе схемное решение является простым и надежным. Заметим, что предложенное решение обеспечивает работу транзисторов и диодов силовой части с естественным ограничением выброса на них в широком диапазоне коммутируемых токов, что определяет повышенную надежность всей схемы. Также токовый режим работы исключает аварийность насыщения силового трансформатора в динамических режимах регулирования.

Полученные результаты могут быть успешно применены при создании, в том числе и более мощных систем электропитания привязанных

БПЛА, также их можно использовать в других областях преобразовательной техники.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-11-2021-035 от 24 июня 2021 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lee D., Zhou J., Lin W.T.* // Conference on Unmanned Aircraft Systems (ICUAS). Denver, CO, USA, 2015. P. 118.
<http://doi.org/10.1109/ICUAS.2015.7152282>.
2. *Boukoberine M.N., Zhou Z., Benbouzid M.* // IECON 2019 – 45th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society. Lisbon, Portugal, 2019. P. 5826.
<http://doi.org/10.1109/IECON.2019.8927702>
3. *Ouyang J., Che Y., Xu J., Wu K.* // 2018 IEEE International Conference on Communications Workshops (ICC Workshops). Kansas City, MO, USA, 2018. P. 1.
<http://doi.org/10.1109/ICCW.2018.8403572>
4. *Achtelik M.C., Stumpf J., D.Gurdan Doth K.-M.* // 2011 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems. San Francisco, CA, USA, 2011. P. 5166.
<http://doi.org/10.1109/IROS.2011.6094731>
5. *Muttin F.* // Applied Ocean Research. 2011. V. 33. Iss. 4. P. 332.
<http://doi.org/10.1016/j.apor.2011.06.004>
6. *Beom W. Gu, Su Y. Choi, Young Soo Choi, Guowei Cai, Lakmal Seneviratne, Chun T. Rim.* // Nuclear Engineering and Technology. 2016. V. 48. Iss. 4. P. 982. ISSN 1738-5733.
<http://doi.org/10.1016/j.net.2016.02.014>

ТОТ-МЕТОД С ФОРМИРОВАТЕЛЕМ ИМПУЛЬСА НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ ПРИПОДНЯТОГО КОСИНУСА

© 2024 г. Е. А. Усенко^{a,*}

^aИнститут ядерных исследований Российской академии наук

Россия, 117312, Москва, пр. 60-летия Октября, 7а

*e-mail: Eugueni.oussenko@cern.ch

Поступила в редакцию 03.03.2023 г.

После доработки 15.06.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Описан метод преобразования заряда во временной интервал (Time Over Threshold, TOT), использующий импульсный синусный формирователь, в основе которого лежит математическая функция приподнятого косинуса (ФПК). ФПК обладает важным для ТОТ-метода свойством – формированием гладкого импульса при вариативности коэффициента сглаживания и времени отклика. При этом форма импульса ФПК не зависит от входного импульсного воздействия в заданном временном диапазоне. Таким образом, на основе ФПК удалось создать импульсный синусный формирователь с заданным временным откликом, обеспечивающим однозначную зависимость длительности ТОТ-импульса от входного заряда, а также улучшить точностные характеристики за счет оптимальной спектральной фильтрации в ФПК. Импульсный синусный формирователь на основе ФПК был успешно использован в системах считывания экспериментов HADES (ГСИ, Дармштадт, Германия) и BM&N (ОИЯИ, Дубна). Общее число каналов считывания составило более 5 тысяч, ошибка метода около 0.3%.

DOI: 10.31857/S0032816224010085, EDN: FYVEKA

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие современные физические эксперименты используют для измерения величины зарядов аналого-цифровые преобразователи (АЦП). Но многоканальные детекторы и их системы считывания могут насчитывать десятки и сотни тысяч каналов, поэтому встает вопрос финансовых затрат и ограничений на рассеиваемую мощность и габариты.

Как альтернативу АЦП все чаще стали использовать метод преобразования заряда во временной интервал, который получил название Time Over Threshold (TOT) [1–3], что отражает суть метода, как “время над порогом”, или сканирование амплитудного спектра импульсов детектора постоянным порогом дискриминатора. На рис. 1 изображена визуальная интерпретация ТОТ-метода, в которой меняется не амплитуда сигнала, а значение порога. Такая интерпретация верна при неизменной

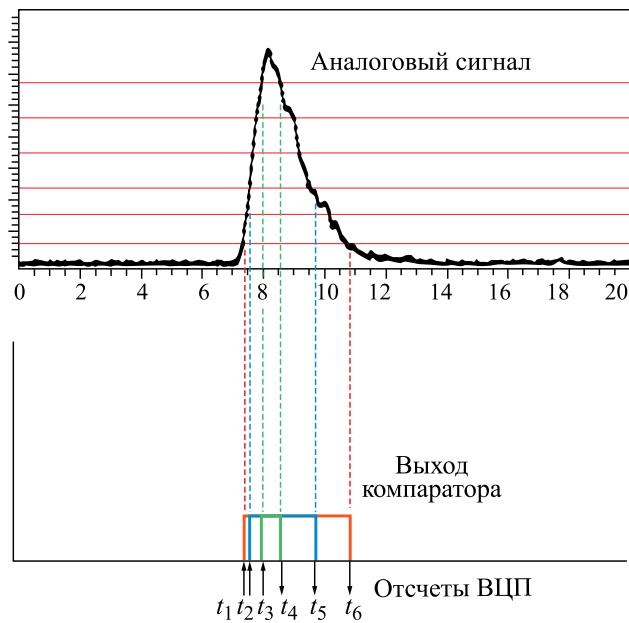


Рис. 1. Иллюстрация прямого преобразования аналогового сигнала во временные отметки ВЦП.

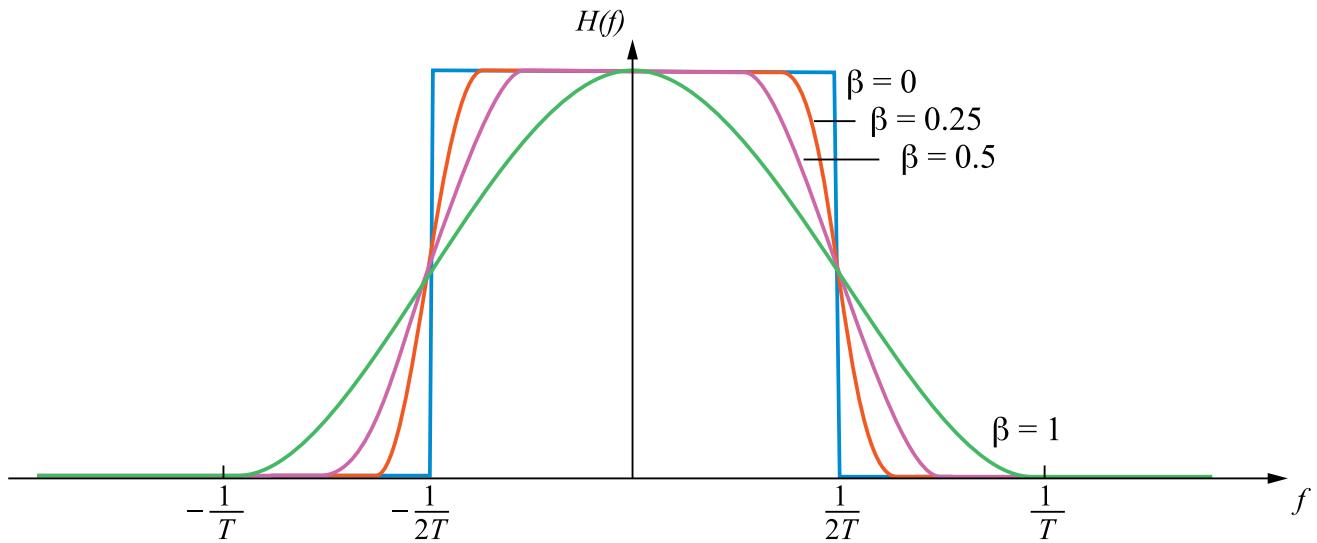


Рис. 2. АЧХ ФПК при различных коэффициентах сглаживания.

форме детекторного импульса, что в большинстве случаев верно. В результате получаются две временные метки (рис. 1) пересечения порогом переднего и заднего фронтов импульса. В различных реализациях ТОТ-метода используются либо два импульса, сформированных каждым из пересечений, и два канала время-цифрового преобразователя ВЦП, либо один импульс с оцифровкой многохитовым ВЦП [4]. Система регистрации частиц ТОТ-методом получается значительно дешевле, меньше рассеивает тепло и проще в эксплуатации.

Однако быстро выяснились недостатки прямого ТОТ-преобразования: неоднозначность зависимости заряд–временной интервал, нелинейность ТОТ-функции, низкая точность преобразования и ограниченный диапазон. Были предприняты попытки решить перечисленные проблемы ТОТ-метода, однако в каждом случае решение оказывалось частным и чаще всего подходило для конкретного детектора в условиях одного эксперимента [1–3].

Метод, суливший значительные преимущества, оказался сложнее, чем представлялось на первый взгляд. До сих пор в мире не предложено универсального решения, которое могло бы удовлетворить растущие потребности его применения. В данной работе описывается опыт использования одного из вариантов реализаций ТОТ-метода средствами современной аналоговой электроники, нашедшего применение в различных экспериментах и детекторах частиц [5, 6]. Развитие ТОТ-метода на основе

описываемого принципа сулит хорошие перспективы использования его также и с современными приборами типа SiPM.

2. ФУНКЦИЯ ПРИПОДНЯТОГО КОСИНУСА

Задача преобразования заряда во временной интервал оказалась сложнее, чем представлялась, и потребовала нетривиальных подходов к ее решению. Основным препятствием при прямом сканировании детекторного импульса является искаженность его формы, наличие наложенных случайных неоднородностей и шумов. Попытки сгладить исходный детекторный импульс простым интегрированием ограничиваются значительным временем отклика, которое, в свою очередь, порождает проблемы в виде снижения скорости нарастания и спада импульса, роста низкочастотных шумов электронной схемы [7], увеличивающих ошибку ТОТ-метода [1].

Одним из вариантов решения проблемы является формирование специального импульса, форма которого будет независима от входного воздействия, а амплитуда пропорциональна величине входного заряда. Такой формирователь аналогового импульса описывается математической функцией приподнятого косинуса (ФПК), реализующей как частный случай фильтра низких частот Найквиста [8]. Его описание в частотной области (рис. 2) представляет собой кусочно-определенную функцию,

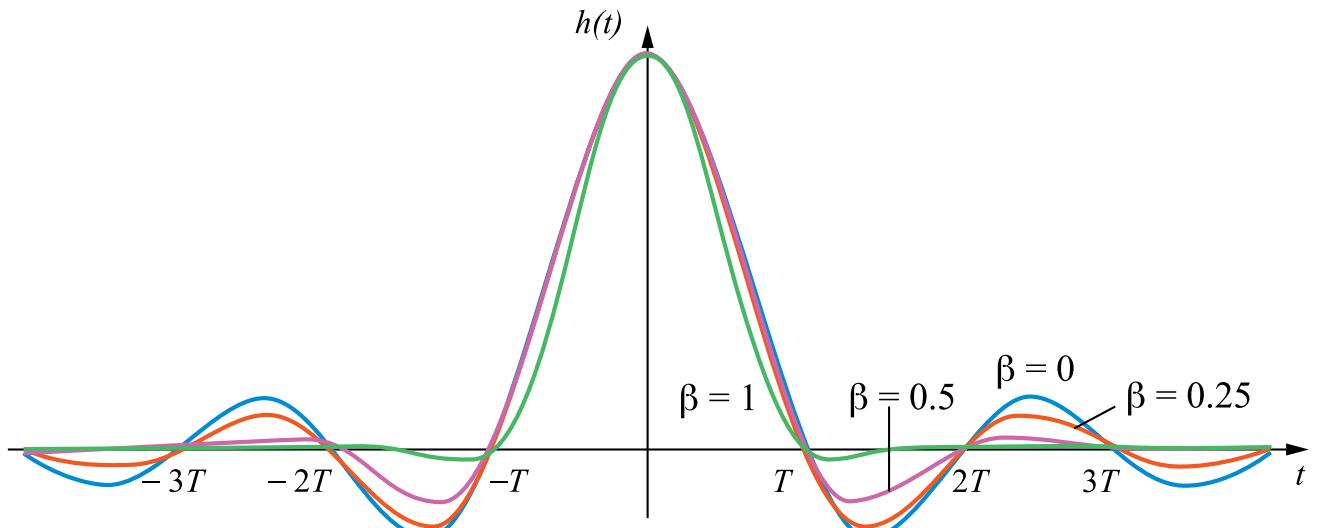


Рис. 3. Импульсный отклик ФПК при различных коэффициентах сглаживания.

которая характеризуется значениями β – коэффициента спада ($0 \leq \beta \leq 1$), и T – величиной обратной скорости:

$$H(f) = \begin{cases} 1 & |f| \leq \frac{1-\beta}{2T} \\ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi T}{\beta} \left[|f| - \frac{1-\beta}{2T} \right] \right) \right], & \frac{1-\beta}{2T} < |f| \leq \frac{1+\beta}{2T} \\ 0 & |f| > \frac{1+\beta}{2T} \end{cases} \quad (1)$$

Импульсная характеристика (рис. 3) такого фильтра [8] определяется выражением

$$h(t) = \begin{cases} \frac{\pi}{4T} \operatorname{sinc} \left(\frac{1}{2\beta} \right), & t = \pm \frac{T}{2\beta} \\ \frac{1}{T} \operatorname{sinc} \left(\frac{t}{T} \right) \frac{\cos \left(\frac{\pi \beta t}{T} \right)}{\left(1 - \frac{2\beta t}{T} \right)^2}, & t \neq \pm \frac{T}{2\beta} \end{cases} \quad (2)$$

При $\beta=1$ ненулевая часть спектра представляет собой чистый приподнятый косинус, что приводит нас к искомому варианту ФПК, при котором обеспечивается оптимальная фильтрация спектра при заданном времени отклика.

При этом ширина полосы сформированного сигнала в два раза превышает ширину полосы модулирующего воздействия [8]. Иными словами, это означает максимально возможную частотную фильтрацию методом ФПК сигнального спектра при заданной длительности сформированного импульса.

3. ФОРМИРОВАТЕЛЬ СИНУСНЫХ ИМПУЛЬСОВ С УДАРНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Практическая реализация схемы ФПК достаточно сложна, хотя часто встречается в радиолокационной технике в виде генераторов импульсов колоколообразной формы с ударным возбуждением. В многоканальной системе считывания важно найти лаконичное схемотехническое решение, удовлетворяющее требованиям функциональности при повторяемости параметров и низком энергопотреблении. Использование быстрых современных операционных усилителей позволяет решать задачи подобного рода.

На рис. 4 изображена PSPICE-модель формирователя синусного импульса, выполненного на быстром операционном усилителе ИС U1 AD8002 с полосой частот единичного усиления 600 МГц и трансимпедансным значением 50 Ом по инвертирующему входу. Такое построение схемы обеспечивает введение 100% отрицательной обратной связи для удобства

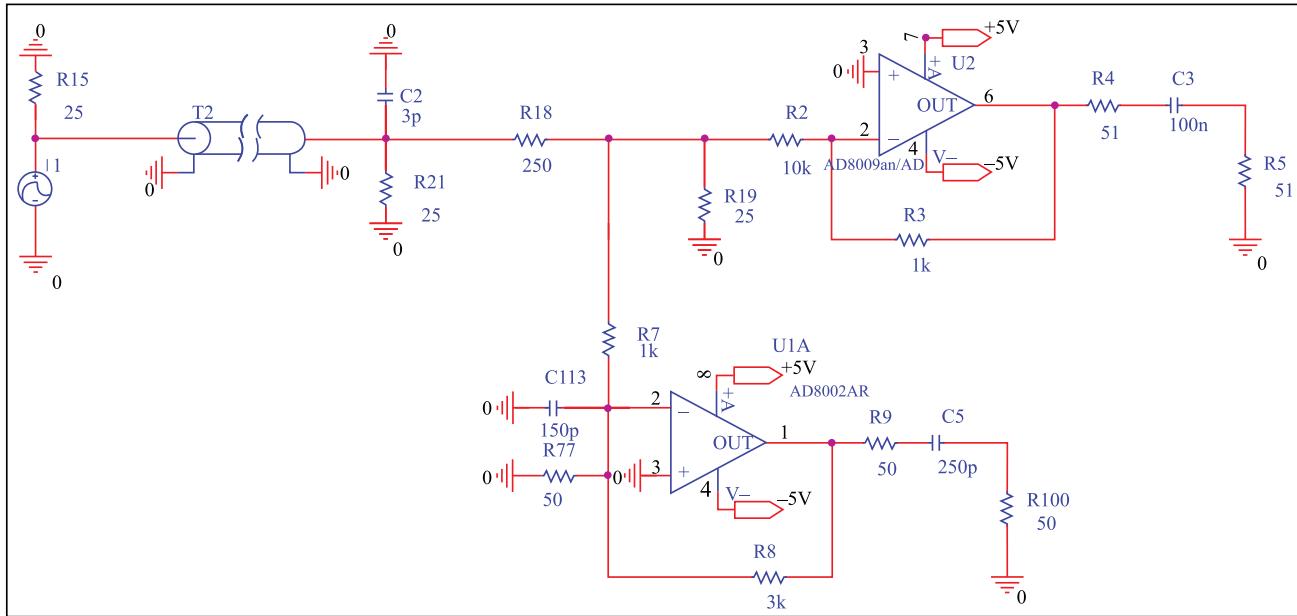


Рис. 4. PSPICE-модель формирователя синусной функции на ИС U1 (AD8002) и референсного калибровочного канала на ИС U2 (AD8009).

формирования передаточной характеристики в расчетном диапазоне длительностей импульсов по основанию от 12 до 30 нс PSPICE. Модель также содержит референсный канал на ИС U2 (AD8009), предназначенный для привязки коэффициента преобразования к другим частям канала считывания. Принципиальная электрическая схема формирователя синусного импульса построена на основе генератора гармонических колебаний на ИС U1 с времязадающей цепочкой C113R77. При этом длительность формируемого синусного импульса также зависит от переходной характеристики самого операционного усилителя U1 AD8002, охваченного отрицательной обратной связью через резистор R8.

На рис. 5 показаны результаты моделирования схемы формирователя синусного импульса на основе ФПК при различных значениях времязадающей цепи, изменяющих логарифмический декремент затухания синусоидального генератора. На практике при расчете электронных схем используется более удобный параметр – добротность σ :

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{C}{R}}. \quad (3)$$



Рис. 5. Эпюры напряжения PSPICE-модели формирователя синусного импульса при различных степенях демпфирования, зеленым цветом показан график, соответствующий ФПК при $\beta = 1$.

Как видно на рис. 5, на основе ФПК возможно создать аналоговый формирователь импульса, соответствующий первому квадранту синусоидальной функции с необходимой длительностью временного отклика, с запуском от сигнала физического детектора.

Синусный импульс (зеленый график на рис. 5) формируется с незначительным пересечением нуля, которое необходимо для увеличения скорости экспоненциального спада заднего фронта импульса.

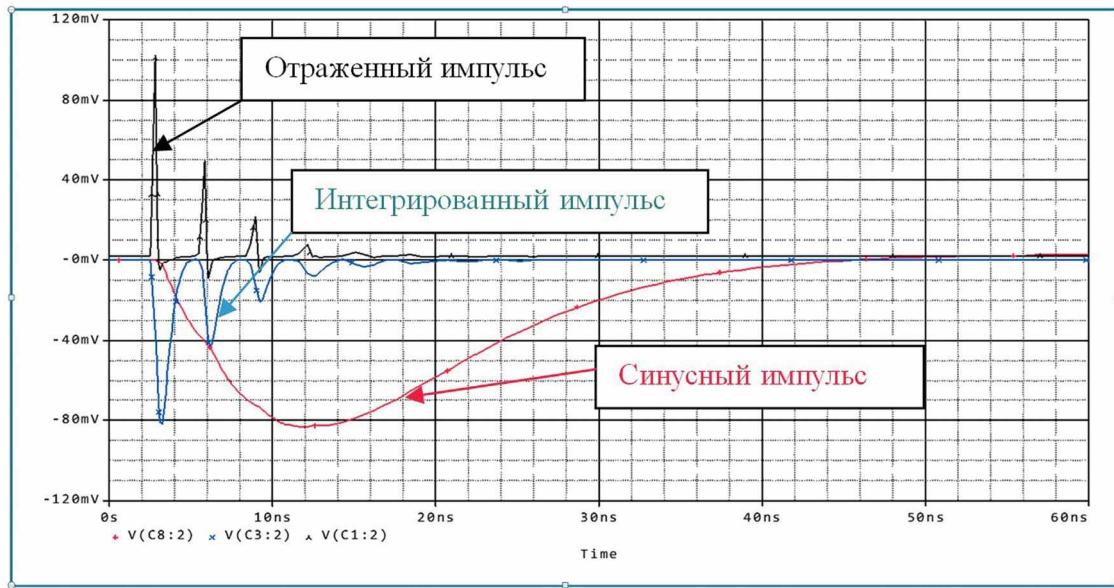


Рис. 6. Эпюры напряжения с результатами PSPICE-моделирования сравнения сглаживающего эффекта множественных отражений в коаксиальном кабеле.

Исходный сигнал детектора, сглаженный синусным формирователем, поступает на вход амплитудного дискриминатора, чтобы получить желаемую ТОТ-зависимость, образованную пересечением импульса с порогом. Проблемы возникают с задним фронтом импульса, медленный экспоненциальный спад которого приводит к увеличенной ошибке при неизбежном наложении на него шумов и наводок.

Оценим разницу ошибки ТОТ-дискриминатора (временного джиттера). На основе расчета по эмпирической формуле $\sigma_t = (N/A)t_r$, где N – величина белого шума, A – амплитуда сигнала, t_r – время нарастания сигнала, а также измеренных параметров прототипов: $N/A \sim (1/2-1/10)$ и $t_r = 2 \cdot 10^{-8}$ с, получена оценка временного джиттера – $\sigma_t \sim 2-10$ нс и $\sigma_t \sim 0.5-2$ нс для амплитуд сигнала от двойного порога срабатывания до пятикратного для импульсов без пересечения нуля и с пересечением соответственно.

Одной из задач модернизации ТОТ-метода являлось создание формирователя импульса, нечувствительного к искажению формы исходного воздействия, например, при наложении отраженного сигнала в соединительном кабеле. В модели (рис. 4) это представлено в виде рас согласования 50-омного коаксиального кабеля с 25-омной нагрузкой.

На рис. 6 показаны эпюры напряжения множественно отраженного входного импульса, прошедшего через рассогласованный коаксиальный кабель, сигнал после каскада с интегрированием и сигнал после импульсного синусного формирователя. Как видно на графиках рис. 6, отражения входного сигнала длительностью около 15 нс полностью сглаживаются синусным импульсом длительностью около 30 нс, что гарантирует однозначную зависимость заряд–временной интервал.

Схема синусного формирователя была протестирована на различные длительности формируемого импульса в расчете на возможности расширенного применения ТОТ-метода. Основываясь на одном типе операционного усилителя AD8002, возможно сформировать минимальные по длительности синусные импульсы 12 нс, 15 нс и 25 нс, как показано на рис. 7. Более длинные импульсы формируются проще, но это невыгодно с точки зрения отношения сигнала к шуму, определяющего ошибку преобразования.

PSPICE-моделирование принципиальной схемы формирователя синусной функции показывает возможность получать различные длительности импульса, что необходимо для исключения неоднозначности ТОТ-функции для каждого детектора, учитывая его конкретные особенности. Кроме того, анализ модели



Рис. 7. PSPICE-симуляции импульса синусного формирователя длительностью 12 нс, 15 нс и 27 нс с одним пересечением нулевой линии и возвратом в нуль при отрицательном значении.

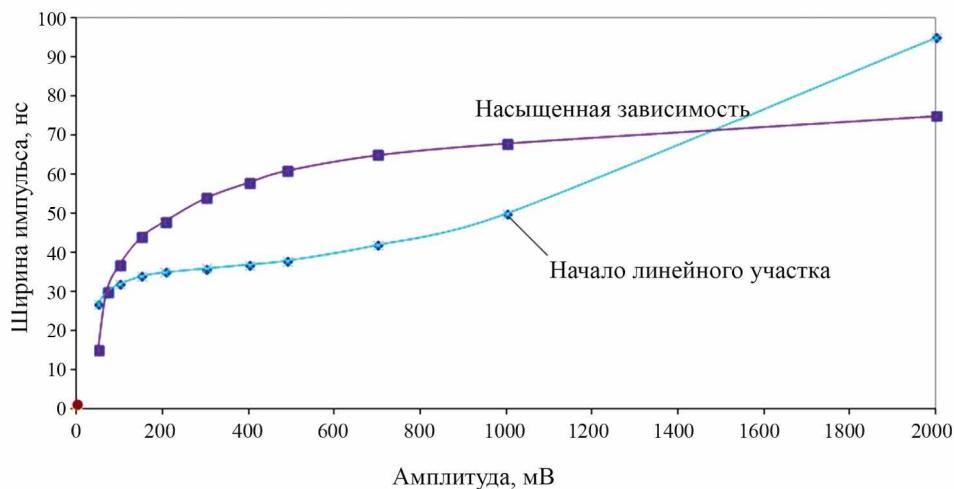


Рис. 8. Графики зависимости ТОТ-функции с насыщенной характеристикой и с линейным участком.

показал возможность формирования линейного участка ТОТ-характеристики, как это показано на рис. 8. На нижнем графике показано начало формирования линейного участка, соответствующего жесткому амплитудному ограничению в каскаде на операционном усилителе ИС U1 AD8002 (рис. 4). Благодаря введенной полной с выхода на вход U1 отрицательной обратной связи по напряжению при входении U1 в режим ограничения по напряжению начинает соблюдаться закон сохранения приращения заряда. Таким образом, логарифмическая зависимость переходит в линейную функцию с постоянным коэффициентом.

Теоретически можно получить линейный участок, начинающийся непосредственно с

порога, но на практике этому препятствует уровень собственного шума.

Параметрами линейного участка можно управлять неформализованными способами. Его начальный момент определяется коэффициентом преобразования синусного формирователя и периодом синуса. Наклон линейного участка характеризует коэффициент преобразования заряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана практическая реализация формирователя аналогового импульса, примененная в многоканальных системах считывания, использующих ТОТ-метод на основе ФПК. Описание этих систем будет предметом отдельного рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Belver D., Garzón J.A., Gil A., González-Díaz D., Koenig W., Lange S., Marínd J., Montesa N., Skott P., Traxler M., Zapata M.* // Nuclear Physics B. Proceed Supplements. 2006. V. 158(1). P. 47.
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.032>
2. *Wu Jin-Jie, Heng Yue-Kun, Sun Zhi-Jia, Wu Chong, Zhao Yu-Da, Yang Gui-An, Jiang Chun-Hua* // Chinese Phys. 2008. V. 32. P. 186.
<https://doi.org/10.1088/1674-1137/32/3/005>
3. *Ryosuke Ota* // JPS Conf. Proceedings of the Second International Symposium on Radiation Detectors and Their Uses (ISRD2018). 2019. V. 24. P. 011012.
<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.24.011012>
4. HPTDC High Performance Time to Digital Converter for HPTDC. Version 1.3. March 2004 J. Christiansen CERN/EP - MIC Version 2.2.
5. *Andreeva O.V., Golubeva M.B., Guber F.F., Ivashkin A.P., Krasa A., Kugler A., Kurepin A.B., Petukhov O.A., Reshetin A.I., Sadovsky A.S., Svoboda O., Sobolev Yu.G., Tlusty P., Usenko. E.A.* // Instrum. Experim. Tech. 2014. V 57. P. 103.
<https://doi.org/10.1134/S0020441214020146>
6. *Kuzmin N.A., Ladygin E.A., Ladygin V.P., Petukhov Yu.P., Sychkov S.Ya., Semak A.A., Ukhakov M.N., Usenko E.A.* // Instrum. Meth. 2019. V. 916. P. 190.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.098>
7. *Art Kay.* Operational Amplifier Noise: Techniques and Tips for Analyzing and Reducing Noise. 1st Edition. Newnes, 2012.
8. *Glover I.A., Grant P.* Digital communication. 3 ed. TK5103.7G58. 621.382 dc22, Printed in Great Britain by Hanry Ling Limited, at the Dorset Press, Dorchester, DT1 1HD, 2009.

ГЕНЕРАТОР ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО СОЕДИНЕНИЯ MOSFET С $U_{\max} = 4500$ В

© 2024 г. А. Л. Деспотули^{a,*}, В. В. Казьмирук^a, А. А. Деспотули^a, А. В. Андреева^{a,**}

^aИнститут проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН)
Россия, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 6

*e-mail: despot@iptm.ru

**e-mail: andreeva@iptm.ru

Поступила в редакцию 23.03.2023 г.

После доработки 13.05.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Выявлены преимущества новой конструкции генератора высоковольтных прямоугольных импульсов. В отличие от аналогов, в предложенном авторами генераторе изменены схемы ключа, образованного последовательным соединением N транзисторов (T_k , $k = 1, \dots, N$) и со-пряженного с ключом высоковольтного источника; он обеспечивает N ЭДС E_k ($E_i / E_j = \text{const}$ (i, j); $i \neq j$; $i, j = 1, 2, \dots, N$), которые питают T_k через нагрузочные резисторы R_k . Предложенная конструкция позволяет отказаться от резистивного делителя и снабберов, балансирующих равенство напряжений U_k на одинаковых T_k в генераторах-аналогах. Преимущества нового решения: 1) простота схемы и настройки ключа; 2) быстрый переход ON → OFF (R_k малы); 3) высокая частота повторения импульсов; 4) значительное улучшение балансировки напряжений U_k , что позволяет задавать ЭДС E_k так, чтобы выполнялось условие $\sum U_k \approx \sum U_{k,\max}$ для разных по типу транзисторов ($U_{i,\max} \neq U_{j,\max}$). В генераторе использовались высоковольтные транзисторы разных типов с $U_{\max} = 4500$ В. В результате упрощена постановка высоковольтных экспериментов для поиска новых путей выполнения исследования. Выполнено сравнение вольт-амперных характеристик эмиссии (импульсный и стационарный режимы) из жидкого сплава на основе Ga.

DOI: 10.31857/S0032816224010098, EDN: FYQHSH

1. ВВЕДЕНИЕ

Слаботочные генераторы последовательностей высоковольтных (ВВ) прямоугольных импульсов широко востребованы в практике современной научной лаборатории. В биомедицине ВВ-импульсы используют для подавления/стимуляции жизнедеятельности биологических тканей, микроорганизмов и клеток и для модификации биологических структур [1]. В работе [2] ионный транспорт в подобных структурах отнесен к области “биологической наноионики”. Другой пример – применение ВВ-генераторов для возбуждения вакуумной импульсной эмиссии ионов/электронов (при напряжениях 3–8 кВ) из жидких металлов [3, 4]. Как показано в работах [5, 6], импульсные токи

вакуумной эмиссии щелочных ионов из твердотельных ионных проводников (цеолитов и алюмосиликатов) превышают токи стационарной эмиссии на порядок и более.

Целью изучения эмиссии в импульсном режиме может быть поиск новых материалов (например, среди твердых электролитов и сульфированых проводников), перспективных для эмиттеров ионов и электронов. В ИПТМ РАН проводятся поисковые исследования по теоретической и прикладной наноионике [7], которая представляет собой быстрый ионный транспорт в неоднородном на наномасштабе потенциальном рельефе. Если эмиссия ионов описывается на языке быстрого ионного транспорта вnanoструктурах, то работу можно

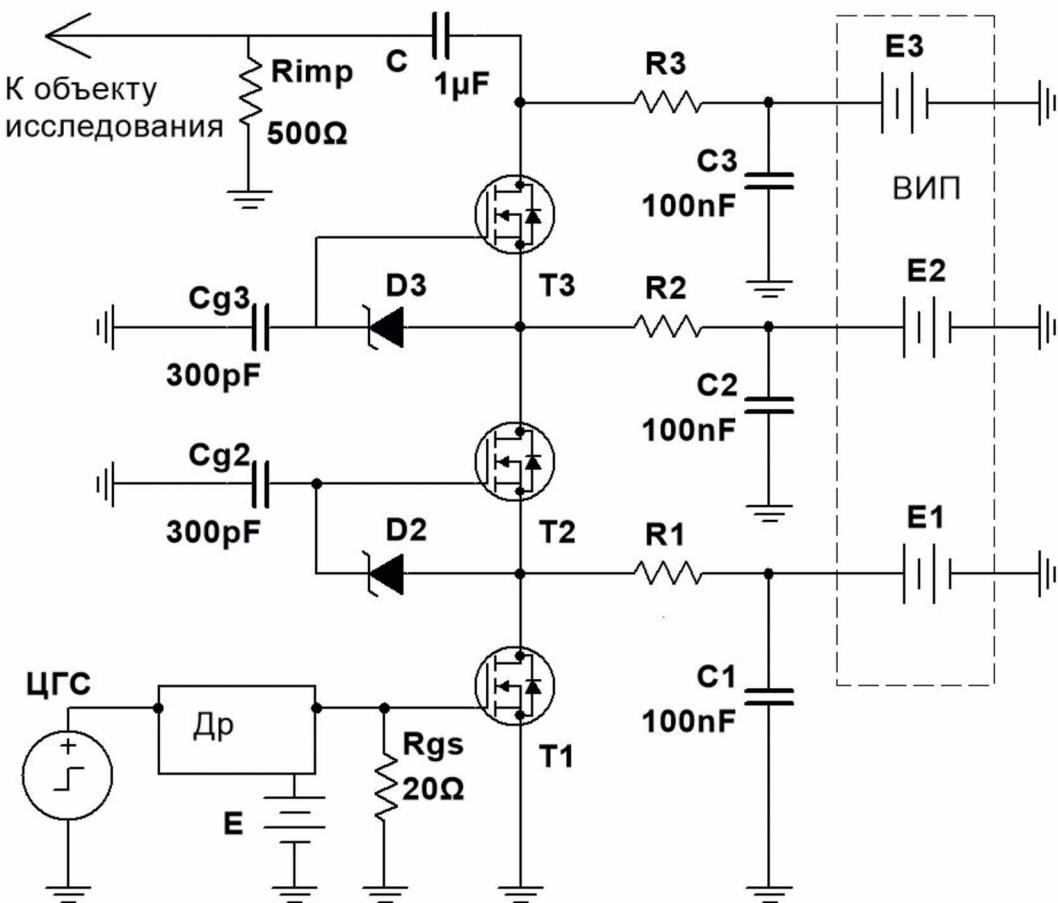


Рис. 1. Высоковольтный генератор с ключом 3×MOSFET. Транзисторы T_1 , T_2 и T_3 сопряжены с нагрузочными резисторами R_1 , R_2 и R_3 и с тремя ЭДС высоковольтного источника питания (ВИП). На объект исследования высоковольтные импульсы подаются с резистора R_{imp} .

отнести, например, к области “эмиссионной” или “биологической” наноионики [2, 8].

Импульсные генераторы, пригодные для проведения эмиссионных и ряда других экспериментов, производят несколько зарубежных и российских фирм [9, 10]. Приборы имеют монолитное (неразборное) исполнение, длительность переходов ON \leftrightarrow OFF составляет 50—100 нс, а у некоторых моделей — не более 10 нс. Стоимость монолитных высокотехнологичных приборов нельзя назвать бюджетной. Поэтому в экспериментальной практике возникает запрос на ключи, которые можно быстро сделать в обычной лаборатории, соединив последовательно N высоковольтных MOSFET (IGBT), далее обозначим их как $N \times$ MOSFET ($N \times$ IGBT). Основные проблемы самодельных лабораторных приборов — обеспечение надежной

блокировки ВВ-напряжения и дизайн/наладка для выравнивания напряжений U_k на одинаковых транзисторах T_k ($k = 1, \dots, N$). При стандартном подходе влияние токов утечки транзисторов в состоянии OFF на напряжение U_k (статический режим) обычно устраняет цепочка (делитель) из N одинаковых сопротивлений r_k [11, 12], а в динамическом режиме – цепочки снабберов. Из-за неидеального выравнивания напряжений U_k амплитуда ВВ-импульсов составляет $\approx 0.7NU_{\max}$ (U_{\max} – максимальное рабочее напряжение T_k). Выбор схемы снаббера неоднозначен и является предметом исследований и дискуссий [13, 14]. Заметим, что в технике нет однозначных решений, так как сама постановка задачи включает учет конкретных условий практики.

В литературе отсутствует информация об использовании в ключах недорогих и доступных в продаже дискретных MOSFET с блокирующим напряжением $U_{\max} > 3.3$ кВ [15]. С повышением U_{\max} быстро растет R_{on} (сопротивление канала T_k в состоянии ON), что ухудшает быстродействие высоковольтных транзисторов с изолированным затвором [16]. Для больших значений U_{\max} трудно предсказать переключающие характеристики N×MOSFET (N×IGBT), поскольку в библиотеках программ схемотехнического моделирования Proteus, Micro Cap, Multisim и LTspice (версии 2023 г.) отсутствуют SPICE-модели MOSFET (IGBT) с $U_{\max} > 1.7$ кВ. Поэтому разработки, ориентированные на использование транзисторов с большими U_{\max} в N×MOSFET (N×IGBT), актуальны для практики.

Цель статьи – показать преимущества и выявить недостатки новой конструкции ВВ-генератора прямоугольных импульсов с N×MOSFET (N×IGBT).

2. СХЕМА БАЛАНСИРОВКИ ВВ-НАПРЯЖЕНИЙ

Генераторы с перенастраиваемыми по амплитуде и длительности ВВ-импульсами могут быть созданы как объединение следующих модулей: 1) цифровой генератор сигналов (ЦГС) с выходом на персональный компьютер; 2) импульсный ключ, т.е. N×MOSFET (N×IGBT); 3) драйвер (Др) затвора ведущего транзистора ключа; 4) источник питания драйвера; 5) высоковольтный источник питания (ВИП) ключа.

На рис. 1 показана электрическая схема, которая отражает особенности конструкции разработанного генератора. Ключ 3×MOSFET функционирует без перенапряжения T_k ($U_k < U_{\max}$), поскольку выполняются два условия: (1) в состоянии ключа OFF напряжения U_k , на T_k задает ВИП с электродвижущими силами (ЭДС) E_1 , E_2 и E_3 ; (2) у MOSFET длительности переходов ON → OFF зависят от величин нагрузочных резисторов R_1 , R_2 и R_3 , которые при переключениях OFF → ON берут на себя большую часть напряжений, приложенных к соответствующим транзисторам T_1 , T_2 и T_3 в состоянии OFF ($U_1 \approx E_1$, $U_2 \approx E_2 - E_1$ и $U_3 \approx E_3 - E_2$). На рис. 1 показаны также резистор R_{imp} , с которого ВВ-импульсы поступают на объект исследования, и конденсатор C , который устраняет

постоянную составляющую напряжения на резисторе R_{imp} .

Если транзисторы в ключе различаются длительностью переходов ON → OFF, то варьированием R_k можно сблизить времена переходов, обеспечивая условие балансировки $U_k < U_{k,\max}$. Величины R_k невелики, поэтому паразитные емкости схемы не сильно влияют на работу ключа. Амплитуда импульсов может быть повышенна последовательным добавлением в схему транзисторов, соответствующих им ЭДС E_k и нагрузочных резисторов R_k . Однако нужно учитывать, что в состоянии ключа ON все токи I_{Rk} (I_{Rk} – ток на нагрузочном резисторе R_k) дают вклад в ток через T_j для $j < k$. Например, для 3×MOSFET ток I_1 в канале T_1 – это величина $I_1 \approx I_{R1} + I_{R2} + I_{R3}$, а в канале T_2 течет ток $I_2 \approx I_{R2} + I_{R3}$, т.е. некоторые транзисторы могут быть перегружены по току. Устранить перегрузку T_1 по току можно, если: 1) увеличить величины R_k (при этом длительность переключений ON → OFF возрастет); 2) использовать T_1 с кратно большим током (по технической документации транзистора); 3) использовать вместо T_1 группу из нескольких параллельно соединенных транзисторов. Например, если ключ из-за перегрузки T_1 искажает ВВ-импульсы, то параллельное включение двух или трех транзисторов вместо одного не нарушит баланс между напряжениями U_k (как это произошло бы при стандартном выравнивании U_k с помощью резистивного делителя и снабберов), но уменьшит/устранит перегрузку ключа по току.

Величины R_1 , R_2 и R_3 (рис. 1) зависят от типа T_k и режима работы генератора. Например, при генерации одиночных ВВ-импульсов максимальной амплитуды ($\sum U_k \approx \sum U_{k,\max}$) значения R_k определяют два главных условия: $R_k > 10 \cdot R_{k,\text{on}}$, где $R_{k,\text{on}}$ – сопротивление канала T_k в состоянии ON (по документации на T_k), и $I_k < 3 \cdot I_{k,\max}$, где I_k – импульсный ток, протекающий через T_k , $I_{k,\max}$ – максимальный постоянный ток через T_k в состоянии ON (по документации). В свою очередь, ток I_k определяется суммой токов, $I_k \approx \sum I_j \approx \sum (E_j / R_j)$, где суммирование идет по индексу j , а нижний (верхний) предел суммирования равен k (N).

Таким образом, конструктивная новизна предложенной разработки состоит в отказе от балансировки всех U_k с помощью

стандартных выравнивателей напряжений и переносе этой функции на ВИП, который подает несколько синхронизированных между собой ЭДС E_k на T_k через резистивные нагрузки R_k . Достигаемое при этом значительное улучшение балансировки напряжений на всех T_k позволяет задавать такие ЭДС E_k , чтобы $N \times$ MOSFET ($N \times$ IGBT) блокировал и выдавал в условиях $\sum U_k \approx \sum U_{k,\max}$ (даже при $U_{i,\max} \neq U_{k,\max}$) импульсы предельно высокой амплитуды. Создание в лабораторных условиях генератора представленной конструкции не требует знания тонкостей функционирования снабберов и опыта наладки ключей.

Анализ показывает: в настоящее время MOSFET IXTL2N450, IXTF1N450 и IXTH1N450HV ($U_{\max} = 4.5$ кВ) и IGBT IXBH12N300 ($U_{\max} = 3.0$ кВ) корпорации IXYS имеют самые высокие значения U_{\max} среди широкодоступных и бюджетных по стоимости транзисторов. Однако в литературе нет ни примеров применения этих транзисторов, ни результатов моделирования их поведения в $N \times$ MOSFET ($N \times$ IGBT), что определяет актуальность разработки генератора с указанными транзисторами.

В качестве драйвера затвора T_1 (рис. 1) в работе использовались микросхемы FAN3122 и FAN3224 (Fairchild Semiconductor). Драйвер FAN3122 обеспечил для IXTL2N450 переход OFF → ON (по уровню 10–90%) за время примерно 50 нс, что согласуется с документацией этого MOSFET. Связка “емкость–стабилитрон” [17] на затворах T_2 и T_3 синхронизирует работу T_1 , T_2 и T_3 в ключе. Для диодов Зенnera DL4743 (напряжение стабилизации 13 В), DL4744 (15 В) и Д814Д (12 В) зафиксированы практически идентичные осциллограммы ВВ-импульсов.

Высоковольтный источник питания ВИП (рис. 1) выполнен на основе трансформатора с секционированной вторичной обмоткой. Числа витков в секциях определяют отношения E_2/E_1 и E_3/E_1 . В результате обеспечивается требуемый баланс напряжений на транзисторах в статическом и динамическом режимах работы $N \times$ MOSFET ($N \times$ IGBT).

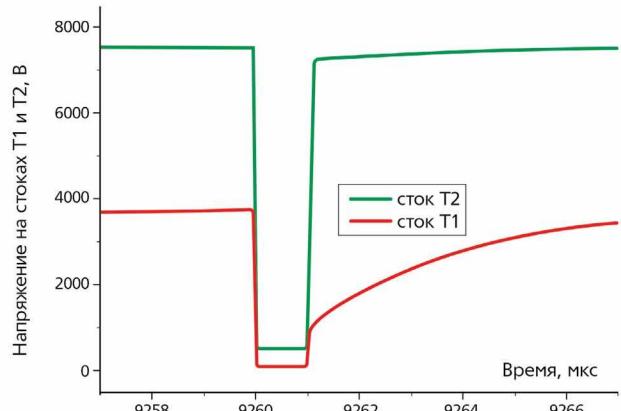


Рис. 2. Моделирование временных зависимостей напряжений на стоках IXTL2N450 (T_1) и IXTT1N450HV (T_2) в $2 \times$ MOSFET. Выравнивание напряжений на T_1 и T_2 осуществляется делителем с двумя резисторами $r_1 = r_2 = 10$ кОм (стандартный подход), нагрузочный резистор ключа $R = 1.2$ кОм.

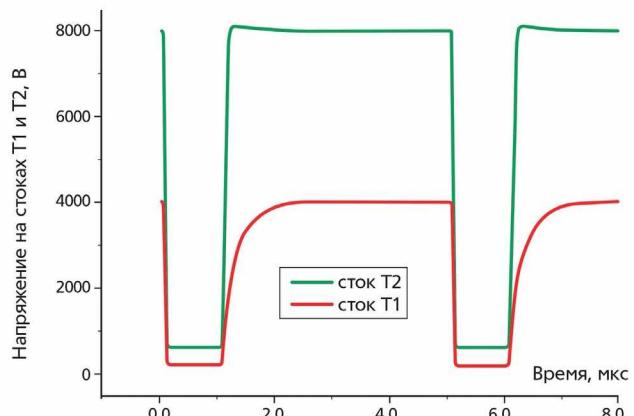


Рис. 3. Моделирование временных зависимостей напряжений на стоках IXTL2N450 (T_1) и IXTT1N450HV (T_2) в $2 \times$ MOSFET. Выравнивание напряжений на T_1 и T_2 осуществляется ВИП с двумя ЭДС, ВИП питает T_1 и T_2 через нагрузочные резисторы транзисторов $R_1 = 220$ Ом (T_1) и $R_2 = 1.2$ кОм (T_2) (новое техническое решение, рис. 1).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВВ-ГЕНЕРАТОРА

На рис. 2, 3 показаны результаты моделирования в программе «Multisim» (версия 14.3) режимов ON → OFF для $2 \times$ MOSFET (соответствующие SPICE-модели транзисторов имеются на сайте корпорации IXYS). На рис. 2 показаны временные зависимости напряжений U_1 и U_2 на стоках транзисторов разного типа T_1 и T_2 в ключе, где в режиме OFF напряжения на IXTL2N450 (T_1) и IXTT1N450HV (T_2) обеспечивает делитель

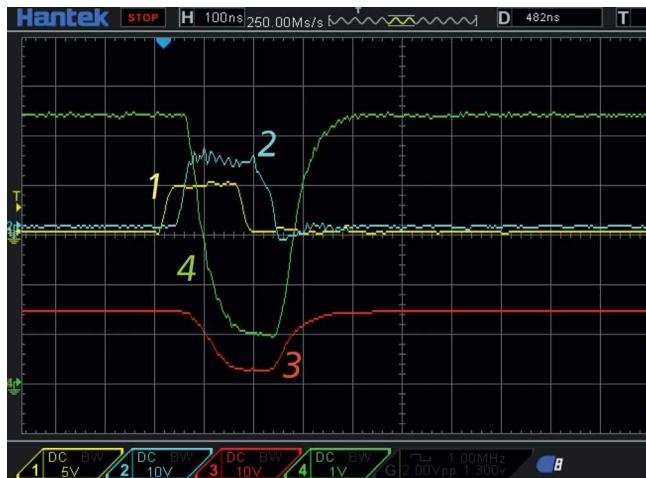


Рис. 4. Осциллографмы напряжений для 2×MOSFET: 1 – сигнал на входе драйвера FAN3224, который управляет затвором 2SK1317 (T_1), 2 – импульс на затворе T_1 , 3 – ВВ-импульс на стоке T_1 , ВИП подает ЭДС $E_1 = 1.45$ кВ на нагрузочный резистор $R_1 = 220$ Ом, регистрация высоковольтным пробником (100:1), 4 – ВВ-импульс на стоке T_2 (IXTF1N450), ВИП подает ЭДС $E_2 = 5.4$ кВ на нагрузочный резистор $R_2 = 1.2$ кОм, регистрация высоковольтным пробником (1000:1). Скорость развертки по горизонтали 100 нс/дел, масштаб по вертикали 1 кВ/дел.

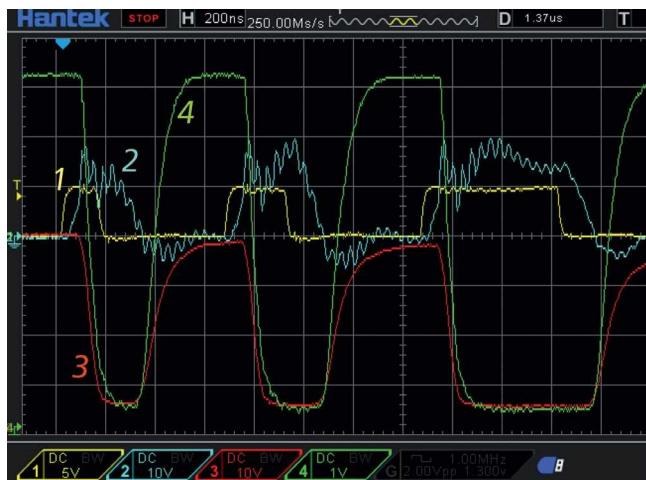


Рис. 5. Осциллографмы напряжений для 2×MOSFET: 1 – сигнал на входе драйвера FAN3122, который управляет затвором IXTL2N450 (T_1), 2 – импульс на затворе T_1 , 3 – ВВ-импульс на стоке T_1 , ВИП подает ЭДС $E_1 = 4.0$ кВ на нагрузочный резистор $R_1 = 220$ Ом, регистрация высоковольтным пробником (100:1), 4 – ВВ-импульс на стоке T_2 (IXTH1N450HV), ВИП подает ЭДС $E_2 = 7.3$ кВ на нагрузочный резистор $R_2 = 1.2$ кОм, регистрация высоковольтным пробником (1000:1). Скорость развертки по горизонтали 200 нс/дел, масштаб по вертикали 1 кВ/дел.

с двумя резисторами $r_1 = r_2 = 10$ кОм (стандартное техническое решение). На рис. 3, который соответствует предложенному техническому решению

(рис. 1), представлены временные зависимости U_1 и U_2 на стоках T_1 и T_2 в условиях, когда выравнивание напряжений на IXTL2N450 (T_1) и IXTH1N450HV (T_2) осуществляют ВИП ($E_2/E_1 = 2$) и нагрузочные резисторы R_1 и R_2 транзисторов T_1 и T_2 .

Рис. 2 соответствует 2×MOSFET, который в состоянии OFF потребляет ток (примерно 0.4 А), что может обеспечить ВИП большой мощности. Увеличение значений r_1 и r_2 ведет к снижению расхода энергии, но увеличивает время перехода ON → OFF у T_1 (идет разряд выходной емкости T_1 на ВИП через выравнивающий резистор r_2). Рис. 3 соответствует новому техническому решению (2×MOSFET с резисторами R_1 и R_2 + ВИП с двумя ЭДС E_2 и E_1). Результаты моделирования показывают преимущество предложенной конструкции генератора (упрощение схемы и настройки ключа, малость времени перехода ON → OFF у T_1 , повышение частоты повторения ВВ-импульсов) по сравнению со стандартным техническим решением.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРА

Надежность работы генератора (электрическая схема на рис. 1) проверена для следующих конструкций: (1) 2×MOSFET с транзисторами 2SK1317 (T_1 , $U_{1,max} = 1.5$ кВ) и IXTF1N450 (T_2 , $U_{2,max} = 4.5$ кВ), ВИП подает регулируемые ЭДС с отношением $E_2/E_1 = 4$ на резисторы $R_1 = 200$ Ом (T_1) и $R_2 = 1.2$ кОм (T_2), соответствующие осциллографмы напряжений представлены на рис. 4; (2) 2×MOSFET с IXTL2N450 (T_1 , $U_{1,max} = 4.5$ кВ) и IXTH1N450HV (T_2 , $U_{2,max} = 4.5$ кВ), ВИП подает регулируемые ЭДС с отношением $E_2/E_1 = 2$ на резисторы $R_1 = 200$ Ом и $R_2 = 1.2$ кОм, соответствующие осциллографмы напряжений представлены на рис. 5; (3) 3×IGBT с IXBH12N300 ($U_{max} = 3.0$ кВ), ВИП подает регулируемые ЭДС с отношением $E_2/E_1 = 2$ и $E_3/E_1 = 3$ на одинаковые резисторы $R_k = 1.6$ кОм, соответствующие осциллографмы напряжений представлены на рис. 6. В экспериментах использовали ЦГС типа PSG9080 и цифровой осциллограф DSO4254C, проведенные в Китае.

На рис. 4, 5 показано, что амплитуды ВВ-импульсов на $\Delta \sim 0.5$ кВ меньше, чем величины ЭДС на стоках T_1 и T_2 в состоянии OFF. Расхождение Δ возникает из-за близости U_k к U_{max} , когда сопротивление канала может в несколько раз превышать значение R_{on} из документации на транзистор.

Величину Δ можно уменьшить, увеличивая значения R_1 и R_2 , но это вызовет увеличение длительности переходов ON \rightarrow OFF. Из сравнения экспериментальных осциллограмм (рис. 5) с данными моделирования (рис. 3) следует, что у IXTL2N450 длительность перехода ON \rightarrow OFF примерно в 3 раза меньше, чем у его SPICE-модели, функционирующей в той же электрической схеме (рис. 1).

На рис. 6 для ключа на трех последовательно соединенных IGBT, IXBH12N300 с $U_{\max} = 3.0$ кВ показаны осциллограммы напряжений “коллектор–земля” для случая, когда ЭДС на все T_k подается через резисторы $R_1 = R_2 = R_3 = 1.6$ кОм. Видно, что после переключения ON \rightarrow OFF только на коллекторе T_3 напряжение на $\delta_3 \approx 0.2$ кВ меньше, чем ЭДС E_3 . Уменьшение величин резисторов до $R_1 = R_2 = R_3 = 200$ Ом (увеличение плотности тока в канале T_3 в состоянии ON) ведет к $\delta_3 \approx 0.6$ кВ (см. вставку к рис. 6).

В заключение уточним, что генератор новой конструкции с высоковольтными MOSFET ($U_{\max} = 4.5$ кВ) и IGBT ($U_{\max} = 3.0$ кВ) может создавать прямоугольные импульсы амплитудой около $U_{k,\max} - \Delta$, где $\Delta = 0.5$ –1 кВ. Минимальная длительность прямоугольных ВВ-импульсов (примерно 300 нс) определяется временами переключения ON \leftrightarrow OFF (100–200 нс) транзисторов. Этому соответствует теоретическая оценка: максимальная частота повторения импульсов примерно 0.1–0.2 МГц.

У новой конструкции генератора отсутствует проблема выравнивания напряжений на T_k в статическом и динамическом режимах. Генератор имеет простую конструкцию, а значительное улучшение балансировки напряжений на транзисторах позволяет беспроблемно наращивать блокирующее напряжение ключа (путем увеличения числа транзисторов). Предложенное техническое решение может быть воспроизведено во многих научных лабораториях.

5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИМПУЛЬСНОЙ ЭМИССИИ ИОНОВ

Механизмы эмиссии ионов и электронов из жидких металлов определяют вольт-амперные характеристики (ВАХ). Участки ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением [18] соответствуют неустойчивым состояниям эмиттера из жидких металлов. Электрогидродинамические неустойчивости не получат развития, если возбуждать эмиссию

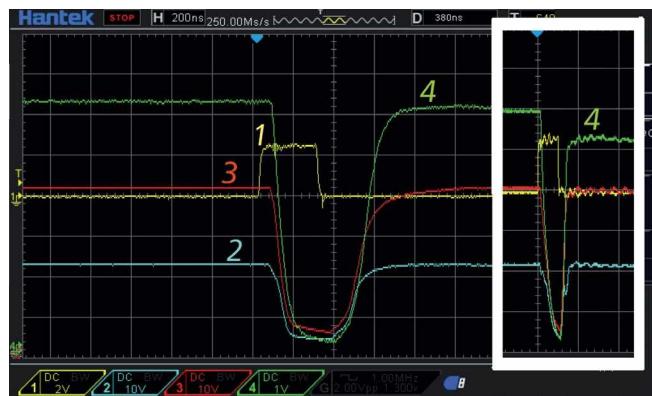


Рис. 6. Осциллограммы напряжений для 3×IGBT: 1 – сигнал на входе драйвера FAN3122, который управляет затвором T_1 (IXBH12N300), 2 – ВВ-импульс на коллекторе T_1 , ВИП подает ЭДС $E_1 = 2.3$ кВ на нагрузочный резистор $R_1 = 1.6$ кОм, регистрация высоковольтным пробником 100:1, 3 – ВВ-импульс на коллекторе T_2 (IXBH12N300), ВИП подает ЭДС $E_2 = 4.2$ кВ на нагрузочный резистор $R_2 = 1.6$ кОм, регистрация высоковольтным пробником 100:1, 4 – ВВ-импульс на коллекторе T_3 (IXBH12N300), ВИП подает ЭДС $E_3 = 6.3$ кВ на нагрузочный резистор $R_3 = 1.6$ кОм, регистрация высоковольтным пробником (1000:1). На вставке: $R_1 = R_2 = R_3 = 200$ Ом. Скорость развертки по горизонтали 200 нс/дел, масштаб по вертикали 1 кВ/дел.

отдельными ВВ-импульсами малой длительности. По этой причине статические и динамические ВАХ эмиссии из жидких металлов должны различаться. Генератор новой конструкции позволил быстро подтвердить в пробном эксперименте различие указанных ВАХ, что вызвало корректировку планов проблемной НИР по разработке новых эмиттеров ионов/электронов.

На первом этапе исследовалось поведение ионной эмиссии из жидкого (при комнатной температуре) сплава (Ga 68.5% In 21.5% Sn 10%). Эмиттеры – иглы металлов (нержавеющая сталь и W) с радиусом закругления наконечника 2–3 мкм, покрытые жидким металлом. Предмет исследования – регистрация ВАХ при возбуждении эмиссии разными типами высоковольтного напряжения: постоянным (U_c), импульсным (U_{imp}) и комбинированным ($U_c + U_{imp}$).

На рис. 7 (графики 1 и 2) представлены характерные ВАХ вакуумной эмиссии ионов при ее возбуждении регулируемым U_c . Подавление неустойчивости тока осуществляется балластный резистор $R_b = 1$ ГОм (отрицательная обратная связь), что позволяет регистрировать данные на участке ВАХ с отрицательным

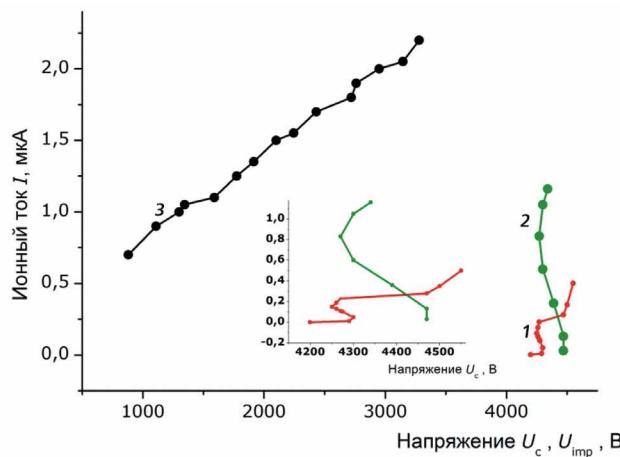


Рис. 7. ВАХ вакуумной эмиссии ионов из жидкого металла при различных режимах возбуждения. Графики 1 и 2 – эмиссия в условиях регулируемого U_c , прикладываемого к системе с балластным сопротивлением $R_b = 1$ ГОм. График 3 соответствует эмиссии в условиях $U_c + U_{\text{imp}}$ при $U_c = 1$ кВ ($R_b = 100$ МОм) и при увеличении амплитуды U_{imp} . На вставке: графики 1 и 2 показаны в увеличенном масштабе по оси напряжений.

дифференциальным сопротивлением. График 1 соответствует повышению, а график 2 – понижению напряжения в системе. На рис. 7 график 3 соответствует возбуждению $U_c + U_{\text{imp}}$ эмиссии (токи до 2.2 мА) с длительностью U_{imp} импульсов 400 мкс (частота повторения 20 Гц).

Характерная линейность ВАХ (график 3) для $U_c + U_{\text{imp}}$ фиксируется вплоть до токов порядка 10^{-4} А, что указывает на подавление развития неустойчивостей в широкой области состояний эмиттера. Однако для проведения экспериментов в области малых амплитуд и длительностей импульсных токов необходимо применение методов выделения ионного тока эмиссии на фоне емкостных токов помех. Разработанная экспериментальная техника будет использована далее для регистрации импульсной эмиссии из твердотельных ионных проводников.

Таким образом, благодаря относительной легкости постановки высоковольтных экспериментов впервые выполнено сравнение вольт-амперных характеристик эмиссии (импульсный и стационарный режимы) из жидкого сплава на основе Ga. Описанный в статье ВВ-генератор, использующий современные доступные MOSFET с $U_{\text{max}} = 4.5$ кВ, может представлять интерес для широкого круга экспериментаторов – инженеров и ученых.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания № 075-01314-23-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Neumann E., Schaefer-Ridder M., Wang Y., Hofsneider P.H. // The EMBO Journal. 1982. V. 1. P. 841. <https://doi: 10.1002/j.1460-2075.1982.tb01257.x>
- Zhang J., Liu W., Dai J., Xiao K. // Adv. Sci. 2022. V. 9. P. 2200534. <https://doi: 10.1002/advs.202200534>
- Thompson S.P., Prewett P.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. V. 17. P. 2305. <https://doi: 10.1088/0022-3727/17/11/018>
- Kissel J., Zscheeg H., Rudenauer F.G. // Appl. Phys. A. 1988. V. 47. P. 167. <https://doi.org/10.1007/BF00618881>
- Pargellis A.N., Seidl M. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4933. <https://doi.org/10.1063/1.325529>
- Matossian J., Seidl M. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 6376. <https://doi.org/10.1063/1.331508>
- Деспотули А.Л., Андреева А.В. // Нано и микросистемная техника. 2020. № 8. С. 403. <https://doi.org/10.17587/nmst.22.403-414>
- Деспотули А.Л., Андреева А.В. // Нано и микросистемная техника. 2021. № 1. С. 6. <https://doi.org/10.17587/nmst.23.6-23>
- <https://www.behlke.com/>
- <http://www.paramerus.com>
- SiC Power Devices and Modules. Application Note. No. 63AN102E, Rev.003. ROHM Co., Ltd, 2020.
- Long T., Pang L., Li G., Zhou C., Ye M., Chen X., Zhang Q. // IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference. Jackson, WY. 2018. P. 383. <https://doi.org/10.1109/IPMHVC.2018.8936716>
- Vechalapu K., Hazra S., Raheja U., Negi A., Bhattacharya S. // IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE), Cincinnati, OH, 2017. P. 808. <https://doi.org/10.1109/ECCE.2017.8095868>
- Snubber circuit design methods. Application Note. No. 62AN037E Rev.002. ROHM Co., Ltd, 2020.
- Li C., Chen R., Chen S., Li C., Luo H., Li, W., He X. // Energies. 2022. V. 15. P. 1722. <https://doi.org/10.3390/en15051722>
- Воронин П.А. Силовые полупроводниковые ключи. Москва: Изд. дом “Додэка XXI”, 2005.
- Hess H.L., Baker R.J. // IEEE transactions on power electronics. 2000. V. 15. P. 923. <https://doi.org/10.1109/63.867682>
- Дудников В.Г., Шабалин А.Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 776.

ТРАНЗИСТОРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ МОЩНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ С СУБМИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ

© 2024 г. С. В. Коротков^{a,*}, А. Л. Жмодиков^a, Д. А. Коротков^a

^aФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Поступила в редакцию 05.09.2023 г.

После доработки 05.09.2023 г.

Принята к публикации 06.10.2023 г.

Приведены результаты сравнительных исследований генераторов мощных субмикросекундных импульсов прямоугольной формы, в которых коммутатор выполнен в виде транзисторного блока с трансформаторной цепью управления. Рассмотрен блок из десяти последовательно соединенных транзисторов, способный на частоте 2 кГц коммутировать в резистивную нагрузку 150 Ом прямоугольные импульсы тока с амплитудой 50 А и длительностью до 1 мкс, имеющие фронт и спад менее 50 нс. Определена возможность увеличения коммутируемой мощности путем увеличения силового напряжения до десятков кВ.

DOI: 10.31857/S0032816224010109, EDN: FWUMB

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мощной импульсной технике широко используются генераторы наносекундных импульсов на основе транзисторных коммутаторов, имеющих рабочий ток десятки ампер и очень малые (десяткны нс) времена включения и выключения. Фундаментальные физические ограничения не позволяют обеспечить такие коммутационные характеристики с помощью высоковольтных транзисторов. Поэтому высокое рабочее напряжение коммутаторов достигается при использовании большого количества последовательно соединенных транзисторов со сравнительно малым предельно допустимым напряжением (порядка 1 кВ). В результате определенной проблемой является разработка цепей управления (ЦУ), которые должны иметь высокую электрическую прочность и обеспечивать синхронное приложение к затворам транзисторов импульсов запускающего напряжения.

Традиционные цепи управления высоковольтных транзисторных коммутаторов содержат специальные драйверы с оптическим

запуском, подключенные к затворам транзисторов. Основными недостатками таких ЦУ являются их сравнительно большая стоимость и необходимость гальванической развязки источников питания драйверов на полное напряжение силовой цепи.

В связи с этим достаточно перспективными представляются недорогие трансформаторные ЦУ [1, 2], в которых первичные обмотки запускающих трансформаторов соединены последовательно, а вторичные обмотки подключены к затворам транзисторов. При коммутации в цепь первичных обмоток импульса тока управления к затворам одновременно прикладываются импульсы запускающего напряжения, обеспечивающие синхронное включение транзисторов. Определенным достоинством трансформаторных ЦУ является возможность создания высоковольтной гальванической развязки от элементов силовой цепи при выполнении первичных обмоток трансформаторов в виде одного надежно изолированного витка. К недостаткам ЦУ с одновитковыми запускающими трансформаторами можно отнести

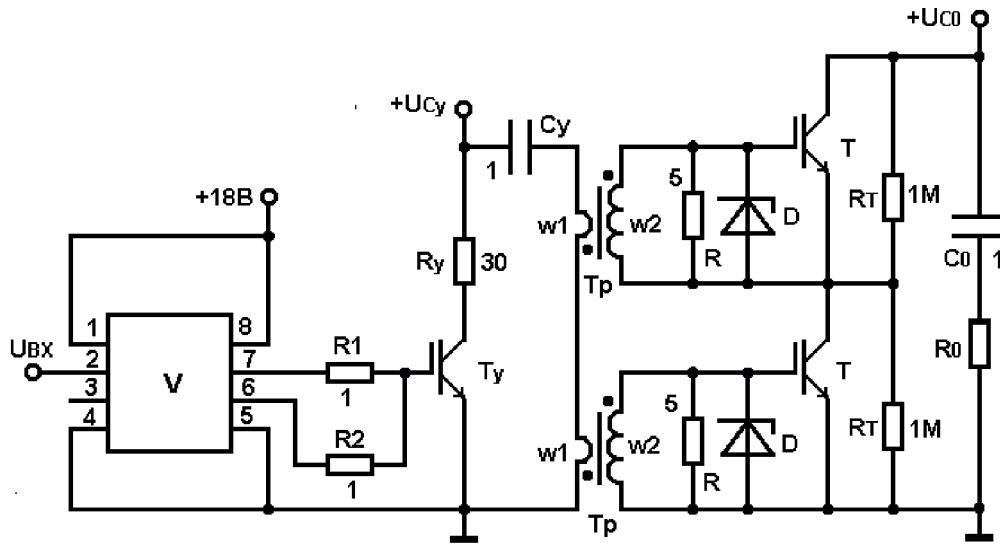


Рис. 1. Электрическая схема опытного генератора: D – BZV55C15;Tp: $w_1 = 1$, $w_2 = 3$ (сердечник – феррит № 87 фирмы Epcos с размерами $16 \times 9.6 \times 12.6$ мм³); V – MIC4452.

большие габариты трансформаторов, которые определяются необходимостью формирования на затворах транзисторов импульсов напряжения в течение всего процесса коммутации силового тока. Однако если длительность силового тока мала, то габариты трансформаторов могут быть невелики.

В статье [3] описан генератор субмикросекундных импульсов колоколообразной формы, содержащий силовой конденсатор и коммутатор в виде блока последовательно соединенных IGBT-транзисторов IRGPs60B120KDP, которые переключались с помощью малогабаритных трансформаторов, имеющих кольцевые ферритовые сердечники с размерами $16 \times 9.6 \times 6.3$ мм³. При полном разряде силового конденсатора генератор обеспечивал коммутацию в резистивную нагрузку импульсов тока с длительностью до 1.5 мкс, имеющих амплитуду около 200 А и фронт около 20 нс. Малые коммутационные потери энергии в транзисторах достигались в результате создания высокой амплитуды и скорости нарастания импульсов тока во вторичных обмотках трансформаторов.

В статье рассматриваются возможности создания генератора субмикросекундных прямоугольных импульсов на основе высоковольтного транзисторного коммутатора, в котором длительность тока, коммутируемого в резистивную

нагрузку, может плавно регулироваться путем выключения транзисторов при несущественном разряде силового конденсатора.

2. ОПИСАНИЕ ОПЫТНОГО ГЕНЕРАТОРА

На рис. 1 приведена электрическая схема опытного генератора, разработанная на основе схемотехнического решения, описанного в работе [3]. Она содержит силовую цепь $C_0 - R_0$, коммутатор в виде блока транзисторов Т и цепь управления коммутатора на основе транзистора T_y .

Управление транзистором T_y осуществляется с помощью драйвера V, который содержит два выходных микротранзистора T_1 , T_2 , подключенных, соответственно, между выводами 8, 7 и 6, 5. В исходном состоянии микротранзистор T_1 выключен, а T_2 включен. В результате транзистор T_y надежно выключен, так как его затвор зашунтирован цепью, состоящей из включенного микротранзистора T_2 и низкоомного резистора R_2 . При приложении к выводам 2, 4 входного сигнала U_{bx} в схеме драйвера V происходит одновременное выключение T_2 и включение T_1 . В результате обеспечивается протекание тока через резистор R_1 , и на затвор транзистора T_y подается импульс запускающего напряжения.

При включении T_y в первичные обмотки w_1 трансформаторов Тр коммутируется запускающий ток I_{w1} , являющийся током разряда

конденсатора C_y . Длительность этого тока регулируется путем изменения длительности сигнала U_{bx} . В результате через вторичные обмотки трансформаторов Тр протекают токи I_{w2} , которые осуществляют быструю и синхронную зарядку емкостей затворов транзисторов Т до напряжения включения. Амплитуда импульсов напряжения на затворах ограничивается на допустимом уровне стабилитронами D. После включения Т цепь управления $C_y - R_y - T_y$ обеспечивает приложение к их затворам напряжения, необходимого для поддержания высокой проводимости. При этом до момента выключения транзисторов Т к нагрузке R_0 прикладывается напряжение зарядки конденсатора C_0 , и через нее протекает силовой ток I . Если емкость конденсатора C_0 достаточно велика, то ток I практически не изменяется.

В момент окончания сигнала U_{bx} в схеме драйвера V одновременно изменяется состояние микротранзисторов T_1, T_2 : T_1 выключается, а T_2 включается. В результате обеспечивается уменьшение напряжения на затворе транзистора T_y , обусловленное отсутствием тока через резистор R_1 и разрядом емкости затвора через резистор R_2 . Когда напряжение на затворе становится меньше необходимого для поддержания включеного состояния, транзистор T_y выключается, и ток I_{w1} уменьшается до нуля. После окончания тока I_{w1} напряжение U_y на затворах транзисторов Т уменьшается в результате разряда их собственных емкостей через резисторы R . Транзисторы Т выключаются, когда величина напряжения U_y становится меньше порогового значения. В процессе выключения Т к транзисторному блоку прикладывается напряжение зарядки конденсатора C_0 , и ток через нагрузку R_0 уменьшается до нуля.

В опытном генераторе амплитуды прямоугольных импульсов тока I_{w1} , I регулировались путем изменения напряжения зарядки конденсаторов C_y , C_0 (U_{Cy} , U_{C0}). В качестве T_y и Т использовались различные типы транзисторов, паспортные характеристики которых допускали возможность формирования мощных импульсов тока с фронтом и спадом менее 100 нс. Для получения высокой скорости нарастания силового тока цепь разряда конденсатора C_0 имела малую монтажную индуктивность (не более 200 нГн). Выбранная величина

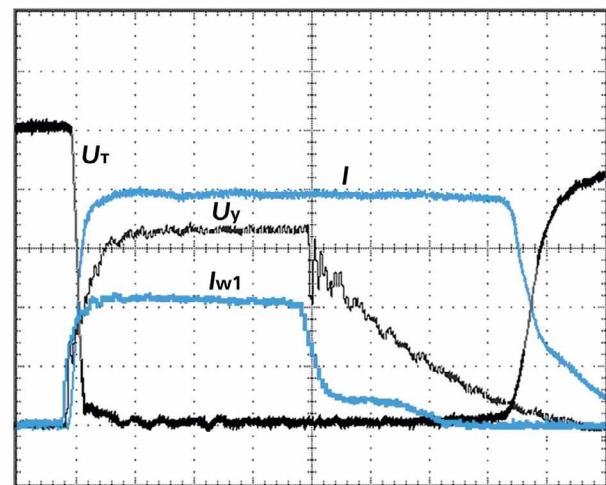


Рис. 2. Осциллографмы силового тока I , напряжения U_T на транзисторе T , напряжения U_y на затворе транзистора T и тока запуска I_{w1} в цепи управления. Масштабы по вертикали: тока I – 25 А/дел., напряжения U_T – 200 В/дел., напряжения U_y – 5 В/дел., тока I_{w1} – 10 А/дел., по горизонтали – 100 нс/дел.

сопротивлений $R = 5 \Omega$ обеспечивала сравнительно малые потери энергии при формировании на затворах транзисторов Т импульсов напряжения, необходимых для поддержания высокой проводимости, и она позволяла быстро разрядить емкости затворов в процессе выключения транзисторов.

Ниже описаны результаты исследований опытного генератора, в котором запускающий транзистор T_y и транзисторы Т силового блока были выполнены в виде недорогих и доступных IGBT-транзисторов IRGPs60B120KDP с рабочим током 100 А и рабочим напряжением 1200 В.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты с транзисторными блоками, состоящими из произвольно выбранных транзисторов IRGPs60B120KDP, показали, что в условиях формирования субмикросекундных прямоугольных импульсов силового тока I транзисторы Т выключаются практически синхронно, но с существенной задержкой относительно момента окончания тока запуска I_{w1} . При достигнутой скорости нарастания силового тока (около 2.5 кА/мкс) малые потери энергии при включении Т обеспечивались, когда амплитуда импульсов тока I_{w2} через вторичные обмотки Тр превышала 5 А. С целью уменьшения амплитуды тока в цепи $C_y - R_y - T_y$

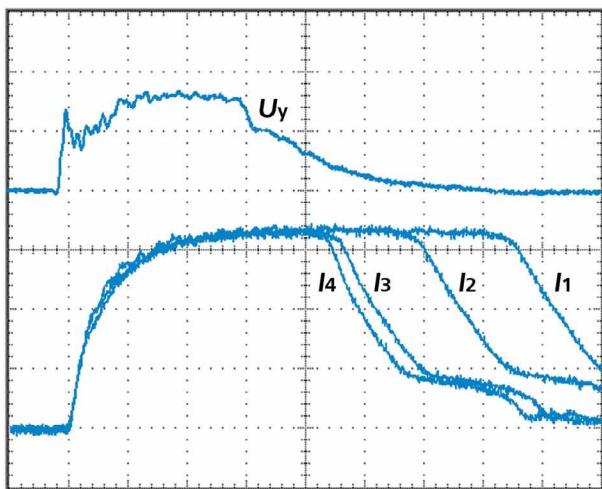


Рис. 3. Осциллографмы напряжения U_y на затворе IRG4PF50WD и токов I_1 – I_4 через транзисторный блок. Масштабы по вертикали: токов I_1 – I_4 – 15 А/дел., напряжения U_y – 10 В/дел., по горизонтали – 40 нс/дел.

трансформаторы Тр были выполнены с небольшим коэффициентом трансформации ($w_1 = 1$, $w_2 = 3$). Площадь сечения сердечников Тр составляла примерно 40 мм². Она позволяла формировать на затворах транзисторов прямоугольные импульсы напряжения, имеющие достаточную большую амплитуду и длительность до 1.5 мкс.

На рис. 2 приведены типичные осциллографмы, полученные в результате исследований опытного генератора при $U_{C0} = 2$ кВ и $R_0 = 20$ Ом. Здесь I_{w1} и I – осциллографмы тока в ЦУ и в силовой цепи, U_T и U_y – осциллографмы напряжения на нижнем транзисторе Т и на его затворе.

Из представленных осциллографм следует, что при протекании тока $I = 100$ А напряжение U_T на транзисторе Т мало. В процессе выключения Т напряжение U_T нарастает плавно, что свидетельствует о синхронной работе транзисторной пары. В конце процесса выключения транзисторов T_y и Т на кривых токов I_{w1} и I формируются характерные для IGBT-транзисторов участки с малой скоростью убывания, обусловленные носителями, накопленными при протекании силового тока. Длительность запускающего тока I_{w1} составляет около 450 нс. Она существенно меньше длительности тока I , так как после выключения T_y к затворам транзисторов Т приложено напряжение U_y , которое плавно убывает в результате разряда их

емкостей через резисторы R . Поскольку используемые транзисторы IRGPS60B120KDP имеют большую рабочую площадь и, соответственно, большую емкостью затворов, время убывания напряжения U_y до нуля составляет примерно 400 нс. Полученный результат показывает, что в рассмотренной схеме мощные транзисторы IRGPS60B120KDP практически не могут обеспечить длительность тока I менее 400 нс.

В связи с этим было проведено сравнительное исследование опытного генератора при замене IGBT-транзисторов IRGPS60B120KDP на IGBT-транзисторы IRG4PF50WD с рабочим напряжением 900 В и паспортным значением силового тока 50 А, которые имели примерно в два раза меньшую емкость затвора.

Эксперименты проводились при использовании ранее рассмотренной цепи управления с сопротивлением $R_0 = 30$ Ом. Амплитуда силового тока регулировалась до 50 А. Максимальное напряжение зарядки конденсаторов C_y и C_0 составляло 800 В и 1.6 кВ.

На рис. 3 приведены осциллографмы импульсов тока I_1 – I_4 через блок из двух последовательно соединенных транзисторов IRG4PF50WD и напряжения U_y на затворе нижнего транзистора. Они получены при одинаковой длительности запускающего тока (около 100 нс) и разных значениях сопротивлений R и токов I_{w2} .

Осциллографмы I_1 , I_2 соответствуют экспериментам при значениях тока $I_{w2} = 8$ А и сопротивлений $R = 10$ Ом и 5 Ом. Они показывают, что длительность силового тока можно уменьшать путем уменьшения сопротивления R . Поскольку очень малая величина R обуславливает чрезмерное увеличение тока в ЦУ, использование сопротивления менее 5 Ом представляется нежелательным. Осциллографмы I_2 , I_3 и I_4 получены при $R = 5$ Ом и токах I_{w2} с амплитудами 8, 6 и 5 А. Из них следует, что длительность силового тока может быть уменьшена в результате уменьшения амплитуды токов I_{w2} . Осциллографма U_y иллюстрирует напряжение на затворе IRG4PF50WD при $R = 5$ Ом и $I_{w2} = 5$ А. Она свидетельствует о том, что при таком сравнительно малом токе I_{w2} время нарастания напряжения на затворе Т до паспортного значения (около 17 В) составляет примерно 70 нс. Полученный результат показывает нецелесообразность использования импульсов тока I_{w1}

с длительностью менее 100 нс, так как при этом напряжение на затворе транзистора Т может не достигнуть пороговой величины, необходимой для его включения.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что в схеме на рис. 1 при использовании IGBT-транзисторов IRG4PF50WD минимальная длительность силового тока ограничена на уровне около 200 нс.

В рассмотренном опытном генераторе при тех же параметрах импульсов тока запуска транзисторов минимальная длительность силового тока была уменьшена до 110 нс, когда в качестве T_y и Т были использованы MOSFET-транзисторы C2M0160120D на основе карбида кремния (SiC). Они имели большее, по сравнению с IRG4PF50WD, рабочее напряжение (1200 В) и в 3 раза меньшую емкость затвора. Основными недостатками транзисторов C2M0160120D являлись высокая стоимость и сравнительно малое паспортное значение силового тока (20 А). Кроме того, вследствие малой длительности процесса выключения на SiC-транзисторах T_y и Т возникали опасные всплески напряжения, обусловленные высокой скоростью изменения тока через монтажные индуктивности цепи управления и силовой цепи. Амплитуды этих всплесков были существенно уменьшены в результате увеличения сопротивлений R_2 и R , определяющих время разряда емкостей затворов транзисторов T_y и Т. Так, увеличение сопротивления R_2 с 1 до 5 Ом позволило примерно в 2 раза уменьшить амплитуду всплеска напряжения на T_y при его выключении. В результате увеличения сопротивления R с 5 до 10 Ом напряжение на транзисторе Т в процессе его выключения не превышало величину рабочего напряжения.

На рис. 4 приведены характерные осциллограммы силового тока I с амплитудой около 20 А и длительностью около 110 нс и напряжения U на блоке из двух последовательно соединенных транзисторов C2M0160120D. Они получены при использовании сопротивления R_0 , равного примерно 100 Ом, и импульсов тока I_{w2} с амплитудой примерно 5 А.

Рассмотренная цепь управления на основе конденсатора C_y , заряженного до сравнительно большого напряжения (сотни вольт), и сопротивления R_y , значительно превышающего

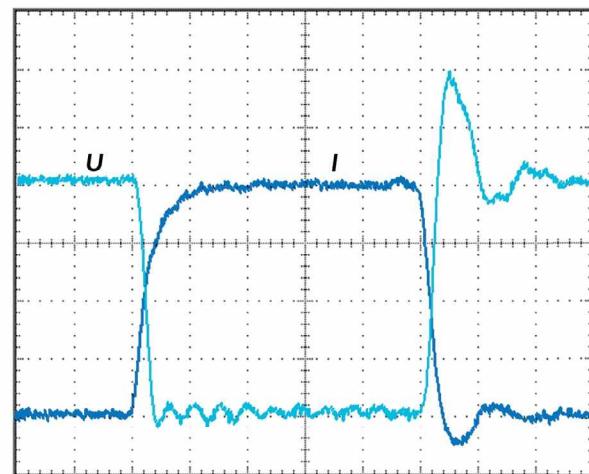


Рис. 4. Осциллограммы силового тока I и напряжения U на блоке SiC-транзисторов. Масштабы по вертикали: тока – 5 А/дел, напряжения – 500 В/дел., по горизонтали – 20 нс/дел.

суммарное сопротивление цепей, подключенных ко вторичным обмоткам запускающих трансформаторов, позволяет обеспечить слабую зависимость параметров импульсов тока I_{w2} от количества транзисторов Т. В результате создается возможность разработки высоковольтных генераторов с коммутаторами, состоящими из большого количества последовательно соединенных транзисторов.

Ниже приведены результаты исследований такого генератора с рабочим напряжением 8 кВ. В нем использовался коммутатор на основе десяти последовательно соединенных IGBT-транзисторов IRG4PF50WD, смонтированный на печатной плате. Транзисторы и запускающие трансформаторы располагались на минимальном расстоянии друг от друга, обеспечивающем напряженность поля не более 2 кВ/мм. Первичные обмотки трансформаторов были выполнены в виде провода с фторопластовой изоляцией, который пропускался по центру кольцевых сердечников трансформаторов, расположенных вдоль одной оси.

При исследовании генератора на частоте 2 кГц была получена коммутация в нагрузку $R_0 = 150$ Ом прямоугольных импульсов тока с амплитудой до 50 А, имеющих длительность фронта и спада примерно 50 нс. Длительность тока I плавно регулировалась в диапазоне (200–1000) нс. При проведении экспериментов в цепи управления и в цепях вторичных обмоток

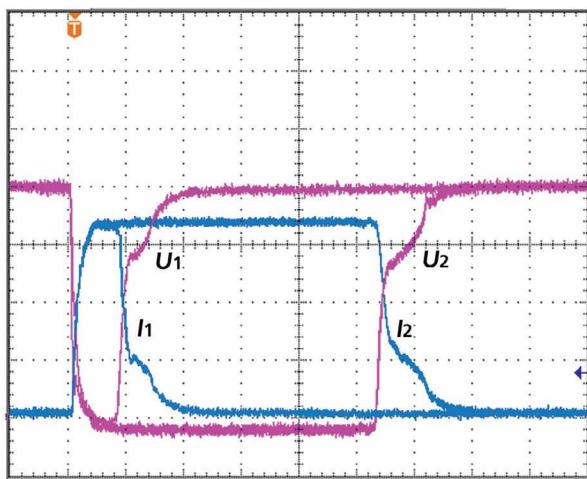


Рис. 5. Осциллограммы силовых токов I_1 , I_2 и напряжений U_1 , U_2 на блоке IGBT-транзисторов IRG4PF50WD. Масштабы по вертикали: токов I_1 , I_2 – 15 А/дел., напряжений U_1 , U_2 – 2 кВ/дел., по горизонтали – 200 нс/дел.

трансформаторов использовались резисторы $R_y = 50 \text{ Ом}$ и $R = 5 \text{ Ом}$. Токи I_{w2} , протекающие через вторичные обмотки запускающих трансформаторов, имели амплитуду 5 А.

На рис. 5 приведены осциллограммы импульсов силового тока (кривые I_1 , I_2) с минимальной и максимальной длительностями и соответствующие этим импульсам осциллограммы напряжения на блоке транзисторов Т (кривые U_1 , U_2).

В рассмотренном генераторе величина предельно допустимого выходного напряжения определяется количеством последовательно соединенных транзисторов и электрической прочностью межобмоточной изоляции запускающих трансформаторов. Поскольку при

соответствующем выборе сопротивления резистора R_y и напряжения зарядки конденсатора C_y разработанная ЦУ позволяет эффективно управлять десятками последовательно соединенных транзисторов, а допустимая напряженность поля в современных изоляционных материалах составляет десятки кВ/мм, выходное напряжение может быть увеличено до (30–35) кВ без существенного изменения конструкции генератора. При устранении доступа атмосферного воздуха путем помещения силовых элементов генератора в изолирующую среду реальной представляется разработка аналогичных транзисторных генераторов с выходным напряжением более 100 кВ.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют о возможности создания генераторов с выходным напряжением десятки киловольт на основе малогабаритных транзисторных коммутаторов, способных на килогерцевой частоте формировать в резистивной нагрузке прямоугольные импульсы тока с субмикросекундной длительностью, имеющие амплитуду десятки ампер и времена нарастания и убывания менее 50 нс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Рольник И.А., Степанянц А.Л. // ПТЭ. 2002. № 5. С. 102.
- Малашин М.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. // ПТЭ. 2016. № 2. С. 71.
<https://doi.org/10.7868/S0032816216020099>
- Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 42.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010202>

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 535-34, 533.9.07

**СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ,
ФОРМИРУЕМОЙ НА ЖИДКОСТРУЙНЫХ МИШЕНЯХ**

© 2024 г. В. Е. Гусева^{a,b,*}, М. С. Михайленко^a, А. Н. Нечай^a, А. А. Перекалов^a,
Н. Н. Салащенко^a, Н. И. Чхало^a

^aИнститут физики микроструктур Российской академии наук
Россия, 603087, Нижний Новгород, Академическая ул., 7

^bНациональный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
Россия, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

*e-mail: valeriegus@ipmras.ru

Поступила в редакцию 10.04.2023 г.

После доработки 30.05.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Описан стенд, предназначенный для изучения эмиссионных свойств лазерной плазмы в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне (ЭУФ), формируемой на жидкоструйных мишнях. Для формирования струйной мишени используются импульсный клапан и капилляры различного диаметра. Для возбуждения лазерной плазмы применяется лазер Nd:YAG (длина волны 1064 нм, длительность импульса 11 нс, частота до 10 Гц, энергия импульса 500 мДж). Для исследования эмиссионных спектров используются зеркальный рентгеновский спектрометр, градуированный в абсолютных единицах, спектрометр видимого диапазона Augora-4000 и микроскоп, работающий в ЭУФ-диапазоне. Также предусмотрено фотографирование формируемых жидкостных струй. В статье приведены конструкция стенда и его основные параметры. Также даны результаты первых экспериментов по исследованию процессов истечения жидкости из различных сопел в вакуум.

DOI: 10.31857/S0032816224010117, **EDN:** FWELKC

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все больший интерес приобретает изучение коротковолнового, в частности экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения, что в значительной мере объясняется развитием технологий изготовления и методов диагностики многослойной оптики в этом спектральном диапазоне. Появилась возможность создания на основе многослойных зеркал новых дисперсионных элементов и изображающей оптики дифракционного качества [1]. Ранее исследования в ЭУФ-диапазоне с применением многослойной оптики были связаны с задачами диагностики лабораторной и космической плазмы. В настоящее время исследования ЭУФ-излучения связаны с решением проблем коротковолновой проекционной

нанолитографии [2] и исследованиями, связанными с изучением как природных, так и искусственныхnanoобъектов [3]. Данные исследования представляют интерес для физики наноструктур, биологии, медицины и открывают новые возможности для разработки различных наноустройств, катализаторов, биологически активных веществ и т.п.

К лабораторным источникам ЭУФ-излучения предъявляются следующие требования: высокая мощность, заданная полоса излучения и стабильность эмиссионных характеристик. В этой области активно применяются как рентгеновские трубы, так и различные плазменные источники. Рентгеновские трубы просты, надежны и удобны в работе, но, тем не менее, они имеют существенные недостатки,

такие как малая интенсивность и фиксированная узкая полоса излучения [4]. В плазменных источниках (как правило) используется либо разреженная плазма в стационарном режиме, либо плотная плазма в режиме импульсного возбуждения. Для импульсного возбуждения главным образом применяется лазерное излучение [5–8]. В настоящее время в качестве мишеней для импульсного возбуждения часто применяются газовые струи или массивные твердотельные объекты [9]. Однако газоструйные, и твердотельные мишени имеют определенные недостатки. Типичные газовые струи имеют малую плотность, резко убывающую при удалении от среза сопла, что снижает интенсивность получаемого излучения [10], а использование в качестве мишени твердых тел сопровождается загрязнением оптических элементов продуктами эрозии, с чем приходится бороться [11].

Плотность мишени лазерно-плазменного источника является важным параметром, определяющим свойства самого источника излучения. Высокая плотность вещества в мишени обеспечивает более быстрое образование лазерного пробоя и формирование высокоизализованной плазмы, эффективно излучающей в коротковолновом диапазоне. Жидкоструйные мишени обладают большей плотностью, что позволяет достичь большей эффективности конвертации лазерного излучения в коротковолновое. Практическое удобство использования жидкоструйных источников заключается в простоте вакуумной откачки и возможности удаления области взаимодействия с лазерным пучком от среза сопла.

Ранее нами проводились исследования по сравнению интенсивностей излучения лазерной плазмы с использованием жидкоструйной мишени на спирте (C_2H_5OH) и газоструйной мишени на углекислом газе (CO_2) [12]. По результатам эксперимента установлено, что температура плазмы и интенсивность излучения при использовании жидкоструйной мишени больше, чем при использовании струи газа. Таким образом, можно сделать вывод, что лазерно-плазменные источники на жидкоструйных мишенях перспективны для дальнейших исследований.

Для проведения исследований источников ЭУФ-излучения с жидкоструйной мишенью

первоначально необходимо исследовать структуру различных жидкостных струй-мишеней, которые могут быть получены при использовании различных систем формирования струи и параметров истечения жидкости. От параметров струи-мишени зависит острота фокусировки лазерного излучения на струе жидкости и, соответственно, размеры, и другие характеристики зоны разряда. Также необходимо изучить струи различных жидкостей, имеющих разные плотности, давления и структуры, что влияет на интенсивность излучения плазмы.

В процессе сравнения различных жидкостных мишеней необходимо провести измерения эмиссионных спектров и абсолютной мощности излучения лазерной плазмы в ЭУФ-диапазоне. Все эти исследования можно провести на представленном исследовательском стенде.

2. КОНСТРУКЦИЯ СТЕНДА

Принцип работы стенда состоит в возбуждении струи жидкости импульсным лазерным излучением с последующим детектированием получаемого ЭУФ-излучения. Схема стенда представлена на рис. 1. Используется лазер Sollar T-II (Nd:YAG) 8. Рабочая длина волн лазера составляет 1064 нм, длительность импульса 11 нс, частота до 10 Гц. Энергия лазерного импульса 500 мДж. Лазерное излучение попадает на делительную пластинку 6, откуда часть излучения направляется в измеритель мощности 7, другая часть излучения отклоняется с помощью призмы 5 и, проходя через оптический ввод 4, направляется на линзу 2.

С помощью линзы 2 лазерное излучение фокусируется на струе жидкости, образуя зону разряда на жидкоструйной мишени 1. В зоне разряда создается лазерная плазма, которая излучает в ЭУФ-диапазоне. Высокая плотность мишени и, соответственно, образуемой на жидкоструйной мишени плазмы обеспечивает большие интенсивности регистрируемого ЭУФ-излучения по сравнению с теми, которые наблюдаются при использовании газоструйной мишени.

На выходе лазерного луча из зоны разряда излучение детектируется измерителем мощности 9. С помощью детектирования прошедшего

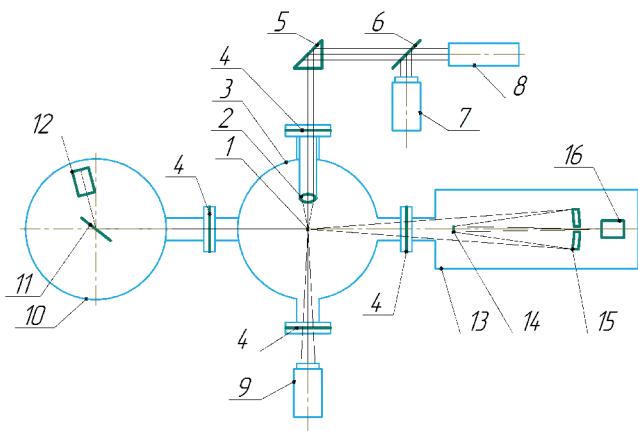


Рис. 1. Оптическая схема установки: 1 – зона разряда, 2 – фокусирующая линза, 3 – корпус установки, 4 – оптический ввод, 5 – отклоняющая призма, 6 – делительная пластинка, 7 – детектор мощности лазера, 8 – лазер Nd:YAG, 9 – измеритель мощности, 10 – ЭУФ-спектрометр, 11 – зеркало, 12 – детектор излучения, 13 – МР-микроскоп, 14 – выпуклое зеркало, 15 – вогнутое зеркало, 16 – детектор.

излучения измеряется поглощение лазерного излучения в мишени.

Исследовательский стенд позволяет регистрировать спектры излучения плазмы в ЭУФ-диапазоне с помощью зеркального спектрометра в видимом диапазоне с помощью спектрометра Aurora-4000 и изображение лазерной искры в ЭУФ-диапазоне с помощью ЭУФ-микроскопа.

Спектр излучения в ЭУФ-диапазоне регистрировался с помощью зеркального спектрометра 10. Рентгеновское излучение на входе в спектрометр проходит через свободно висящий пленочный фильтр и попадает на многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ) 11, используемое в данном спектрометре в качестве диспергирующего элемента. МРЗ относительно падающего пучка расположено под некоторым углом скольжения. Зеркало отражает излучение с определенной длиной волны, соответствующей условиям Вульфа–Брэгга, и направляет излучение на диафрагму. Диафрагма уменьшает угловую расходимость регистрируемого излучения, что повышает спектральное разрешение прибора. Далее излучение проходит через свободновисящий пленочный фильтр и попадает на детектор 12. Сканирование по спектру осуществляется путем поворота МРЗ и детектора относительно падающего пучка. Детектор поворачивается на удвоенный по сравнению

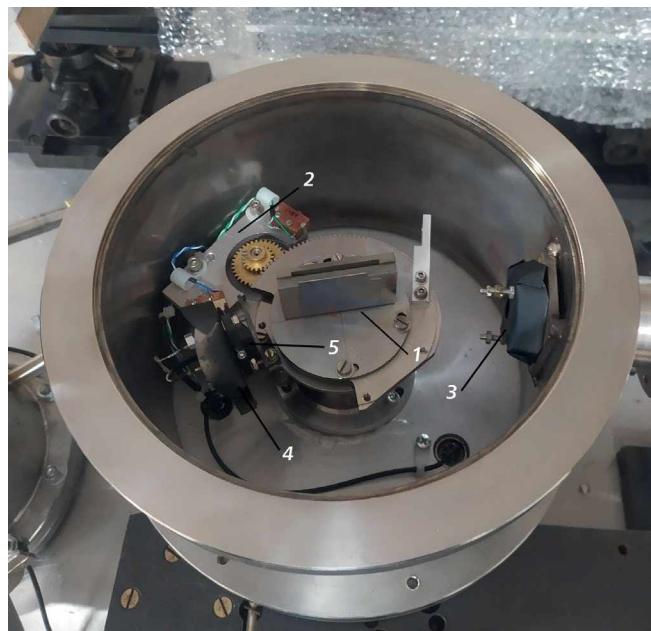


Рис. 2. Устройство зеркального спектрометра: 1 – многослойное рентгеновское зеркало, 2 – шаговый двигатель, 3 – входной пленочный фильтр, 4 – выходной пленочный фильтр, 5 – детектор.

с поворотом МРЗ угол с помощью шагового двигателя. Изображение спектрометра представлено на рис. 2. Подробнее применяемый зеркальный спектрометр и методика работы с ним описаны в работе [13].

Для получения спектра в видимом диапазоне используется спектрометр Aurora-4000. Данный спектрометр с волоконным вводом излучения построен по классической симметричной схеме Черни–Тернера на базе дифракционной решетки. Спектральный диапазон от 200 до 1100 нм с разрешением до 0.08 нм.

Рентгеновское излучение плазмы может также наблюдаться ЭУФ-микроскопом 13 (рис. 1). Его основным элементом является двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. С его помощью можно получить геометрические размеры и пространственную структуру полученного лазерно-плазменного источника (искры) с разрешением 2.75 мкм. Рабочая длина волны микроскопа составляет 13.5 нм. С помощью замены МРЗ можно перестроить его работу на длину волны 11.3 нм. Излучение от лазерно-плазменного источника попадает на вогнутое зеркало 15 с внутренним диаметром 46 мм,

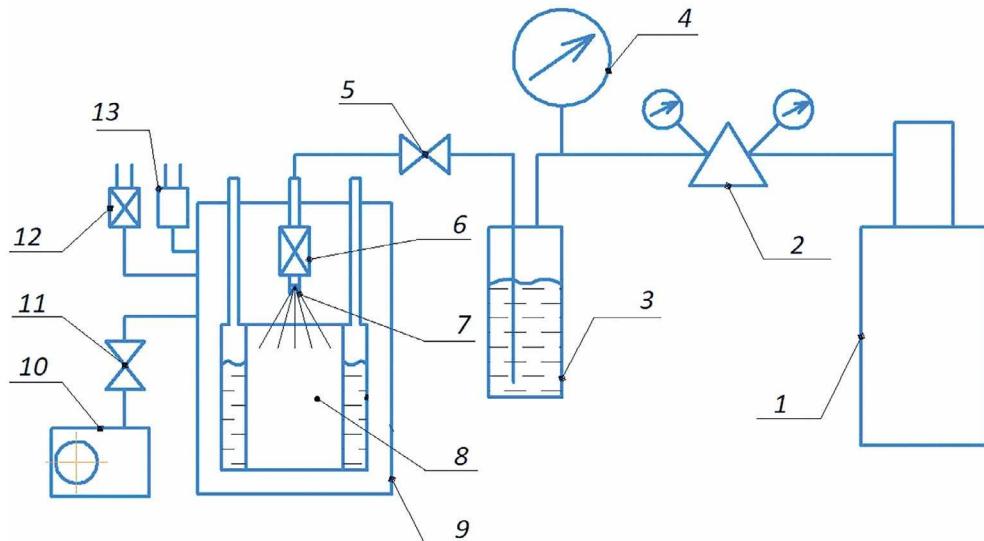


Рис. 3. Схема вакуумной откачки: 1 – баллон с газом, 2 – редуктор, 3 – объем с жидкостью, 4 – манометр, 5 – запорный клапан, 6 – форсунка, 7 – сопло, 8 – криогенный насос, 9 – корпус установки, 10 – форвакуумный насос, 11 – клапан, 12 – датчик ПМТ-2, 13 – датчик ПММ-32.

после чего отражается на выпуклое зеркало 14 диаметром 12 мм. Излучение, прошедшее через двухзеркальный объектив, фокусируется в плоскости детектора 16. Детектор представляет собой ПЗС-матрицу с чувствительным элементом размером $26 \times 29 \text{ mm}^2$. Перед и после двухзеркального объектива Шварцшильда установлены тонкопленочные абсорбционные фильтры. Данные фильтры предназначены для подавления длинноволнового фона (видимого и УФ-излучения). Многослойные рентгеновские зеркала, установленные в ЭУФ-микроскопе, обеспечивают высокое (более 40%) пропускание оптической системы, что способствует высокому временному разрешению прибора. Благодаря этому ЭУФ-микроскоп подходит для регистрации изображения за время одного лазерного импульса. Более подробно микроскоп и методика работы с ним описаны в работе [14].

Отдельно необходимо описать такие важные части стенда, как система подачи жидкости и система вакуумной откачки.

2.1. Система подачи жидкости

На рис. 3 изображена схема вакуумной откачки и подачи жидкости рассматриваемого исследовательского стенда. В стенде используется вытеснительная система подачи, в которой рабочую жидкость вытесняет газ, подаваемый под давлением.

Азот из баллона 1, проходя через редуктор 2, подается в объем 3, измерение давления осуществляется образцовым манометром 4. Подаваемый газ выдавливает исследуемую жидкость из объема 3. Далее жидкость по трубке, проходя запорный клапан 5, поступает в форсунку 6, на конце которой находится сопло 7.

Используется импульсная система подачи жидкости в вакуумный объем стенда, что обусловлено рядом проблем, возникающих при постоянном истечении. Так, при использовании систем постоянного истечения для обеспечения малых расходов необходимо использовать капилляры малого сечения. Вследствие этого, в случае жидкостных систем резко возрастает влияние поверхностных сил на процесс отрыва струи от среза капилляра, что приводит к нестабильности положения струи в пространстве. Использование импульсных систем позволяет увеличить сечение сопел, что решает эту проблему, но требует использования быстродействующего клапана 6. К клапану предъявляется ряд важных требований, таких как быстрота коммутации струи, малые утечки в закрытом положении, надежность, большой ресурс и т. д. Также использование импульсных клапанов приводит к необходимости синхронизации с импульсным излучением лазера. В данном стенде используется форсунка Bosch 0 280 158 017 [15]. Управление клапаном

осуществляется специализированным блоком, позволяющим менять длительность открытия клапана и его частоту.

В качестве капилляров используются иглы или калиброванные отверстия. Так, мы использовали иглы с внутренним диаметром 0.26 мм (G26) и 0.159 мм (G30). Подобные системы формирования импульсной жидкостной струи: цилиндрическое сопло среднего диаметра (~ 200 мкм), на входе в которое создается умеренное давление (~ 5 бар), использовались в работах [16–18]. Закрепление игл на форсунке осуществляется пайкой. Фотография форсунки и капилляра в сборе представлена на рис. 4.

Вытеснительная система подачи жидкости является наиболее простой и вместе с тем надежной. Недостаток данной системы состоит в необходимости постоянного контроля за давлением газа, что обеспечивается манометром. Объем израсходованной жидкости определяется путем взвешивания расходного сосуда 3. Расход жидкости составляет примерно 60 мл/час. Время непрерывной работы стенда определяется возможностями криогенного насоса и составляет 4–5 часов работы.

2.2. Система вакуумной откачки

Откачка исследовательского стенда комбинированная, используются форвакуумный и криогенный насосы. Жидкость, истекающая из сопла, проходит зону лазерной искры и замерзает на поверхности криогенного конденсационного насоса 8 (рис. 3), что позволяет проводить откачуку с высокими скоростями. Криогенный насос представляет собой два вложенных друг в друга медных цилиндра, спаянных у торцов и помещенных в вакуумную камеру (рис. 3). В качестве криоагента используется жидкий азот, который подается в пространство между цилиндрами. Рабочая жидкость намерзает на стенках цилиндров. После окончания работы исследовательского стенда проводится оттаивание рабочей жидкости и откачка ее форвакуумным насосом. Данная система сохраняет работоспособность при внезапном прорыве вакуума или разрушении капилляров.

Предварительная откачка стенда производится форвакуумным насосом 10 (рис. 3). Используется вакуумный насос Free Scroll Vacuum Pump модели ESVP-600. Насос поддерживает

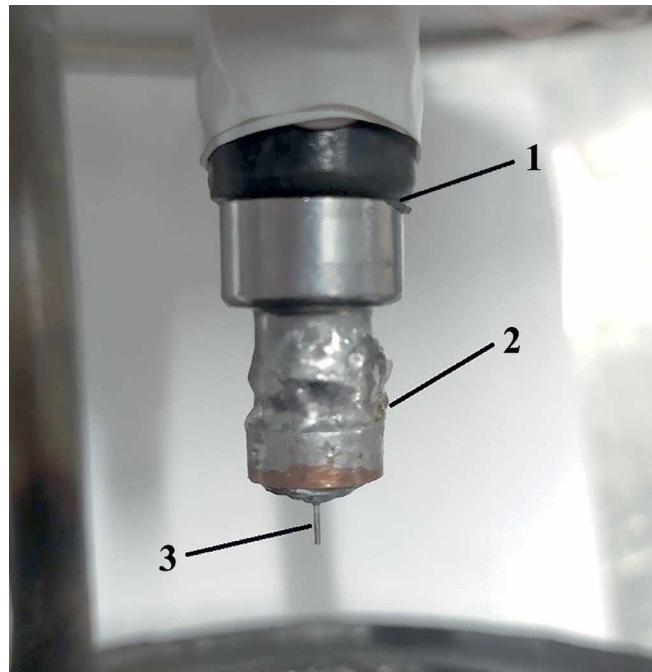


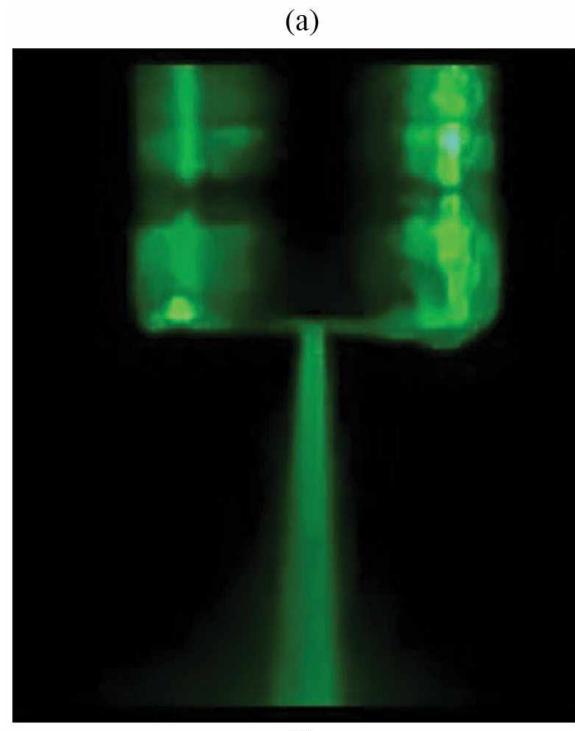
Рис. 4. Фото сопла: 1 – форсунка, 2 – крепеж, 3 – игла.

вакуум внутри установки, который измеряется с помощью датчиков ПМТ-2 - 12 и ПММ-32 - 13.

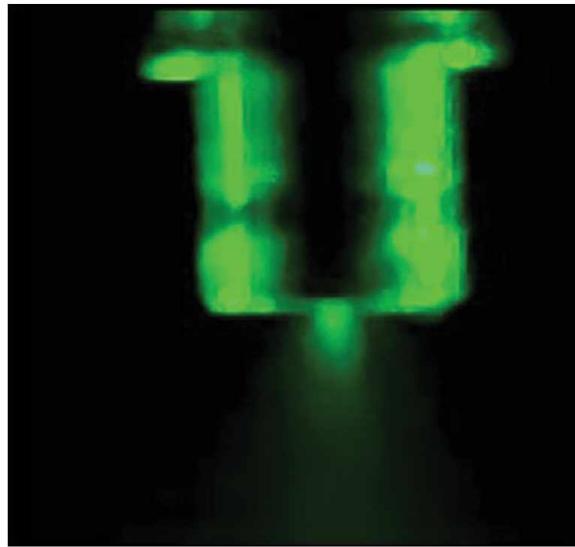
Комбинированная система откачки обусловлена ее относительной простотой и высокой скоростью откачки, что необходимо при работе с жидкоструйными или газоструйными мишениями. Достигаемый в камере вакуум порядка 10^{-1} Па. Недостатком системы является необходимость в регенерации после проведения эксперимента. Время непрерывной работы установки достигает 4–5 часов и определяется возможностями криогенного насоса. Такая система откачки более эффективна при работе с жидкостями, чем с газами, так как они имеют более низкую температуру кристаллизации, чем газы. В этом заключается основная специфика установки, что делает ее направленной на работу именно с жидкоструйными мишениями.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

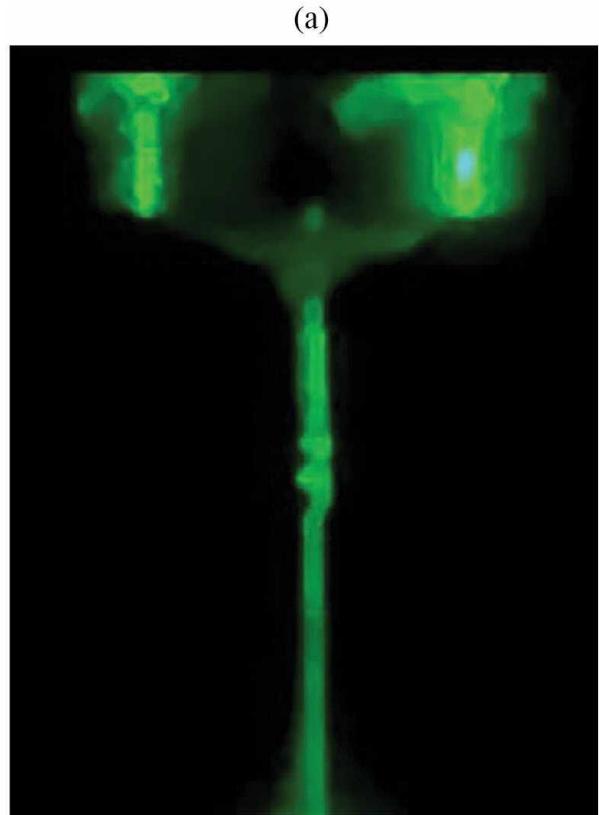
В результате серии экспериментов были установлены расходы жидкостной струи для различных используемых сопел, давлений, времен открытия клапана и различных рабочих жидкостей. Исследовались вода, спирты, углеводороды, галоген-углеводороды и другие соединения. Получено, что расход жидкостей можно варьировать в диапазоне 0.5–5 мл/мин.



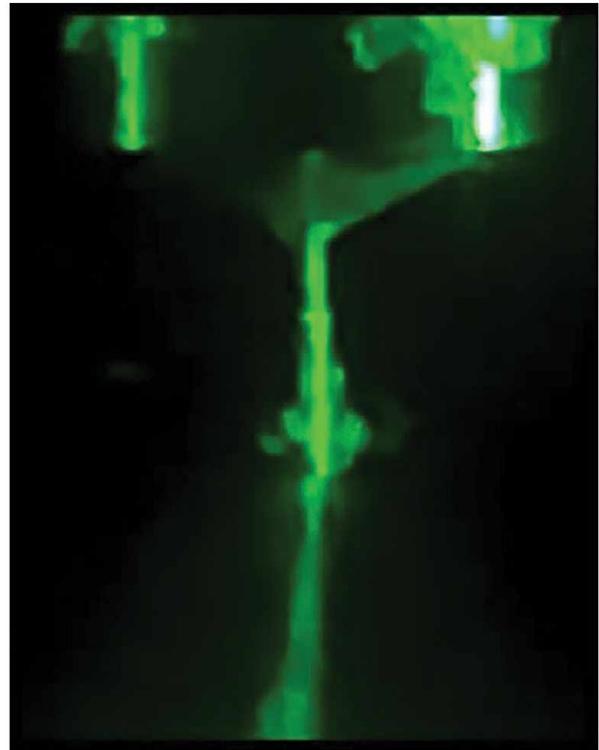
(а)



(б)



(а)



(б)

Рис. 5. Истечение изопропилового спирта в атмосферу через форсунку при $P = 4$ бар, $\alpha = 8.5^\circ$, $\tau = 800$ мкс (а) и в вакуум через форсунку при $P = 4$ бар, $\alpha = 35^\circ$, $\tau = 800$ мкс (б).

Проводились исследования структуры жидкой струи при истечении из штатного отверстия форсунки и через капилляр на базе игл G26 и G30. На рис. 5 изображены фото струи изопропилового спирта при истечении в атмосферу (рис. 5а) и в вакуум через штатное отверстие форсунки диаметром 250 мкм (рис. 5б). Жидкость подается при давлении 4 бар. Истечение жидкости

Рис. 6. Истечение изопропилового спирта в атмосферу через иглу при $P = 4$ бар, $\alpha = 2.5^\circ$, $\tau = 800$ мкс (а) и в вакуум через иглу при $P = 4$ бар, $\alpha = 11^\circ$, $\tau = 800$ мкс (б).

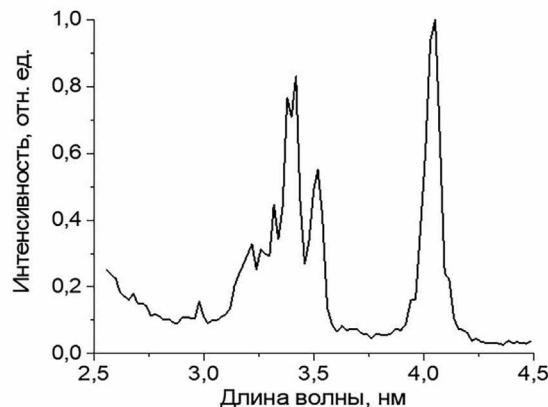


Рис. 7. Эмиссионный спектр изопропилового спирта в спектральном диапазоне 2,5–4,5 нм, полученный на зеркальном спектрометре.

— импульсное, длительность импульса 800 мкс. Углы раствора при истечении в атмосферу $\alpha = 8.5^\circ$, при истечении в вакуум $\alpha = 35^\circ$.

При истечении в вакуум угол раствора больше, чем при истечении в атмосферу, что обусловлено отсутствием внешнего давления. Однако при использовании игл в качестве сопел углы раствора при истечении в атмосферу, и в вакуум значительно уменьшаются.

На рис. 6 изображены фото струи изопропилового спирта при истечении в атмосферу (рис. 6а) и в вакуум через иглу (рис. 6б). Жидкость подается при давлении 4 бар. Истечение жидкости — импульсное, длительность импульса 800 мкс. Угол раствора $\alpha = 2.5^\circ$ при истечении в атмосферу и $\alpha = 11^\circ$ при истечении в вакуум.

При использовании игл в качестве капилляров удается добиться меньшего угла раствора струи, что обеспечивает большую плотность мишени и улучшает характеристики лазерной струи-мишени. Вместе с тем при использовании игл возрастает вероятность намерзания используемой рабочей жидкости на игле.

На стенде проводились исследования свойств лазерной плазмы, образуемой при возбуждении струи-мишени. Так, изучались эмиссионные спектры в видимом и ЭУФ-диапазонах. Регистрация спектров проводилась при возбуждении импульсным лазерным излучением. Параметры мишени следующие: давление на входе 4 бар, длительность импульса открытия форсунки около 100 мкс. На зеркальном

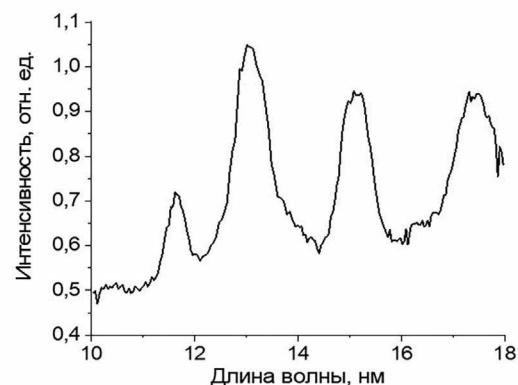


Рис. 8. Эмиссионный спектр изопропилового спирта в спектральном диапазоне 10–18 нм, полученный на зеркальном спектрометре.

спектрометре использовались зеркало Cr/Sc и два фильтра Ti/Be.

На рис. 7 представлен эмиссионный спектр изопропилового спирта в спектральном диапазоне 25–45 А, полученный на зеркальном спектрометре. В спектре наблюдаются три интенсивные эмиссионные линии, соответствующие ионам углерода C^{+4} и C^{+5} . Линии в спектре достаточно узкие, благодаря высокому разрешению прибора.

На рис. 8 представлен спектр изопропилового спирта в спектральном диапазоне 100–200 А, полученный на зеркальном спектрометре. В данном спектральном диапазоне наблюдаются четыре яркие эмиссионные линии ионов кислорода O^{+4} и O^{+5} . В данном спектральном диапазоне линии спектра более широкие, что связано с ухудшением разрешения спектрометра.

Таким образом, на данном исследовательском стенде возможно проводить спектроскопические исследования лазерной плазмы, формируемой на жидкостных мишенях.

4. ВЫВОДЫ

Разработан и запущен в эксплуатацию стенд для исследования эмиссионных свойств жидкостных мишеней. При работе над данным стендом были решены проблемы подачи и откачки жидкости, поддержания необходимого уровня вакуума в зоне разряда, возникающие при работе с жидкостными мишенями. Проведен пробный запуск стендса, получены первые результаты исследования

жидкоструйных мишеней, возбуждаемых лазерным излучением. В дальнейшем на данной установке планируется проводить исследования, направленные на создание мощного источника ЭУФ-излучения.

Данный исследовательский стенд позволил определить расходы жидкостей при использовании различных систем формирования мишени. Были изучены структуры различных жидкоструйных мишеней, выявлены их преимущества и недостатки. Получены спектры лазерно-плазменного излучения на жидкоструйных мишенях в видимом и ЭУФ-диапазонах. Планируется дальнейшее активное использование и доработка исследовательского стенда в целях получения новых спектрометрических и гидродинамических данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема ГЗ: 0030-2022-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. // УФН. 2012. Т. 182. С. 727.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0182.201207c.0727>
2. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // AIP Advances. 2013. V. 3. P. 2130.
3. Chao W., Harteneck B.D., Liddle J.A., Anderson E.H., Attwood D.T. // Nature. 2005. V. 435. P. 1210.
4. Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Клюенков Е.Б., Салащенко Н.Н., Чехонадских Д.П., Чхало Н.И. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейtron. исслед. 2003. № 2. С. 43.
5. Smirnov M.B., Becker W. // Phys. Rev. A. 2006. V. 74. P. 013201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.74.013201>
6. Chkhalo N.I., Garakin S.A., Golubev S.V., Lopatin A.Ya., Nechay A.N., Pestov A.E., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Tsybin N.N., Vodopyanov A.V., Yulin S. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 221101.
<https://doi.org/10.1063/1.5016471>
7. Chkhalo N.I., Garakin S.A., Lopatin A.Ya., Nechay A.N., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Tsybin N.N., Zuev S.Yu. // AIP Advances. 2018. V. 8. P. 105003.
<https://doi.org/10.1063/1.5048288>
8. Демидов Р.А., Калмыков С.Г., Можаров А.М., Петренко М.В., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 22. С. 1.
9. Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 5.
<https://doi.org/10.1070/QE1987v01n01ABEH006346>
10. Fiedorowicz H., Bartnik A., Szczurek M., Daido H., Sakaya N., Kmetik V., Kato Y., Suzuki M., Matsumura M., Tajima J., Nakayama T., Wilhein T. // Optics Communications. 1999. V. 163. № 1–3. P. 103.
[https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(99\)00100-5](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00100-5)
11. Jansson P.A.C., Hansson B.A.M., Hemberg O., Oendal M., Holmberg A., de Groot J., Hertz H.M. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. № 13. P. 2256.
<https://doi.org/10.1063/1.1690874>
12. Гусева В.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // Нанофизика и наноэлектроника. 2021. Т. 1. С. 393.
13. Водопьянов А.В., Гарахин С.А., Забродин И.Г., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Нечай А.Н., Пестов А.Е., Перекалов А.А., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Смертин Р.М., Уласевич Б.А., Чхало Н.И. // Квантовая электроника. 2021. Т. 51. С. 700.
14. Антишин Е.С., Ахсахалиян А.А., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Малышев И.В., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Уласевич Б.А., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Соловьев А.А., Стародубцев М.В. // ЖТФ. 2022. Т. 92. С. 1202.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.08.52784.80-22>
15. Гусева В.Е., Корепанов М.А., Королева М.Р., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 145.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223030217>
16. Hansson B.A.M., Hertz H.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 3233.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/23/004>
17. Hansson B.A.M., Hemberg O., Hertz H.M., Berglund M., Choi H.-J., Jacobsson B., Janin E., Mosesson S., Rytmell L., Thoresen J., Wilner M. // Rev. Sci. Instr. 2004. V. 75. P. 2122.
<https://doi.org/10.1063/1.1755441>
18. Fogelqvist E., Kördel M., Selin M., Hertz H.M. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 174902.
<https://doi.org/10.1063/1.4935143>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОННОГО
ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОТНОСИТЕЛЬНАЯ
КАЛИБРОВКА ЕЕ ЧАСТОТНЫХ КАНАЛОВ В РЕЖИМЕ
ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2024 г. А. И. Мещеряков^{a,*}, И. А. Гришина^a

^aИнститут общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 17.04.2023 г.

После доработки 29.06.2023 г.

Принята к публикации 12.07.2023 г.

Предложена методика восстановления профиля электронной температуры в условиях, когда интегральный коэффициент поглощения электронного циклотронного (ЭЦ) излучения меньше единицы. Проведено численное моделирование плазмы в режиме омического нагрева для стелларатора Л-2М. Показано, что профиль радиационной температуры, построенный по данным диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева, требует значительной коррекции. Ширина профиля оказывается меньше, чем ширина истинного профиля температуры, а центральная температура плазмы занижена примерно на 30%. Предложен новый метод относительной калибровки каналов диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева. Полученные калибровочные коэффициенты могут быть использованы при проведении измерений температуры плазмы в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева.

DOI: 10.31857/S0032816224010121, EDN: FSELJS

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время диагностика определения профиля электронной температуры по спектру электронного циклотронного (ЭЦ) излучения на второй гармонике широко используется в экспериментах по нагреву плазмы в тороидальных магнитных ловушках [1–4]. Интенсивность ЭЦ-излучения на n -й гармонике электронной циклотронной частоты связана с электронной температурой плазмы соотношением [5]

$$I_{\omega ce} = \frac{[n \omega_{ce}(r)]^2 k T_e(r)}{8\pi^3 c^2} \left[\frac{1 - e^{-\tau_n(r)}}{1 - \rho e^{-\tau_n(r)}} \right], \quad 1)$$

где ρ – коэффициент отражения стенок вакуумной камеры, $\tau_n = \int K_n dr$ – оптическая толщина плазмы для n -й гармоники ЭЦ-излучения,

K_n – коэффициент поглощения среды для n -й гармоники, c – скорость света. На современных установках для измерения интенсивности ЭЦ-излучения обычно используется вторая гармоника, распространяющаяся в виде необыкновенной волны. Поэтому в дальнейшем мы будем опускать индекс “ n ” и говорить только о второй гармонике. Кроме того, мы будем пренебречь отражением ЭЦ-излучения от стенок камеры, считая, что $\rho = 0$.

Интенсивность ЭЦ-излучения плазмы принято характеризовать радиационной температурой $T_{rad}(\omega)$, определяемой следующей формулой:

$$T_{rad}(\omega) \equiv \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} I_{\omega ce}.$$

Для максвелловской функции распределения электронов по энергии радиационная температура определяется следующей формулой [6]:

$$T_{rad}(\omega) = \int_a^{\infty} T_e(r) \exp\left(-\int_a^r \kappa(r'\omega) dr' \kappa(r, \omega)\right) dr, \quad (2)$$

где интегрирование в обоих случаях ведется вглубь от границы плазмы вдоль траектории распространения излучения.

Поскольку вдали от точки ЭЦ-резонанса коэффициент поглощения среды к близок к нулю, для плавного профиля электронной температуры и монотонного профиля напряженности магнитного поля можно заменить электронную температуру ее значением в точке резонанса и получить следующее выражение для радиационной температуры [7]:

$$T_{rad}(\omega) = QT_e(r_{res}) \quad (3)$$

где $Q = 1 - \exp(-\tau)$ – интегральный коэффициент поглощения, r_{res} – координата точки, где выполняются условия ЭЦ-резонанса для частоты ω . Таким образом, измеряя спектральную интенсивность ЭЦ-излучения (или радиационную температуру) на различных частотах, можно определять профиль электронной температуры, поскольку для различных частот резонансные условия выполняются на различных радиусах.

Несмотря на очевидную простоту данного метода, существует ряд ограничений на его применимость, которые необходимо учитывать при интерпретации результатов измерений ЭЦ-излучения. Во-первых, как следует из формулы (3), при недостаточной оптической толщине, когда $\tau \leq 1$, измеренная радиационная температура T_{rad} оказывается ниже электронной температуры плазмы T_e . Кроме того, при малых значениях градиента магнитного поля область, где выполняются условия ЭЦ-резонанса, может иметь некоторую протяженность, что может приводить к существенным ошибкам в привязке по радиусу.

Оба этих недостатка диагностики ЭЦ-излучения существенно влияют на результаты измерения электронной температуры в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе

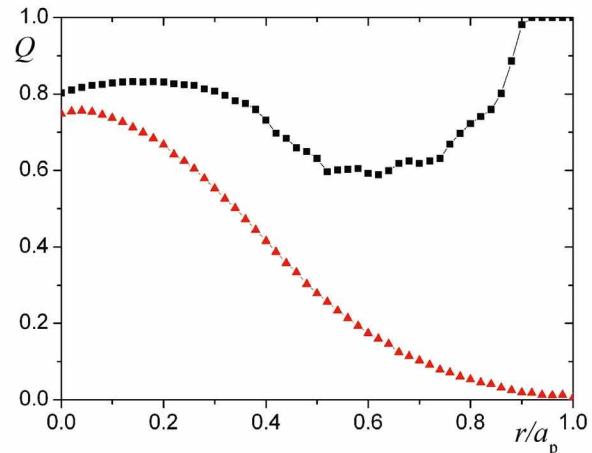


Рис. 1. Расчетные значения интегрального коэффициента поглощения со стороны слабого (чёрные ромбы) и сильного (красные треугольники) магнитного поля в режиме омического нагрева.

Л-2М. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 1 для типичного импульса омического нагрева представлены расчетные профили интегрального коэффициента поглощения со стороны сильного Q_{HFS} и слабого Q_{LFS} полей. Профили температуры и плотности электронов, а также другие параметры, используемые в расчетах, будут приведены ниже. Видно, что за исключением небольшого участка плазмы на периферии плазменного столба со стороны слабого поля, в остальной плазме $Q < 1$, и методика приведет к заметному занижению измеряемой радиационной температуры по сравнению с электронной температурой плазмы.

Что касается привязки измерений к определенному радиусу, на стеллараторе Л-2М она затруднена именно со стороны слабого поля. На рис. 2 представлены профили модуля магнитного поля и градиента магнитного поля в стеллараторе Л-2М. Видно, что для некоторого интервала радиусов со стороны слабого магнитного поля градиент магнитного поля близок к нулю, что затрудняет определение конкретного радиуса, откуда приходит ЭЦ-излучение.

При измерениях электронной температуры по спектру ЭЦ-излучения существует известная проблема абсолютной и относительной калибровок приемников излучения в каналах диагностики. Проведение абсолютной калибровки, например, по спектру шумового источника с известной температурой требует

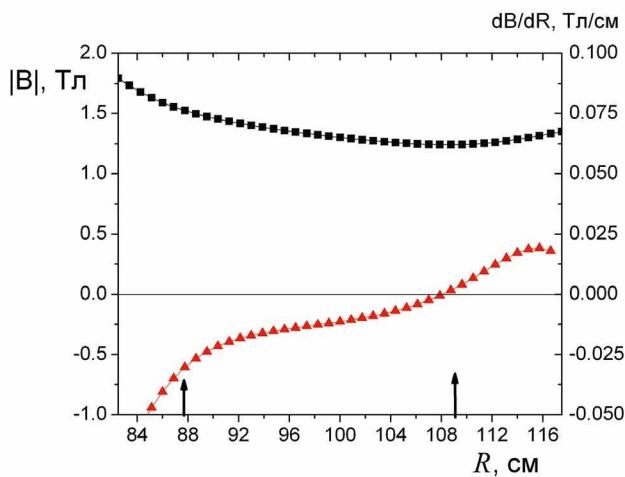


Рис. 2. Модуль магнитного поля (черные квадраты) и его градиент (красные треугольники) в зависимости от большого радиуса установки. Стрелками показаны границы плазменного шнура.

точного соответствия условий калибровки и условий измерения. Это означает необходимость помещения источника шумового излучения внутрь камеры стелларатора, что не всегда возможно непосредственно перед проведением эксперимента. Поэтому на стеллараторе Л-2М используется метод относительной калибровки каналов в режиме омического нагрева. Для проведения такой калибровки необходимо обеспечить омический режим со стабильными температурой и плотностью в течение времени проведения калибровки. В связи с тем, что магнитное поле установки меняется во время омического разряда, области резонансного магнитного поля для каждого из каналов диагностики оказываются в центральной области плазмы в различные моменты времени. Сравнивая интенсивности максимальных значений сигналов в различных каналах (соответствующие одной и той же температуре плазмы в центре), можно получить относительные калибровочные коэффициенты для каналов диагностики. После этого при построении профиля электронной температуры осуществлялась абсолютная калибровка температуры в центре плазмы по данным спектрометра мягкого рентгеновского излучения. Этот метод калибровки обладает недостатком, который заключается в том, что он не позволяет провести калибровку части каналов, расположенных со стороны сильного магнитного поля. Это связано с тем, что калибровка этих каналов требует увеличения

магнитного поля до значений, превышающих возможности магнитной системы стелларатора Л-2М. Например, чтобы прокалибровать канал с частотой приема $f = 81$ ГГц, требуется магнитное поле, превышающее $B = 1.45$ Тл. Поэтому для Л-2М разработка альтернативного метода калибровки каналов диагностики ЭЦ-излучения является актуальной задачей.

В работе предложена методика восстановления профиля электронной температуры $T_e(r)$ по профилю радиационной температуры $T_{rad}(r)$, измеренному диагностикой ЭЦ-излучения в омическом режиме в условиях $Q < 1$. Было проведено численное моделирование спектров ЭЦ-излучения в условиях, соответствующих омическому нагреву плазмы в стеллараторе Л-2М. На основании результатов моделирования с использованием экспериментально полученного профиля $T_{rad}(r)$ был восстановлен профиль электронной температуры $T_e(r)$ в режиме омического нагрева. Кроме того, предложена методика проведения относительной калибровки частотных каналов диагностики ЭЦ-излучения, которая может быть использована в дальнейшем при проведении измерений в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева на стеллараторе Л-2М.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на стеллараторе Л-2М – тороидально-симметричной магнитной ловушке, предназначенный для удержания высокотемпературной плазмы. Л-2М – это классический двухзаходный стелларатор (заходность винтовой обмотки $l = 2$, число периодов поля при обходе тора $N = 7$) с большим радиусом тора $R = 1$ м, радиусом плазмы $a = 0.115$ м и тороидальным магнитным полем $B_0 = 1.34$ Тл [8]. Угол вращательного преобразования, создаваемый магнитной системой, меняется от $\iota = 0.18$ на магнитной оси системы до $\iota = 0.78$ на границе плазмы. В качестве рабочего газа в экспериментах используется водород. Установка может работать как в режиме омического нагрева плазмы, так и в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева. Экспериментальные данные, обсуждаемые в данной статье, получены с использованием диагностики ЭЦ-излучения. Излучение из плазмы принималось с помощью приемных антенн,

которые располагались в поперечном сечении торoidalной камеры как снаружи, так и изнутри, что позволяло наблюдать плазму со стороны как сильного, так и слабого поля. В качестве детектора использовался многоканальный супергетеродинный приемник миллиметрового диапазона [9, 10].

Для получения стабильных и длительных омических разрядов с контролируемой плотностью на стеллараторе Л-2М проводится боронизация стенок вакуумной камеры. Боронизация проводится в тлеющем разряде в гелии, в который дополнительно напускаются пары карбрана $C_2B_{10}H_{12}$. Пары карбрана диссоциируют в разряде и покрывают стенки камеры бор углеродной пленкой толщиной порядка 80 мкм. В результате этой процедуры в омическом разряде наблюдалось уменьшение интенсивности свечения линий кислорода (в 5 раз) и углерода (в 3 раза), а общие радиационные потери уменьшились примерно в 2.5 раза [11].

Проведение процедуры боронизации вакуумной камеры позволило получать в режиме омического нагрева импульсы с длительностью стационарной фазы разряда порядка 30–40 мс. Типичная временная эволюция параметров плазмы в разряде после проведения боронизации показана на рис. 3 (выстрел № 64118). На рисунке видно, что в течение 30–40 мс остаются постоянными (в пределах 10%) такие параметры, как электронная плотность, ток по плазме и напряжение на обходе (т. е. мощность омического нагрева), а также радиационные потери, которые, как правило, не превышают 25% от мощности нагрева. Таким образом, можно ожидать, что в этот временной интервал остается постоянной и центральная электронная температура, а возможно, также и профиль электронной температуры. Последнее утверждение ниже будет подтверждено экспериментально с использованием диагностики ЭЦ-излучения. Структура вложенных магнитных поверхностей и удержание плазмы тоже остаются неизменными. В то же время в течение стационарной фазы разряда меняется величина магнитного поля: в импульсе, показанном на рис. 3, в интервале с 45 по 75 мс магнитное поле сначала возрастает от 13 до 13.6 кГс, а затем уменьшается до 11 кГс. При изменении магнитного поля область

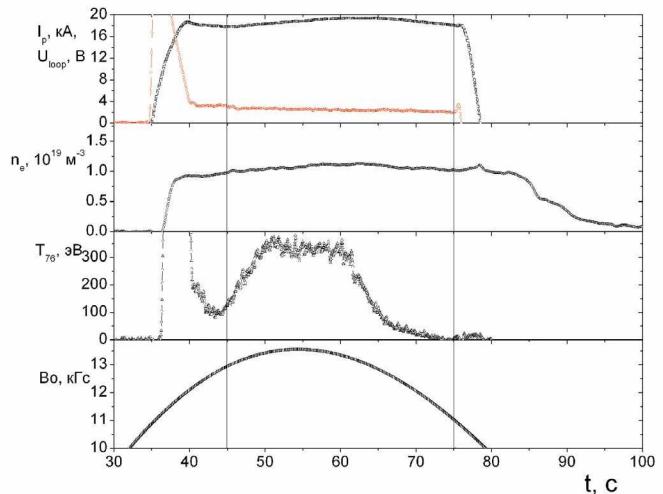


Рис. 3. Временная эволюция параметров плазмы в типичном омическом разряде после проведения боронизации стенок вакуумной камеры. Сверху вниз: I_p – плазменный ток, U_{loop} – напряжение на обходе (красная кривая), n_e – электронная плотность, T_{76} – сигнал диагностики ЭЦ-излучения на частоте 76.5 ГГц.

циклотронного резонанса (область, из которой приходит ЭЦ-излучение на частоте, например, 76.5 ГГц) сначала перемещается с периферийных областей в центр плазмы, а потом обратно на периферию. В таких стабильных импульсах с длительной стационарной фазой появляется возможность измерить профиль радиационной температуры в одном импульсе по сигналу одного частотного канала.

3. ИЗМЕРЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА

Для определения профиля радиационной температуры в импульсе омического нагрева выберем канал диагностики ЭЦ-излучения с частотой 76.5 ГГц. Этот канал удобен для рассмотрения, так как при изменении магнитного поля в течение импульса установки резонансная область для этой частоты перемещается, пересекая почти все магнитные поверхности стелларатора Л-2М. Используя данные рис. 3, можно сопоставить сигнал диагностики ЭЦ-излучения и сигнал магнитного поля в каждый момент времени. Воспользовавшись картой магнитных поверхностей и линий постоянного магнитного поля для стелларатора Л-2М, для каждого

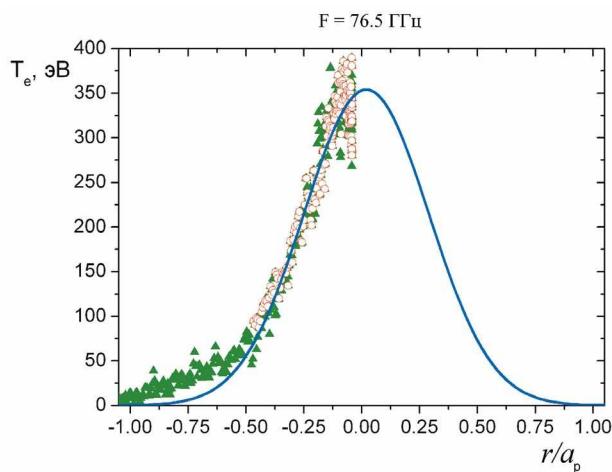


Рис. 4. Профиль радиационной температуры на частоте 76.5 ГГц в импульсе № 64118 в режиме омического нагрева. Полые красные кружки соответствуют первой половине импульса (45–55 мс), когда магнитное поле возрастает, а зеленые треугольники – второй половине импульса (55–75 мс), когда магнитное поле уменьшается. Сплошная синяя линия показывает профиль радиационной температуры, полученный в результате моделирования.

момента времени по величине магнитного поля можно определить положение резонансной области для частоты выбранного канала. В итоге сигнал диагностики ЭЦ-излучения оказывается привязанным к радиусу магнитной поверхности, с которой излучение поступает на приемник, и становится возможным построить радиальный профиль радиационной температуры по сигналу одного частотного канала (рис. 4). На рис. 4 полые красные кружки соответствуют первой половине импульса (45–55 мс), когда магнитное поле возрастает, а зеленые треугольники – второй половине импульса (55–75 мс), когда магнитное поле уменьшается. Видно, что красные и зеленые значки рисуют один и тот же профиль радиационной температуры, хотя они соответствуют различным моментам времени. Это происходит из-за того, что резонансное магнитное поле для данной частоты проходит через одни и те же участки плазмы два раза: один раз при росте, а второй раз при уменьшении магнитного поля. Это означает, что профиль электронной температуры остается неизменным в течение этого интервала времени. На рис. 4 также показан профиль радиационной температуры (сплошная синяя кривая), полученный при моделировании ЭЦ-излучения со стороны сильного

магнитного поля. Этот профиль будет обсуждаться в разд. 4.

Подчеркнем еще раз, что диагностика ЭЦ-излучения позволяет построить профиль именно радиационной, а не реальной электронной температуры. Чтобы восстановить профиль электронной температуры, необходимо провести моделирование ЭЦ-излучения плазмы. В модели будем считать функцию распределения электронов по энергии максвелловской. Задавая профиль электронной температуры, мы будем рассчитывать профиль радиационной температуры, численно интегрируя выражение (2) вдоль прямой горизонтальной траектории, проходящей через центр плазмы в стандартном диагностическом сечении стелларатора Л-2М. При интегрировании мы будем также использовать профиль плотности плазмы $n_e(r) = n_0(1-(r/a_p)^4)$, близкий к измеренному в режиме омического нагрева диагностикой многохордового интерферометра на длине волны 2 мм, и центральную электронную температуру T_0 , независимо измеренную с помощью рентгеновского спектрометра KEVEX. Будем подбирать профиль электронной температуры таким, чтобы расчетный профиль радиационной температуры совпал с экспериментальным.

Кроме того, при моделировании были учтены некоторые особенности экспериментальной установки. На установке имеется некоторая асимметрия приема ЭЦ-излучения. Рупор со стороны сильного магнитного поля имеет диаметр 2 см. Поэтому пятно, из которого этот рупор собирает излучение, имеет диаметр $2r_0 = 4$ см. А рупор со стороны слабого магнитного поля имеет диаметр 8 см, и он собирает излучение с пятном диаметром $2r_0 = 1$ см. В эксперименте радиальное распределение интенсивности принимаемого рупорами излучения имеет вид $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$. В расчетах пучок принимаемого излучения радиусом r_0 разбивался на 9 частей. Центральная часть представляла собой круг радиусом $r_0/2$, интенсивность внутри которого учитывалась с весом 1. Оставшееся кольцо, ограниченное радиусами r_0 и $r_0/2$, разбивалось на 8 секторов, интенсивность излучения внутри которых имела вес $3/8$. Такое разбиение пучка обеспечивает относительную близость распределения принимаемого

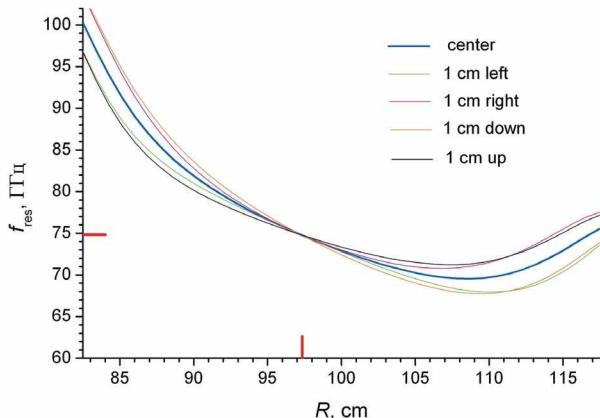


Рис. 5. Зависимости модуля магнитного поля (в единицах резонансной частоты) от большого радиуса установки для пяти точек в поперечном сечении принимаемого ЭЦ-излучения: в центре сечения и в четырех точках, сдвинутых от центра вверх, вниз, вправо и влево.

излучения к гауссовскому пучку, сокращая при этом время вычислений. Кроме того, разбиение принимаемого излучения на секторы позволило учесть в расчетах изменение магнитного поля по сечению принимаемого излучения. Модуль магнитного поля в сечении плазмы меняется по сечению плазмы и по сечению принимаемого излучения весьма существенно (рис. 5). На рисунке показаны радиальные зависимости модуля магнитного поля (в единицах циклотронной частоты) в различных точках сечения принимаемого пучка.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 6 приведены профиль электронной температуры, восстановленный для выстрела, показанного на рис. 3, а также расчетные профили радиационной температуры ЭЦ-излучения, принимаемого со стороны сильного и слабого магнитных полей. Профиль электронной температуры подобран таким образом, чтобы расчетный и экспериментальный профили радиационной температуры совпадали для канала 76.5 ГГц (со стороны сильного магнитного поля). Хорошее совпадение расчетного и экспериментального профилей радиационной температуры иллюстрирует рис. 4. Видно, что совпадение профилей наблюдается в широком интервале радиусов $-0.5 < r/a_p < -0.1$. В интервале радиусов $-1 < r/a_p < -0.5$ экспериментальные точки лежат несколько выше расчетных

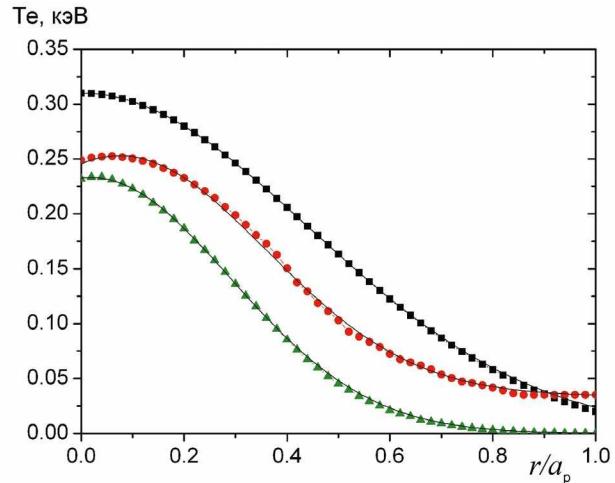


Рис. 6. Профиль электронной температуры, полученный в результате моделирования (черные квадраты), и расчетные профили радиационной температуры ЭЦ-излучения, принимаемого со стороны сильного (зеленые треугольники) и слабого (красные кружки) магнитных полей.

точек. Возможно, это связано с тем, что при моделировании считалось, что коэффициент отражения ЭЦ-излучения от стенок камеры равен нулю, а в действительности отраженное излучение может оказывать влияние на сигналы в каналах диагностики ЭЦ-излучения. Если в формуле (1) коэффициент отражения не равен нулю, то интенсивность ЭЦ-излучения будет выше.

На рис. 6. видно, что различие между профилими радиационной и электронной температур и центральными температурами этих профилей весьма заметное (около 30%). Радиационная температура дает заниженное значение по сравнению с истинной электронной температурой. Кроме того, форма профиля радиационной температуры отличается от формы профиля электронной температуры: ширина профиля радиационной температуры оказывается меньше, чем ширина истинного профиля температуры. Поэтому простая нормировка профиля радиационной температуры по центральной температуре, измеряемой спектрометром мягкого рентгеновского излучения KEVEX, не решает проблемы получения истинного профиля электронной температуры.

Таким образом, в условиях, когда интегральный коэффициент поглощения ЭЦ-излучения меньше единицы, применение предложенной

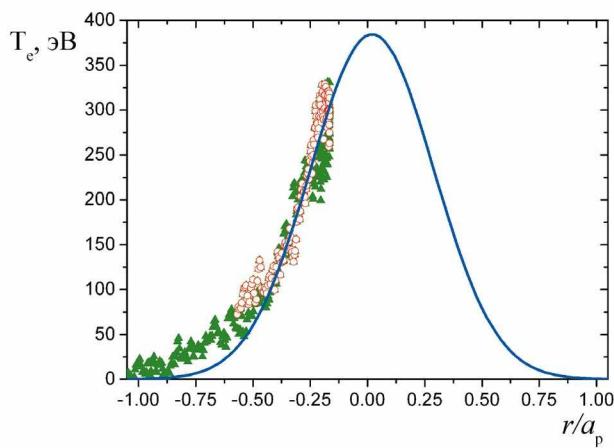


Рис. 7. Профиль радиационной температуры на частоте 78 ГГц в импульсе № 64118 в режиме омического нагрева. Полые красные кружки соответствуют первой половине импульса (45–55 мс), когда магнитное поле возрастает, а зеленые треугольники – второй половине импульса (55–75 мс), когда магнитное поле уменьшается. Сплошная синяя линия показывает профиль радиационной температуры, полученный в результате моделирования.

методики восстановления профиля электронной температуры по данным диагностики ЭЦ-излучения является необходимым.

5. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА КАНАЛОВ ДИАГНОСТИКИ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА

В предыдущем разделе мы восстановили истинный профиль электронной температуры в выстреле № 64118 по данным диагностики ЭЦ-излучения на частоте 76.5 ГГц.

Для того же импульса установки (рис. 3) для другой частоты ЭЦ-излучения, например 78 ГГц, можно провести аналогичное моделирование, задав в качестве исходного профиль электронной температуры, полученный при обработке сигнала на частоте 76.5 ГГц, и получить профиль радиационной температуры для частоты 78 ГГц (рис. 7). Сравнив экспериментальные данные по профилю радиационной температуры с расчетом, можно подобрать амплитудный коэффициент, при котором экспериментальный и расчетный профили радиационной температуры для частоты 78 ГГц совпадут. Проделав ту же процедуру для остальных частотных каналов, мы получим коэффициенты

относительной калибровки каналов диагностики ЭЦ-излучения. В дальнейшем эти коэффициенты можно использовать для определения электронной температуры по сигналам ЭЦ-излучения и в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева. Преимущество этого метода калибровки по сравнению с методом, используемым на стеллараторе Л-2М в настоящее время и описанным во Введении, состоит в том, что он позволяет откалибровать все частотные каналы диагностики ЭЦ-излучения, не прибегая к увеличению магнитного поля до значений, на которые установка не рассчитана.

6. ВЫВОДЫ

Предложена методика восстановления профиля электронной температуры по сигналу одного частотного канала диагностики ЭЦ-излучения в условиях, когда интегральный коэффициент поглощения ЭЦ-излучения меньше единицы. Проведено численное моделирование ЭЦ-излучения плазмы в режиме омического нагрева для стелларатора Л-2М. Моделирование показало, что профиль радиационной температуры, построенный по данным диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева, требует значительной коррекции. Ширина профиля оказывается меньше, чем ширина истинного профиля температуры, а центральная температура плазмы занижена примерно на 30%. Применение предложенной методики восстановления профиля электронной температуры по сигналу одного частотного канала диагностики ЭЦ-излучения позволило получить профиль температуры, с хорошей точностью соответствующий реальному профилю температуры.

Предложен новый метод относительной калибровки каналов диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева. Преимуществом этого метода является то, что он не требует использования высоких магнитных полей, недоступных на установке Л-2М. Полученные калибровочные коэффициенты могут быть использованы при проведении измерений температуры плазмы в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева.

Моделирование профиля радиационной температуры выполнено А. С. Сахаровым в 2011 году.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagayama Y., Inagaki S., Sasao H., de Vries P., Ito Y., Kawahata K., Narihara K., Yamada I // Fusion Eng. Des. 2001. V. 53. P. 201.
[https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(00\)00539-1](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(00)00539-1)
2. Pandya H.K.B., Kumar R., Danani S., Shrishail P., Thomas S., Kumar V., Taylor G., Khodak A., Rowan W.L., Houshmandyar S., Udintsev V.S., Casal N., Walsh M.J. // J. Phys.: Conf. 2017. V. 823. P. 012033.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/823/1/012033>
3. Zhao H., Zhou T., Liu Y., Ti A., Ling B., Austin M.E., Houshmandyar S., Huang H., Rowan W.L., Hu L. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 10H111.
<https://doi.org/10.1063/1.5035452>
4. Jeong S.H., Lee K.D., Kogi Y., Kawahata K., Nagayama Y., Mase A., Kwon M. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 10D922.
<https://doi.org/10.1063/1.3491224>
5. Акулина Д.К., Смолякова О.Б., Суворов Е.В., Федоренко С.И., Федягин О.И. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 649.
6. Bornatici M., Cano R., de Barbieri O., Engelmann F. // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. P. 1153.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/23/9/005>
7. Сахаров А.С., Акулина Д.К., Гладков Г.А., Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 794.
8. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A.E., Sarkisyan K.A., Sbitnikova I.S. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/2/I08>
9. Гладков Г.А. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 2006.
10. Акулина Д.К., Гладков Г.А., Гребенников С.Е., Федягин О.И., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 502.
11. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенников С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Рябенко Г.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Шарапов В.М. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.3.038.616

ДАТЧИК ЭНЕРГИИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ, ОСНОВАННЫЙ НА ЭФФЕКТЕ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА

© 2024 г. Д. А. Бобылев^{a,b,*}, М. Д. Сиомаш^{a,b}, В. В. Ханкин^{b,c}, В. И. Шведунов^{b,c}

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

^bЛаборатория электронных ускорителей Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119992, Москва Ленинские горы, 1, стр. 77

^cНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobelцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: agava2309@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.03.2023 г.

После доработки 18.07.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Представлены результаты разработки датчика энергии, предназначенного для контроля энергии выведенного в атмосферу пучка электронов ускорителей прикладного назначения. Принцип действия устройства основан на использовании излучения Вавилова–Черенкова, возникающего при прохождении пучка электронов через газ.

DOI: 10.31857/S0032816224010132, EDN: FRCQTO

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение пучков ускоренных электронов для обработки продукции требует тщательного контроля их энергии. Существует ряд методов измерения энергии пучка электронов, однако, большинство из них сопряжено со значительными временными затратами и требуют достаточно высокой квалификации персонала. Существует потребность в компактном устройстве, с помощью которого при настройке ускорителя можно за короткое время провести измерение энергии выведенного в атмосферу электронного пучка, при этом процесс измерения должен быть автоматизирован. В статье описан прототип датчика энергии и приведены результаты его испытаний на пучке линейного ускорителя электронов.

2. МЕТОД

В основе разработанного датчика энергии лежит метод измерения зависимости интенсивности излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) от давления газа, сквозь который проходит пучок

электронов [1–4]. Интенсивность ИВЧ отдельного электрона в интервале частот ω , $\omega + d\omega$ определяется выражением [5, 6]

$$I(\omega)d\omega = \frac{e^2}{c^2} \left[1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right] \omega d\omega, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, v – его скорость, $n(\omega)$ – показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме.

Излучение Вавилова–Черенкова возникает при условии

$$v > v_{thr} = \frac{c}{n(\omega)}, \quad (2a)$$

определенном пороговой полной энергией электрона, при которой возникает ИВЧ:

$$E_{thr} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta_{thr}^2}}, \quad (2b)$$

где $\beta_{thr} = \frac{v_{thr}}{c}$, m_0 — масса электрона.

Полную интенсивность излучения электрона можно получить интегрированием (1) по всем частотам, для которых выполняется условие (2a):

$$I_{tot} = v \frac{e^2}{c^2} \int_{n\beta > 1} \left[1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right] \omega d\omega \quad (3)$$

Если пучок электронов имеет распределение частиц по скоростям $\beta = v/c$:

$$f(\beta) = \frac{dN}{N_0 d\beta}, \quad (4)$$

где N_0 — полное число частиц в пучке, то при условии регистрации излучения Вавилова—Черенкова в достаточно узком диапазоне частот, в котором зависимостью $n(\omega)$ можно пренебречь, интенсивность излучения равна

$$I(n) = D \int_{n\beta > 1} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] f(\beta) d\beta, \quad (5)$$

где D является постоянной величиной, зависящей от граничных частот того спектрального диапазона, в котором проводятся измерения.

Основная идея метода, изложенного в [1–4], заключается в следующем. Как известно [7], показатель преломления большинства газов при не слишком высоком давлении P и температуре T с высокой степенью точности описывается формулой

$$n(P, T) = 1 + A_p P, \quad (6)$$

$$A_p = (n_0 - 1) \frac{1}{P_0} \frac{T_0}{T}, \quad (7)$$

где n_0 — показатель преломления при некоем давлении P_0 и температуре T_0 . Коэффициент A_p зависит от природы газа.

Как следует из формулы (6), показатель преломления газа линейно связан с его давлением. Поскольку ИВЧ создается лишь частицами, энергия которых превышает пороговое значение, определяемое формулой (2б), то,

комбинируя (2б) и (6), получаем, что при давлении газа P излучают лишь частицы с полной энергией:

$$E > \frac{nm_0 c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2A_p P}}. \quad (8)$$

Интенсивность этого излучения составляет, как следует из (5),

$$I(P) \approx D \int_{\frac{m_0 c^2}{\sqrt{2A_p P}}}^{\infty} \left[2A_p P - \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2 \right] g(E) dE, \quad (9)$$

где $g(E)dE = f(\beta)d\beta$, $g(E)$ — распределение частиц пучка по энергии.

При давлении столь высоком, что

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{2A_p P}}$$

меньше самой малой энергии частиц в пучке E_{min} , интенсивность излучения линейно зависит от давления газа (так как при меньших энергиях, очевидно, $g(E)=0$):

$$I(P) = P \left(D \int_{E_{min}}^{\infty} 2A_p g(E) dE \right) - D \int_{E_{min}}^{\infty} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 g(E) dE = AP - B, \quad (10)$$

где A и B не зависят от давления.

В качестве иллюстрации на рис. 1б приведены зависимости $I(P)$, рассчитанные по формулам (5)–(7) для модельных спектров с различной шириной и положением максимума, показанных на рис. 1а. Расчет проводился для углекислого газа при температуре 300 К в качестве рабочего вещества. Показатель преломления при давлении газа в 1 атм взят равным 1.0004095 в соответствии с [8, 9]. Все зависимости нормированы на соответствующие значения при давлении, равном 5 атм.

Рассчитанные зависимости состоят из трех участков: горизонтального, где ИВЧ отсутствует; линейного по давлению, на котором

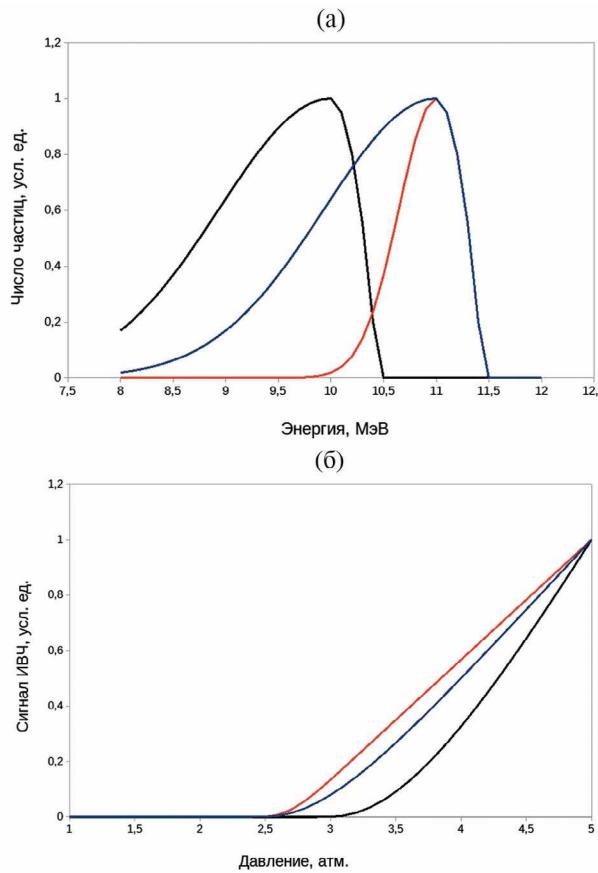


Рис. 1. а) Модельные энергетические спектры пучка электронов, различающиеся положением максимумов и шириной. **б)** Рассчитанная интенсивность ИВЧ в зависимости от давления углекислого газа для данных энергетических спектров.

все частицы в пучке излучают в соответствии с формулой (10); и нелинейного участка, соединяющего два предыдущих, на котором излучают лишь те частицы, для которых выполняется условие (26) или, более грубо, (8). Зависимость интенсивности ИВЧ от давления на этом участке описывается формулой (9). Известно [2–4], что по зависимости $I(P)$ на данном участке можно восстановить энергетический спектр пучка, однако, эта задача является некорректно поставленной и даже при высокой точности измерений требует использования тех или иных методов регуляризации для получения разумного приближения к реальному спектру [10].

На данном этапе в нашем устройстве вместо полного восстановления спектра пучка определялась лишь средняя энергия по спектру. Для этого специальная программа аппроксимирует методом наименьших квадратов (МНК)

зависимость $I(P)$ двумя прямыми и степенной функцией между ними, которая соответствует нелинейному участку этой зависимости. Пересечение прямых дает среднюю энергию, которая, как следует из (10), соответствует давлению

$$\bar{P} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 g(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} 2A_P g(E) dE}, \quad (11)$$

которое, в свою очередь, соответствует энергии

$$E_{\text{mean}} \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2A_P \bar{P}}} = \sqrt{\frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{E^2} g(E) dE}}. \quad (12)$$

Отметим, что величина, определяемая по формуле (12), строго говоря, средней энергией не является. “Истинная” средняя энергия $\langle E \rangle$ определяется по формуле

$$E = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E g(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g(E) dE}. \quad (13)$$

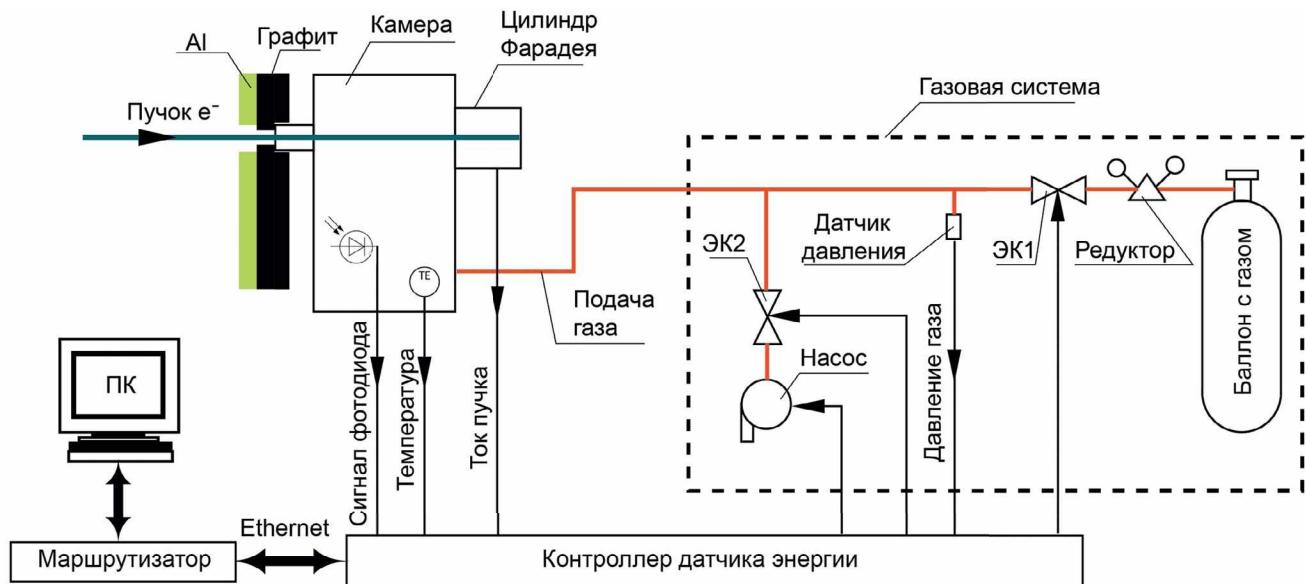
Однако величины E_{mean} и $\langle E \rangle$ близки для реальных спектров частиц от ускорителя. Так, для спектров, приведенных на рис. 1а, получены величины, приведенные в табл. 1.

Таким образом, даже для широких спектров отличие $\langle E \rangle$ от E_{mean} составляет не более примерно 70 кэВ, что составляет около 0.7% от величины энергии. Отличие энергии, определенной по точке пересечения прямых, от средней энергии составляет не более примерно 150 кэВ, что составляет приблизительно 1.5% от величины энергии.

Отметим, что формулы (12), (13) получены в предположении, что зависимостью $n(\omega)$ можно пренебречь. В общем случае, когда данная зависимость принимается во внимание, а спектральная чувствительность элемента, регистрирующего ИВЧ, известна и равна $k(\omega)$, в формуле (12) следует брать не величину A_p из (7), а величину

Таблица 1. Энергии, определенные для модельных спектров, показанных на рис. 1

Цвет спектра на рис. 1а	$\langle E \rangle$, МэВ	E_{mean}	Энергия, определенная из аппроксимации рис. 1б, МэВ
Синий	10.35	10.28	10.27
Красный	10.90	10.89	10.81
Черный	9.43	9.37	9.29

**Рис. 2.** Блок-схема датчика энергии пучка электронов: ЭК₁ и ЭК₂ – клапаны с электромагнитным управлением.

$$\bar{A} = \frac{1}{P_0 T_0} \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} (n_0(\omega) - 1) \omega k(\omega) d\omega}{\int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega k(\omega) d\omega}, \quad (14)$$

где ω_1 и ω_2 – соответственно нижняя и верхняя границы чувствительности регистрирующего элемента.

Поскольку только ИВЧ в данном случае обладает ярко выраженным пороговым характером, вклад других видов излучения будет представлять собой фон, либо практически не зависящий от давления газа (например, переходное излучение на границах газа и входного окна), либо зависящий от давления линейно (тормозное излучение, люминесценция газа). Таким образом, другие виды излучения не смогут существенно повлиять на определение средней энергии пучка.

3. УСТРОЙСТВО ДАТЧИКА ЭНЕРГИИ

Блок-схема датчика энергии пучка электронов показана на рис. 2. Датчик энергии состоит из камеры взаимодействия, газовой системы,

контроллера и персонального компьютера с программным обеспечением.

Пучок электронов попадает в камеру взаимодействия (см. также рис. 3а, б) через входную фольгу, рассчитанную на давление газа до десяти атмосфер. Проходя через рабочий газ, пучок электронов создает ИВЧ, интенсивность которого регистрируется фотодиодом. Для контроля температуры газа в камере установлен датчик температуры. Прошедший через газ пучок поглощается охлаждаемым цилиндром Фарадея. Поскольку поперечные размеры пучка электронов могут превышать диаметр входного окна, перед ним установлен поглотитель с отверстием для прохождения пучка, состоящий из слоя графита и охлаждаемой алюминиевой плиты. Использование материалов с малым атомным номером позволяет снизить попадающий на фотодиод фон тормозного излучения. Также при прохождении пучка через газ при его взаимодействии с зеркалом и цилиндром Фарадея образуется фон электронов и рентгеновского излучения. Для защиты фотодиода от этого

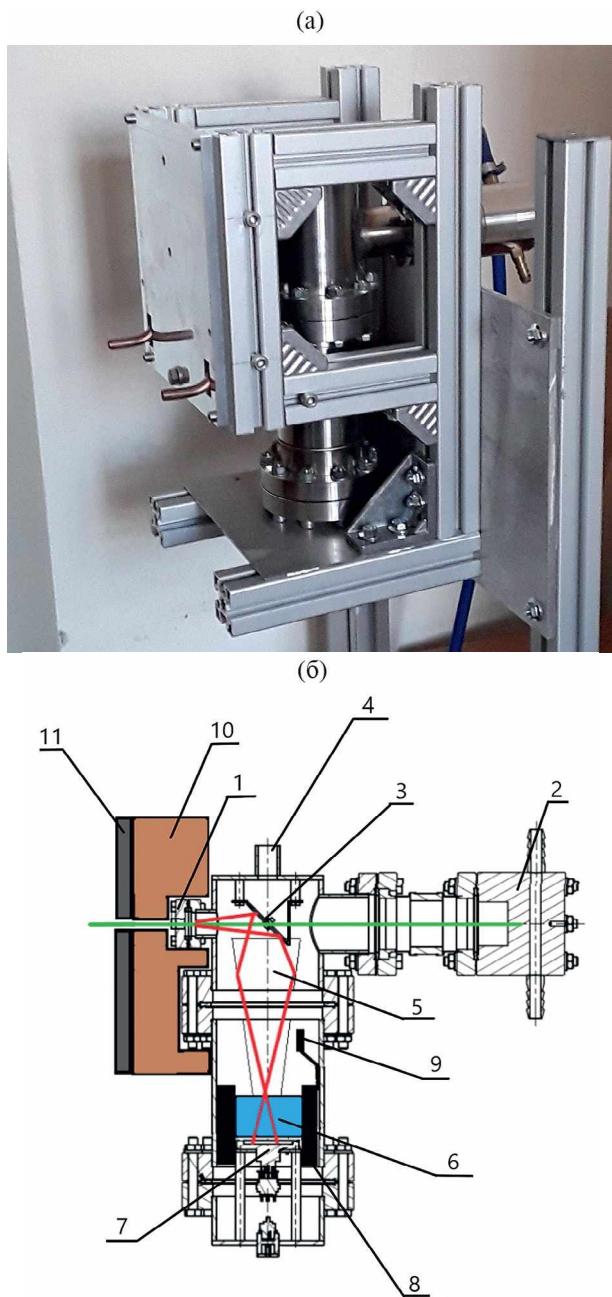


Рис. 3. Фотография (а) и схематический чертеж (б) камеры взаимодействия: 1 — входная титановая фольга толщиной 50 мкм, 2 — охлаждаемый цилиндр Фарадея, 3 — зеркало, отражающее ИВЧ, 4 — штуцер для подачи газа, 5 — зеркальный конус (фокон), собирающий ИВЧ, 6 — радиационно-стойкое стекло, 7 — фотодиод PIN-25-DP, 8 — свинцовая защита фотодиода от внешнего потока рентгеновских лучей, 9 — датчик температуры, 10 — слой графита, 11 — охлаждаемая алюминиевая плата.

фона он закрыт слоем 2-сантиметрового радиационно-стойкого стекла, пропускающего видимое ИВЧ и отсекающее рентгеновские лучи и

рассеянные электроны, и дополнительно окружен свинцовым экраном.

Стекло поглощает коротковолновую часть ИВЧ, что позволяет при расчетах не учитывать вклада ИВЧ в область коротких длин волн (меньше примерно 300 нм). В области длинных волн спектр ИВЧ, регистрируемого фотодиодом, ограничен спектральной чувствительностью самого фотодиода значением около 1100 нм. Учитывая эти ограничения, на основании известной спектральной чувствительности $k(\omega)$ фотодиода PIN-25-DP [11] и $n(\omega)$ для используемого газа по формуле (14) можно рассчитать параметр \bar{A} .

Фотография и схематичный чертеж камеры взаимодействия приведены на рис. 3а, б.

Газовая система (рис. 2) обеспечивает предварительную откачку камеры взаимодействия с помощью диафрагменного насоса при открытом электромагнитном клапане ЭК₂ и последующую подачу порций газа от газового баллона посредством открытия клапана ЭК₁ на заданный интервал времени. Контроль давления в системе осуществляется с помощью электронного мановакуумметра. Газовая система выполнена в виде единого блока, соединенного с камерой взаимодействия гибким шлангом.

Измерение сигналов с фотодиода, датчика температуры, цилиндра Фарадея, датчика давления, а также подача питающих напряжений на электромагнитные клапаны и насос осуществляется с помощью специально разработанного контроллера. Измерение величины сигнала фотодиода проводится методом выборки-хранения в фиксированный момент времени после начала импульса тока пучка. Контроллер функционирует под управлением специальной программы, установленной на персональном компьютере, обеспечивающей прием и обработку данных, а также графический интерфейс оператора. Вид графического интерфейса оператора показан на рис. 4. Оператор дает команду на начало измерений, которые проводятся в автоматическом режиме с последующей выдачей оцененного значения средней энергии пучка. Полный цикл измерений занимает около 2–3 минут, что значительно быстрее, чем при использовании других методов измерения энергии.

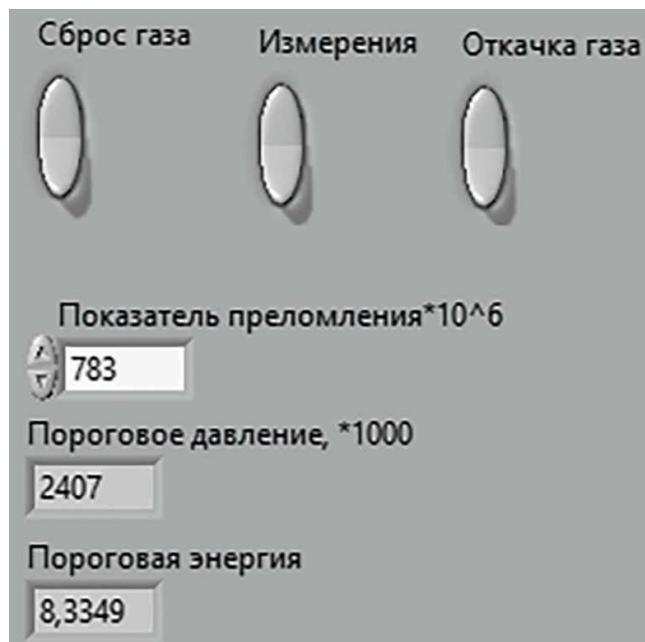


Рис. 4. Интерфейс управляющей программы: команды управления процессом измерений и результаты определения средней энергии.

4. ИСПЫТАНИЯ ДАТЧИКА ЭНЕРГИИ

Испытания датчика энергии проводились на линейном ускорителе [12, 13] с энергией пучка, регулируемой в диапазоне от 4 до 12 МэВ за счет изменения уровня ускоряющего поля посредством регулировки выходной СВЧ-мощности кристалла, питающего ускоряющую структуру. Импульсный ток ускоренного пучка составляет около 400 мА, длительность импульса 8 мкс, частота следования импульсов в испытаниях изменялась в диапазоне от 2 до 5 Гц во избежание перегрева устройства.

На рис. 5 показаны спектры ускоренного пучка электронов при различных уровнях ускоряющего поля, измеренные при помощи прецизионного спектрометра, взятые из работы [12]. Спектры различаются положением максимумов и шириной. Отметим важную особенность спектров — они имеют значительную ширину на половине высоты максимума. Выполненные ранее измерения энергии пучка электронов с использованием зависимости интенсивности ИВЧ от давления проводились с узкими спектрами пучков классического микротрона [1] или разрезного микротрона [3, 4], ширина спектра при этом не превышала 1%.

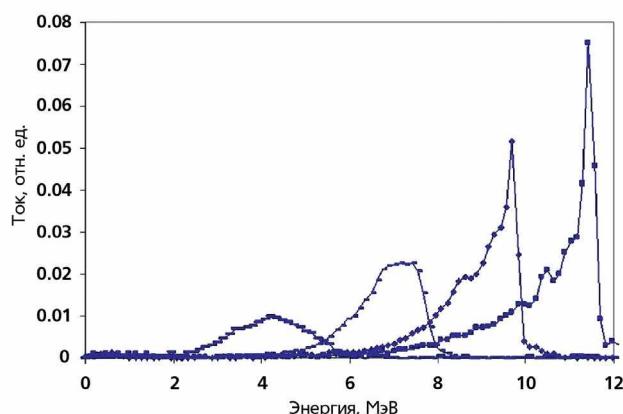


Рис. 5. Спектры ускоренного пучка электронов линейного ускорителя при различных уровнях ускоряющего поля [12].

С целью выбора оптимального газа были проведены предварительные измерения с аргоном, углекислым газом, гексафторидом серы (элегазом) и фреоном. В итоге мы остановили выбор на углекислом газе в качестве рабочего ввиду его доступности, дешевизны, достаточно большого значения показателя преломления, равного приблизительно 1.00045 при нормальных условиях, и отсутствия воздействия продуктов разложения на элементы устройства, расположенные в камере. Согласно (8), при использовании углекислого газа в качестве рабочего в диапазоне давлений до 10 атмосфер и температуре около 300 К можно измерять энергию электронов приблизительно от 6 МэВ до 15 МэВ, т.е. практически весь возможный диапазон энергий ускорителя [12, 13].

Для каждого установленного значения давления проводилось порядка 10 измерений величины сигнала фотодиода, которые затем усреднялись. Ширина шага при повышении давления регулировалась временем открытия клапана напуска. После закрытия клапана напуска перед измерениями величины сигнала фотодиода выдерживалась пауза около 1 с, необходимая для установления давления в системе.

Поскольку интенсивность ИВЧ пропорциональна числу излучающих частиц, т.е. току пучка, в ходе испытаний устройства сигнал с цилиндра Фарадея использовался для контроля стабильности тока пучка. “Быстрые” колебания тока от импульса к импульсу сглаживаются в процессе усреднения результатов

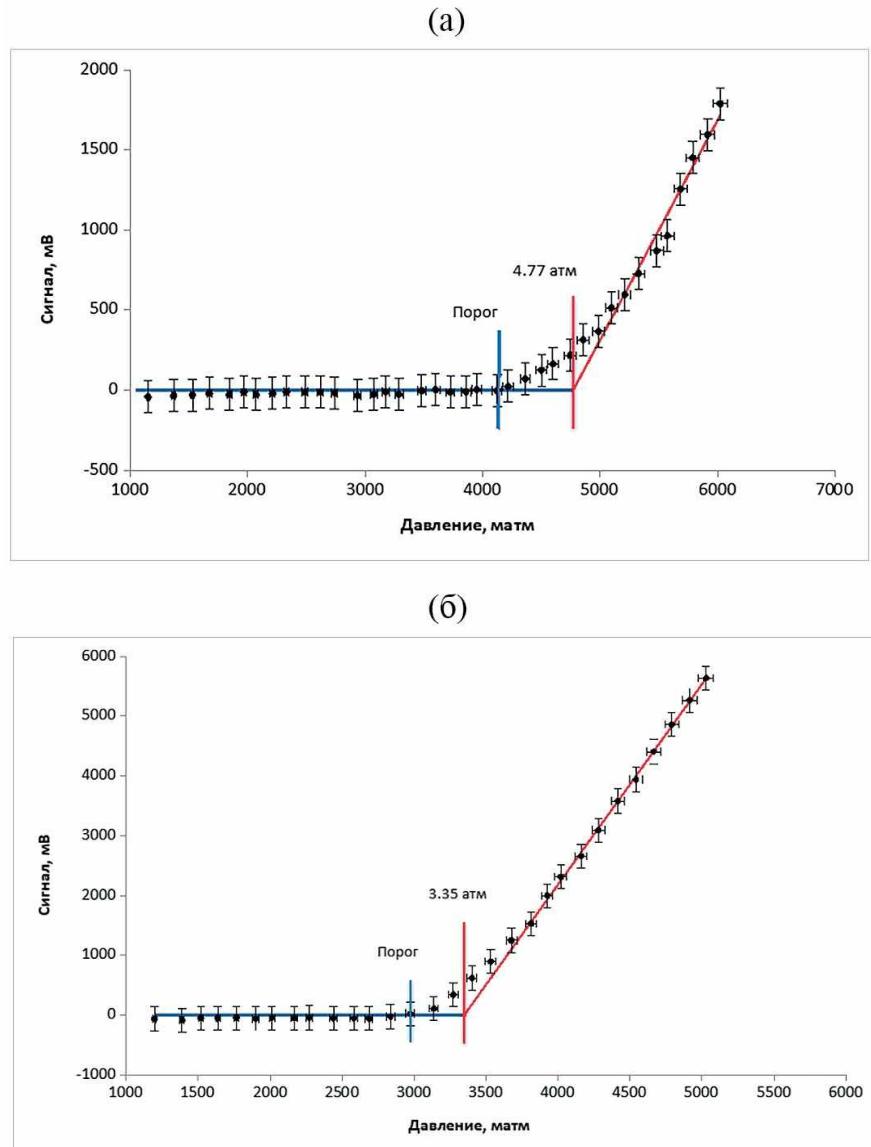


Рис. 6. Результаты измерения зависимости величины сигнала с фотодиода от давления для двух уровней ускоряющего поля: а – соответствует меньшей энергии, б – большей.

10 измерений, а “медленные” колебания (с периодом в несколько секунд) будут заметны как шумы на зависимости сигнала фотодиода от давления. Поскольку данная зависимость аппроксимируется двумя прямыми по методу наименьших квадратов (МНК), эти шумы оказывают слабое влияние на итоговое значение средней энергии пучка.

На рис. 6 приведены результаты измерения зависимости величины сигнала с фотодиода от давления газа для двух уровней ускоряющего поля с вычтеным постоянным фоновым сигналом, обусловленным тормозным излучением,

а также переходным и люминесцентным излучениями, генерируемыми пучком при прохождении через границы раздела сред и газ соответственно. Рисунок ба соответствует меньшей энергии, а рис. 6б – большей.

Оценки значения \bar{P} составляют 4.77 атм и 3.35 атм (соответственно на рис. 6а и 6б), что соответствует средней кинетической энергии пучка 7.7 ± 0.3 МэВ и 9.2 ± 0.3 МэВ. Оценка погрешности измерения энергии учитывает точность приближения в выражении (8), неидеальность газа, т. е. наличие нелинейных членов в (6), влияние примесных газов, влияние

остаточного воздуха в камере, погрешность измерения температуры газа, погрешности измерения давления, шумы фотодиода, фон от рентгеновского излучения и колебания тока пучка. Суммарные потери энергии при прохождении пучка через выходную фольгу ускорителя и входную фольгу камеры (титан, толщина 50 мкм) дают систематический сдвиг, составляющий около 70 кэВ.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Контроль энергии ускоренного пучка электронов исключительно важен при радиационной обработке продукции как с точки зрения обеспечения равномерности распределения сообщенной дозы по глубине, так с точки зрения соблюдения санитарных норм, запрещающих обработку определенных видов продукции электронами с энергией выше 10 МэВ для исключения появления наведенной активности.

В настоящее время в соответствии с ГОСТ Р ИСО/АСТМ 51431-2012 [14] для контроля энергии ускоренного пучка электронов с помощью дозиметрической (радиохромной) пленки проводится измерение распределения дозы по глубине с использованием алюминиевого клина или стопки алюминиевых пластин. Энергия электронов рассчитывается по эмпирической формуле, через пробег электронов, оцененный с помощью измеренного распределения дозы.

Данный метод достаточно трудоемок, его сложно использовать для оперативной настройки ускорителя. Кроме того, распределение дозы по глубине существенно зависит от спектра электронного пучка и не позволяет точно определять максимальную энергию спектра.

Учитывая, что спектр пучка линейного ускорителя электронов в силу особенностей динамики пучка имеет четко выраженную максимальную энергию, метод, основанный на ИВЧ, позволяет не только определять среднюю энергию пучка, но и с хорошей точностью оценивать максимальную энергию спектра, поскольку именно частицы с максимальной энергией первыми начинают генерировать ИВЧ при повышении давления газа.

На рис. 6 стрелками показаны значения давления, соответствующие появлению ИВЧ от частиц с наибольшей энергией. Чувствительность

метода весьма высока. Для использованного в данной работе газа изменение энергии в 1 МэВ (при самой энергии пучка около 10 МэВ) соответствует изменению порогового давления примерно в 0.6 атм. При этом величина давления у разработанного нами датчика может контролироваться с точностью 0.05 атм.

Как было отмечено выше, переходной участок между двумя прямыми (рис. 6) содержит информацию о спектре электронов. Видно, что для пучка с меньшей энергией (рис. 6а) ширина переходного участка больше, чем для пучка с большей энергией (рис. 6б), что коррелирует с полученными ранее результатами измерений спектров, показанными на рис. 5. Устойчивый метод извлечения информации о спектре может быть основан на предположении о той или иной форме спектра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в данной работе датчик энергии позволяет осуществлять оперативную настройку ускорителя, по окончании которой параметры пучка могут быть верифицированы методикой, соответствующей ГОСТ. Датчик энергии может быть сертифицирован для применения в качестве устройства для контроля энергии пучка. Для этого необходимо детальное сравнение результатов определения средней и максимальной энергии пучка данным детектором с результатами измерений другими методами, включая метод измерения распределения дозы по глубине и метод магнитного спектрометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bhiday M.R., Jennings R.E., Kalmus P.I. // Proc. Phys. Soc. 1958. V. 72. P. 973.
<https://doi.org/10.1088/0370-1328/72/6/305>
2. Труханов К.А. Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. Докл. семинара, 11-17 июля 1984 г. / под ред. А. М. Балдина. М.: Наука, 1990. С. 380. ISBN 5-02-000166-X.
3. Trukhanov K.A., Shvedunov V.I. // Radiation Physics and Chemistry. 2006. V. 75. № 8. P. 899.
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2005.12.018>
4. Trukhanov K.A., Polikhtov V.V., Shvedunov V.I. // Proceedings XIX Russian Particle Accelerator Conference RuPAC. 2004. P. 106
5. Болотовский Б.М. // УФН. 2009. Т. 179. С. 1161.

- https://doi.org/10.3367/UFNr.0179.200911c.1161
6. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968.
7. Ляликов Ю.С. Физико-химические методы анализа: Учеб. пособие для хим. и металлургич. техникумов. М.: Химия, 1964.
8. Bideau-Mehu A., Guern Y., Abjean R., Johannin-Gilles A. // Optics Communications. 1973. V. 9. № 4. P. 432.
https://doi.org/10.1016/0030-4018(73)90289-7
9. Old J. G., Gentili K. L., Peck E. R. // J. Opt. Soc. Am. 1971. V. 61. P. 89.
https://doi.org/10.1364/JOSA.61.000089
10. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
11. Photoconductive series. Planar diffused silicon photodiodes. OSI Optoelectronics. <http://osioptoelectronics.com/Libraries/Datasheets/Photoconductive-Photodiodes.sflb.ashx>
12. Alimov A.S., Alimov E.A., Kamanin A.N., Khankin V.V., Pakhomov N.I., Shvedunov V.I., Gryzlov A.V., Lamnov S.V., Musatov A.P., Sigalaev V.N. // Proceedings of RuPAC. 2008. P. 269
13. Ermakov A.N., Khankin V.V., Alimov A.S., Ovchinnikova L.Yu., Pakhomov N.I., Shvedunov N.V., Shvedunov V.I., Klementiev V.V., Pavshenko Yu.N., Simonov A.S. // Proceedings of RuPAC. 2016. P. 99.
14. ГОСТ Р ИСО/АСТМ 51431-2012. Руководство по дозиметрии при обработке пищевых продуктов электронными пучками и рентгеновским (тормозным) излучением.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 537.525

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ
В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ РАДИАЛЬНО СХОДЯЩЕГОСЯ
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО
ПУЧКА

© 2024 г. П. П. Кизириди^a, Г. Е. Озур^{a,*}

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

*e-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 09.08.2023 г.

Принята к публикации 08.09.2023 г.

С использованием секционированного трехканального калориметра измерено распределение плотности энергии в поперечном сечении радиально сходящегося низкоэнергетического (до 25 кэВ) сильноточного электронного пучка. Формирование пучка осуществлялось с помощью двухсекционного катодного узла. В кольцевой катод каждой секции, имеющий внутренний радиус 4 см, встроены 18 резистивно связанных дуговых источников плазмы, инициируемых пробоем по поверхности диэлектрика. Расстояние между центрами секций составляло 4 см. Измерения проводились как в режиме вакуумного диода (давление остаточных газов 0.006 Па), так и газонаполненного диода (аргон при давлении 0.08 Па). Показано, что плотность энергии в центральной части пучка в среднем на 25–30% выше, чем на его периферии, что может быть приемлемо для решения многих задач по поверхностной модификации металлов и сплавов. Ресурсные испытания катодного узла показали устойчивость его работы на протяжении минимум 50 000 импульсов.

DOI: 10.31857/S0032816224010141, EDN: FPNHVA

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные радиально сходящиеся электронные пучки, используемые для поверхностной модификации материалов, должны иметь приемлемую однородность распределения плотности энергии вдоль z -координаты $W(z)$ на обрабатываемой мишени (аноде). Автографы пучка на аноде (области оплавления его поверхности), представленные, в частности, в наших предыдущих работах [1, 2], дают лишь качественное представление о распределении плотности энергии в пучке. Эти автографы только фиксируют факт превышения порога поверхностного плавления для данного материала анода (обрабатываемой мишени). О распределении плотности энергии можно было бы судить по глубине проплавления материала на

различных участках анода, однако такой метод чрезвычайно трудоемок и нерационален из-за необходимости приготовления большого количества поперечных шлифов. В настоящей работе нами проведены количественные измерения распределения $W(z)$ с помощью секционированного трехканального калориметра.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах использовалась установка, устройство и принцип действия которой описаны в работе [2]. На рис. 1 представлен общий вид рабочей камеры и электронной пушки. Все эксперименты проводились с двухсекционным вариантом катодного узла, ширина автографа пучка на аноде в этом случае составляла около 7 см [2]. На рис. 2 представлено устройство

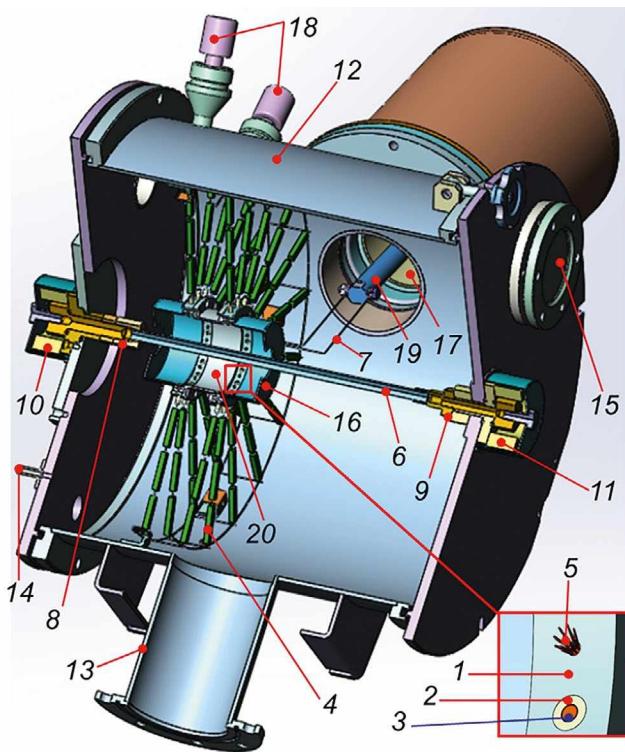


Рис. 1. Общий вид рабочей камеры и электронной пушки: 1 – катод, 2 – керамическая трубка, 3 – электрод дугового источника плазмы, 4 – резистор ТВО-2, 5 – пучок медных проволок, 6 – стержневой анод диаметром 10 мм, 7 – подводы импульса высокого напряжения к катоду, 8 и 9 – цанговые токосъемы, 10 и 11 – пояса Роговского, 12 – рабочая камера, 13 – патрубок откачки, 14 – патрубок напуска рабочего газа, 15 – смотровое окно, 16 – чашеобразный экран, 17 – изолятор ввода ускоряющего напряжения, 18 – датчики давления газа, 19 – стержневой ввод ускоряющего напряжения, 20 – соединительный стакан.

трехканального секционированного калориметра, который устанавливался вместо стержневого анода. Каждый датчик представлял собой медный поглотитель электронов пучка, прошедших через коллимирующее отверстие диаметром 6.8 мм; к тыльной стороне поглотителя припаян калиброванный терморезистор B57820-M 561-A5 номиналом 1 кОм при температуре 25 °C, сопротивление R которого до и после импульса пучка измерялось цифровым мультиметром. Датчики располагались внутри полого анода наружным радиусом $R_A = 0.8$ см; каждый датчик пайкой электрически соединялся с анодом двумя нержавеющими проволоками диаметром 0.3 мм и длиной 8 мм. Масса каждого датчика составляла 4.9 ± 0.1 г. Калибровочные кривые всех терморезисторов $R(T)$ описываются функцией $R = R_0 \exp(G/T)$, где $R_0 = 0.00157$ Ом, $G = 4002$ К, T – температура датчика в Кельвинах с точностью не хуже $\pm 4\%$. Зарядное напряжение генератора высоковольтных импульсов U_{ch} , определяющее амплитуду импульса ускоряющего напряжения, варьировалось в интервале от 12 до 23 кВ.

При проведении измерений мы исходили из азимутальной симметрии пучка. В пользу этого говорят азимутальная однородность автографов пучка на аноде и азимутальная однородность свечения плазмы в диоде, приведенных в нашей предыдущей работе [2]. Таким образом, в первом приближении можно считать пучок азимутально симметричным и исследовать

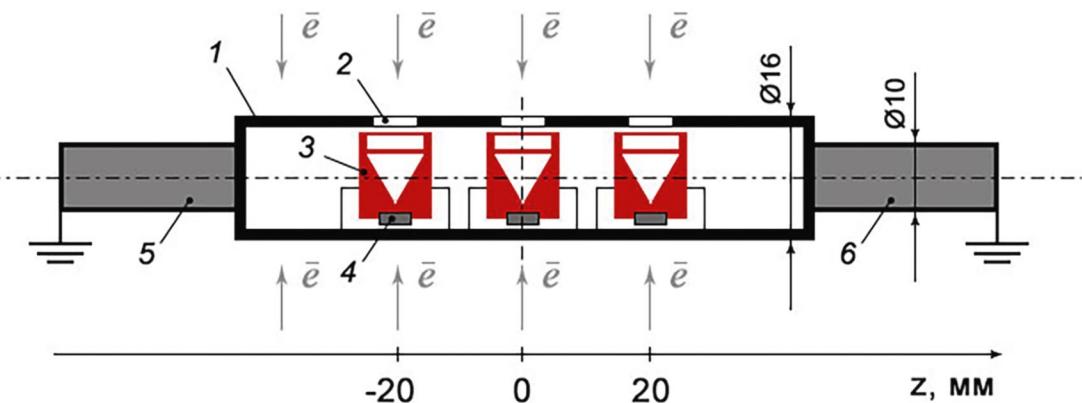


Рис. 2. Схематическое устройство секционированного калориметра: 1 – полый анод, 2 – коллимирующие отверстия, 3 – медный поглотитель, 4 – терморезистор, 5 и 6 – токопроводы. Координата $z = 0$ соответствует положению посередине между катодными секциями, расстояние между центрами катодных секций 4 см. Выводы терморезисторов условно не показаны.

распределение плотности энергии в зависимости только от координаты z .

Регистрация импульсов ускоряющего напряжения осуществлялась с помощью активного делителя, измерений полного тока в разрядном контуре и тока пучка на анод — поясами Роговского, работающими в режиме трансформатора тока. Сигналы с датчиков подавались на входы 4-канального широкополосного (200 МГц) цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024.

Откачка рабочей камеры до давления 0.006 Па осуществлялась турбомолекулярным насосом, а напуск рабочего газа (аргон) — с помощью прибора СНА-2.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения, полного тока катода и токов на анод приведены на рис. 3. Токи на анод, регистрируемые в цепях токосъемов 8 и 9 (рис. 1), несколько отличаются ввиду различной длины отрезков анода от плоскости катода до соответствующего токосъема, а значит, и их индуктивности. Рост токов начинается примерно через 2.5 мкс после начала импульса — это время необходимо для заполнения плазмой (прежде всего катодной) зазора между катодом и анодом, поскольку начальная токопропускная способность вакуумного зазора шириной $d = R_K - R_A = 3.2$ см (здесь $R_K = 4$ см — внутренний радиус катода) сильно ограничена объемным зарядом электронов пучка. Необходимо также отметить, что ток пучка на анод уменьшается с радиусом анода (что видно из сравнения рис. 3в с рис. 3а, б), но незначительно (с 25 кА до 22 кА). Это можно объяснить тем, что уменьшение площади анода и, соответственно, площади эмиттирующей поверхности катодной плазмы компенсируется эквивалентным увеличением концентрации электронов, а значит, и плотности эмиссионного тока. Таким образом, плотность энергии пучка на аноде должна возрастать с уменьшением радиуса последнего почти обратно пропорционально.

Результаты калориметрических измерений приведены на рис. 4. Усреднение проводилось по 10 измерениям в каждой серии. Видно, что в центральной области пучка, как правило, плотность энергии несколько выше, чем в периферийной

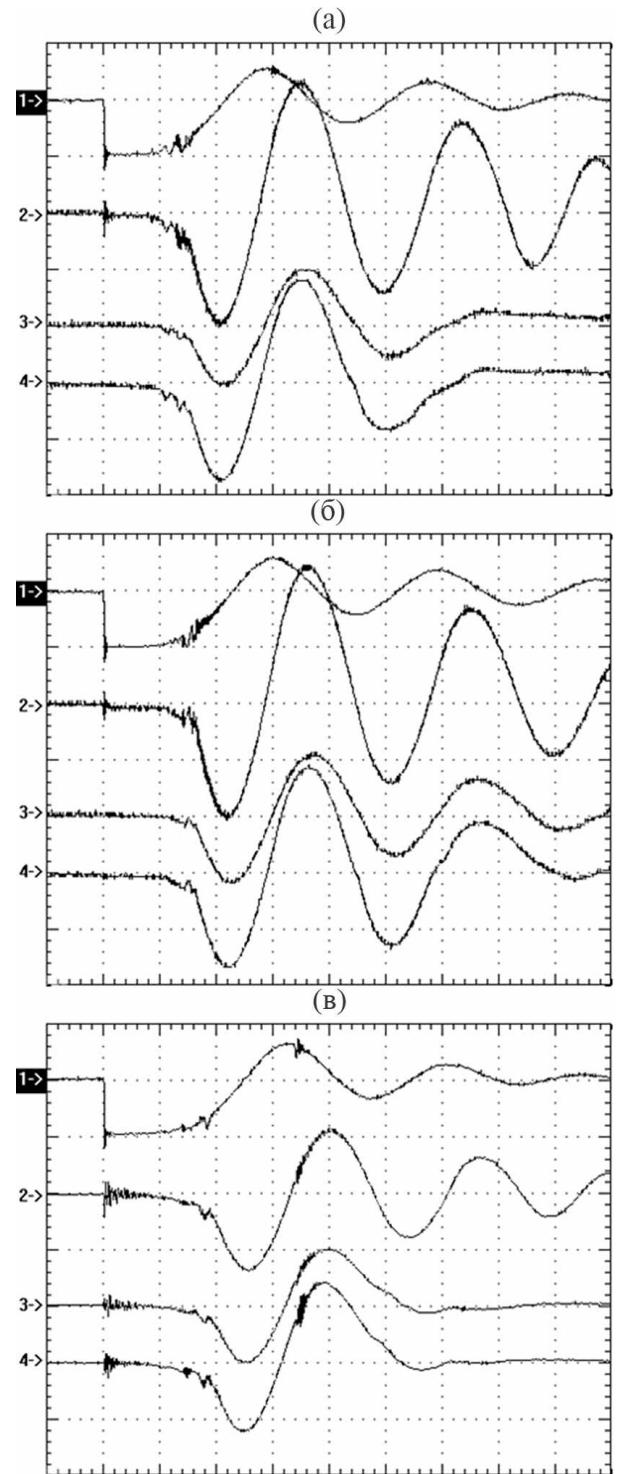


Рис. 3. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (1-й канал, 20 кВ/дел.), полного тока катода (2-й канал, 12 кА/дел.) и токов пучка на анод (3-й и 4-й канал, 10 кА/дел.), $U_{ch} = 18$ кВ: **а** — газонаполненный диод (аргон при 0.08 Па, радиус анода — 0.8 см); **б** — вакуумный диод (давление остаточных газов — 0.006 Па, радиус анода — 0.8 см); **в** — газонаполненный диод (аргон при 0.08 Па, радиус анода — 0.5 см). Временной масштаб — 1 мкс/дел.

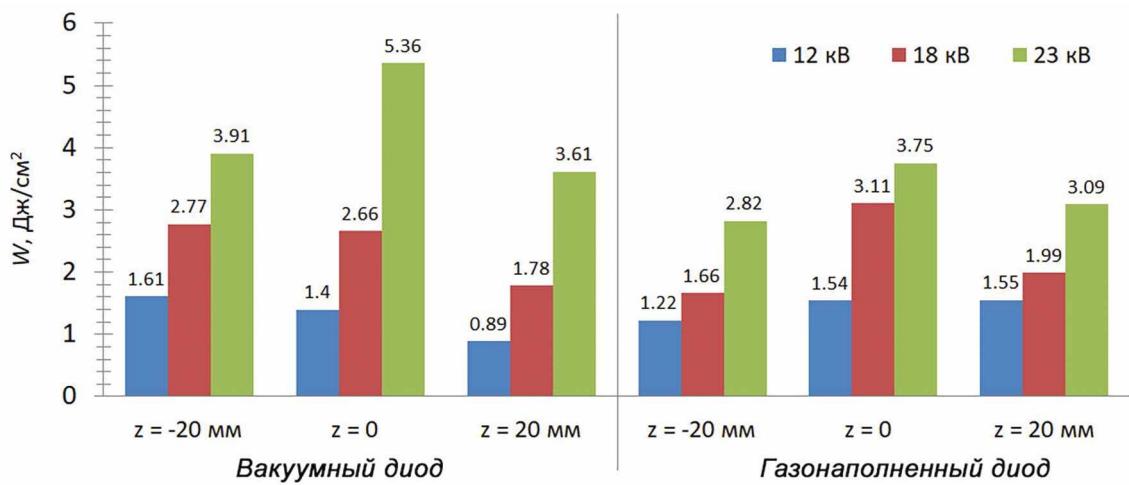


Рис. 4. Распределения плотности энергии пучка вдоль анода для различных значений зарядного напряжения.

области, несмотря на то, что крайние датчики располагались в плоскостях расположения катодных секций. Основной причиной этого, на наш взгляд, является стягивание электронов пучка в его центральную область под действием собственного магнитного поля. Но в первом приближении можно обеспечить достаточно однородную обработку протяженных изделий при их продольном перемещении и числе импульсов в серии (в одном местоположении) около 10–15. Статистический разброс (стандартное отклонение) от импульса к импульсу составляет от 12 до 38%, что вероятно вызвано локальными нестабильностями концентрации катодной плазмы.

Сопоставление результатов калориметрических измерений с автографами пучка на различных металлических анодах (нержавеющая сталь, медь, латунь), полученными в [1, 2], и данными компьютерных расчетов порогов плавления [3, 4] показало удовлетворительное согласие между ними. Кроме того, результаты настоящих измерений коррелируют с результатами измерений полной энергии пучка цилиндрическим калориметром [2], а также оценками этой энергии по осцилограммам ускоряющего напряжения (с коррекцией на индуктивное падение напряжения) и суммарного тока пучка на анод.

Нами были проведены также ресурсные испытания катодного узла и источника низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в целом. Условия испытаний: $U_{ch} = 18$ кВ, давление аргона – 0.08 Па, анод – стержень из

нержавеющей стали диаметром 1 см, частота посылок импульсов – 1 имп./10 с, общее число импульсов – 50 000. Периодическая проверка осцилограмм импульсов показала, что деградации токовых характеристик источника не наблюдается. Устойчивость работы катодного узла объясняется тем, что пробивные напряжения по поверхности диэлектрика в вакууме на порядок ниже пробивных напряжений в отсутствие диэлектрика [5]. Это и обеспечивает надежное срабатывание дуговых источников плазмы в катодном узле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные калориметрические измерения распределения плотности энергии по сечению радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка дают возможность подбора режимов облучения образцов и изделий. Плотность энергии в центральной части пучка, как правило, в среднем на 25–30% выше, чем на его периферии, но для решения многих задач поверхностной модификации металлических материалов такая неоднородность вполне приемлема. Данная неоднородность распределения, вызванная фокусировкой электронов пучка под действием собственного магнитного поля, может быть в дальнейшем компенсирована увеличением расстояния между катодными секциями.

Надежность работы катодного узла подтверждена ресурсными испытаниями в течение 50 тысяч импульсов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00070).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // ПТЭ. 2022. № 6. С. 61.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222060143>
2. *Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // ПТЭ. 2023. № 4. С. 84.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223030072>
3. *Rotshtein V.P., Ivanov Yu.F., Markov A.B. et al.* // Surface & Coatings Technology. 2006. V. 200. P. 6378.
4. *Марков А.Б., Соловьев А.В.* // Известия вузов. Физика. 2022. Т. 65. № 11. С. 93.
<https://doi.org/10.17223/00213411/65/11/93>
5. *Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника.* М.: Наука, 2004. С. 86.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.384.6

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ
И ЭФФЕКТИВНЫЙ РАЗМЕР ФОКУСА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
УСОВЕРШЕНСТВОВАННОГО КОМПАКТНОГО БЕТАТРОНА SEA-7
С ЭНЕРГИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ 7 МэВ

© 2024 г. М. М. Рычков^a, В. В. Каплин^a, В. А. Смолянский^{a,*}

^aНациональный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 30

*e-mail: vsmol@tpu.ru

Поступила в редакцию 18.04.2023 г.

После доработки 28.06.2023 г.

Принята к публикации 14.06.2023 г.

Представлены экспериментальные результаты по определению разрешающей способности радиографии с использованием тормозного излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7 с энергией 7 МэВ. Измерения проведены с использованием рентгеновской пленки AGFA NDT D4 PbVacuPac и индикатора качества изображений Duplex IQI (model EN 462-5). Полученные результаты демонстрируют различное разрешение (около 0.16 мм) пар тонких проволок индикатора в разных областях конуса излучения, т.е. различный горизонтальный размер эффективного фокуса излучения (около 0.2 мм), что необходимо учитывать при анализе радиографических изображений реальных объектов. Оценен также вертикальный размер фокуса излучения (около 1.4 мм), который перпендикулярен плоскости орбиты электронов.

DOI: 10.31857/S0032816224010158, EDN: FPHDJD

1. ВВЕДЕНИЕ

Бетатроны активно используются для получения высокоэнергетических пучков излучения для рентгенографии и томографии. Ускоренные электроны направляются на широкую и толстую пластину из тяжелого металла для генерации тормозного излучения со спектром до энергии электронов и субмиллиметровым фокусом. Компактные бетатроны с энергией электронов до 10 МэВ могут эффективно использоваться для неразрушающего радиографического и томографического контроля крупногабаритных изделий. В настоящее время для этой цели используются высокоэнергетические рентгеновские трубы, но возможная энергия фотонов их микрофокусного излучения гораздо ниже, чем в случае бетатронов.

Кроме малого фокуса источника излучения для высокоразрешающей радиографии и томографии значимым свойством генерированного

излучения является также неизменность размера фокуса от угла излучения. Но для бетатронов не существует принятой процедуры измерения размера фокуса жесткого тормозного излучения. Методы измерения размера фокуса источника излучения, приведенные в европейском стандарте EN 12543, применимы для рентгеновских трубок с напряжением до 500 кВ. Российский стандарт ГОСТ 22091.9–86 применим только для трубок низкой и средней мощности.

В данной работе представлены экспериментальные результаты по наблюдению зависимости разрешающей способности радиографии с использованием тормозного излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7 (Small-Sized Electron Accelerator) с энергией 7 МэВ [1] от направления излучения. Мощность излучения SEA-7 в два раза выше мощности излучения предыдущей версии бетатрона PXB-7 (Portable

X-Ray Betatron) с энергией электронов 7 МэВ. Кроме этого, блок питания SEA-7 совершеннее, а его масса примерно в два раза меньше, чем у его предшественника. Такая “потеря веса” делает этот прибор мобильнее и легче в эксплуатации.

Полученные результаты по разрешающей способности радиографии с SEA-7 позволили также оценить изменение размера эффективного фокуса тормозного излучения бетатрона при изменении направления излучения. Эксперименты проведены с использованием рентгеновской пленки AGFA NDT D4 Pb VacuPac и индикатора качества изображений Duplex IQI (model EN 462-5 [2]).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1а. Специальная система увеличения радиуса орбиты электронов после их ускорения в камере 1 усовершенствованного бетатрона SEA-7 обеспечивала сброс циркулирующего электронного пучка на молибденовую мишень 2 толщиной 0.6 мм, установленную на инжекторе электронов. Схема генерации тормозного излучения ускоренными электронами в мишени на инжекторе электронов приведена на рис. 1б. Фотография вскрытого бетатрона показана на рис. 1в.

Генерируемое излучение с энергией фотонов до 7 МэВ выходило через стенку камеры бетатрона, проходило через медный фильтр 3 толщиной 2 мм, стальные стенки дозиметра 4 толщиной 0.25 мм, прибор Duplex IQI 5, установленный на расстоянии 35 см от мишени, и попадало на рентгеновскую пленку 6, установленную на расстоянии 140 см от мишени. Стандартизованный эталон Duplex IQI [2] является индикатором нерезкости радиографических изображений и используется как эталон для измерения пространственного разрешения радиографических изображений объектов с близко расположенными малыми элементами, а также и оценки размера фокусного пятна излучения [3]. Прибор состоит из 13 пар параллельных платиновых и вольфрамовых проволок в пластиковой пластине. Проволоки в парах расположены с промежутками между ними, размеры которых равны диаметрам проволок каждой пары. Величина пространственного разрешения метода определяется по паре с наименьшим диаметром проволок, изображения которых не сливаются, т.е. не образуют единое изображение. Этalon

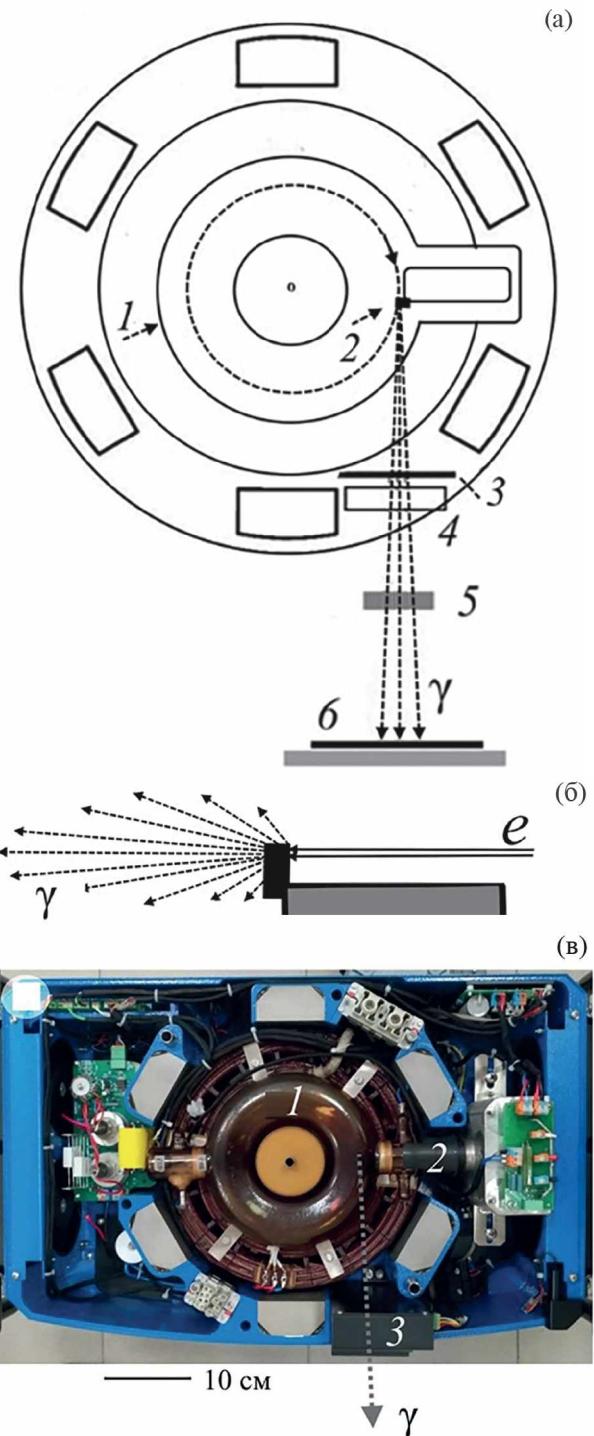


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки (вид сверху): 1 – камера бетатрона, 2 – молибденовая мишень на инжекторе электронов, 3 – медный фильтр, 4 – дозиметр излучения, 5 – Duplex IQI на сборке из четырех стальных блоков в гониометре, 6 – рентгеновская пленка в держателе. **б)** Схема генерации тормозного излучения (γ) ускоренными электронами (e) в мишени на инжекторе электронов. **в)** Фотография вскрытого бетатрона SEA-7: 1 – камера бетатрона, 2 – патрубок с инжектором, 3 – дозиметр излучения.

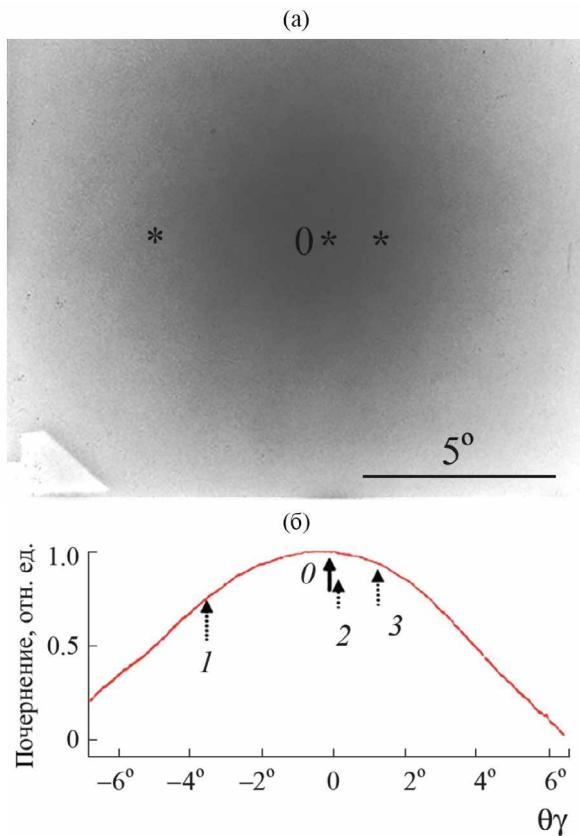


Рис. 2. а) Фотография пучка тормозного излучения, генерируемого электронами с энергией 7 МэВ бетатрона SEA-7. б) Профиль плотности почернения вдоль горизонтальной линии, проходящей через центр пятна почернения (символы “0” на фотографии и сплошная стрелка “0” ($\theta_\gamma = 0$) на дэнситограмме. Символы “*” на фотографии пучка излучения и стрелки 1–3 на дэнситограмме показывают положения 10-й пары проволок стандарта при проведении измерений.

располагался в различных областях конуса излучения для определения зависимости разрешения пар проволок от направления излучения и определения такой зависимости для размера эффективного фокуса излучения.

Полученные с геометрическим увеличением $K = 4$ рентгенографические изображения эталона Duplex IQI обрабатывались с помощью сканера для их анализа и получения дэнситограмм негативных или позитивных изображений.

3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА SEA-7

На рис. 2а приведена фотография углового распределения тормозного излучения,

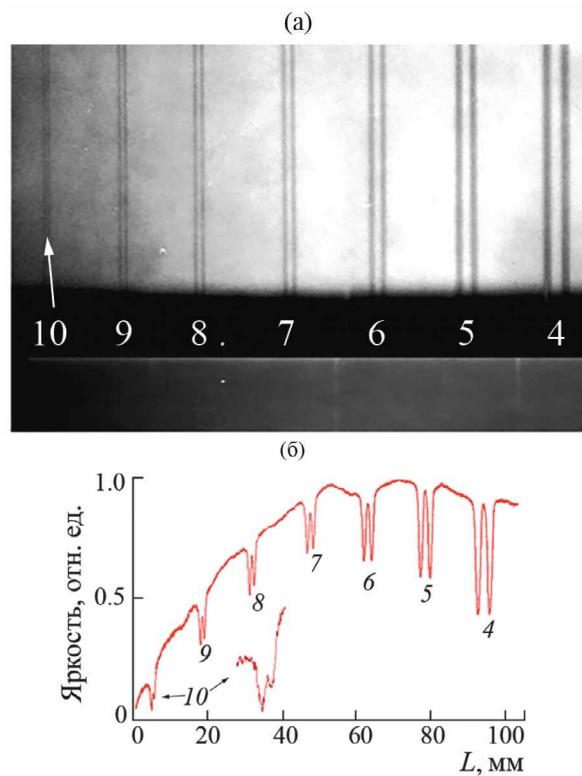


Рис. 3. а) Увеличенное ($K = 4$) изображение части стандарта Duplex IQI с 10-й–4-й парами проволок (10–4), установленного горизонтально в пучке тормозного излучения на сборке из четырех стальных параллелепипедов. б) Дэнситограмма, демонстрирующая разрешения 10-й–4-й пар проволок (10–4), и увеличенный участок дэнситограммы, соответствующий 10-й паре проволок (10). Дэнситограмма измерена вдоль горизонтальной линии, которая перпендикулярна изображениям пар.

генерированного во внутренней молибденовой мишени бетатрона SEA-7 толщиной 0.6 мм. Дэнситограмма изображения пучка излучения, которая демонстрирует распределение плотности почернения вдоль горизонтальной линии, проходящей через центр (символы “0”) пятна почернения, приведена на рис. 3б. Символы “*” на изображении пучка излучения и стрелки 1–3 на дэнситограмме показывают три положения 10-й пары проволок эталона Duplex IQI при проведении измерений, описанных ниже.

4. РАЗРЕШЕНИЕ ПАР ПРОВОЛОК ЭТАЛONA DUPLEX IQI

На рис. 3а приведено увеличенное ($K = 4$) изображение части эталона Duplex IQI с 10-й–4-й парами проволок (10–4), а на рис. 3б – дэнситограмма изображений этих пар, которая была

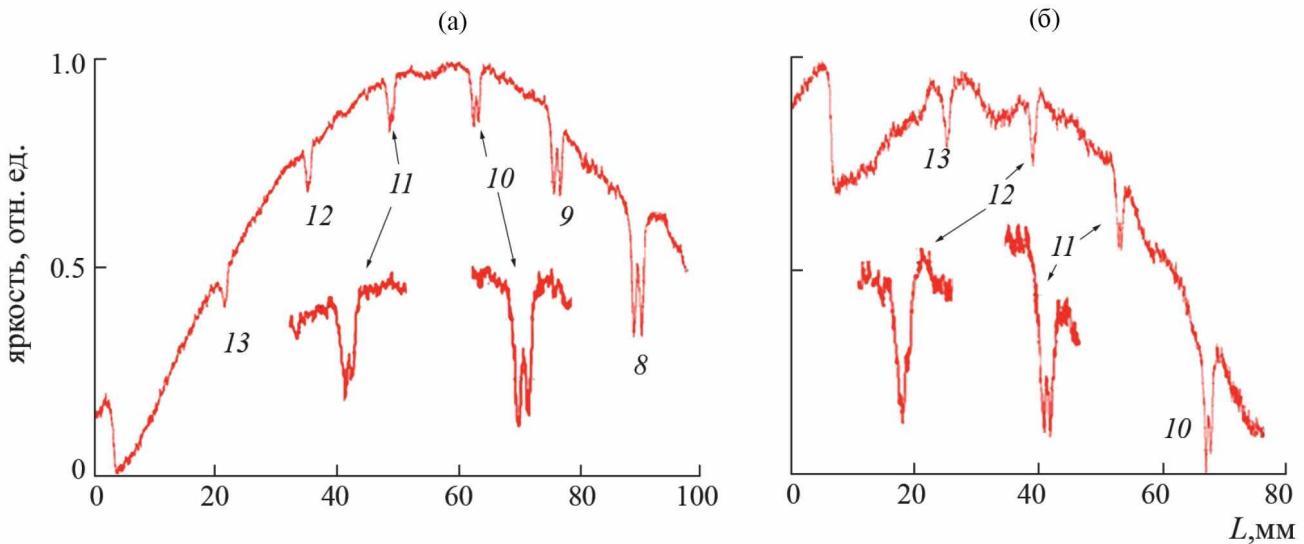


Рис. 4. Денситограммы изображений части стандарта Duplex IQI, когда 10-я пара проволок (*10*) расположена практически в центре ($\theta_\gamma = 0.2^\circ$, рис. 2) пучка излучения (а) и под углом 1.4° ($\theta_\gamma = 1.4^\circ$, рис. 2) к оси пучка излучения (б). Также приведены увеличенные участки денситограмм, демонстрирующие разрешения 11-й (*11*), 10-й (*10*) (а) и 12-й (*12*), 11-й (*11*) (б) пар проволок стандарта.

измерена вдоль линии, перпендикулярной изображениям пар проволок. Эталон был установлен горизонтально в пучке тормозного излучения на сборке из четырех стальных параллелепипедов ($9 \times 9 \times 50$ мм 3) с зазорами шириной 10 мкм между ними. На просветленном участке изображения сборки видны изображения зазоров между ее частями.

Эталон Duplex IQI был размещен в конусе излучения так, что 10-я пара проволок *10* располагалась на угловом расстоянии 3.5° ($\theta_\gamma = -3.5^\circ$, рис. 2) от оси пучка излучения и была перпендикулярна плоскости орбиты электронов. Видно, что надежно разрешаются 9-я–4-я пары проволок (9–4) с диаметрами $D = 0.13, 0.16, 0.2, 0.25, 0.32, 0.4$ мм соответственно, а изображения проволок 10-й пары с $D = 0.1$ мм *10* разрешаются, но перекрыты сильнее и образуют асимметричный по форме двойной минимум на денситограмме.

Согласно стандарту ISO 17636-2 [4], разрешение метода радиографии в данной геометрии определяется по денситограмме той пары проволок эталона, модуляция плотности почернения которой не менее $R = 20\%$. Для 9-й пары 9 эта величина составляет около $R = 56\%$. Для 10-й пары 10 эту величину трудно точно определить из-за сильной асимметрии ее профиля почернения. Но модуляция плотности почернения существенна и поэтому будем считать, что величина разрешения для этой

области конуса излучения несколько меньше расстояния 0.2 мм между осями проволок этой пары.

На рис. 4 приведены денситограммы изображений эталона Duplex IQI, когда он был перемещен в конусе излучения от первоначального положения так, что 10-я пара проволок *10* располагалась практически в центре ($\theta_\gamma = 0.2^\circ$, рис. 2) пучка излучения (рис. 4а) и под углом 1.4° ($\theta_\gamma = 1.4^\circ$, рис. 2) к оси пучка излучения (рис. 4б).

Денситограмма, приведенная на рис. 4а, показывает, что в положении $\theta_\gamma = 0.2^\circ$ эталона Duplex IQI в конусе излучения хорошо разрешаются изображения проволок 10-й пары *10*. При этом отношение R высоты максимума в центре двойного минимума к глубине двойного минимума распределения плотности почернения, которое характеризует глубину ее модуляции, составляет около $R = 50\%$. Разрешение 11-й пары проволок *11* стандарта не столь выражено. Распределение плотности почернения асимметричное, а $R \approx 27\%$. Можно считать, что разрешение радиографии в этой части конуса излучения составляет около 0.16 мм.

Денситограмма, приведенная на рис. 4б, показывает, что в положении $\theta_\gamma = 1.4^\circ$ эталона Duplex IQI в конусе излучения хорошо разрешаются изображения проволок 11-й пары *11*. Распределение плотности почернения этой пары становится симметричным, а R увеличивается до 37%. Но

распределение 10-й пары проволок 10 при этом положении эталона асимметричное, а R уменьшается до 0.35%. Можно считать, что разрешение радиографии в этой части конуса излучения составляет величину, несколько меньшую 0.16 мм.

5. ОЦЕНКА РАЗМЕРА ЭФФЕКТИВНОГО ФОКУСА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА SEA-7

Методы измерения фокуса тормозного излучения бетатронов при использовании дырочных и щелевых коллиматоров и проволочного эталона Duplex IQI исследовались ранее в работах [5–7]. В данной работе полученные денситограммы изображений эталона нерезкости Duplex IQI, расположенного в различных участках конуса тормозного излучения усовершенствованного бетатрона SEA-7, были использованы для оценки горизонтальных размеров F_G эффективного фокуса излучения, испускаемого под различными углами. Этalon Duplex IQI выполнен по стандарту EN_462-5 и состоит из 13 пар платиновых и вольфрамовых проволок с различными диаметрами D и промежутками между проволоками пары, равными их диаметрам. Метод оценки основан на соотношении между базовым пространственным разрешением SR_b и размером F фокусного пятна. Для этого используется уравнение (5) из работы [2]:

$$F = \left(K / (K - 1) \right) \cdot \left(U_i^3 - (2SR_b / K)^3 \right)^{1/3},$$

где U_i – максимальная нерезкость изображения, определяемая по изображению эталона, а SR_b – базовое пространственное разрешение. Уравнение используется для оценки размера фокуса источника после установления базового пространственного разрешения SR_b и максимальной нерезкости изображения U_i в эксперименте по паре с R не менее 20%. Для оценки размера фокуса источника по приведенной выше формуле использовались параметры $SR_b = D$ и $U_i = 2D$ той пары проволок эталона Duplex IQI, изображения проволок которой почти сливаются в единое целое и если разрешение детектора гораздо меньше D . Это означает приближенно, что полуширина $\Delta a_{0.5}$ так называемой геометрической нерезкости Δa_1 изображения проволоки равна увеличенной в K раз ширине

промежутка S между проволоками этой пары ($\Delta a_{0.5} = \Delta a_1 / 2 = (K - 1) \cdot F / 2$), которая равна диаметру D проволок, $S = D$. Это дает $F \approx 2KD / (K - 1)$. Отметим, что при увеличении K величина F , определяемая приведенной выше формулой, стремится к величине F , определяемой последней простой формулой. Но будем иметь в виду, что для жесткого излучения бетатронов нет стандартизованных методов таких измерений. Описанные методы в европейском стандарте EN 12543 применимы для рентгеновских трубок с напряжением до 500 кВ. Российский стандарт ГОСТ 22091.9–86 подходит только для рентгеновских трубок с низкой и средней энергиями излучения. Изготовители также указывали, что эталон Duplex IQI применим до энергии фотонов излучения 400 кэВ. При его использовании для излучения с энергией в мегаэлектронвольтном диапазоне результаты могут быть не совсем удовлетворительными.

На денситограммах, приведенных выше, были выделены пары проволок, параметры которых можно использовать для оценки размера эффективного фокуса тормозного излучения бетатрона SEA-7. Это 10-я и 11-я пары, денситограммы которых приведены на рис. 3б и 4а, б. По 10-й паре (10 на рис. 3б) горизонтальный размер F_G эффективного фокуса источника составляет несколько менее 0.26 мм, по 11-й паре (11 на рис. 4а) – около 0.21 мм и по 11-й паре (11 на рис. 4б) – несколько менее 0.21 мм. Как видно, размер эффективного фокуса излучения несколько изменяется при изменении положения образца в пучке излучения. Может быть, это определяется “асимметрией” геометрии генерации излучения в мишени, расположенной на инжекторе (рис. 1б). Измеренная величина горизонтального эффективного фокуса излучения усовершенствованного бетатрона SEA-7 примерно в 1.5 раза меньше горизонтального размера фокуса предыдущей версии бетатрона с энергией электронов 7 МэВ (PXB-7), который указан, например, в работе [8].

Для оценки вертикального размера F_V фокуса тормозного излучения бетатрона SEA 7 эталон Duplex IQI располагался так, что 3-я пара проволок находилась в центре конуса излучения и была параллельна плоскости орбиты электронов. На рис. 5а приведено изображение Duplex IQI, полученное с увеличением $K = 2.4$, а на рис. 5б – денситограмма, показывающая

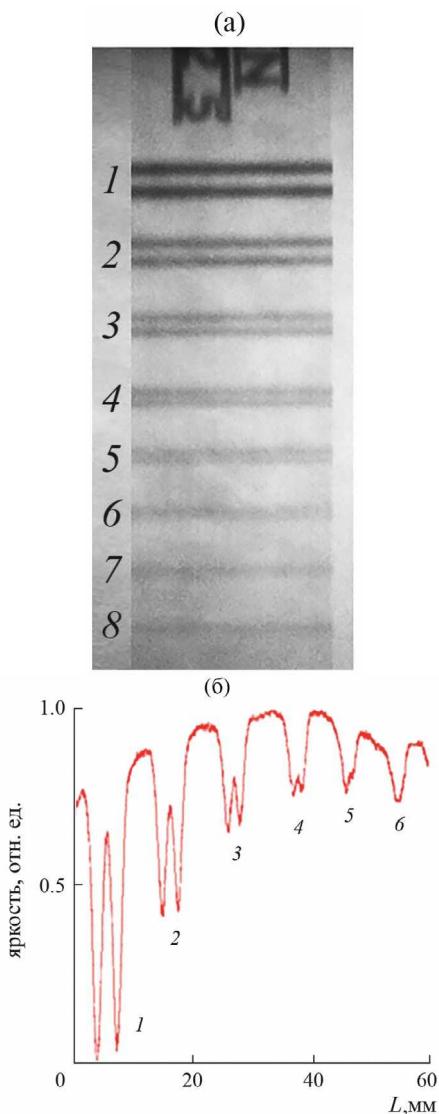


Рис. 5. а) Увеличенное ($K = 2.4$) изображение части стандарта Duplex IQI с 1-й–8-й парами проволок (1–8), установленного вертикально в пучке тормозного излучения. **б)** Денситограмма, показывающая разрешения 1-й–6-й пар проволок (1–6). Денситограмма измерена вдоль вертикальной линии, которая перпендикулярна изображениям пар.

вертикальное изменение яркости на изображении рис. 5а. Видно, что разрешаются 1-я–4-я пары проволок (1–4). Модуляция плотности почернения минимума почернения изображения 4-й пары проволок 4 с диаметром 0.4 мм составляет около $R = 15\%$. Оценка вертикального размера фокуса тормозного излучения бетатрона SEA-7 по приведенной выше формуле дает величину около $F_V = 1.38$ мм. Отметим, что эта величина примерно в 2 раза меньше вертикального размера фокуса излучения предыдущей версии

бетатрона с энергией электронов 7 МэВ (PXB-7), который указан, например, в работе [8].

6. НЕРЕЗКОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ КРАЯ КОРПУСА ЭТАЛОНА DUPLEX IQI И ЗАЗОРОВ В СТАЛЬНОЙ СБОРКЕ

На рис. 6 приведены денситограммы изображений края пластикового корпуса эталона Duplex IQI толщиной $t_p = 4$ мм, когда он располагался в конусе излучения под углами $\theta_\gamma = -3.5^\circ$ (а), -2.2° (б), -1° (в) к оси пучка излучения. Изображения края корпуса для фотометрирования были взяты из изображений эталона, полученных при его перемещениях относительно центра пучка излучения.

Денситограммы показывают области размытия изображения края $\Delta a = 1.1, 1.0, 0.8$ мм (рис. 6а, б, в соответственно). Эти величины отличаются от величины геометрической нерезкости $\Delta a_1 = F \cdot (K-1)$ изображений края, которая определяется размером источника излучения F и увеличением изображения K . Если взять $F_G = 0.26–0.21$ мм, то получим $\Delta a_1 = 0.78–0.63$ мм. Но в случае края пластины нерезкость изображения края пластины определяется не только геометрической нерезкостью Δa_1 , а также и так называемой в радиографии дополнительной геометрической нерезкостью Δa_2 . В случае геометрической нерезкости размытие изображения определяется наложением изображений края, которые образованы различными участками протяженного источника излучения с образованием полутени шириной Δa_1 .

Величина дополнительной геометрической нерезкости краевого изображения $\Delta a_2 = K \cdot t_p \cdot \theta_p$ определяется коэффициентом увеличения изображения, длиной t_p краевой поверхности вдоль пучка излучения и углом θ_p ее наклона относительно направления излучения. Величина дополнительной геометрической нерезкости Δa_2 равняется увеличенному в K раз размеру проекции $t_p \cdot \theta_p$ краевой поверхности. Здесь размывание изображения края, т.е. изменение плотности почернения в изображении края, определяется изменением толщины материала, абсорбирующего излучение, так как край в данном случае имеет клинообразную форму. Геометрические нерезкости Δa_1 и Δa_2 дополняют друг друга. Таким образом, ясно, что ориентация поверхности края вдоль пучка излучения

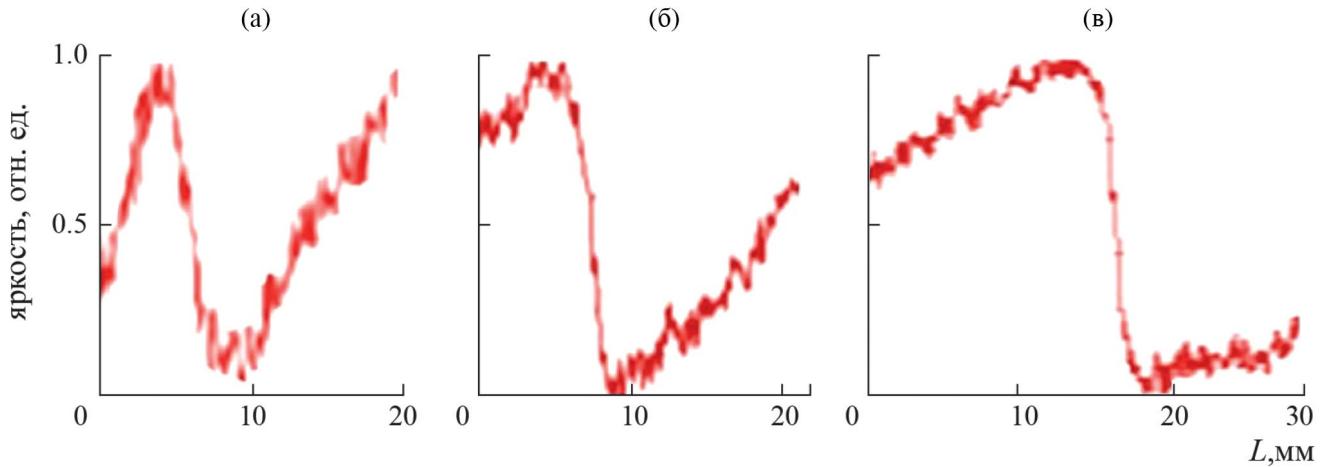


Рис. 6. Денситограммы изображений края пластикового корпуса эталона Duplex IQI толщиной $t_p = 4$ мм, расположенного в пучке излучения под углами $\theta_\gamma = -3.5^\circ$ (а), -2.2° (б), -1° (в) к оси пучка излучения (рис. 2).

в случае денситограммы на рис. 6в является наиболее точной. Получение изображений пар проволок эталона Duplex IQI в разных участках пучка излучения не требовало его точного ориентирования относительно направления излучения, поэтому ориентация краевой поверхности относительно пучка излучения при перемещениях по стальной сборке изменялась из-за изменения угла θ_γ . Например, при перемещении стандарта из положения $\theta_\gamma = -2.2^\circ$ (рис. 6б) в положение $\theta_\gamma = -1^\circ$ (рис. 6в) величина Δa_2 уменьшится на 0.334 мм.

На рис. 7а приведено изображение стальной сборки с зазорами (1–3) между ее частями шириной 10 мкм и длиной вдоль пучка излучения 9 мм. Денситограмма, измеренная вдоль линии, перпендикулярной изображениям зазоров, представлена на рис. 7б. Стальная сборка была установлена в конусе излучения так, что зазоры 1, 2, 3 были расположены под углами $\theta_\gamma = 0.74^\circ$, -0.74° , -2.22° соответственно к оси пучка излучения. Из денситограммы следует, что ширина максимумов 1, 2, соответствующих зазорам 1, 2 на половине их высоты, составляет $\Delta S_{G1} \approx 0.6$, 1.1 мм. Для зазора 3 денситограмма демонстрирует двойной слабо-интенсивный максимум 3 с расстоянием между максимумами около 1.5 мм. Возможная величина геометрического размытия изображений зазоров составляет $\Delta a_1 = 0.63$ мм, если взять $F_G = 0.21$ мм для зазоров, которые расположены вблизи центра углового распределения излучения. Эта величина близка к наблюдаемой ширине ΔS_{G1} максимума 1 денситограммы, которая гораздо меньше

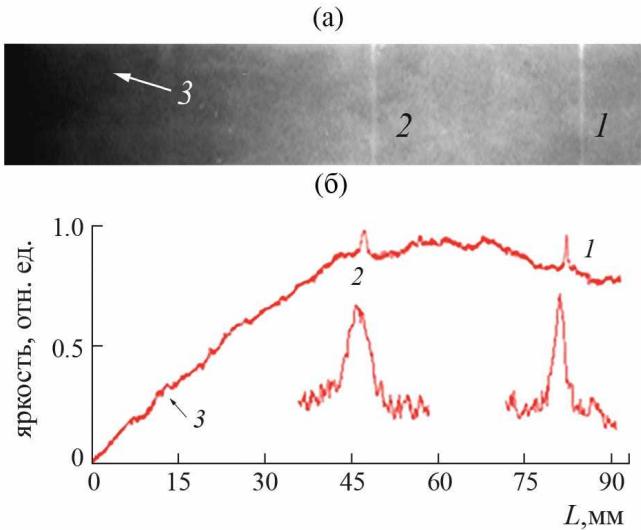


Рис. 7. а) Изображение части стальной сборки с зазорами 1, 2 и 3 между ее частями шириной 10 мкм. б) Денситограмма, показывающая профили (1 – 3) яркости изображений зазоров (1 – 3) в сборке, установленной в пучке излучения так, что зазоры 1, 2, 3 расположены под углами $\theta_\gamma = 0.74^\circ$, -0.74° , -2.22° соответственно к оси пучка излучения (рис. 2). Денситограмма была измерена вдоль горизонтальной линии, которая перпендикулярна изображениям зазоров. Также приведены увеличенные профили яркости изображений зазоров 1 и 2.

величины наблюдаемого размытия ΔS_{G2} максимума 2 денситограммы. Ясно, что такое различие определяется вкладом в ΔS_{G2} дополнительной геометрической нерезкости Δa_2 из-за наклона протяженного (около 9 мм вдоль пучка излучения) зазора 2 относительно направления излучения.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в данной работе результаты экспериментов показали, что разрешение пар тонких проволок индикатора качества изображений Duplex IQI различно в различных областях конуса излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7. Это свидетельствует о зависимости размера эффективного фокуса источника от направления излучения. Это необходимо учитывать при анализе проекционных изображений сложных устройств, полученных со значительным коэффициентом увеличения. Отметим, что подобные зависимости имеют место и для рентгеновских трубок, когда электронный пучок падает под некоторым углом на поверхность анода трубы, а центральный луч выходящего из окна трубы излучения примерно перпендикулярен направлению пучка электронов. При этом чем больше угол падения пучка электронов на анод, тем сильнее зависимость размера эффективного фокуса источника и пространственного разрешения радиографии от направления излучения, т.е. от положения участка объекта в конусе излучения.

Следует отметить, что измерения носят оценочный характер, так как для жесткого излучения бетатронов нет стандартизованных методов таких измерений, а эталон Duplex IQI применим до энергии фотонов излучения 400 кэВ. При использовании эталона для излучения с энергией в мегаэлектронвольтном диапазоне результаты могут быть не совсем удовлетворительными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-00249, <https://rscf.ru/project/22-79-00249/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 <http://rareearth.ru/ru/news/20170222/02990.html>
2. Website of the IE-NTD Ltd: [www.ie-ndt.co.uk/
imagequalityindex.html](http://www.ie-ndt.co.uk/imagequalityindex.html)
3. *Bavendiek K., Ewert U., Riedo A., Heike U., Zscherpel U.* 18th World Conf. Nondestruct. Testing. Durban, 2012. P. 16.
http://www.ndt.net/article/wcndt2012/papers/346_wcndtfinal00346.pdf
4. ISO 17636-2 Non-destructive testing of welds. Radiographic testing: Part 2: X- and gamma-ray techniques with digital detectors. Moscow, Standartinform. 2018. P. 53.
5. https://files.ncontrol.ru/upload/storage/blog/ndt/gost_17636-2.pdf
6. *Sorokin V.B., Malikov E.L.* // Instruments and Experimental Techniques. 2021. V. 64. № 3. P. 483. <https://doi.org/10.1134/S0020441221020184>
7. *Sorokin V.B., Lutsenko A.S., Gentselman V.G.* // Instruments and Experimental Techniques. 2018. V. 61. № 2. P. 192. <https://doi.org/10.1134/S0020441218020082>
8. *Sukharnikov K.V., Rychkov M.M., Gentselman V.G.* // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 671. P. 012058. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/671/1/012058>
- 9 <https://portal.tpu.ru/departments/institut/ink/science/Designs/krab>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.51: 535.428

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА, ОСНОВАННОГО
НА ДИФРАКЦИИ В ДВА СИММЕТРИЧНЫХ БРЭГГОВСКИХ ПОРЯДКА

© 2024 г. В. М. Котов^{a,*}, С. В. Аверин^a, А. А. Зенкина^a, А. С. Белоусова^a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Россия, 141195, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 16.03.2023 г.

После доработки 16.03.2023 г.

Принята к публикации 14.06.2023 г.

Исследованы поляризационные свойства двухканального пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Продемонстрирован вариант, когда в процессе фурье-обработки изображения контуры в разных каналах образуются в разных поляризациях, причем формирование контуров происходит на разных акустических частотах. Вариант подтвержден экспериментально на примере оптической фурье-обработки изображения, переносимого излучением с длиной волны света 0.63 мкм. В качестве фильтра пространственных частот использована акустооптическая ячейка из парателлурида, позволившая выделить контур изображения по одному каналу на частоте звука 34 МГц, а по другому – на частоте 42 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816224010166, EDN: ECNFCM

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика широко используется для управления параметрами оптического излучения – его амплитудой, частотой, фазой и т.д. [1–3]. Высокая селективность брэгговского режима акустооптической дифракции нашла применение для хроматической фильтрации сложных оптических сигналов, в частности, для выделения монохроматических составляющих изображения [4–7]. Другое свойство акустооптической брэгговской дифракции – высокая угловая селективность – открыло путь к использованию акустооптических ячеек в качестве фильтров пространственных частот в устройствах фурье-обработки изображений [8]. Отметим, что акустооптические ячейки являются амплитудно–фазовыми фильтрами, исходя из классификации, предложенной в работе [9]. Акустооптические фильтры используются как для одномерной [10–12], так и для двумерной [13–17] обработки изображений.

Последние наиболее привлекательны; они позволяют, в частности, выделять двумерный контур объекта. Это, с одной стороны, существенно уменьшает объем обрабатываемой информации, а с другой, – дает возможность отслеживать такие важные характеристики объекта, как его форму и размеры, особенности движения и т.д. Этих параметров во многих случаях вполне достаточно для идентификации объекта и определения характера его перемещения. В акустооптических фильтрах [13–17], предназначавшихся для обработки двумерных изображений, передаточные функции имеют осевую симметрию. Впоследствии выяснилось, что такая симметрия совсем не обязательна, она даже избыточна. В частности, передаточные функции фильтров, использующих многократные режимы акустооптической дифракции [18–20], не являются осесимметричными. Они представляют собой наборы интерференционных линий с изгибами, изломами, обрывами и т.п., но они также позволяют выполнять двумерную

операцию над изображениями. Сравнительно недавно (см., например, [21–23]) было предложено использовать такие фильтры для обработки изображений по двум каналам. Отметим, что использование двухканальных систем обработки позволяет увеличить надежность измерений, появляется возможность сконцентрироваться на выделении одних участков изображения по одному каналу, а других – по второму и т.п. Особое распространение двухканальные системы нашли для регистрации слабых сигналов [24], а также сигналов с большой шумовой составляющей [25]. Большой интерес представляет собой подавление поляризационного шума изображения (“бликов”, “засветок” и т.п.). Для этого, например, при фото- и киносъемках широко используются поляризационные фильтры [26]. В настоящей работе описывается двухканальная система фурье-обработки изображений, использующая поляризационную фильтрацию. При этом изображения передаются по разным каналам с различными поляризациями. Кроме того, передаточные функции каналов формируются на разных частотах звука, обеспечивая тем самым существенное улучшение “развязки” между каналами. Это к тому же исключает влияние каналов друг на друга через источник СВЧ-сигналов.

2. ТЕОРИЯ

На рис. 1 приведена векторная диаграмма акустооптической дифракции в два симметричных порядка, происходящей в одноосном кристалле. На рисунке представлен трехмерный вид акустооптического взаимодействия в кристаллографической системе координат (X, Y, Z), где OZ – оптическая ось кристалла. Акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} распространяется вдоль направления OY ; \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} – волновые векторы соответственно нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков. Все векторы лежат в одной плоскости T , называемой плоскостью дифракции. Плоскость T наклонена к оптической оси OZ на угол β . На рисунке угол β представлен как угол между OZ и прямой N , лежащей в плоскости T . Прямая N ортогональна направлению OY . Вектор \mathbf{K}_0 наклонен в плоскости T на угол α к прямой N . Таким образом, ориентация \mathbf{K}_0 определяется углами α и β . Ориентации

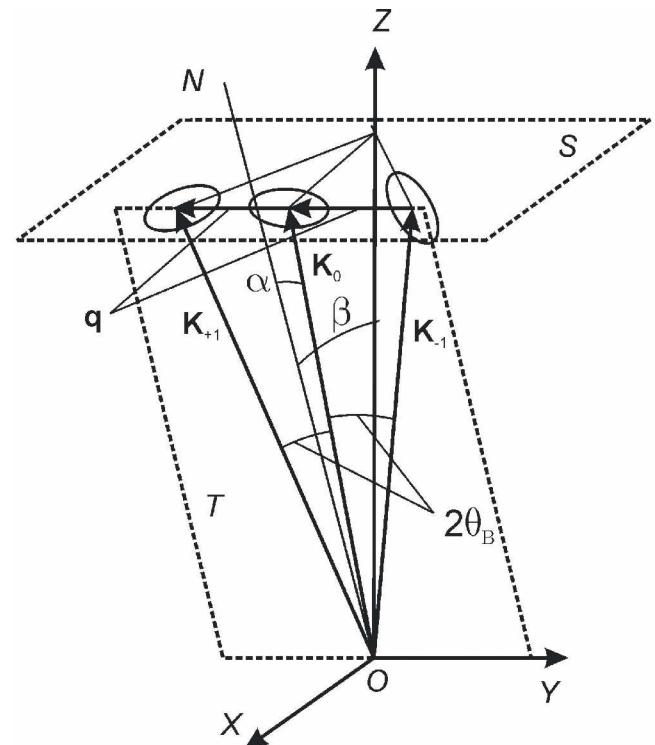


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптической дифракции в два симметричных брэгговских порядка в кристаллографической системе координат (X, Y, Z), OZ – оптическая ось кристалла, OY – направление распространения акустической волны с волновым вектором \mathbf{q} , T – плоскость дифракции, ON – нормаль к оси OY , лежащая в плоскости T , β – угол наклона плоскости T к оси OZ , \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} , \mathbf{K}_{-1} – волновые векторы дифрагировавших волн соответственно нулевого, плюс первого и минус первого порядков, α – угол между ON и \mathbf{K}_0 , $2\theta_B$ – двойной угол Брэгга, S – плоскость, параллельная плоскости XOY и содержащая концы волновых векторов \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} , \mathbf{K}_{-1} , а также волновой вектор \mathbf{q} .

дифрагировавших лучей \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} жестко привязаны к ориентации луча \mathbf{K}_0 : во-первых, все лучи лежат в одной плоскости T , а во-вторых – угол между \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_{+1} , а также угол между \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_{-1} равен двойному углу Брэгга в силу выполнения брэгговского синхронизма [1–3]. Угол Брэгга равен $\theta_B = q/2K$, где q и K – величины волновых векторов звука и света.

Предполагается, что акустооптическая дифракция происходит в одноосном положительном гиротропном кристалле TeO_2 , наиболее широко используемом на практике для изготовления акустооптических устройств разного назначения. В этом кристалле достаточно просто реализуется дифракция в два симметричных порядка [2, 3]. Наиболее эффективный

способ — реализация дифракции на “медленной” звуковой волне, распространяющейся ортогонально оптической оси кристалла. При этом все оптические лучи распространяются вблизи оптической оси кристалла. Поскольку кристалл TeO_2 является гиротропным, его собственные волны, распространяющиеся вблизи оптической оси, имеют эллиптическую поляризацию [3, 27]. Эллиптичность собственных волн (отношение полуосей эллипса поляризации) вычисляется следующим образом [28]:

$$\rho = (2G_{33})^{-1} \left(\sqrt{R^2 + 4G_{33}^2} - R \right), \quad (1)$$

где

$$R = \sin^2 \delta \left(n_o^{-2} - n_e^{-2} \right).$$

Здесь G_{33} — компонента псевдотензора гирации, n_o , n_e — главные показатели преломления кристалла, δ — угол между волновым вектором света и оптической осью.

На рис. 1 поляризации лучей изображены в виде эллипсов. Для анализа поляризаций рассмотрим плоскость S на рис. 1, параллельную плоскости OXY и проходящую через концы волновых векторов \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} . На рис. 2 приведен вид плоскости S . Здесь E_0 , E_{+1} и E_{-1} — эллипсы поляризаций соответственно волн \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} . Полуоси эллипсов всегда ориентируются вдоль главных плоскостей поляризаций P_0 , P_{+1} и P_{-1} . Как известно [29], плоскостью поляризации волнового вектора \mathbf{K} называется плоскость, проходящая через вектор \mathbf{K} и оптическую ось OZ кристалла. Для TeO_2 поляризация луча \mathbf{K}_0 соответствует поляризации “обыкновенного” луча (большая полуось эллипса поляризации направлена ортогонально главной плоскости P_0). Лучи \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} — “необыкновенные”, большие полуоси поляризаций лежат соответственно в главных плоскостях P_{+1} и P_{-1} . Плоскости поляризаций P_0 , P_{+1} и P_{-1} ориентированы под углами Φ_0 , Φ_{+1} и Φ_{-1} к направлению OY . В экспериментах предполагалось, что поляризатор будет устанавливаться либо вдоль направления OY , совпадающего с направлением распространения звука, либо вдоль направления OX , ортогонального звуковой волне. Нетрудно показать, что амплитуда поля вдоль направления OY , получаемая после прохождения эллиптически поляризованного излучения через поляризатор,

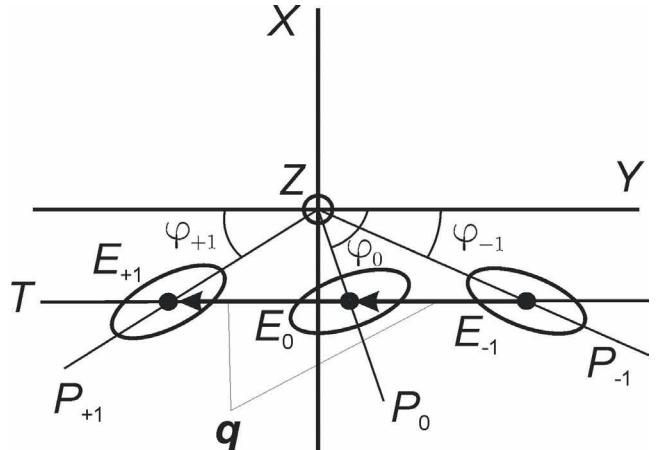


Рис. 2. Ориентация поляризаций дифрагировавших лучей. Вид на плоскость S : E_{+1} , E_0 , E_{-1} — эллипсы поляризаций плюс первого, нулевого и минус первого дифракционных порядков; P_{+1} , P_0 , P_{-1} — главные плоскости поляризаций волновых векторов \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} , \mathbf{K}_{-1} ; φ_{+1} , φ_0 , φ_{-1} — углы между плоскостями P_{+1} , P_0 , P_{-1} и осью OY ; \mathbf{q} — волновой вектор звука.

ориентированный своим направлением максимального пропускания вдоль направления OY (Y -поляризация), определяется формулой

$$E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} \cos 2\varphi}. \quad (2)$$

Здесь E — эффективная амплитуда эллиптически поляризованной волны, определяемая равенством

$$E = \frac{a}{\sqrt{1 + \rho^2}},$$

величина a — большая полуось эллипса поляризации, ρ — эллиптичность, φ — угол между большой полуосью эллипса поляризации и направлением OY . Амплитуда поля вдоль направления OX (X -поляризация) будет определяться формулой

$$E_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} \cos 2\varphi}. \quad (3)$$

Для вычисления амплитуд E_x и E_y лучей \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} необходимо задать углы ориентации α и β волнового вектора \mathbf{K}_0 , откуда, исходя из условий дифракции, определить угол Брэгга, после чего углы ориентации остальных векторов \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} . Полученные углы позволяют найти эллиптичности лучей на основании выражения (1), а также величины полей E_x и E_y согласно формулам (2) и

(3). Эффективные амплитуды E для лучей \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} , входящие в выражения (2) и (3), являются, по сути, перераспределением амплитуды падающей на кристалл волны между дифрагировавшими волнами, которые связаны между собой системой дифференциальных уравнений [2, 22]

$$\begin{aligned} \frac{dE_0}{dz} &= -\frac{A_1}{2} E_{+1} \exp(-i\eta_1 z) - \\ &\quad -\frac{A_2}{2} E_{-1} \exp(-i\eta_2 z), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dE_{+1}}{dz} = \frac{A_1}{2} E_0 \exp(i\eta_1 z); \quad \frac{dE_{-1}}{dz} = \frac{A_2}{2} E_0 \exp(i\eta_2 z).$$

При этом выполняется соотношение

$$E_0 E_0^* + E_{+1} E_{+1}^* + E_{-1} E_{-1}^* = E_{inc} E_{inc}^*.$$

Здесь E_{inc} – амплитуда падающей волны, E_0 , E_{+1} и E_{-1} – амплитуды дифрагировавших волн \mathbf{K}_0 , \mathbf{K}_{+1} и \mathbf{K}_{-1} соответственно, $A_1 = \varepsilon f_1$, $A_2 = \varepsilon f_2$, где f_1, f_2 – коэффициенты, учитывающие влияние эллиптичности волн, ε характеризует влияние акустической мощности на процесс брэгговского рассеяния:

$$\varepsilon = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_{ac}}{LR}},$$

где λ – длина волны света, M_2 – акустооптическое качество материала, L – длина акустооптического взаимодействия, R_s – высота акустического столба, P_{ac} – акустическая мощность, z – координата, вдоль которой развивается акустооптическое взаимодействие, η_1 , η_2 – расстройки фазового синхронизма соответственно плюс первого и минус первого порядков: $\eta_1 = k_z - k_{z(+1)}$, $\eta_2 = k_z - k_{z(-1)}$, здесь k_z , $k_{z(+1)}$, $k_{z(-1)}$ – проекции волновых векторов нулевого \mathbf{K}_0 , плюс первого \mathbf{K}_{+1} и минус первого \mathbf{K}_{-1} порядков на направление оптической оси OZ .

Величины η_1 и η_2 зависят от модели поверхностей – волновых векторов. В наших расчетах за основу была взята модель, в рамках которой волновой вектор \mathbf{K} оптической волны представляется в виде проекций K_x , K_y , K_z на направления X , Y , Z . Проекции связаны следующим соотношением:

$$\begin{aligned} K_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) + T^2 N \left[\frac{K_z^2}{n_0^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right] + \\ + \frac{T^4}{n_0^2 n_e^2} - \frac{2}{n_0^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 K_z^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

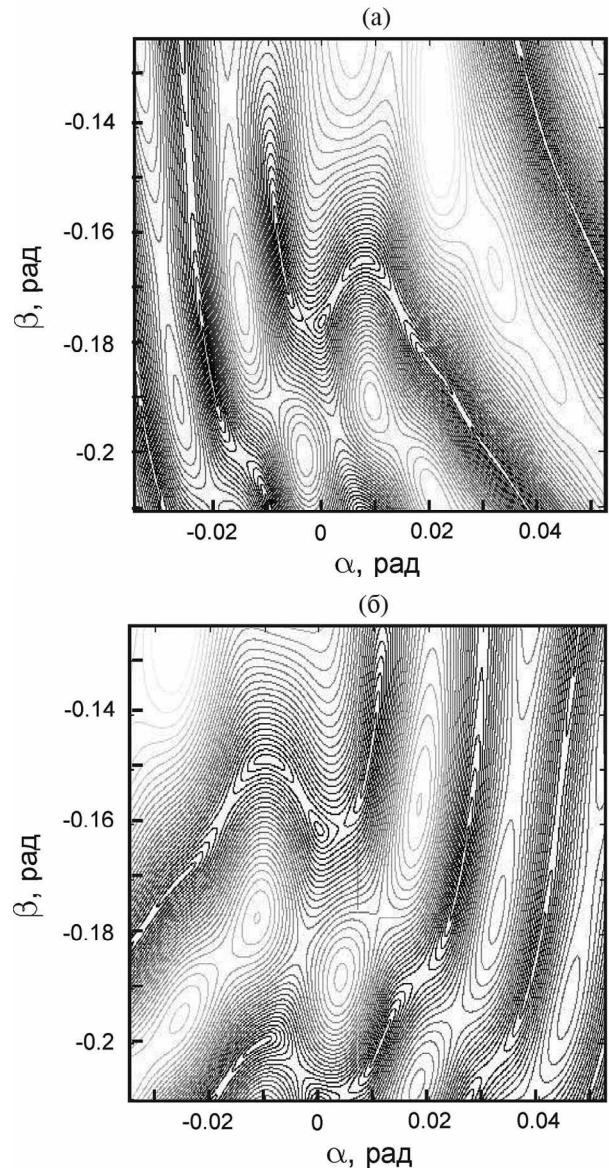


Рис. 3. Передаточные функции плюс первого и минус первого порядков, полученные соответственно на частотах звука 34 МГц (а) и 42 МГц (б). Рис. а соответствует ориентации поляризации вдоль направления X , б – вдоль направления Y . Угловой размер функций составляет примерно $5^\circ \times 5^\circ$.

где $T^2 = K_x^2 + K_y^2$, $N = n_0^{-2} + n_e^{-2}$.

Наши эксперименты выполнялись с использованием Не–Не-лазера, генерирующего на длине волны света $\lambda = 0.63$ мкм. В качестве материала акустооптической ячейки использовался парателлурит (TeO_2), параметры которого были следующими [30, 31]: $n_0 = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$, $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$, скорость звука $V = 0.617 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{с}$. Скорость звука необходима

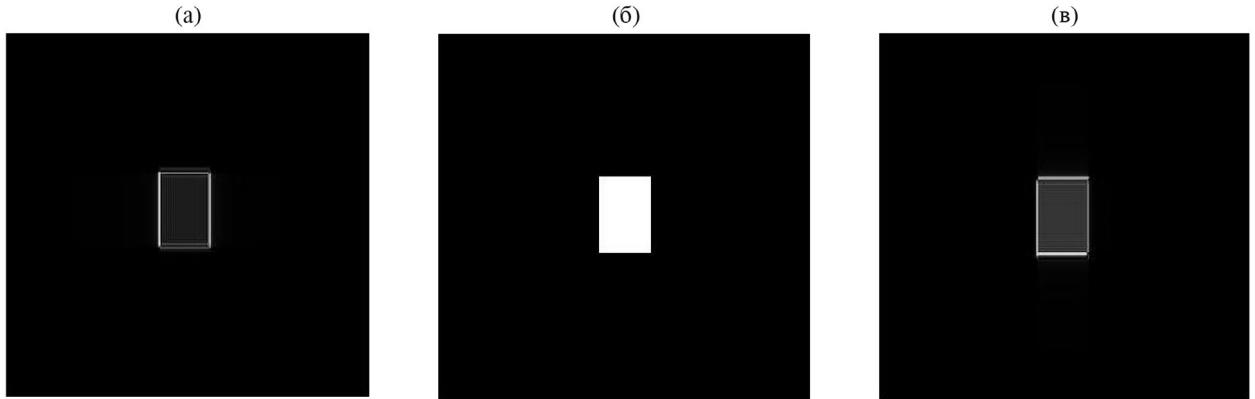


Рис. 4. Изображение после фурье-обработки в плюс первом дифракционном порядке (а), исходное изображение (б), изображение после фурье-обработки в минус первом дифракционном порядке (в). Изображение а получено с помощью передаточной функции рис. 3а, изображение в – с помощью функции рис. 3б.

для вычисления волнового вектора звука $K = 2\pi f/V$, где f – частота звука. Длина акустооптического взаимодействия L и высота акустического столба R соответствовали параметрам изготовленной акустооптической ячейки и были равны 0.2 см. Акустическая мощность бралась равной $P_{ac} = 0.075$ Вт. Частоты звука были выбраны 34 МГц для формирования передаточной функции в X -поляризации и 423 МГц для Y -поляризации. Решение системы (4) приведено в работе [20]. Там же получены зависимости E_0 , E_{+1} и E_{-1} от мощности звука и расстроек фазового синхронизма η_1 и η_2 . Отметим, что передаточные функции H_0 , H_{+1} и H_{-1} , являющиеся базовыми характеристиками пространственного фильтра, совпадают с распределениями E_0 , E_{+1} и E_{-1} при $E_{inc} = 1$. В наших расчетах они вычислялись в зависимости от углов α и β . Передаточные функции в общем случае представляют собой набор интерференционных линий с изгибами, обрывами, изменяющимся утолщением линий и т.п. На рис. 3 приведены модули передаточных функций минус первого и плюс первого дифракционных порядков $|H_{+1}|$ и $|H_{-1}|$ (рис. 3 а, б), построенные для частот 34 и 42 МГц соответственно в X - и Y -поляризациях, которые позволяют выделять контур изображения. Угловой размер распределений равен примерно $5^\circ \times 5^\circ$. На рисунке углы приведены в радианах. Видно, что передаточные функции представляют собой набор интерференционных сильно изогнутых линий. На рис. 4 приведены результаты фурье-обработки изображения в виде прямоугольника: а – результат с использованием фильтра на рис. 3а, б – исходное изображение,

в – с использованием фильтра рис. 3б. Видно, что изображения 4а и 4в являются хорошо выраженным контурами рис. 4б. Другими словами, полученные передаточные функции позволяют выделять двумерный контур изображения на разных частотах.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальная установка приведена на рис. 5. В основе работы установки лежит стандартная 4F-схема оптической фурье-обработки (см., например, [22]), где используются две одинаковые линзы L_1 и L_2 с фокусным расстоянием $F = 20$ см, выполняющие преобразование Фурье. В качестве входного изображения P_1 было выбрано квадратное отверстие в экране из непрозрачного материала, отстоящее от входной линзы на расстоянии F . Изображение формировалось при освещении экрана излучением Не–Не-лазера с длиной волны 0.63 мкм. Фильтром пространственных частот служила акустооптическая ячейка из TeO_2 , расположенная в задней фокальной плоскости линзы L_1 и передней фокальной плоскости линзы L_2 . Размеры ячейки вдоль направлений [110], [1 $\bar{1}$ 0] и [001] равны соответственно 1.0 см, 1.0 см и 1.0 см. В ячейке возбуждалась “медленная” звуковая волна вдоль направления [110] кристалла, оптическое излучение распространялось вблизи оптической оси [001]. Выбор данной геометрии акустооптического взаимодействия обеспечивает наибольшее значение коэффициента M_2 , а значит, наибольшую эффективность дифракции. За линзой L_2 на фокусном расстоянии от нее

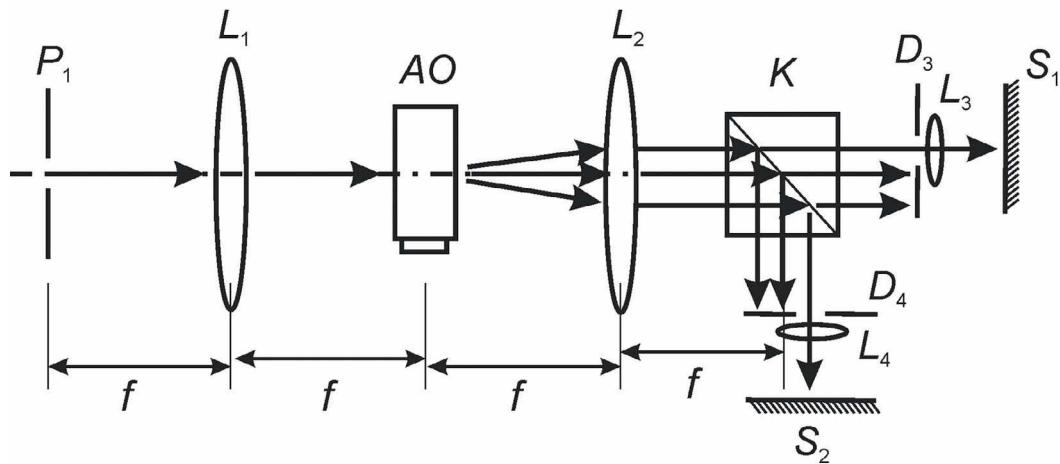


Рис. 5. Оптическая схема экспериментальной установки: P_1 – плоскость входного изображения; L_1, L_2 – линзы с фокусным расстоянием f , выполняющие фурье-преобразования; AO – акустооптический фильтр пространственных частот; K – поляризационный кубик; L_3, L_4 – короткофокусные линзы, увеличивающие выходные изображения; D_3, D_4 – диафрагмы; S_1, S_2 – экраны для наблюдения выходных изображений.

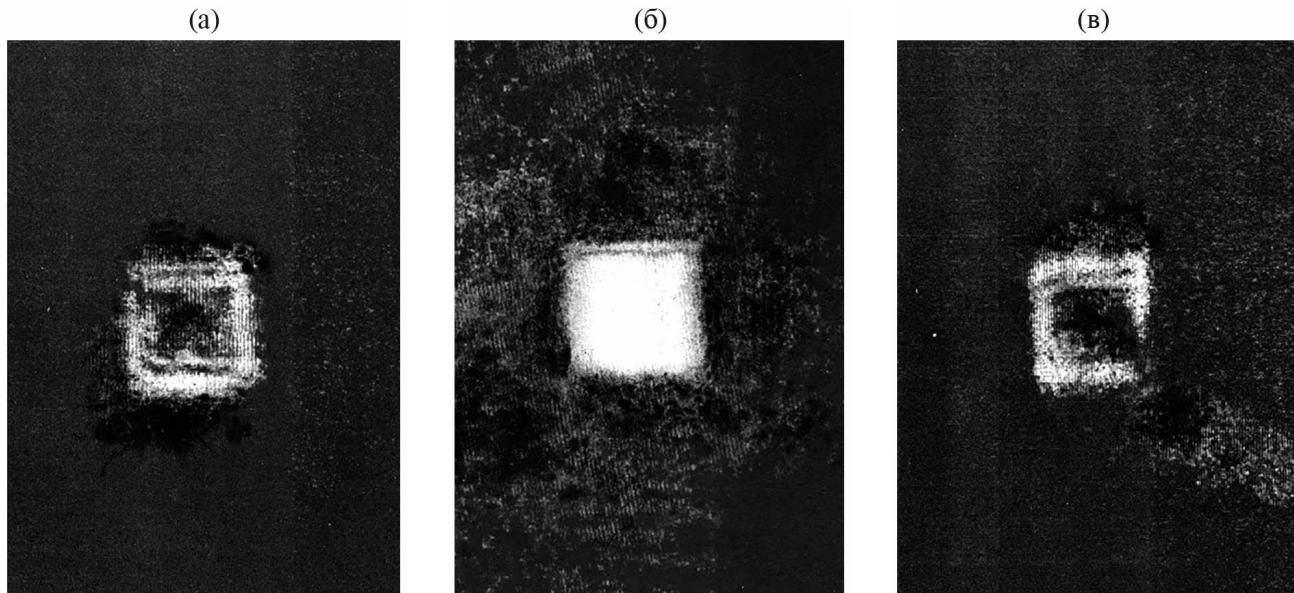


Рис. 6. Фотографии изображений, наблюдаемых на экранах S_1 и S_2 : **а** – изображение, полученное на частоте 34 МГц и наблюдаемое на экране S_1 ; **б** – фотография изображения на экране S_1 при отсутствии электрического сигнала; **в** – изображение на экране S_2 , полученное на частоте 42 МГц.

располагался поляризационный кубик K , пропускающий излучение с поляризацией, параллельной направлению распространения звука в акустооптической ячейке, и отражающий излучение с ортогональной поляризацией. Короткофокусные линзы L_3 и L_4 с фокусным расстоянием около 4 см, расположенные на пути лучей, выходящих из кубика K , предназначались для получения увеличенных изображений соответственно на экранах S_1 и S_2 . Перед линзами L_3 и L_4 устанавливались диафрагмы D_3 и D_4 , первая

из которых пропускала только изображение плюс первого порядка на экран S_1 , а вторая – только изображение минус первого порядка на экран S_2 . При этом изображение плюс первого порядка наблюдалось только на частоте звука 34 МГц, в то же время на экране S_2 никакого изображения не наблюдалось. При перестройке частоты до 42 МГц, наоборот, на экране S_1 не наблюдалось никаких изображений, но появлялось изображение на экране S_2 . Угловой настройкой акустооптической ячейки, а также

подбором мощности звука создавалась ситуация, когда на частоте звука 34 МГц формировался контур на экране S_1 , а на частоте звука 42 МГц – контур на экране S_2 . На рис. 6 приведены фотографии изображений, наблюдаемых на экранах S_1 и S_2 . Здесь а – фотография изображения, полученного на частоте звука 34 МГц и наблюдаемого на экране S_1 , б – фотография изображения на экране S_1 при отсутствии электрического сигнала, подаваемого на акустооптическую ячейку, и удалении диафрагмы D_3 . По сути, изображение на рис. 6б соответствует входному изображению и приведено здесь для сравнения с другими изображениями. Фотография на рис. 6в получена на экране S_2 на частоте звука 42 МГц. Видно, что фотографии на рис. 6а, в являются хорошо выраженным контурами изображения на рис. 6б. Другими словами, экспериментально получен режим, когда формируются контуры изображения в плюс первом и минус первом дифракционных порядках при разных поляризациях и разных частотах звуковой волны.

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность формирования изображений по двум каналам в разных поляризациях и разных частотах звука с использованием одного акустооптического пространственного фильтра.

4. ВЫВОДЫ

На основании изложенного материала можно сделать следующие выводы:

1. Для ослабления поляризационного шума предложена двухканальная схема двумерной фурье-обработки, где изображения по двум каналам формируются в разных поляризациях и при разных частотах. В качестве фильтра пространственных частот предложено использовать акустооптическую ячейку из одноосного кристалла парателлурита, работающую в режиме акустооптической дифракции в два симметричных брэгговских порядка.

2. Получены передаточные функции дифракционных порядков, формирующихся в разных поляризациях. В качестве двух каналов обработки изображения выбраны плюс первый и минус первый дифракционные порядки, сформированные в разных поляризациях. Найден вариант, когда по одному каналу возникает

контура изображения на одной частоте звука, а по другому – на другой.

3. Вариант подтвержден экспериментально на примере фурье-обработки изображения, переносимого оптическим излучением на длине волны 0.63 мкм. В качестве пространственного фильтра использована акустооптическая ячейка из парателлурита, работающая в режиме дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Получен контур изображения в первом канале на частоте звука 34 МГц, а во втором – на частоте 42 МГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-21-00059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978.
2. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Willey and Sons, Inc., 1992.
4. *Магдич Л.Н. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая.* 1980. Т. 44. № 8. С. 1683.
5. *Парыгин В.Н., Балакший В.И.* Оптическая обработка информации. М.: Изд. Московского государственного университета, 1987.
6. *Пожар В.Э., Пустовойт В.И. // Радиотехника и электроника.* 1996. Т. 41. № 10. С. 1272.
7. *Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Волошинов В.Б., Юшков К.Б. // Оптический журнал.* 2009. Т. 76. № 8. С. 29. <https://doi.org/10.1364/JOT.76.000473>
8. *Балакший В.И. // Радиотехника и электроника.* 1984. № 8. С. 1610.
9. *Vander Lugt A. // Optica Acta.* 1968. V. 15. № 1. P. 1.
10. *Banerjee P.P., Cao D., Poon T.-C. // Appl. Opt.* 1997. V. 36. P. 3086. <https://doi.org/10.1364/AO.36.003086>
11. *Cao D., Banerjee P.P., Poon T.-C. // Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 3007. <https://doi.org/10.1364/AO.37.003007>
12. *Banerjee P.P., Cao D., Poon T.-C. // Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 7532. <https://doi.org/10.1364/AO.37.007532>
13. *Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., and Kostyuk D.E. // J. Mod. Opt.* 2005. V. 52. № 1. P. 1. <https://doi.org/10.1080/09500340410001669408>
14. *Balakshy V.I., Kostyuk D.E. // Appl. Opt.* 2009. V. 48. P. 24. <https://doi.org/10.1364/AO.48.000C24>

15. *Balakshy V. I.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 56. <https://doi.org/10.1364/AO.57.000C56>.
16. *Yablokova A.A., Machikhin A.S., Batshev V.I., Pozhar V.E., and Boritko S.V.* // Proc. SPIE. 2019. V. 11032. P. 15. <https://doi.org/10.1117/12.2520803>.
17. *Gorevoy A.V., Machikhin A.S., Martynov G.N., and Pozhar V.E.* // Photonics Research. 2021. V. 9. P. 687. <https://doi.org/10.1364/PRJ.417992>.
18. *Kotov V.M., Shkerdin G.N., and Buliuk A.N.* // Sov. J. Quantum Electron. 2011. V. 41. № 12. P.1109. <https://doi.org/10.1070/QE2011v04ln12ABEH014673>
19. *Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., and Shkerdin G.N.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 83. <https://doi.org/10.1364/AO.57.000C83>.
20. *Kotov V.M., Averin S.V.* // Sov. J. Quantum Electron. 2020. V. 50. P. 305. <https://doi.org/10.1070/QEL17137>.
21. *Kotov V.M., Shkerdin G.N., and Averin S.V.* // J. Communications Technol. Electron. 2016. V. 61. P. 1275. <https://doi.org/10.1134/S1064226916110073>
22. *Kotov V.M., Averin S.V., Zenkina A.A., Belousova A.S.* // Computer Optics. 2022. V. 46. № 6. P. 905. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-1119>.
23. *Котов В.М., Аверин С.В., Зенкина А.А., Белоусова А.С.* // КЭ. 2022. Т. 52. № 8. С. 754. <https://elibrary.ru/item.asp?id=49437733>
24. *Бычков С.И., Румянцев К.Е.* Поиск и обнаружение оптических сигналов. Таганрог: Изд. ТРТУ, 2000.
25. *Богданович В.А., Вострецов А.Г.* Теория устойчивого обнаружения, различения и оценивания сигналов. М.: Физматлит, 2003.
26. *McHugh Sean T.* Understanding Photography: Master your Digital Camera and Capture That Perfect Photo. No Starch Press, 2018. <https://www.amazon.com/Understanding-Photography-Digital-Capture-Perfect/dp/1593278942>
27. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Соловьевников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.
28. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
29. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
30. Акустические кристаллы / под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
31. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9.082

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. И. А. Бусыгина^a, И. Г. Григорьева^b, П. В. Москвич^a, П. Ю. Наумов^b,
Г. Х. Салахутдинов^{b,*}

^aНаучно-исследовательский институт приборов

Россия, 140080, Лыткарино, Московская обл., ул. Промзона Тураево, стр. 8

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 31.01.2023 г.

После доработки 15.03.2023 г.

Принята к публикации 30.07.2023 г.

Разработан и создан спектрометр импульсного высокointенсивного рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов. Приведены характеристики различных термолюминесцентных детекторов. Описан усовершенствованный алгоритм измерения спектра импульсного рентгеновского излучения. Представлены экспериментальные результаты исследования спектра рентгеновского излучения плазменных объектов.

DOI: 10.31857/S0032816224010175, EDN: EBSICX

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования спектрального состава импульсного высокointенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники [1–9].

Рентгеновская диагностика ядерно-физических объектов является одним из основных методов получения информации о параметрах и протекающих в них физических процессах [1–8].

Рентгеновское излучение импульсных ядерно-физических установок, в том числе и Z-пинчевых установок, характеризуется высокой интенсивностью (более 10^{16} квантов за вспышку) и малой длительностью ($\sim 10^{-8}$ с), имеет довольно сложный спектр с максимумом в области одного килоэлектронвольта. Мощные электромагнитные помехи, возникшие в момент образования плазмы, могут исказить рабочий сигнал на стадии его формирования и передачи, это требует разработки специальных мер защиты.

При таких условиях эксперимента классическая спектрометрия отдельных квантов рентгеновского излучения практически невозможна и для получения информации о спектре излучения применяются различные ядерно-физические методы. Одним из таких методов является метод фильтров ослабления (метод “серых” фильтров) [1]. Данный метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения. Селектирующим спектр элементом в данном методе является набор фильтров различной толщины.

В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость энергии $J(x)$ рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и полностью поглощенного в детекторе, от толщины данного фильтра x .

Для измерения кривой ослабления $J(x)$ применяются различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. Каналы спектрометра построены по схеме:

диафрагма + фильтр поглощения + детектор. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводится восстановление спектров рентгеновского излучения нескольки-ми математическими методами [2].

В спектрометрах для исследования импульсного рентгеновского излучения используются различные детекторы. Одними из наиболее привлекательных детекторов для использования являются термolumинесцентные детекторы (ТЛД) [1]. Принцип действия термolumинесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата идерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве. При нагреве облученного образца ТЛД при температуре 240–300 °C (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термolumинесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения.

Важно отметить, что ТЛД не подвержены воздействию электромагнитных наводок и обладают линейностью отклика в широком диапазоне поглощенных доз (10^5).

В настоящие времена выпускаются термolumинесцентные детекторы различного состава (GeZrO_4 ($Z=30$); фториды лития $\text{LiF}(\text{Mg},\text{Ti})$ ($Z=8.2$), кальция $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ ($Z=16.3$), активированные различными элементами, алюмофосфатные стекла) и размеров ($\varnothing 5 \times 0.9 \text{ mm}^2$, $\varnothing 8 \times 0.9 \text{ mm}^2$, $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$) [3]. Это позволяет расширить возможность использования данных детекторов для рентгеновской диагностики плазмы (исследования пространственной структуры плазмы, измерения спектральных и энергетических характеристик рентгеновского излучения плазмы) [4].

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

На основе термolumинесцентных детекторов созданы и успешно работают спектрометрические системы, позволяющие измерять спектр рентгеновского излучения в широком

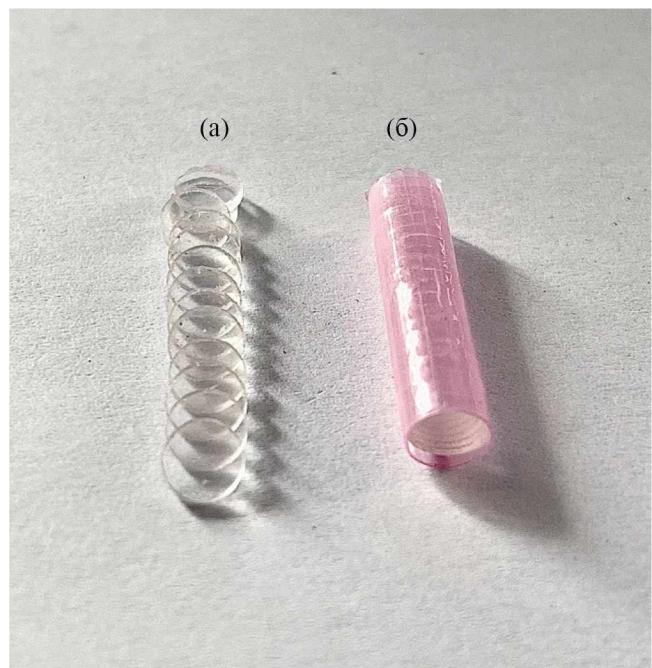


Рис. 1. а) Термolumинесцентные детекторы $\text{LiF}(\text{Mg},\text{Ti})$. **б)** Спектрометр рентгеновского излучения на основе сборки термolumинесцентных детекто-ров $\text{LiF}(\text{Mg},\text{Ti})$.

диапазоне энергий от 1.0 КэВ до 1.0 МэВ на различных установках [4, 5].

Созданный малогабаритный помехоустойчивый одноканальный спектрометр имеет габаритные размеры $\varnothing 5 \cdot 18 \text{ mm}^2$ [4, 5]. Конструктивно термolumинесцентные детекторы $\text{LiF}(\text{Mg},\text{Ti})$ изготавливаются в виде дисков диаметром 5 мм и толщиной 0.9 мм (толщину детектора можно уменьшить). Следует отметить, что при использовании промышленно изготовленных термolumинесцентных детекторов для диагностики рентгеновского излучения необходимо предварительно отобрать детекторы с одинаковыми параметрами.

Малогабаритный помехоустойчивый одноканальный спектрометр изготовлен на основе сборки из термolumинесцентных детекторов, расположенных друг за другом (рис. 1). В данном случае термolumинесцентные детекторы служат фильтрами, осуществляющими селекцию рентгеновского излучения по спектру, и детекторами для измерения кривой ослабления.

Алгоритм, разработанный авторами статьи, используемый для построения кривой ослабления рис. 2, детально описан в работах [4, 5].

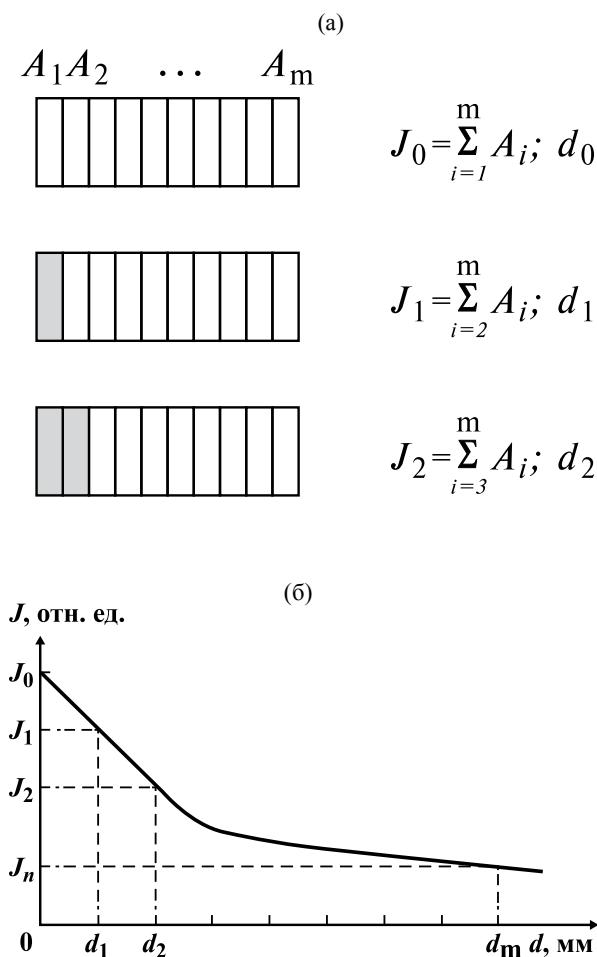


Рис. 2. а) Алгоритм измерения кривой ослабления: J_i – поглощенная энергия, d_i – толщина фильтра, A_i – сигнал с детектора. **б)** Кривая ослабления, построенная на основе этого алгоритма.

Кривая ослабления строилась по показаниям термолюминесцентных детекторов с учетом их толщины. Первая точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов при толщине поглощения, равной нулю. Вторая точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов за вычетом сигнала с первого детектора, толщина которого в данном случае является толщиной ослабления. Третья точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов за вычетом сигналов первых двух детекторов и т.д. Таким образом была построена кривая ослабления.

Восстановление спектров рентгеновского излучения проводилось методом эффективных энергий [2, 3].

Авторами статьи предлагается в дополнение к методу измерения спектра импульсного рентгеновского излучения с помощью кривой ослабления использовать новый метод измерения. Метод так же основан на использовании спектрометра, изготовленного на основе сборки из m детекторов ТЛД, расположенных друг за другом. Предлагаемый метод определения спектра импульсного рентгеновского излучения основан на решении системы уравнений, составленных с учетом поглощенной энергии A_i рентгеновского излучения в детекторе i .

Пусть импульс рентгеновского излучения состоит из N_1 квантов с энергией E_1 (монохроматическое излучение). Тогда, учитывая, что спектрометр собран из отдельных термолюминесцентных детекторов, можно получить экспериментальные данные по поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом детекторе A_i . Таким образом мы можем составить линейное уравнение, решение которого позволит определить значение $E_1 N_1$:

$$A_1 = E_1 N_1 (1 - \exp(-\mu(E_1) d_1)), \quad (1)$$

$$A_2 = E_1 N_1 \exp(-\mu(E_1) d_1) (1 - \exp(-\mu(E_1) d_2)), \quad (2)$$

где A_1 и A_2 – энергии излучения, поглощенные в детекторе 1 и детекторе 2 соответственно. Здесь $E_1 N_1 \exp(-\mu(E_1) d_1)$ – значение энергии излучения, прошедшего детектор 1. Если в сборке m детекторов, то количество детекторов, через которые проходит рентгеновское излучение, $m-1$. Таким образом, энергия, поглощенная в детекторе i , при регистрации импульса рентгеновского излучения, состоящего из N_1 квантов с энергией E_1 (монохроматическое излучение), равна:

$$A_i = E_1 N_1 \exp\left(-\mu(E_1) \sum_{i=1}^{m-1} d_i\right) \times \\ \times (1 - \exp(-\mu(E_1) d_i)). \quad (3)$$

Спектрометр собран из отдельных термолюминесцентных детекторов, и это позволяет получить экспериментальные данные по поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом детекторе A_i . Таким образом мы можем составить линейное уравнение, решение

которого позволит получить гистограмму спектра рентгеновского излучения для числа рентгеновских квантов $N_1 \dots N_m$ с энергиями $E_1 \dots E_m$:

$$A_i = \sum_{m=1}^m E_m N_m \exp\left(-\mu(E_m) \sum_{i=1}^{m-1} d_i\right) \times \times \left(1 - \exp(-\mu(E_m) d_i)\right). \quad (4)$$

Система уравнений состоит из m уравнений (в сборке m детекторов), что позволяет восстановить спектр (построить гистограмму) рентгеновского излучения $E_1 \dots E_m$.

Применение данного метода на основе решения системы уравнений позволяет получить гистограмму спектра по результатам измерений поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом термolumинесцентном детекторе спектрометра без привлечения математических методов моделирования физических процессов.

Показания с термolumинесцентных детекторов считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [4] (с помощью данного прибора нагревался детектор и регистрировался термolumинесцентный сигнал).

Калибровка спектрометра проводилась на специальном стенде, в состав которого входили импульсная рентгеновская трубка с набором флуоресцентных эмиттеров и комплект радиоизотопных источников γ -излучения [4, 5, 8].

Для проверки работоспособности спектрометра были измерены дозы поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом детекторе сборки спектрометра (состоящей из 20 детекторов LiF(Mg,Ti)) излучения импульсной рентгеновской трубки. Далее, составлялась система уравнений, решение которой позволяло построить гистограмму спектра рентгеновского излучения за один импульс рентгеновской трубы. Полученная гистограмма спектра сравнивалась со спектром излучения импульсной рентгеновской трубы, измеренной методом амплитудного анализа. Поток рентгеновского излучения проходил через отверстие в свинцовой пластине такого размера, чтобы исключить возможность попадания в полупроводниковый детектор более одного кванта от каждого импульса трубы [7, 8].

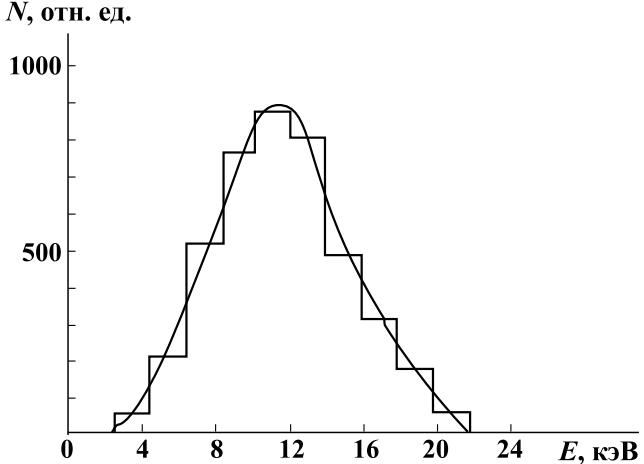


Рис. 3. Спектры излучения рентгеновской трубы: сплошная линия – спектр, измеренный методом амплитудного анализа; гистограмма – восстановленный спектр с учетом составления и решения системы уравнений, измеренный с помощью описанного малогабаритного спектрометра на основе сборки термolumинесцентных детекторов.

Как следует из рис. 3, восстановленный рентгеновский спектр (гистограмма спектра) и спектр импульсной рентгеновской трубы, измеренный методом амплитудного анализа, совпадают с точностью не хуже 5%. Метод составления и решения системы уравнений существенно дополняет метод измерения кривых ослабления.

Таким образом, можно утверждать, что разработанный метод с точностью не хуже 5% может быть применен для измерения импульсного рентгеновского излучения (с учетом того, что термolumинесцентные детекторы обладают линейностью отклика в широком диапазоне поглощенных доз (10^5)).

Измерения спектров рентгеновского излучения плазмы сильноточных импульсных электрических разрядов на различных установках [7, 8] проводились с использованием как созданного нами спектрометра на основе термolumинесцентных детекторов LiF(Mg,Ti), так и 7-канального спектрометра на основе полупроводниковых детекторов.

Спектрометр, созданный на основе термolumинесцентных детекторов LiF(Mg,Ti), позволяет проводить измерения как одного, так и серии разрядов с дальнейшим усреднением полученной энергии излучения.

На рис. 4 приведены спектры рентгеновского излучения, измеренные с помощью спектрометра

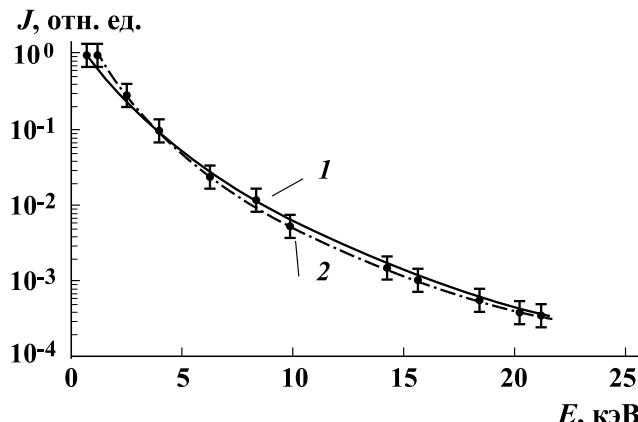


Рис. 4. Спектры рентгеновского излучения, измеренные с помощью спектрометра на основе термolumинесцентных детекторов (1) и спектрометром с полупроводниковыми детекторами (2).

на основе термolumинесцентных детекторов (восстановленные методом составления систем уравнений) (кривая 1) и 7-канального спектрометра на основе полупроводниковых детекторов ($p-i-n$ -технология, кремниевый чувствительный слой 400 мкм) (восстановленные методом эффективных энергий). Каналы полупроводникового спектрометра были построены по классической схеме: фильтр (берилиевая фольга) + полупроводниковый детектор [2, 3].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные измерения продемонстрировали хорошую работоспособность и надежность малогабаритного спектрометра, созданного на

основе сборки термolumинесцентных детекторов с применением метода восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения методом составления систем уравнений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы “Приоритет 2030” НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
2. Carlson G.A., Lorence L.J. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1988. V. 35. № 6. P. 1255.
3. Большаков Е.П., Велихов Е.П., Глухих В.А.// Атомная энергия. 1982. Т. 53. Вып. 1. С. 14.
4. Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 90.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040115>
5. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
6. Grigoryeva I.G., Kostyushin V.A., Salakhutdinov G.Kh. // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. №. 11. P. 1066.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19110059>
7. Башутин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2020. № 3. С. 73.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>
8. Wang Y., Yonghua Du Y., Hu T. // Inverse problems in Science and Engineering. 2009. V. 17. №. 2. P. 175.
<https://doi.org/10.1080/17415970802082781>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.317.42 +681.2.084

ТЕРМОСТАТИРОВАННЫЙ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КАНАЛ

© 2024 г. В. В. Колобов^{a,*}, М. Б. Баранник^{a,**}

^aЦентр физико-технических проблем энергетики Севера – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра “Кольский научный центр РАН”
Россия, 184209, Анадырь, Мурманская обл., ул. Ферсмана, 14

*e-mail: I_i@mail.ru

**e-mail: maxbarien@mail.ru

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.

После доработки 25.04. 2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Описан канал измерения индукции магнитного поля, выполненный на основе четырех интегральных датчиков Холла (ИДХ). Встроенные цепи динамической компенсации остаточного напряжения и температурной коррекции не устраняют дрейфа магнитной чувствительности ИДХ, обусловленного термомеханическими напряжениями в корпусе датчика и приводящего к нестабильности выходного напряжения. Установка датчиков в термостатированную ячейку, а также конструкционно-схемотехнические решения, связанные с пространственной ориентацией датчиков относительно вектора магнитной индукции и с алгоритмом обработки выходных напряжений ИДХ, позволили минимизировать нестабильность и повысить отношение сигнал/шум входного напряжения аналого-цифрового преобразователя канала. Рассмотрены схема и работа программно-аппаратного пропорционально-интегрального регулятора температуры термостатированной ячейки. Разработанный канал используется для измерения магнитной индукции поля магнитного анализатора масс-спектрометрического комплекса для изотопного анализа инертных газов и обеспечивает следующие основные характеристики: диапазон измерения ± 512 мТл, полоса пропускания 0–4 Гц, свободное от шумов разрешение канала 16.3 бита, амплитуда эквивалентного входного магнитного шума в полосе пропускания 0.012 мТл, приведенный к входу долговременный дрейф измерений – не более 0.08 мТл за 48 ч.

DOI: 10.31857/S0032816224010182, EDN: EAYMSO

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее авторами была разработана система регулирования и стабилизации индукции электромагнита на основе недорогого интегрального датчика магнитного поля на эффекте Холла (ИДХ), выпускавшегося промышленностью. Сигнал датчика использовался в системе для регулирования индукции, а стабилизация магнитного поля осуществлялась за счет отрицательной обратной связи по току электромагнита. При таком способе исключалось влияние нестабильности выходного напряжения ИДХ на стабильность индукции электромагнита, а дрейфовые и шумовые характеристики системы определялись исключительно параметрами

используемого высокостабильного источника опорного напряжения [1].

Однако опытная эксплуатация системы в составе масс-спектрометрического комплекса показала, что такие факторы, как термическая нестабильность параметров электромагнита – магнитной проницаемости, величины воздушного зазора и, соответственно, индукции в зазоре, равно как остаточная индукция и коэрцитивная сила материала магнитной системы – приводят к флуктуациям соотношения силы тока в обмотке $I_{\text{эм}}$ и индукции магнитного поля в межполюсном зазоре электромагнита $B_{\text{эм}}$.

Таким образом, возникла необходимость в разработке нового канала измерения магнитной

индукции, метрологические характеристики которого позволяют оперативно и с высокой точностью корректировать силу тока электромагнита.

Необходимый входной диапазон канала ± 512 мТл. Полоса пропускания, ограниченная фильтром низких частот (ФНЧ) аналого-цифрового преобразователя (АЦП) канала, составляет 0–4 Гц.

2. УСТРОЙСТВО И РАБОТА МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАНАЛА

2.1. Шумовые и дрейфовые характеристики первичного датчика поля

В качестве датчика магнитного поля в схеме [1] использовался ИДХ с линейной характеристикой преобразования AD22151 [2]. Из-за широкого диапазона измеряемой индукции (± 520 мТл при единичном коэффициенте усиления), высокой линейности передаточной характеристики (нелинейность менее $\pm 0.1\%$), возможности регулировки усиления, а также наличия встроенных цепей коррекции температурного дрейфа чувствительности и динамической компенсации смещения, вызванного остаточным напряжением кремниевой ячейки Холла, такие ИДХ достаточно часто используются при разработке магнитоизмерительных каналов различного назначения [3, 4].

Особенностью микросхемы также является плоская частотная зависимость спектральной плотности напряжения шумов в области фликкер-шума, обусловленная тем, что схема динамической компенсации смещения подавляет также $1/f$ -шум ячейки Холла [5]. Вместе с тем уровень шума датчика достаточно высок – размах амплитуды напряжения шумов на выходе в полосе частот 0.1–100 Гц при единичном коэффициенте усиления составляет примерно 550 мкВ [2]. По методике, рассмотренной в работе [6], можно оценить шумовое напряжение ИДХ в частотной области фликкер-шума – 175 мкВ от пика до пика в полосе частот 0.1–10 Гц.

Другим недостатком данного магнитного датчика является особенно типичный для ИДХ в пластиковых корпусах дрейф магнитной чувствительности (или дрейф передаточной характеристики), обусловленный термомеханическими

напряжениями в корпусе и неравномерным распределением температуры в его объеме [7].

С точки зрения схемотехники измерительного канала важным является то, что дрейф чувствительности и, как следствие, дрейф смещения выходного напряжения датчика не коррелирует напрямую с температурой корпуса ИДХ – он зависит также от длительности температурных циклов, их периодичности и т.д. Кроме того, температурная зависимость этого дрейфа нестабильна по времени [7].

Встроенная схема термокомпенсации ИДХ позволяет уменьшить дрейф чувствительности. Но даже при экспериментальном подборе оптимального номинала резистора, отвечающего за настройку схемы [4], значительная нестабильность выходного напряжения не позволяет использовать ИДХ в составе высокоточного измерительного канала и обуславливает необходимость разработки дополнительных способов минимизации дрейфа передаточной характеристики.

2.2. Структурная схема канала

На основании изложенного выше и с учетом жестких ограничений по конструктивным размерам магнитного датчика, устанавливаемого в межполюсном зазоре электромагнита, были разработаны схема и конструкция канала измерения магнитной индукции, структурная схема которого приведена на рис. 1.

В схеме используются четыре идентичных магнитных датчика ИДХ₁–ИДХ₄. Микросхемы датчиков ИДХ₁, ИДХ₂ и ИДХ₃, ИДХ₄ смонтированы попарно на противоположных сторонах печатной платы (рис. 2) таким образом, чтобы пары микросхем, расположенные на одной стороне платы, имели минимальное расстояние между корпусами, а пары ИДХ на противоположных сторонах платы имели общие оси, проходящие перпендикулярно центру верхней плоскости микросхемы. Плата магнитных датчиков закрепляется в межполюсном зазоре электромагнита так, чтобы обеспечивалась ортогональность вектора магнитной индукции относительно корпусов ИДХ и, соответственно, плоскости ячейки Холла. При этом, независимо от направления вектора индукции поля, составляющие выходного напряжения пар датчиков ИДХ₁, ИДХ₂ и ИДХ₃, ИДХ₄ (U_b),

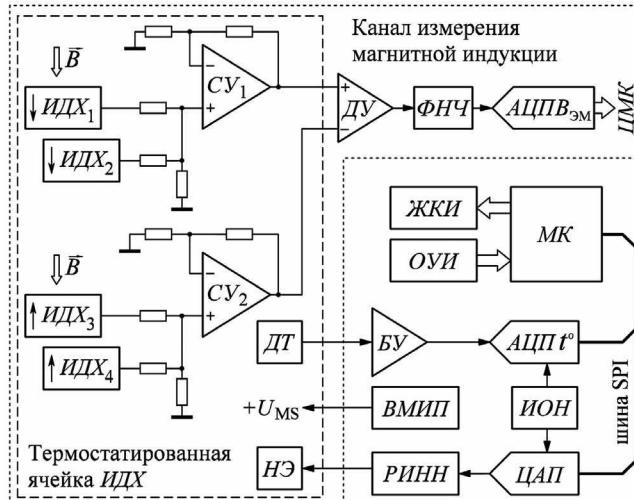


Рис. 1. Структурная схема канала измерения магнитной индукции электромагнита: ИДХ – интегральный датчик Холла, СУ – суммирующий усилитель, ДУ – дифференциальный усилитель, ФНЧ – фильтр низких частот, АЦП $B_{\text{эм}}$ – аналого-цифровой преобразователь измерения индукции электромагнита, ЦМК – центральный микроконтроллер канала регулирования и стабилизации индукции магнитного поля масс-анализатора, ЖКИ – жидкокристаллический индикатор, ОУИ – органы управления и индикации, МК – микроконтроллер, ДТ – датчик температуры, БУ – буферный усилитель, АЦП t° – аналого-цифровой преобразователь измерения температуры ячейки ИДХ, ИОН – источник опорного напряжения, ВМИП – высокостабильный малошумящий источник питания, РИНН – регулируемый источник напряжения нагрева, НЭ – нагревательный элемент, ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь.

пропорциональные измеряемой индукции, будут иметь разную полярность, а напряжения смещения U_{off} , обусловленные дрейфом чувствительности ИДХ, – одинаковую.

Если для направления вектора магнитной индукции, соответствующего положительной полярности выходного напряжения ИДХ₁ и ИДХ₂, выразить выходные напряжения всех датчиков через сумму двух составляющих U_b и U_{off} :

$$U_{\text{идх}1} = U_{\text{идх}1b} + U_{\text{идх}1\text{off}},$$

$$U_{\text{идх}2} = U_{\text{идх}2b} + U_{\text{идх}2\text{off}},$$

$$U_{\text{идх}3} = -U_{\text{идх}3b} + U_{\text{идх}3\text{off}},$$

$$U_{\text{идх}4} = -U_{\text{идх}4b} + U_{\text{идх}4\text{off}},$$

то выходные напряжения суммирующих усилителей будут определяться следующими формулами:

$$U_{\text{су}1} = U_{\text{идх}1b} + U_{\text{идх}1\text{off}} + U_{\text{идх}2b} + U_{\text{идх}2\text{off}},$$

$$U_{\text{су}2} = -U_{\text{идх}3b} + U_{\text{идх}3\text{off}} - U_{\text{идх}4b} + U_{\text{идх}4\text{off}}.$$

Учитывая равенство амплитуд:

$$U_{\text{идх}1b} = U_{\text{идх}2b} = U_{\text{идх}3b} = U_{\text{идх}4b},$$

и предполагая, что

$$U_{\text{идх}1\text{off}} = U_{\text{идх}2\text{off}} = U_{\text{идх}3\text{off}} = U_{\text{идх}4\text{off}},$$

запишем выражение для выходного напряжения дифференциального усилителя следующим образом:

$$U_{\text{ду}} = U_{\text{идх}1b} + U_{\text{идх}1b} + U_{\text{идх}1b} + U_{\text{идх}1b} + \\ + U_{\text{идх}1\text{off}} + U_{\text{идх}1\text{off}} - U_{\text{идх}1\text{off}} - U_{\text{идх}1\text{off}} = 4U_{\text{идх}1b}.$$

В действительности, поскольку параметры четырех одинаковых микросхем немного различаются, на выходе дифференциального усилителя будет присутствовать некоторое некомпенсированное смещение ΔU_{off} :

$$U_{\text{ду}} = 4U_{\text{идх}1b} + \Delta U_{\text{off}}.$$

Таким образом, предложенная схема канала позволяет с незначительной погрешностью скомпенсировать смещения, вызванные дрейфом чувствительности ИДХ. Кроме того, поскольку шумы ИДХ являются некоррелированными, сложение сигналов от четырех датчиков позволяет в $\sqrt{4}$ раз увеличить отношение полезный сигнал/шум на выходе дифференциального усилителя [8].

Напряжение, пропорциональное магнитной индукции, с выхода дифференциального усилителя подается на фильтр низких частот, а затем – на вход аналого-цифрового преобразователя канала измерения индукции (АЦП $B_{\text{эм}}$).

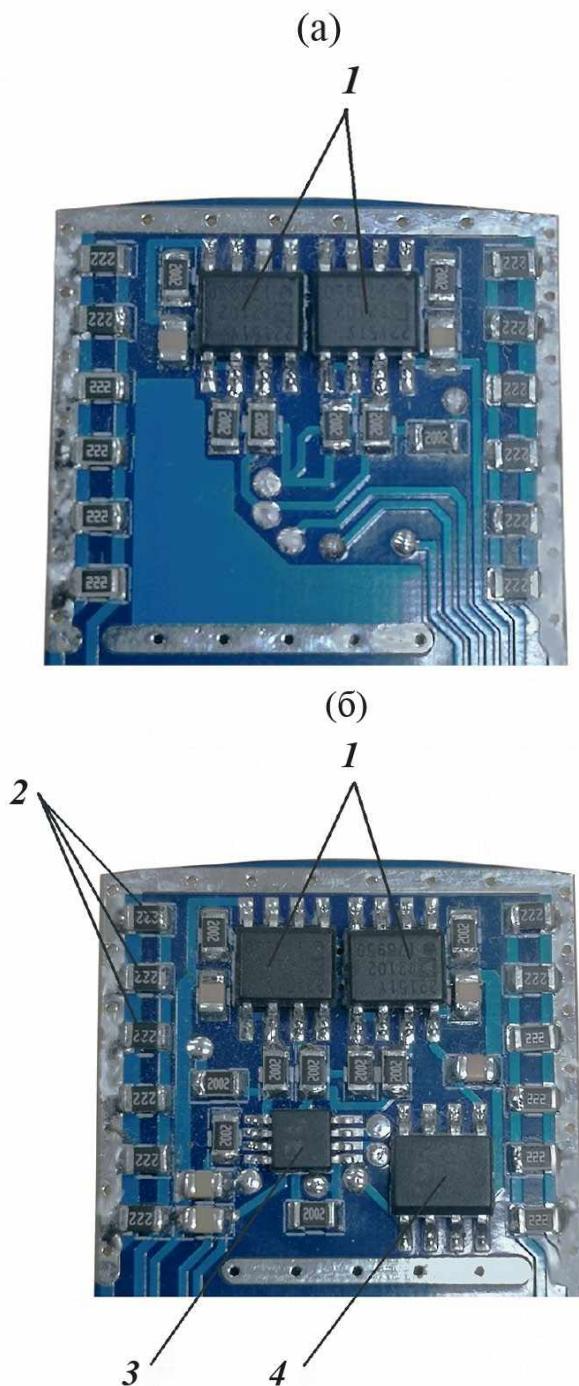


Рис. 2. Общий вид участка платы магнитных датчиков, помещаемого в термостатированную ячейку: **а** – вид снизу, **б** – вид сверху; 1 – интегральные датчики Холла, 2 – резисторы нагревательного элемента, 3 – суммирующие усилители, 4 – датчик температуры.

Чтобы обеспечить равенство и стабильность температуры корпусов магнитных датчиков и тем самым “синхронизировать” их дрейф

чувствительности, часть платы магнитных датчиков (рис. 2) была помещена в магнитопрозрачную термостатированную ячейку, конструкция которой будет рассмотрена ниже. Кроме ИДХ₁–ИДХ₄ в ячейке также расположены суммирующие усилители, датчик температуры и нагревательный элемент (рис. 1, 2).

Контур регулирования и стабилизации температуры ячейки ИДХ включает (рис. 1) датчик температуры (ДТ) с буферным усилителем (БУ), аналого-цифровой преобразователь измерения температуры (АЦП[°]), микроконтроллер (МК), обеспечивающий необходимый закон регулирования, цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), регулируемый источник напряжения нагрева (РИНН) и нагревательный элемент (НЭ).

Для питания ИДХ и датчика температуры используется высокостабильное с малым уровнем шумов и пульсаций напряжение U_{ms} , формируемое соответствующим источником (ВМИП на рис. 1). В качестве дифференциального, суммирующих и других усилителей канала используются сверхмалошумящие, прецизионные операционные усилители. Пропущенные функциональные элементы структурной схемы будут рассмотрены ниже при описании работы канала.

2.3. Магнитоизмерительный тракт

Принципиальная схема разработанного канала измерения магнитной индукции приведена на рис. 3. В состав канала также входят разработанные ранее каскады дифференциального усилителя и АЦП измерения индукции, расположенные в блоке стабилизации тока электромагнита [1]. Поскольку эти функциональные узлы необходимы для понимания работы канала в целом, их принципиальная схема приведена на рис. 4.

Датчики M_1 – M_4 включены по схеме с биполярным выходом и единичным коэффициентом усиления. При этом чувствительность ИДХ составляет 4 мВ/мТл, а встроенный буферный усилитель является повторителем напряжения. При $B_{em} = 0$ потенциал выхода “OUT” относительно общей шины равен потенциалу вывода опорного напряжения “REF”, который определяется как $U_{ms}/2$, где U_{ms} – высокостабильное напряжение +5 В питания магнитных датчиков; таким образом, потенциал вывода опорного напряжения “REF” составляет

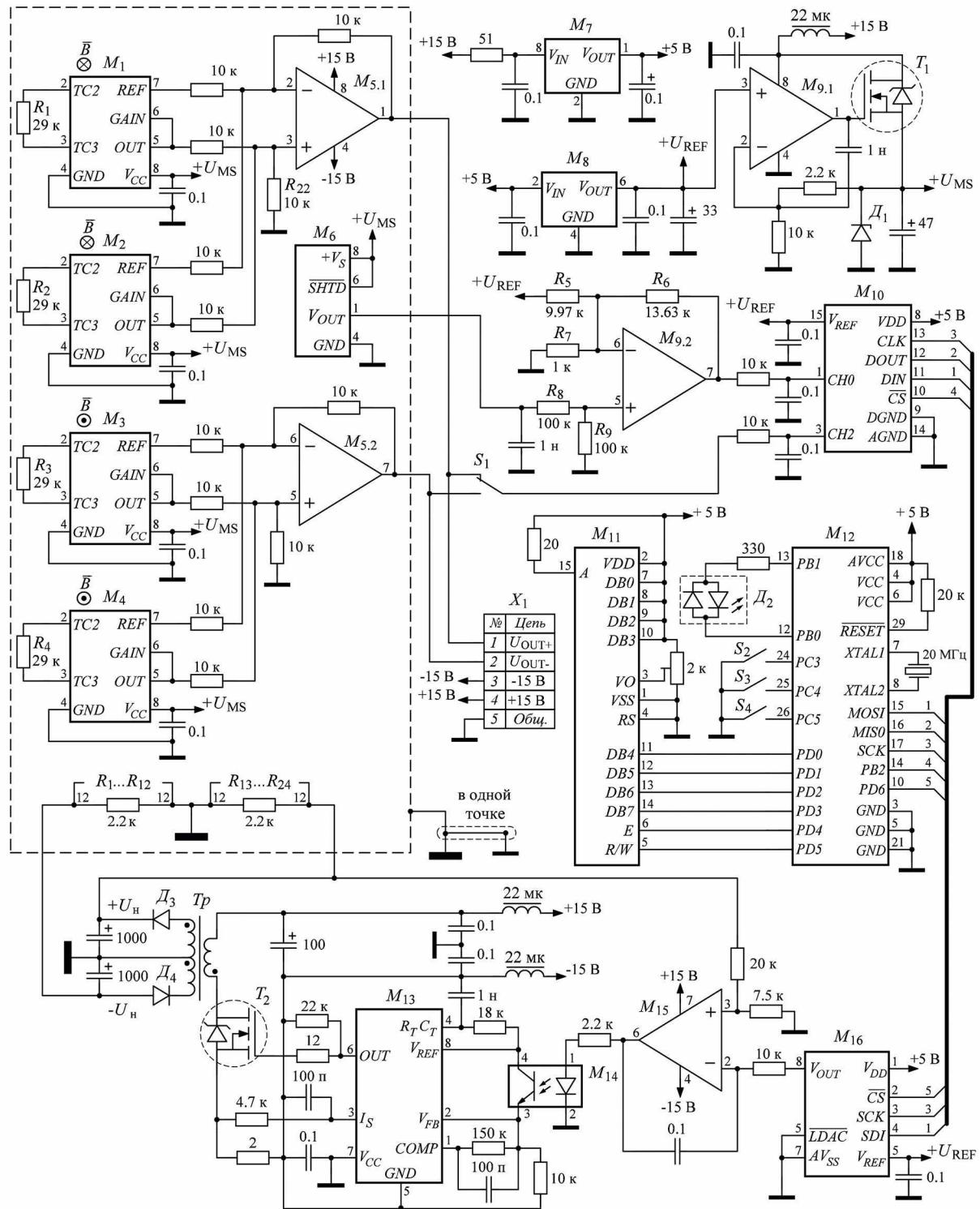


Рис. 3. Принципиальная схема канала измерения магнитной индукции в зазоре электромагнита: M_1 – M_4 – AD22151Y, M_5 , M_9 – ADA4522-2, M_6 – TMP36FSZ, M_7 – 78L05, M_8 – ADR4540B, M_{10} – MCP3208B, M_{11} – WH1202A, M_{12} – ATmege88PA, M_{13} – UC2843B, M_{14} – PC817B, M_{15} – ADA4522-1, M_{16} – MCP4921, T_1 – IRLML6244, T_2 – IRFL110, Δ_1 – BZX84-C5V6, Δ_2 – L-57EGW, Δ_3 , Δ_4 – PDS5100.

+2.5 В. Соответственно, диапазон измеряемой магнитной индукции ± 512 мТл соответствует диапазону выходных напряжений датчиков

$(U_{\text{идх1}} - U_{\text{идх4}})$ 2.5 ± 2.048 В. Номинал внешнего резистора схемы термокомпенсации дрейфа передаточной характеристики (R_1 – R_4 на рис. 3)

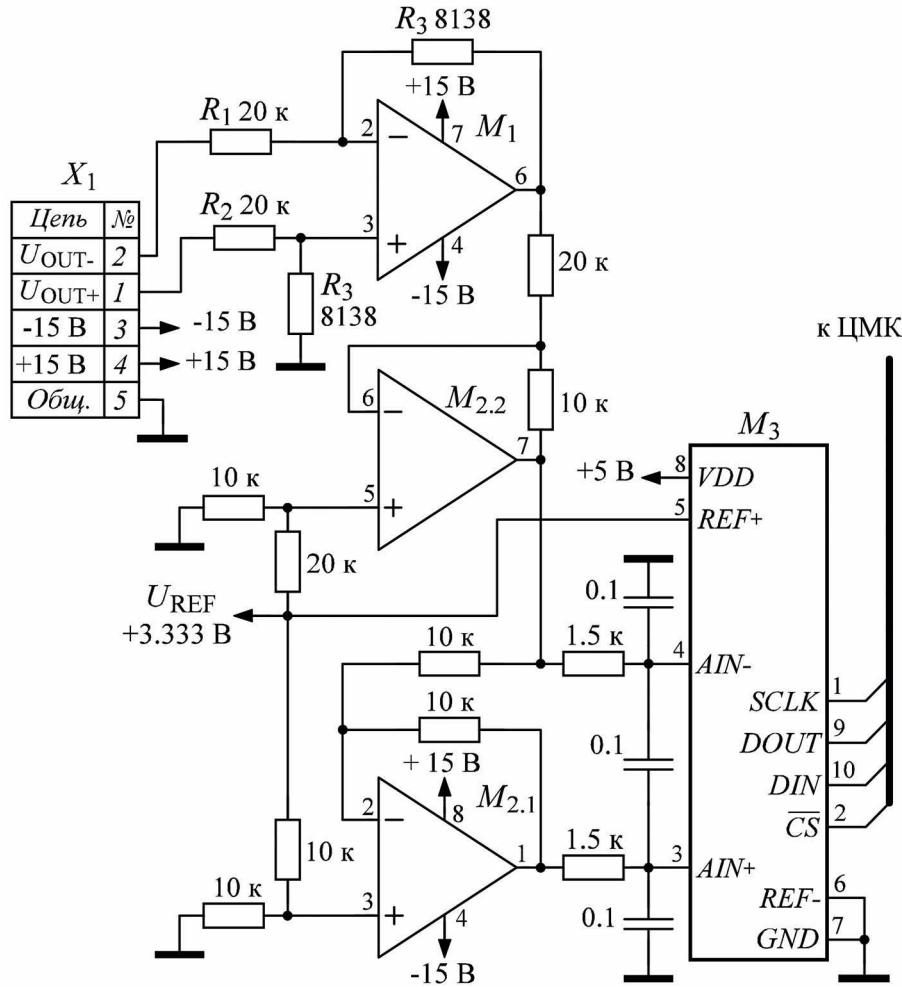


Рис. 4. Принципиальная схема функциональных узлов канала измерения магнитной индукции, входящих в состав блока стабилизации тока электромагнита: M_1 – ADA4522-1, M_2 – ADA4522-2, M_3 – AD7791.

выбран в соответствии с рекомендациями, приведенными в документации на ИДХ [2].

Каскады на операционных усилителях $M_{5.1}$ и $M_{5.2}$ представляют собой схемы параллельных сумматоров (сумматоров-вычитателей) с единичными весовыми коэффициентами, на суммирующие входы которых подаются выходные напряжения двух пар ИДХ – $U_{\text{идх}1}$, $U_{\text{идх}2}$ и $U_{\text{идх}3}$, $U_{\text{идх}4}$, а на инвертирующие (вычитающие) – опорные напряжения с выводов “REF” соответствующих датчиков. Такая схема позволяет скомпенсировать постоянную составляющую +2.5 В выходного напряжения ИДХ и получить на выходе суммирующих усилителей $M_{5.1}$ и $M_{5.2}$ напряжения ($U_{\text{out}+}$, $U_{\text{out}-}$ на рис. 3, 4), пропорциональные значению измеряемой магнитной индукции B_{ma} (с учетом смещений, обусловленных

дрейфом чувствительности ИДХ), лежащие в диапазоне 0 ± 4.096 В, но имеющие разную полярность.

Напряжения $U_{\text{out}+}$, $U_{\text{out}-}$ подаются на входы дифференциального усилителя (M_1 на рис. 4). Кроме устранения выходных смещений ИДХ, вызванных дрейфом чувствительности, дифференциальный усилитель M_1 также позволяет скомпенсировать возможную разность потенциалов между общей шиной канала измерения магнитной индукции и общей шиной платы стабилизации тока электромагнита, конструктивно расположенных в разных блоках, и подавить синфазные помехи, возникающие в соединительном кабеле. Кроме того, операционный усилитель M_1 выполняет роль масштабирующего усилителя АЦП канала измерения

магнитной индукции (M_3 на рис. 4) – соотношение сопротивлений резисторов R_1 , R_2 и R_3 , R_4 обеспечивает приведение диапазона входного дифференциального напряжения усилителя M_1 – 0 ± 8.192 В – к диапазону входного напряжения АЦП M_3 – от -3.333 В до $+3.333$ В.

В качестве M_3 в схеме используется микросхема AD7791 24-разрядного сигма-дельта АЦП с дифференциальным входом и встроенным задающим генератором [9]. Диапазон входного дифференциального напряжения АЦП 0 ± 3.333 В определяется уровнем $+3.333$ В опорного напряжения, формируемого прецизионным термостатированным источником [1]. При изменении выходного напряжения усилителя M_1 в диапазоне от -3.333 до $+3.333$ В противофазные напряжения на дифференциальных входах “ A_{IN+} ” и “ A_{IN-} ” АЦП должны составлять $0 - 3.333$ В и $3.333 - 0$ В соответственно. Для согласования диапазонов используется буферный каскад [10], выполненный на операционных усилителях $M_{2.1}$ и $M_{2.2}$.

АЦП M_3 работает на частоте выборки 16.6 Гц с последующим программным усреднением до 10 Гц. При этом АЧХ цифрового фильтра нижних частот, определяющего полосу пропускания всего измерительного канала, имеет частоту среза 4 Гц по уровню -3 дБ и одновременно ее форма обеспечивает режекцию частот, кратных 50/60 Гц [9].

Для связи АЦП M_3 с центральным микроконтроллером системы регулирования и стабилизации магнитного поля (ЦМК на рис. 4) используется четырехпроводный интерфейс SPI с линией выбора устройства CS .

В качестве всех усилителей канала измерения магнитной индукции (M_5 , M_9 , M_{15} на рис. 3 и M_1 , M_2 на рис. 4) использованы интегральные усилители, выполненные по топологии модулятор–демодулятор (МДМ-ОУ) и имеющие цепи автоматической коррекции смещения и подавления высокочастотных пульсаций [11]. Частотная зависимость спектральной плотности напряжения шумов таких усилителей не имеет подъема в области фликкер-шума, в результате размах амплитуды выходного напряжения шумов в диапазоне 0.1–10 Гц не превышает 0.12 мкВ. Кроме того, микросхемы имеют сверхмалые напряжения смещения и его температурный дрейф (типовые значения 1 мкВ и

4 нВ/°С соответственно), а также малый – менее 50 пА – ток смещения (все параметры приведены для напряжения питания ± 15 В).

Как уже отмечалось, для питания ИДХ $M_1 - M_4$, а также датчика температуры M_6 используется высокостабильное с малым уровнем шумов напряжение U_{ms} амплитудой +5 В. Формирующий напряжение U_{ms} источник (ВМИП на рис. 1) выполнен по схеме линейного стабилизатора с истоковым повторителем (элементы T_1 , $M_{9.1}$ на рис. 2). Используемый в качестве регулирующего элемента T_1 n -канальный Power MOSFET-транзистор IRLML6244 обладает малым “открывающим” зарядом затвора, что исключает необходимость применения буферного каскада на выходе усилителя ошибки $M_{9.1}$.

Суммарная нестабильность выходного напряжения источника U_{ms} не зависит от пульсаций и стабильности питающего напряжения +15 В и при использовании в качестве усилителя ошибки $M_{9.1}$ МДМ-ОУ определяется нестабильностью по дрейфу и шумам опорного напряжения U_{ref} [12].

Для формирования напряжения U_{ref} используется сверхмалошумящий высокостабильный интегральный источник опорного напряжения (ИОН) ADR4540B с выходным напряжением +4.096 В (M_8 на рис. 3). Малый шум ИОН обеспечивает с учетом коэффициента усиления 1.22 усилителя ошибки $M_{9.1}$ размах шумового напряжения в полосе $1/f$ -шума на выходе источника, формирующего напряжение U_{ms} , не более 3.4 мкВ.

Сразу отметим, что напряжение U_{ref} также используется как опорное для аналого-цифрового и цифро-аналогового преобразователей схемы стабилизации температуры ячейки магнитных датчиков.

2.4. Схема термостабилизации измерительной ячейки

Функциональные элементы M_6 , $M_8 - M_{16}$ на рис. 3 образуют схему термостабилизации ячейки ИДХ.

В качестве датчика температуры M_6 , установленного в термостабилизированной ячейке, используется интегральный высокоточный температурный датчик TMP36FSZ, формирующий выходное напряжение, пропорциональное

измеряемой температуре в градусах Цельсия. Поскольку в технической документации [13] отсутствуют сведения об устойчивости микросхемы к влиянию магнитного поля, были проведены экспериментальные исследования, показавшие отсутствие влияния магнитного поля различной напряженности на параметры датчика.

Температуре 25 °C соответствует выходное напряжение датчика 0.75 В, а наклон характеристики преобразования в диапазоне температур от -40 до +125 °C составляет 10 мВ/°C. Соответственно, рабочему диапазону температур схемы термостабилизации измерительной ячейки от +20 до +70 °C соответствует диапазон выходного напряжения датчика температуры от +0.7 до +1.2 В.

В канале измерения температуры термостабилизированной ячейки использован 12-разрядный 8-канальный АЦП последовательного приближения MCP3208B с частотой выборки 10240 Гц [14]. Входы АЦП M_{10} запрограммированы на работу в несимметричном режиме – диапазон входного однополярного сигнала составляет от 0 до +4.096 В.

Для согласования диапазона изменения выходного напряжения $U_{\text{дт}}$ датчика температуры M_6 с входным диапазоном АЦП M_{10} используется разностный (дифференциальный) каскад на операционном усилителе $M_{9.2}$, для выходного напряжения которого (с учетом равенства сопротивлений резисторов R_8 и R_9) будет справедливо выражение

$$U_{M9.2} = \left(1 + \frac{R_6}{R_5} + \frac{R_6}{R_7} \right) \cdot \frac{U_{\text{дт}}}{2} - \frac{R_6}{R_5} \cdot U_{\text{ref}}.$$

Соответственно, в числовом представлении $U_{M9.2} = 8 \cdot U_{\text{дт}} - 5.6$ В. Таким образом, диапазону температур ячейки магнитных датчиков от +20 до +70 °C будет соответствовать диапазон напряжения на входе "CH0" M_{10} от 0 до +4 В.

Второй канал АЦП используется для контроля значения измеряемой индукции – на вход "CH2" M_{10} через двухпозиционный переключатель S_1 подается напряжение с выхода одного из суммирующих усилителей $M_{5.1}$ или $M_{5.2}$. Поскольку выходные напряжения суммирующих усилителей являются разнополярными, независимо от направления вектора магнитной

индукции в межполюсном зазоре электромагнита выбором положения переключателя S_1 на вход АЦП можно подать напряжение положительной полярности. Поскольку диапазон изменения выходного напряжения суммирующих усилителей совпадает с входным диапазоном АЦП, отсутствует необходимость применения масштабирующего усилителя.

Для обмена данными между АЦП M_{10} и микроконтроллером схемы термостабилизации M_{12} используется SPI-интерфейс. Микроконтроллер вычисляет уточненное значение температуры в термостабилизированной ячейке ИДХ путем усреднения измерительных данных на интервале накопления 0.1 с. Далее это значение используется микропрограммой, реализующей функцию пропорционально-интегрального (ПИ) регулирования температуры T_{ms} ячейки ИДХ. Такой закон регулирования был выбран, так как ПИ-регулятор относительно прост в настройке, характеризуется хорошей устойчивостью и малой чувствительностью к шумам в измерительном канале и позволяет обеспечить нулевую статическую ошибку регулирования. На основе разности текущей температуры термодатчика и заданной температуры ячейки ИДХ ПИ-регулятор формирует необходимое значение электрической мощности, рассеиваемой нагревательным элементом. Далее вычисляется квадратный корень из мощности и формируется требуемое значение напряжения на активном нагревателе. Это значение в цифровом виде подается на вход ЦАП M_{16} , в качестве которого использована микросхема MCP4921 12-разрядного одноканального преобразователя с интерфейсом SPI [15].

Диапазон выходного напряжения ЦАП, определяемый опорным напряжением U_{ref} , составляет 0–4.096 В. Формируемое ЦАП напряжение является опорным для интегрирующего усилителя M_{15} , входящего в состав регулируемого источника напряжения нагрева (РИНН на рис. 1). Использование интегрирующего усилителя, а также значительная постоянная времени (инерционность) контура регулирования температуры позволяют полностью исключить влияние глитч-импульсов ЦАП M_{16} на устойчивость работы схемы термостабилизации.

Регулируемый источник напряжения нагрева (элементы M_{13} – M_{15} , T_2 , Δ_3 , Δ_4 , Tp на рис. 3) выполнен по типовой схеме стабилизированного обратноходового преобразователя с двуполярным выходом, соединенным с нагревательным элементом схемы термостабилизации – резисторами R_1 – R_{24} . Максимальному напряжению ЦАП 4.096 В соответствуют выходные напряжения источника ± 15 В. При этом максимальная активная мощность, рассеиваемая нагревательными элементами, составляет около 2.45 Вт.

Магнитопровод трансформатора Tp выполнен из двух Е-образных сердечников B66307G0 типо-размера E16/8/5 на основе Mn-Zn-ферритового материала N87, он имеет магнитный зазор 0.1 мм. Число витков первичной обмотки 40, вторичных полуобмоток – 20. Обмотки намотаны двойным проводом номинальным диаметром 0.2 мм.

Микроконтроллер M_{12} также обрабатывает сигналы от трехкнопочной клавиатуры S_2 – S_4 и выводит информацию на устройства индикации – символьный жидкокристаллический дисплей M_{11} (2 строки по 12 символов) и двухцветный статусный индикатор ПИ-регулятора Δ_2 .

В ходе испытаний системы термостабилизации было установлено, что выход на заданную температуру T_{ms} происходит на 10-минутном интервале, а длительность затухающего переходного процесса (время завершения установления) не превышает 20 минут. Стабильность температуры T_{ms} измерительной ячейки в уставновившемся режиме можно оценить по шумовым характеристикам и динамическим погрешностям преобразователей данных, входящих в аппаратную часть ПИ-регулятора.

Поскольку АЦП M_{10} и ЦАП M_{16} имеют одинаковую разрядность и общее опорное напряжение, величина младшего значащего бита (МЗБ) для двух преобразователей будет одинакова – $U_{ref} / 2^{12} = 1$ мВ.

Суммарная нестабильность выходного кода АЦП M_{10} будет определяться входным шумом n_{nadc} в полосе до 10 Гц (ограничена цифровым фильтром программного ПИ-регулятора), шумом (ошибкой) квантования n_{qadc} и нестабильностью опорного напряжения n_{ref} .

Выходной 1/ f -шум датчика температуры, найденный по кривой спектральной плотности шума [13] в соответствии с работой [6],

составляет 53 мкВ от пика до пика. С учетом коэффициента усиления масштабирующегося усилителя $M_{9,2}$ размах напряжения фликкер-шума на входе АЦП составляет 424 мкВ, или, выражая в числе младших значащих битов, – $n_{nadc} \approx 0.42$ МЗБ.

Шум квантования АЦП определяется дифференциальной нелинейностью выходного кода [16] и составляет $n_{qadc} = 0.5$ МЗБ. [14].

Источник опорного напряжения M_8 имеет температурный коэффициент напряжения 2 ppm/°C [17]. Соответственно, дрейф опорного напряжения U_{ref} в температурном диапазоне от +20 до +40 °C, определяемом спецификой применения канала измерения индукции, составляет 40 ppm от U_{ref} , что соответствует погрешности кода АЦП $n_{ref} \approx 0.16$ МЗБ.

Слагаемые нестабильности на выходе ЦАП M_{16} определяются аналогично: $n_{qadc} = 0.2$ МЗБ [15]; $n_{ref} \approx 0.16$ МЗБ. Размах амплитуды выходного 1/ f -шума ЦАП составляет 10 мкВ [15], соответственно, $n_{ndac} = 0.01$ МЗБ.

С учетом того, что погрешности n_{ref} , вносимые напряжением ИОН, являются коррелируемыми, суммарная нестабильность выходного напряжения ЦАП ΔU_{dac} , определяющая дрейф температуры ΔT_{ms} , может быть найдена следующим образом:

$$\Delta U_{dac} = \sqrt{n_{nadc}^2 + n_{ndac}^2 + n_{qadc}^2 + n_{qdac}^2 + (2n_{ref})^2}$$

и составляет ± 0.75 МЗБ, или ± 183 ppm от выходного диапазона ЦАП. Соответственно, суммарная нестабильность температуры – $\Delta T_{ms} = \pm 0.0092$ °C. Расчетное значение дрейфа температуры измерительной ячейки ΔT_{ms} практически совпадает с оценочным – ± 0.01 °C, полученным экспериментально за несколько часов наблюдений.

Поскольку смещение чувствительности ИДХ термозависимо, оптимальным значением T_{ms} можно считать минимальную температуру, при которой разность между T_{ms} и температурой естественного нагрева ячейки вследствие выделения тепловой энергии активными компонентами схемы обеспечивает стабильную и надежную работу ПИ-регулятора. Оптимальное значение T_{ms} , определенное экспериментально, составляет 35–45 °C в зависимости от температуры окружающей среды.

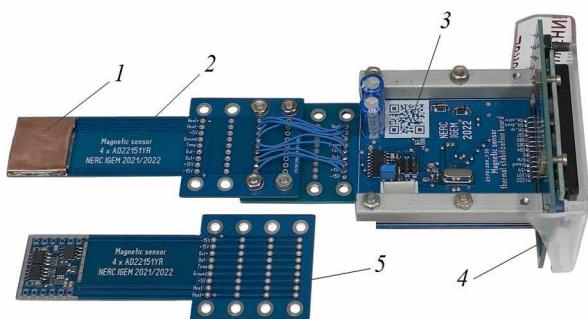


Рис. 5. Конструкция канала измерения магнитной индукции: 1 – термостатированная измерительная ячейка, 2 – плата магнитных датчиков, 3 – основная плата, 4 – плата органов управления и индикации, 5 – плата магнитных датчиков до монтажа медного корпуса термостатированной ячейки.

3. КОНСТРУКЦИЯ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАНАЛА

Термостатированная ячейка, выполненная из медных пластин, обеспечивает выравнивание температур корпусов электронных компонентов внутри ячейки. С этой же целью нагревательные резисторы ($R_1 - R_{24}$ на рис. 3) равномерно распределены по периметру ячейки с двух сторон печатной платы (рис. 2) и имеют малое термическое сопротивление относительно медного корпуса. Для уменьшения тепловых потерь в окружающую среду корпус ячейки покрыт термоизолирующим материалом.

Конструкционно канал измерения магнитной индукции выполнен в виде трех плат – платы магнитных датчиков с термостатированной ячейкой, основной платы и платы органов управления и индикации (рис. 5). На основной плате расположены элементы схемы термостабилизации, источник опорного напряжения, цепи формирования питающих напряжений, а также разъем для подключения кабеля, по которому от блока стабилизации тока электромагнита поступают питающие напряжения -15 В , $+15\text{ В}$, а в обратном направлении, как было рассмотрено выше, передаются выходные напряжения суммирующих усилителей ИДХ – $U_{\text{out}+}$, $U_{\text{out}-}$.

Плата магнитных датчиков механически соединена с основной платой канала посредством винтового сочленения (рис. 5), позволяющего



Рис. 6. Общий вид канала измерения магнитной индукции.

регулировать положение измерительной ячейки в зазоре электромагнита по горизонтали.

При разработке топологии печатной платы магнитных датчиков основное внимание было уделено предотвращению образования токовых петель в плоскости платы, формирующих магнитное поле, направленное так же, как вектор индукции измеряемого поля. Для этого использована такая трассировка печатных проводников, при которой дорожки, проводящие прямой и возвратный токи, располагаются с двух сторон печатной платы строго одна под другой. Такая топология плоскопараллельных симметричных дорожек прямого и возвратного токов, работающая подобно бифилярным проводникам, использована для цепей нагрева, включая чип-резисторы, смонтированные попарно с двух сторон платы. Такой тип трассировки используется также для дифференциальных проводников в пределах термостабилизированной ячейки – для проводников сигналов $U_{\text{out}+}$, $U_{\text{out}-}$ и дорожек, идущих от выводов $"V_{\text{out}}$ " и $"GND"$ датчика температуры. Кроме того, измерительные цепи платы магнитных датчиков, цепи нагревательных элементов и схема основной платы канала имеют разные шины нулевого потенциала, соединенные в одной точке.

Общий вид канала измерения магнитной индукции в сборе показан на рис. 6. В режиме

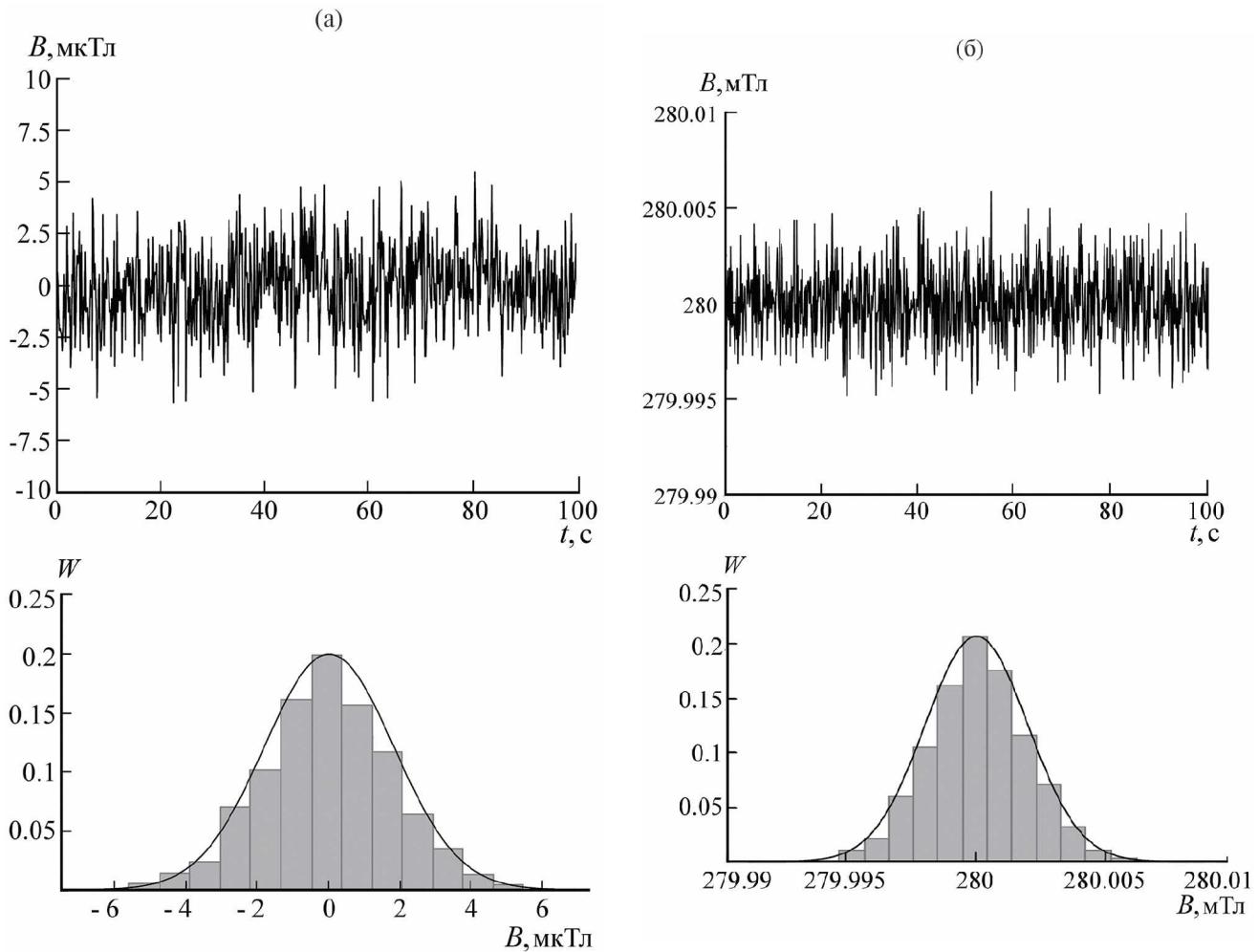


Рис. 7. Пример записи магнитной индукции на входе канала и соответствующая гистограмма распределения амплитуды флюктуаций: **а** – при отсутствии поля электромагнита ($B_{EM} = 0$), **б** – при индукции поля электромагнита $B_{EM} = 280$ мТл.

измерений на экране отображаются текущие значения индукции магнитного поля и температуры измерительной ячейки. В режиме настроек на дисплей выводится последовательное многостраничное меню, позволяющее изменять параметры ПИ-регулятора. Переключение режимов и выполнение настроек осуществляются с помощью трехкнопочной клавиатуры.

4. МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛА

Для исследования шумовых характеристик канала были выполнены измерения индукции при отсутствии внешнего магнитного поля ($B_{EM} = 0$) и при измерении поля электромагнита с индукцией $B_{EM} = 280$ мТл. Были сделано

несколько временных выборок длительностью 100 с частотой дискретизации 10 Гц, что с учетом граничной частоты цифрового фильтра АЦП (M_3 на рис. 4) соответствует измерению в частотном диапазоне 0.01–4 Гц. Анализ временных зависимостей $B(t)$ и гистограмм распределения амплитуды флюктуаций магнитного поля, построенных по временными выборкам (примеры приведены на рис. 7), показывает отсутствие тенденций к появлению смещения среднего значения флюктуаций индукции на измерительном интервале. Полученные гистограммы соответствуют нормальному закону распределения, характеризующему стационарный стохастический процесс – тепловой шум холловской ячейки. Размах флюктуаций

индукции амплитудой 6.6σ составляет 12–13 мкТл в зависимости от выборки.

Значение размаха амплитуды эквивалентного входного магнитного шума – примерно 12.5 мкТл – характеризует разрешающую способность аналоговой части измерительного канала по индукции магнитного поля.

Размах шумового напряжения ИДХ [2], приведенного к полосе частот 0.01–4 Гц [6], составляет около 100 мкВ, а эквивалентный входной магнитный шум одного датчика при единичном усилении (коэффициент преобразования 4 мВ/мТл) – 25 мкТл. Таким образом, разработанная схема канала измерения индукции позволяет в 2 раза снизить эквивалентный входной магнитный шум канала, основными источниками которого в схеме по-прежнему остаются магнитные датчики.

При количестве свободных от шума отсчетов, определяемом отношением рабочего диапазона измерения индукции к размаху амплитуды эквивалентного магнитного шума ($2 \cdot 512 \text{ мТл} / 0.012 \text{ мТл} = 85333.3$), свободное от шумов разрешение всего канала измерения индукции магнитного поля составляет $\log_2(85333.3) = 16.3$ бит.

Также была выполнена оценка долговременного дрейфа измерительного канала. Для сравнения были выбраны результаты испытаний, проведенных на установке, включающей один ИДХ AD22151 и постоянный магнит с индукцией 254 мТл, помещенные в термостатированную камеру [4]. За время около 70 ч относительный дрейф измеряемой магнитной индукции составил $\pm 1.6 \cdot 10^{-3}$. Для разработанного канала при измерении поля электромагнита с индукцией 324 мТл за аналогичный период времени дрейф показаний индукции составил $\pm 2.5 \cdot 10^{-4}$. Здесь необходимо оговориться, что полученное значение нестабильности является интегральной величиной, включающей дрейф тока электромагнита, дрейф ускоряющего напряжения источника ионов и температурный дрейф характеристик магнитной системы масс-анализатора. С учетом этих составляющих долговременный дрейф показаний индукции поля,

определенный только характеристиками канала, может быть оценен как $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ за 70 часов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный канал измерения магнитной индукции в межполюсном зазоре электромагнита на протяжении года испытывался в составе системы регулирования и стабилизации поля магнитного анализатора масс-спектрометрического комплекса для определения изотопного состава инертных газов. Опытная эксплуатация подтвердила высокую стабильность индукции магнитного поля масс-анализатора, в частности, при настройке магнитной системы на массовое число изотопа ^{40}Ar отклонение от центра пика масс-спектра составило не более 0.02 а.е.м. за 48 ч.

Поскольку точность и стабильность работы отклоняющей системы в значительной степени определяют аналитические характеристики статических магнитных масс-спектрометров, применение нового канала измерения магнитной индукции совместно с обновленным алгоритмом управления током электромагнита позволило повысить разрешающую способность комплекса при сканировании спектра масс и уменьшить погрешность определения изотопных отношений в режиме накопления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колобов В.В., Баранник М.Б. // ПТЭ. 2019. № 5. С. 58.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219050070>.
2. AD22151 Data sheet. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD22151.pdf>
3. Araujo J.F.D.F., Junior E.B.M., Mendoza L.A.F. // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 12565.
<https://doi.org/10.3390/app122412565>.
4. Malafronte A.A., Martins M.N. // Proceed. of the 2005 IEEE Particle Accelerator Conference. 2005. P. 2833.
<https://doi.org/10.1109/PAC.2005.1591285>
5. Popovic D.R., Dimitrijevic S., Blagojevic M., Kejik P., Schurig E., Popovic R.S. // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2007. V. 56. P. 1396.
<https://doi.org/10.1109/itm.2006.328256>
6. Managing Noise in the Signal Chain, Part1. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/tech-articles/managing-noise-in-the-signal-chain-part-1-annoying-semiconductor-noise-preventable-or-inescapable.pdf>

7. Manic D., Petr J., Popovic R.S. // Proceed. of the 2000 IEEE International Reliability Physics Symposium. 2000. P. 225.
<https://doi.org/10.1109/relphy.2000.843919>.
8. Johnson D.H., Dudgeon D.E. Array signal processing: concepts and techniques. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1993.
9. Low Power, Buffered 24-Bit Sigma-Delta ADC AD7791 Data Sheet. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD7791.pdf>
10. Analog Devices MT-074 Tutorial. Differential Drivers for Precision ADCs. 2009. <https://www.analog.com/media/en/training-seminars/tutorials/MT-074.pdf>
11. ADA4522-2 Data sheet. https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/datasheets/ADA4522-1_4522-2_4522-4.pdf
12. Кузьминов А. // Современная электроника. 2012. № 7. С. 28.
13. TMP36 Low Voltage Temperature Sensors Data Sheet <https://static.chipdip.ru/lib/537/DOC011537682.pdf>
14. MCP3204/3208 Data sheet. <https://ww1.microchip.com/downloads/aemDocuments/documents/APID/ProductDocuments/DataSheets/21298e.pdf>
15. MCP3204/3208 Data sheet. <https://ww1.microchip.com/downloads/aemDocuments/documents/APID/ProductDocuments/DataSheets/21298e.pdf>
16. Managing Noise in the Signal Chain, Part 2. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/tech-articles/managing-noise-in-the-signal-chain-part-2-noise-and-distortion-in-data-converters.pdf>
17. ADR4540 Data Sheet. https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/adr4520_4525_4530_4533_4540_4550.pdf

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.376.234

РАЗРАБОТКА МНОГОКАНАЛЬНОГО РАДИОМЕТРА НА ОСНОВЕ
КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АЛЬФА-, БЕТА-
И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ ЕСТЕСТВЕННЫХ ИЗОТОПОВ

© 2024 г. С. А. Раджапов^{a,*}, К. М. Нурбоев^b, Ф. Г. Муллагалиева^{a,**},
Б. С. Раджапов^a, М. А. Зуфаров^c

^aФизико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз

Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2Б

^bНавоийское отделение АН РУз

Узбекистан, 210100, Навои, пос. Галаба, 170

^cИнститут материаловедения НПО “Физика-Солнце” АН РУз

Узбекистан, 111310, Ташкентская обл., Паркентский р-н, пос. Куёш

*e-mail: rsafti@mail.ru

**e-mail: fmullagaliева@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2023 г.

После доработки 18.04.2023 г.

Принята к публикации 09.05.2023 г.

Приведены результаты разработки универсального радиометрического устройства для измерения активностей альфа-, бета-, гамма-излучений и объемной активности радона в почве, воздухе и воде. Представлены структура многоканального радиометрического устройства с программным обеспечением, схема микроконтроллерного узла с формирователем сигналов, работа электронных узлов. Приводятся данные мониторинга объемной активности альфа-частиц радона и активностей бета- и гамма-излучений в почвенном воздухе. Результаты мониторинга показали зависимость активностей от температуры, влажности и времени суток. Устройство компактное, мобильное, универсальное, может использоваться как стационарно, так и в полевых условиях. Разработанная программа RMI V1.7 позволяет проводить длительный мониторинг в режиме реального времени, все измерения отображаются на мониторе компьютера.

DOI: 10.31857/S0032816224010193, EDN: DZXLOA

1. ВВЕДЕНИЕ

Для экспресс-измерений и мониторинга активностей альфа-, бета-, гамма-излучений в различных средах появилась потребность в создании универсального прибора. Прибор должен быть компактным и безопасным. При работе с радиоактивными изотопами и другими источниками ионизирующей радиации необходимо сведение уровня облучения человека к возможному минимуму. В связи с этим требуются точные приборы, работающие как в счетном, так и спектрометрическом режимах. Разработка таких приборов чрезвычайно важна для исследователей, работающих

с радиоактивными веществами, лабораторий по исследованию и оценки радиационной обстановки окружающей среды и некоторых других отраслей экономики [1].

Особую актуальность для многих стран и в том числе для Узбекистана имеет радоновая проблема. Согласно геофизическим и сейсмическим данным на территории столицы Узбекистана имеются многочисленные разрывные нарушения земной коры, являющиеся следствием землетрясений 1966 г. [2, 3] и др.

Эти участки характеризуются повышенным выходом радонового газа. Если газ находится на разломе земной коры, способствующей

продвижению радона, то его содержание в помещениях может превышать допустимые уровни. Продукты распада радона излучают α -частицы, которые разрушают живые клетки. Радон вместе со своими дочерними продуктами радиоактивного распада ответственен примерно за 3/4 годовой индивидуальной эффективной эквивалентной дозы облучения, получаемой населением от земных источников радиации. Большую часть этой дозы человек получает от радона, попадающего в его организм вместе с вдыхаемым воздухом, особенно в непроветриваемых помещениях [4].

Гамма- и бета-лучи – одни из наиболее проникающих видов излучений, поэтому при облучении представляют для человека наибольшую опасность [1]. Проблема воздействия радиоактивных излучений на население в основном связывается с использованием ядерного оружия, воздействием на окружающую среду атомных электростанций, внедрением в технику и медицину источников ионизирующих излучений. Таким образом, задача разработки радиоспектрометрического устройства для измерений альфа-, гамма- и бета-излучений является актуальной.

Целью данной работы было создание многоканального универсального измерительного устройства регистрации активности альфа-, бета- и гамма-излучений и объемной активности радона в различных средах на основе кремниевых детекторов больших размеров с использованием современных разработок изготовления детекторов и радиометров.

2. РАЗРАБОТКА РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

Разработка технологии изготовления поверхностно-барьерных, гетеропереходных, литий-дрейфовых детекторов больших размеров описана в работах [5–8].

Исследования радиометрических характеристик литий-дрейфовых детекторов показали, что детекторы площадью 20–50 см² имели энергетическое разрешение порядка 50–90 кэВ по α -частицам ²²⁶Ra с энергией $E_{\alpha} \sim 7.65$ МэВ [8].

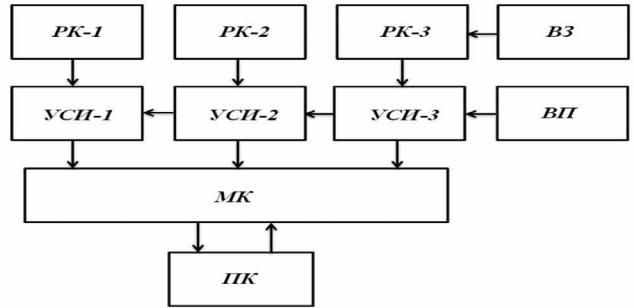


Рис. 1. Структурная схема радиометрического устройства: РК-1, РК-2, РК-3 – рабочие камеры с альфа-, бета- и гамма-детекторами, УСИ-1, УСИ-2, УСИ-3 – узлы усиления и селекции информации (анalogовая часть), МК – микроконтроллер (цифровая часть), ВП – узел вторичного электропитания, ВЗ – воздухозаборник, ПК – персональный компьютер с установленным программным обеспечением [11].

Поверхностно-барьерные детекторы изготавливались из кремния *n*-типа, гетеропереходные детекторы Al– α -Ge–*p*-Si–Au – из кремния *p*-типа. Удельное сопротивление исходных пластин варьировалось в диапазоне (3–8) кОм·см, время жизни неосновных носителей составляло $\tau = 300$ –1000 мкс. Толщина аморфного α -Ge составляла 300 Å. Энергетическое разрешение составляло 86 кэВ по α -частицам ²²⁶Ra с энергией $E_{\alpha} \sim 7.65$ МэВ при температуре $T = +27$ °C [5, 6].

Изготовленные детекторы обеспечивали измерения в 2 π -геометрии из-за малых потерь энергии в “мертвом” слое входного и выходного окон [5, 6].

Изготовленные детекторы имели следующие характеристики: диаметр 40–100 мм, толщина чувствительной области $W = 0.3$ –0.5 мм при рабочем напряжении $U_{\text{раб}} = 10$ –80 В, “темновой” ток $I_{\text{обр}} = 0.5$ –2 мкА, емкость $C = 1000$ –1750 пФ, энергетический эквивалент шума $E_{\text{ш}} = 40$ –52 кэВ, энергетическое разрешение R_{α} составляло 86 кэВ при температуре $T = +27$ °C [5, 9].

Разработанное устройство на основе кремниевых детекторов обеспечивало возможность проводить мониторинг в течение продолжительного времени в режиме онлайн. Универсальность устройства заключалась в том, что прибор, состоящий из трех радиометров, мог проводить одновременные измерения альфа-, бета- и гамма-излучений в исследуемых пробах или в среде от естественных источников.

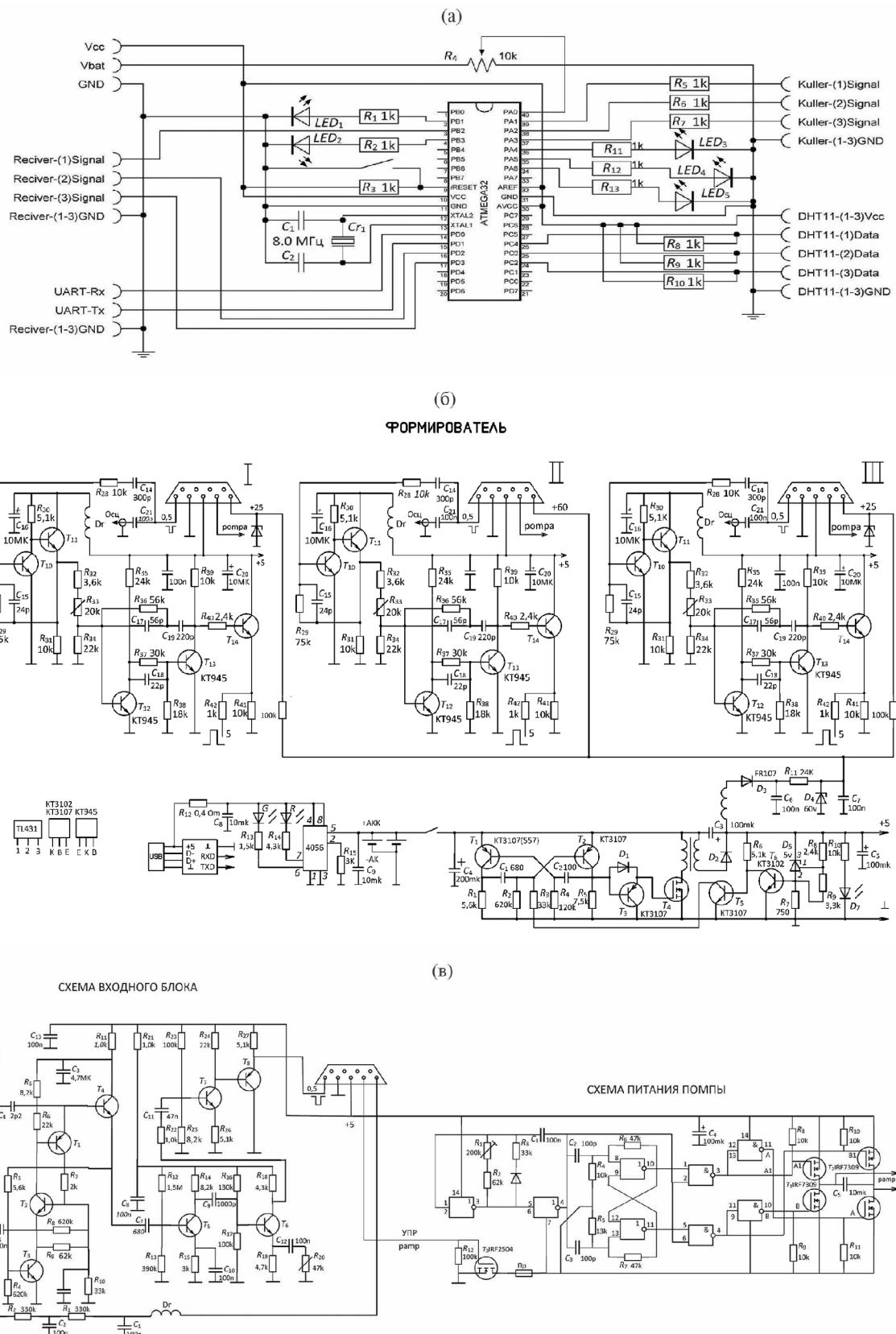


Рис. 2. Электрические схемы многоканального радиометра: а – схема микроконтроллера; б – схема узлов усиления и селекции информации (I – УСИ-1, II – УСИ-2, III – УСИ-3); в – схема предусилителя и питания воздуховодки.



Рис. 3. Радиометрическое устройство для измерения активностей альфа-, бета-, гамма-излучений и объемной активности радона в почве, воздухе, воде одновременно в режиме реального времени.

Также прибор может использоваться для измерения объемной активности радона в почве, воде и воздухе параллельно. С помощью устройства можно также измерять относительную влажность и температуру [9].

Структурная схема радиометрического устройства приведена на рис. 1.

3. РАБОЧИЕ КАМЕРЫ

Разработанные рабочие камеры представляют собой герметично закрытые цилиндры, в центре которых находятся определенного типа детекторы. Для измерения бета- и гамма-излучений используется “толстый” литий-дрейфовый детектор, для альфа – поверхностно-барьерный или гетеропереходный детектор. Детекторы чувствительны для регистрации излучений с двух сторон [5, 6].

Микроконтроллерный узел обеспечивает работу устройства регистрации.

Работа функциональных узлов описана в работах [6, 8, 10].

Схемы разработанных узлов, которые используются в данном устройстве и обеспечивают работу по регистрации излучений, изображены на рис. 2.

4. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОМПЬЮТЕРА

Радиометр подключен к персональному компьютеру. Полученные измерения обрабатываются компьютером с установленной разработанной программой RMI-V1.7 и отображаются

на мониторе компьютера в режиме реального времени [11]. Электронные составные части, используемые в радиометре, позволяют эксплуатировать прибор при температурах от -20 °C до + 35 °C.

На рис. 3. представлен общий вид радиометрического устройства.

5. МОНИТОРИНГ АКТИВНОСТЕЙ БЕТА- И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ И ОБЪЕМНОЙ АКТИВНОСТИ РАДОНА МНОГОКАНАЛЬНЫМ РАДИОМЕТРОМ

На рис. 4. показаны изменения объемной активности радона и активностей бета- и гамма-излучений в почве за период с 3 марта по 14 июля 2022 г. в режиме реального времени. Измерения проводились на территории одной из областей республики. Исследования показали зависимости объемной активности радона от влажности [8]. Активности бета- и гамма-излучений не показали зависимость от влажности. Наблюдаемое резкое увеличение активности бета-излучения может быть связано с деформационными процессами земной коры данной территории, которая находится, по-видимому, в зоне разлома, поскольку территория республики относится к сейсмоактивной зоне и характеризуется многочисленными трещинами и разломами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе детекторов с большой чувствительной областью и рабочим объемом из кремния было разработано и изготовлено

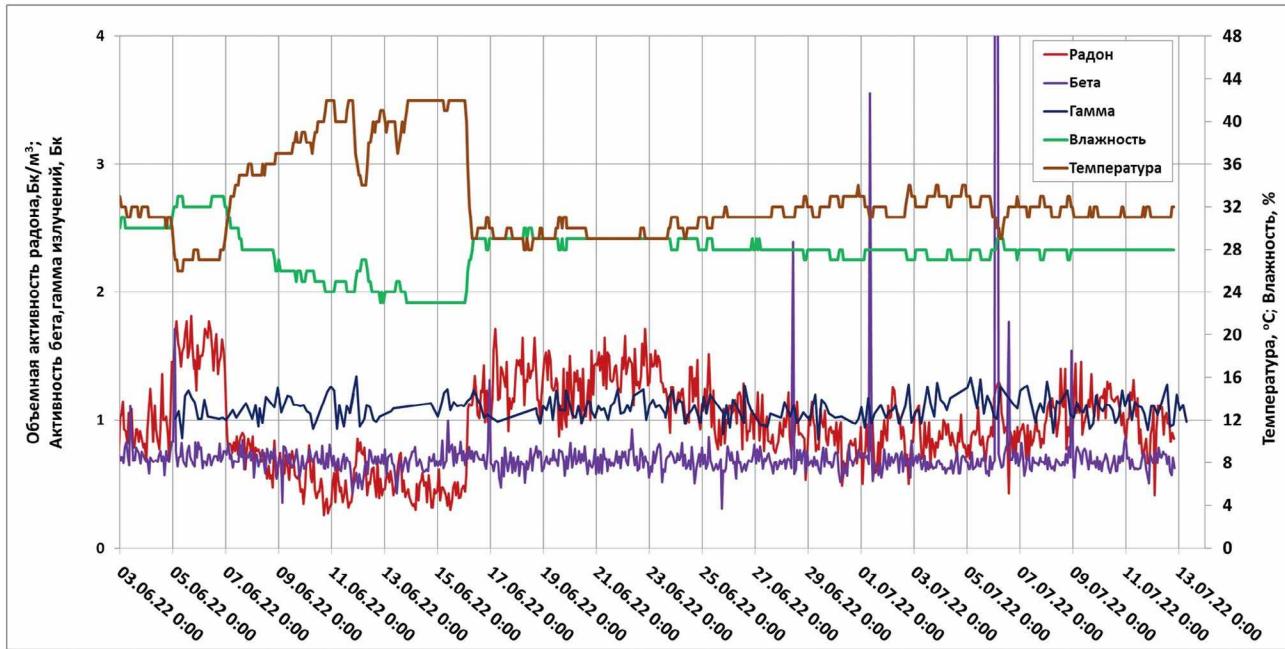


Рис. 4. Изменение объемной активности альфа-частиц радона, активностей бета- и гамма-излучений, влажности и температуры за период с 03.06 по 14.07 2022 г.

многоканальное радиометрическое устройство, состоящее из трех радиометров. Тип детектора выбирался в зависимости от активности измеряемого излучения. Для измерения активности гамма-излучения использовались литий-дрейфовые детекторы толщиной до 1 мм, для бета-излучения и альфа-частиц поверхностно-барьерные или гетеропереходные до 0.5 мм. Разработанные детекторы из-за малых потерь в нечувствительной области обеспечивают измерения в 2π -геометрии и непосредственно в измеряемой ячейке.

Разработанная компьютерная программа позволила обобщить и обеспечить высокое качество получаемой информации в детекторах об излучениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Тошмуродов Ё.К., Раджапов Б.С. // Computational Nanotechnology. 2017. № 3. С. 27.
2. Ташкентское землетрясение 26 апреля 1966 г. Ташкент: ФАН, 1971. С. 672.
3. Яфасов А.А., Яфасов А.Я. // Экологические вести. 2000. № 4. С. 47.
4. Радиологическая защита от облучения радоном. Публикация 126 МКРЗ. М.: Изд. ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА, 2015.
5. Раджапов С.А., Раджапов Б.С., Рахимов Р.Х. // Computational Nanotechnology. 2018. № 1. С. 151. https://www.elibrary.ru/title_about_new.asp?id=50989
6. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Муллагалиева Ф.А., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А., Нурбоев К.М., Ахмедов Г.М. // Instruments Experim. Techniq. 2021. V. 64. № 3. P. 444. <https://doi.org/10.1134/S0020441221030222>
7. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Муллагалиева Ф.Г., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А. // Atomic Energy. 2022. V. 131. С. 354. <https://doi.org/10.1007/s10512-022-00892-2>
8. Раджапов С.А., Нурбоев К.М., Муллагалиева Ф.Г., Зуфаров М.А., Раджапов Б.С., Эргашев К.Э // Computational nanotechnology. 2022. V. 9. № 3. P. 45. <https://doi.org/10.33693/2313-223X-2022-9-3-45-52>
9. Раджапов С.А., Рахимов Р.Х., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А., Шарифов Ш.Ф. // Computational Nanotechnology. 2019. № 1. Р. 65.
10. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Лутпуллаев С.Л., Пиндюрин Ю.С., Хусамидинов С.С., Юткин С.В. Патент РУз № IAP 04882. <http://baza.ima.uz/>
11. Раджапов Б.С., Эргашев К. Свидетельство на программные продукты РУз № DGU 20180983 от 18.10.2022. <http://baza.ima.uz/>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.374

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ МНОГОЛУЧЕВОГО
РАДИОТЕЛЕСКОПА БСА ПРАО АКЦ ФИАН

© 2024 г. С. В. Логвиненко^{a,*}

^a*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН

Россия, 142290, Пущино, Московская обл., Радиотелескопная ул., 1А

**e-mail: lsv@prao.ru*

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 27.06.2023 г.

Принята к публикации 08.07.2023 г.

Описывается многоканальная система регистрации сигналов, созданная для 128-лучевого радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН. Сигналы, поступающие от радиотелескопа, представляют собой радиочастотные сигналы в диапазоне частот 0–115 МГц с рабочей полосой телескопа шириной 2.5 МГц, расположенной в диапазоне 109–111.5 МГц. Оцифровка каждого сигнала осуществляется методом прямой оцифровки с частотой 230 МГц с дальнейшей полностью цифровой обработкой сигналов. В обработку входят перенос рабочей полосы в область низких частот, подавление сигнала вне рабочей полосы и разделение полезного сигнала на 512 спектральных каналов с помощью комплексного фурье-процессора. Вся обработка выполняется на основе программируемых логических интегральных схем, расположенных на специально разработанных в ПРАО базовых модулях, устанавливаемых в слоты промышленных компьютеров. Последовательности спектров затем передаются в ОЗУ компьютера в программу регистрации с последующей записью в нужном формате на жесткий диск. Применение совмещенной аппаратной и программной обработки позволило создать компактную, надежную и недорогую систему регистрации. Многоканальная система регистрации сигналов создана специально для радиотелескопа БСА и является уникальной.

DOI: 10.31857/S0032816224010206, EDN: DYUJCG

1. ВВЕДЕНИЕ

В ПРАО АКЦ ФИАН в результате модернизации в 2010–2012 гг. введенного в эксплуатацию в 1974 году радиотелескопа БСА (Большая сканирующая антенна) был создан фактически новый 128-лучевой радиотелескоп. 128 лучей радиотелескопа охватывают участок неба от -9° до 55° по склонению. Более ранние данные о радиотелескопе и программах наблюдений можно посмотреть в работе [1]. Для реализации всех возможностей радиотелескопа необходимо было создать многоканальную систему регистрации сигналов радиотелескопа, непосредственно работающую с широкополосными сигналами, поступающими от телескопа. Многоканальная система регистрации сигналов

(MCPC) должна быть компактной, недорогой, стабильно работающей 24 часа в сутки системой. Это удалось сделать за счет оптимального разделения процессов обработки и регистрации сигналов между аппаратными и программными средствами. Работа проводилась в несколько этапов, с 2012-го по 2020 год, по мере готовности технических средств и финансовых возможностей. В настоящий момент радиотелескоп и MCPC работают в штатном режиме круглосуточно. Регистрируются всех 128 лучей радиотелескопа одновременно в двух режимах с разными временными и спектральным разрешениями. В первом режиме временное разрешение составляет 100 мс, в нем 6 спектральных каналов, во втором (более информативном)

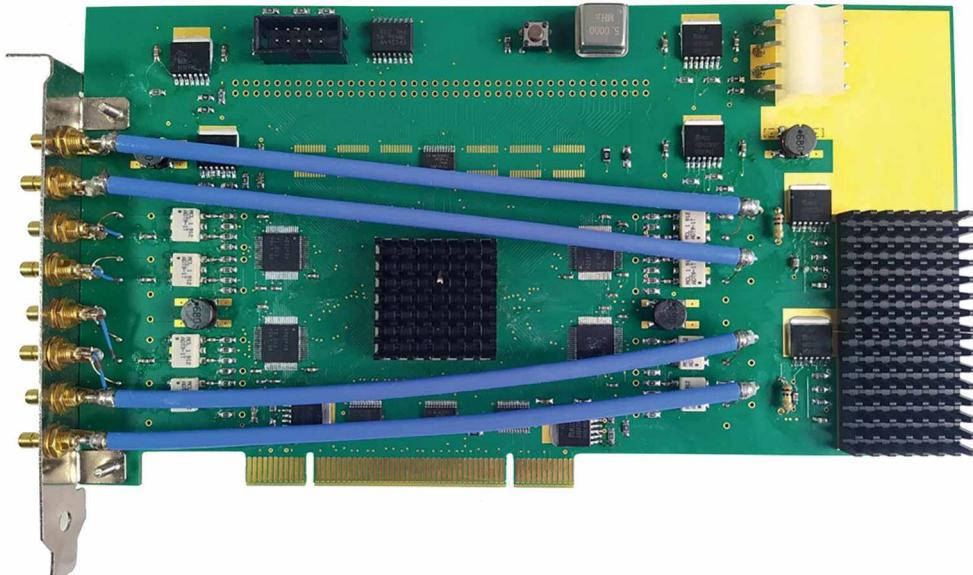


Рис. 1. Фото базового модуля регистратора.

временное разрешение составляет 12.5 мс, в нем 32 спектральных канала. Суммарный поток данных в этих режимах составляет около 115 ГБ в сутки.

2. БАЗОВЫЙ МОДУЛЬ

Аппаратная часть MCPC состоит из трех промышленных компьютеров (ПК), в PCI-слоты (Peripheral component interconnect) которых устанавливается необходимое количество базовых модулей. Для 128-лучевой антенны используются три таких ПК, в каждый из которых устанавливаются соответственно 4, 6 и 6 базовых модулей. Такая комплектация связана прежде всего с последовательным по времени вводом в эксплуатацию составных частей всего регистратора. Максимальное количество базовых модулей, устанавливаемых в один ПК, может достигать восьми. На один базовый модуль можно подать сигналы от 8 лучей антенны (рис. 1). Ограничение по количеству сигналов определяется максимальной высотой базовых модулей, ограниченной высотой ПК стандарта 4U (17.78 см).

Для подачи сигналов в модуль используются малогабаритные высокочастотные разъемы типа В, установленные на планку базовых модулей в шахматном порядке. На печатной плате расположены 4 спаренных аналого-цифровых преобразователя (АЦП), программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС)

с радиатором для отвода тепла, дополнительные радиаторы и другие электронные компоненты. Для улучшения чувствительности регистратора на печатной плате установлены высокочастотные повышающие трансформаторы ADT9-1T+. Это позволило переместить рабочий диапазон входных напряжений в область 0.12–500 мВ. При такой величине нижнего значения диапазона входного сигнала необходимо было минимизировать ухудшение чувствительности, вызванное проникновением сигнала от работы цифровой части базовых модулей во входные аналоговые схемы. Это было достигнуто благодаря использованию индивидуальных для каждого АЦП источников питания с фильтрацией, необходимых для аналоговой части питающих напряжений. Также немаловажную роль играет и использование специальных областей слоев печатной платы для организации заземления и экранирования АЦП. Печатная плата состоит из 6 слоев, в верхнем и нижнем слоях предусматриваются места для установки дополнительных радиаторов.

Для дискретизации сигналов используется метод прямой оцифровки [2–4], при котором оцифровывается весь входной сигнал, включая как полезный сигнал рабочей полосы, так и сигнал, лежащий вне ее (рис. 2). Это позволяет в дополнение к аналоговой фильтрации, проводящейся до АЦП, улучшить подавление помех и шумов вне рабочей полосы. Уровень

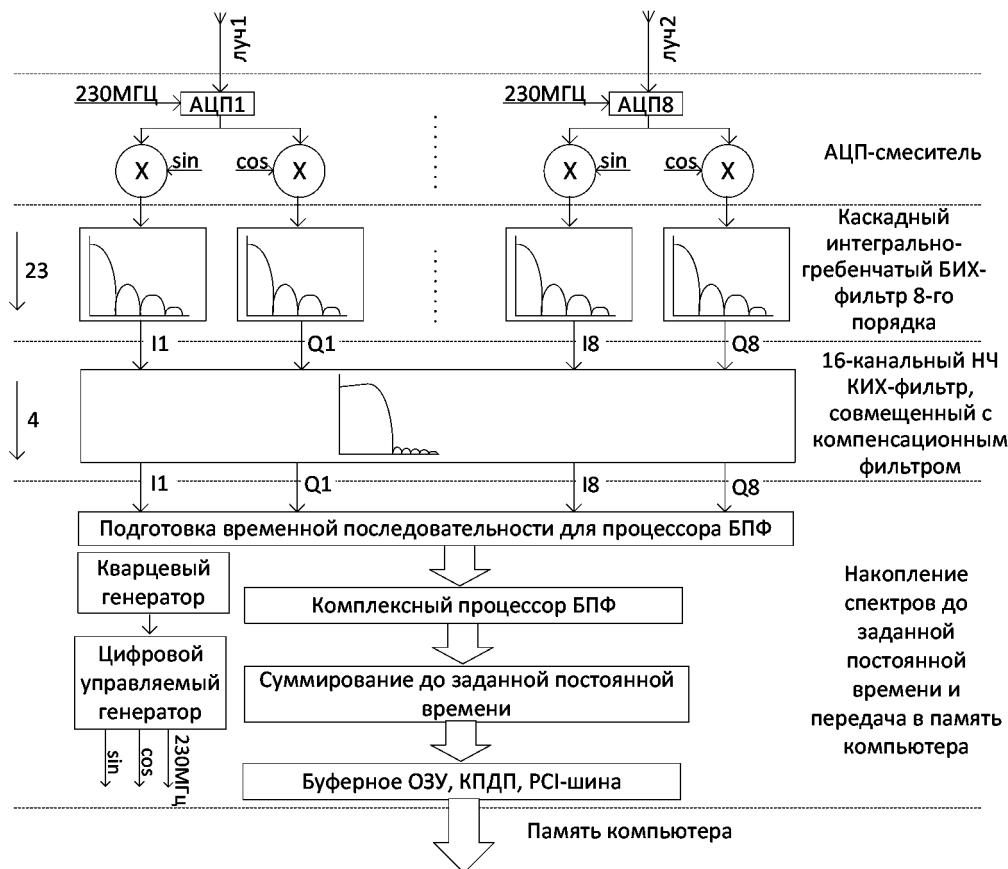


Рис. 2. Блок-схема этапов обработки сигналов лучей радиотелескопа.

подавления частот за пределами рабочей полосы составляет не менее 60 дБ. Неравномерность амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) в полосе пропускания определяется в основном характеристиками трансформатора и составляет 0.06 дБ. Оцифровка производится на восьми 12-битных АЦП с частотой 230 МГц. Максимальная частота дискретизации АЦП (ADS62P29) составляет 250 МГц. На элементах ПЛИС создан модуль опорных частот, на котором формируется набор тактовых частот, необходимых для всего процесса обработки сигналов. Кроме того, реализован цифровой управляемый наблюдательной программой генератор сигналов (\sin , \cos), необходимых для квадратурного преобразования частоты (Inphase/Quadrature, IQ-преобразователи). В стандартных наблюдениях частоты этих сигналов составляют 110.25 МГц. В случае необходимости имеется возможность изменять их частоту, тем самым смещающая рабочую полосу регистрации в спектре входного сигнала. Каждый из входных сигналов перемножается

с синусоидальным и косинусоидальным сигналами гетеродина (на схеме уровень смесителей), и получаемые 16 сигналов (по 2 для каждого входного сигнала) отправляются на этап фильтрации. Первая фильтрация выполняется на каскадных интегрально-гребенчатых CIC-фильтрах (cascaded integrator-comb) с бесконечной импульсной характеристикой (БИХ), представляющих собой каскадное соединение сумматоров и дифференциаторов. Эти операции не используют операций умножения, и поэтому для них не требуются значительные ресурсы ПЛИС. Операции в смесителях и CIC-фильтрах выполняются параллельно с частотой дискретизации 230 МГц, по этой причине ресурсы, выделяемые для них, должны быть минимизированы. Описанная выше методика позволяет оптимизировать выделяемые ресурсы и в том числе уменьшить тепловыделение, снизить требования к отводу тепла от ПЛИС. После первого этапа фильтрации частота в потоках данных (а их получается 16) снижается в 23 раза до 10 МГц. Это позволяет применить

обработку с помощью блоков, требующих значительно большее количество ресурсов, если использовать раздельно по времени ресурсы одного и того же блока для нескольких потоков данных.

Второй этап фильтрации сигналов выполняется на 16-канальном фильтре низких частот с конечной импульсной характеристикой (КИХ) с последовательной по времени обработкой 16 входных потоков данных, поступающих от СIC-фильтра. Его амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) рассчитана таким образом, чтобы компенсировать искажения линейности в полосе пропускания, вызванные характеристиками предыдущего (более простого) СIC-фильтра. Функцией второго фильтра, кроме компенсации искажений в полосе пропускания, является выделение 1/4 от полосы входного сигнала, являющейся рабочей полосой радиотелескопа. После выделения рабочей полосы частота в потоках данных также снижается в четыре раза.

Далее отфильтрованные данные записываются в оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) ПЛИС. За счет того, что фурье-преобразование работает на более высокой частоте, чем частота, с которой данные поступают от фильтров, удается организовать потоковую обработку всех поступающих данных и загрузку результатов преобразования в сумматор на одном и том же аппаратном процессоре Фурье. В сумматоре проводится накопление спектра мощности сигналов путем вычисления и накопления квадрата магнитуды комплексных чисел результата преобразования. Накопленный спектр мощности представляет собой 512 32-разрядных чисел с плавающей точкой в формате, совпадающем с форматом IEEE 754 [5] и не требующем дополнительных преобразований при загрузке в память прикладной задачи.

Из сумматора под управлением контроллера PCI, реализованного с помощью ресурсов ПЛИС, в режиме прямого доступа данные пакетами по 2048 байт передаются в буферные области системной памяти компьютера. Эти области выделяются для каждого базового модуля посредством запроса прикладной программы (в данном случае это программа проведения наблюдений) к специально разработанному драйверу универсального устройства PCI.

Выделенные драйвером физические адреса передаются в регистры каждого базового модуля и используются для передачи пакетов данных. Драйверы разрабатывались с использованием пакета Microsoft Driver Development Kit (DDK) для операционных систем Windows 7, 8, 10 в 32- и 64-битных вариантах. Посредством системных запросов к драйверу осуществляются поддержка операций ввода-вывода для устройств, подключенных к шине PCI, выделение буферных областей в системной области ОЗУ и доступ к этим областям (чтение со стороны прикладных программ).

3. ПРОГРАММА ПРОВЕДЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ

Основной задачей программы проведения наблюдений является корректный ввод в программу последовательности спектров для каждого входного сигнала. Обычно это сигналы от 48 лучей телескопа. Для каждого луча формируются последовательности спектров, состоящих из 512 спектральных каналов. Для формирования такого 512-канального спектра требуется набор 1024 точек сигнала полосой 2.5 МГц, оцифрованного с частотой 5 МГц. Таким образом, минимальное возможное временное разрешение составляет 0.2048 мс, а объем данных одного спектра – это 2048 байт. Со спектрами с таким временным разрешением и работает аппаратная часть базовых модулей. Стабильная безошибочная передача и регистрация данных с таким временным разрешением хотя бы для нескольких лучей невозможны при использовании стандартных технических средств ПК. Поэтому проводится аппаратное накопление спектра мощности в базовых модулях до минимально требуемого временного разрешения. Для стандартного режима с временным разрешением 12.4928 мс, а это 61 аппаратное суммирование единичных спектров, в наблюдательную программу передается 48 спектров каждые 12.5 мс. Формирование спектров для записи с меньшим количеством спектральных каналов и с меньшим временным разрешением осуществляется программным способом. Таким образом, одновременно регистрируются данные в двух основных режимах: 6 спектральных каналов с временным разрешением 100 мс и 32 спектральных канала с разрешением 12.5 мс. В ПРАО регулярно проводятся

также наблюдения в режиме с временным разрешением 3.072 мс со 128 спектральными каналами [6]. Во всех режимах регистрации дополнительно к указанным количествам спектральных каналов записываются значения полной мощности сигнала рабочей полосы. Это делается для удобства просмотра данных и упрощения программ визуализации данных.

Запуск наблюдений обычно осуществляется оператором радиотелескопа и сводится к нажатию кнопки запуска в окне наблюдательной программы. Все режимы работы и параметры наблюдений заранее определены и устанавливаются при запуске программы. Наблюдательная программа используется также при проведении технических работ, она позволяет контролировать каждый входной сигнал регистратора, в том числе возможен визуальный контроль спектра любого входного сигнала.

Класс приоритета потоков задачи наблюдений при запуске устанавливается равным классу реального времени. Потоки процессов с таким классом приоритета вытесняют потоки всех остальных процессов, включая системные процессы. Использование такого режима обеспечивает надежное функционирование программы, что особенно важно как при использовании передачи данных по шине PCI в буферы памяти компьютера, так и при записи данных на диск.

На ПК, входящих в систему регистрации, также обеспечивается доступ как к текущим, так и к архивным данным. Архивы создаются для данных с временным разрешением 100 мс с 6 спектральными каналами. Доступ к архивам поддерживается с помощью сервера FTP, входящего в состав ОС Windows. Данные архивов и текущие данные наблюдений хранятся на разных физических дисках. Практика эксплуатации серверов FTP с соблюдением перечисленных выше режимов показала, что одновременная регистрация данных и работа серверов FTP не приводят к ошибкам при записи данных и востребованы наблюдателями.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При разработке и изготовлении МСРС использовался модульный принцип построения, который предполагает реализацию структуры регистратора на основе нескольких стандартных

ПК, оснащенных нужным на данном этапе количеством базовых модулей. Основной объем подготовки к регистрации сигналов, поступающих от лучей радиотелескопа (перенос по частоте, фильтрация, спектральный анализ), выполняется с помощью ресурсов базовых модулей. В настоящий момент перечисленная выше обработка многоканальных высокочастотных сигналов только с помощью ресурсов стандартного компьютера невозможна. В данном случае реализована обработка на основе ПЛИС, позволяющих это сделать в компактном и недорогом варианте. Остальная обработка, которую можно выполнить стандартными техническими средствами, возложена на программные и аппаратные возможности, входящие в состав стандартного персонального компьютера. МСРС радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН в полном объеме реализована (2020 год) и круглосуточно работает с 2012 года по настоящее время. Поскольку регистратор является неотъемлемой частью радиотелескопа, проверка его чувствительности и эффективной площади проводится постоянно как в автоматическом режиме, так и с использованием специальных измерительных приборов. Регистраторы ни разу не являлись причиной изменения параметров радиотелескопа. За все годы работы регистратора не было ни одного отказа в работе по причине неисправности базовых модулей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tyul'bashev S.A., Tyul'bashev V.S., Oreshko V.V., Logvinenko S.V. // Astron. Rep. 2016. V. 60. P. 220. <http://doi.org/10.1134/S1063772916020128>
2. Jamin O. RF Receiver Architecture State of the Art // Broadband Direct RF Digitization Receivers. 2014. P. 1. http://doi.org/10.1007/978-3-319-01150-9_1
3. York J., Little J., Munton D. // Proceedings of the 23rd International Technical Meeting of the Satellite Division of The Institute of Navigation (ION GNSS 2010). Portland. OR. 2010. P. 1905.
4. Henthorn S., O'Farrell T., Anbiyaei M.R., Ford K.L. // IEEE Transactions on Wireless Communications. 2023. V. 22. № 1. P. 550. <http://doi.org/10.1109/TWC.2022.3196279>
5. IEEE Standard for Floating-Point Arithmetic. IEEE Std 754-2008. P.1. <http://doi.org/10.1109/IEEESTD.2008.4610935>
6. Tyul'bashev S.A., Kitaeva M.A., Logvinenko S.V., Tyul'basheva G.E. // Astron. Rep. 2021. V. 65. P. 1246. <http://doi.org/10.1134/S1063772921120088>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 536.21, 536.242

ТЕПЛОПРОНИЦАЕМОСТЬ ЭКРАННО-ВАКУУМНОЙ
ТЕПЛОИЗОЛЯЦИИ В АТМОСФЕРЕ МАРСА

© 2024 г. Н. П. Семена^{a,*}, Ю. С. Доброленский^{a,**}, Д. В. Сербинов^{a,***},
Н. А. Вязоветский^a, Ф. Г. Мартынович^a

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

*e-mail: semena@iki.rssi.ru

**e-mail: dobrolenkiy@cosmos.ru

***e-mail: serbinov@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 03.03.2023 г.

После доработки 30.06.2023 г.

Принята к публикации 08.07.2023 г.

Представлены результаты эксперимента по измерению теплопроницаемости типовой экранно-вакуумной теплоизоляции в вакууме и в условиях, имитирующих марсианскую атмосферу. Измерения показали, что данная теплопроницаемость увеличивается приблизительно на одну треть при перемещении экранно-вакуумной теплоизоляции из вакуума в марсианскую атмосферу. Полученные результаты дают возможность корректно определить мощность нагрева покрытых экранно-вакуумной теплоизоляцией приборов на поверхности Марса и тем самым использовать типовую экранно-вакуумную теплоизоляцию для этих приборов и на этапе перелета, и при работе на поверхности Марса. Объектом исследования являлся покрытый экранно-вакуумной теплоизоляцией прибор ИСЕМ, который входил в состав научной аппаратуры несостоявшейся миссии “ЭкзоМарс-2022”.

DOI: 10.31857/S0032816224010215, EDN: DYLMOW

1. ВВЕДЕНИЕ

В российской космической программе Марс всегда рассматривался в качестве одного из наиболее приоритетных объектов космических исследований. Одновременно с этим стоит отметить, что отечественная марсианская программа была наименее успешной из всех космических научных программ со времен Советского Союза. Поэтому для будущих российских марсианских миссий необходим тщательный анализ всех проблемных вопросов сохранения приборов при перелете от Земли к Марсу и их функционирования на марсианской поверхности.

В данной статье рассматривается один из таких вопросов, связанный с использованием экранно-вакуумной теплоизоляции (ЭВТИ) для обеспечения допустимого теплового режима прибора на всем жизненном цикле как на этапе

перелета (в условиях открытого космоса), так и при работе на поверхности Марса (в условиях марсианской атмосферы). Проблематика данного вопроса заключается в том, что теплопроницаемость ЭВТИ хорошо измерена в условиях вакуума, но практически не известна при функционировании в условиях марсианской атмосферы. Таким образом, при использовании ЭВТИ для прибора, находящегося снаружи посадочного модуля на поверхности Марса, возникают вопросы по теплопотерям, а значит, по мощности его нагрева в холодной (до -120°C) атмосфере Марса. Замена ЭВТИ на монолитную теплоизоляцию приводит к еще большим проблемам, поскольку, в отличие от ЭВТИ, монолитная теплоизоляция используется в космосе значительно реже. Стандартных решений по ней не существует, что приводит к необходимости гораздо большего объема наземных испытаний

по подтверждению стойкости такой изоляции к внешним воздействующим факторам космического пространства в течение длительного перелета от Земли к Марсу.

Актуальность и значимость рассматриваемого вопроса подтверждаются зарубежными исследованиями по данному направлению [1].

Математическое моделирование для решения вопроса теплопроницаемости ЭВТИ сильно затруднено, поскольку теплообмен в ЭВТИ чрезвычайно сложен. В условиях вакуума он представляет собой комбинацию радиационного теплообмена между слоями ЭВТИ и кондуктивного теплообмена по возникающим в результате соприкосновения слоев изоляции тепловым мостам. Он зависит не только от количества и характеристик слоев ЭВТИ, но и от формы и габаритов теплоизолируемого объекта, натяжения слоев изоляции, количествастыковочных швов и т.д. Удельная эффективная теплопроницаемость одного и того же типа ЭВТИ может различаться в десятки раз при установке на разные приборы. Расчет ее чрезвычайно затруднен. Есть только рекомендации для приблизительных оценок. Очевидно, что добавление конвекции в этот теплообмен делает его еще более сложным.

То, что даже в вакууме любую математическую модель теплопроницаемости ЭВТИ нельзя считать сколько-нибудь достоверной без экспериментальной проверки, подтверждает и многолетний опыт использования ЭВТИ на космических аппаратах. Поэтому в рамках представленной работы вопрос изменения теплопроницаемости ЭВТИ при перемещении ее из вакуума в марсианскую атмосферу был исследован экспериментально. Исходными данными для исследования служили результаты наземного эксперимента с оптическим блоком прибора ИСЕМ (ISEM – Infrared Spectrometer for ExoMars [2, 3]). Данный прибор должен был функционировать на мачте марсохода в составе комплекса научной аппаратуры не состоявшегося российско-европейского космического эксперимента “ЭкзоМарс-2022”.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Прибор ИСЕМ представляет собой спектрометр ближнего инфракрасного диапазона (1.1–3.4 мкм) для анализа минералогического

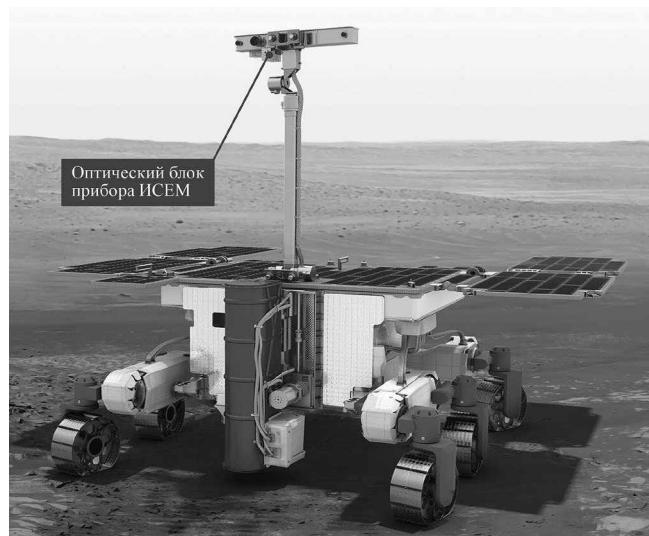


Рис. 1. Оптический блок прибора ИСЕМ на мачте марсохода.

состава поверхности Марса. Оптический блок прибора устанавливается на мачте марсохода (рис. 1) и регистрирует отраженное от поверхности солнечное излучение в указанном спектральном диапазоне.

По характерным особенностям полученного спектра определяется минералогический состав грунта, в том числе степень его гидратации. Основной проблемой с точки зрения теплового режима прибора является именно установка на мачте вдали от находящихся на марсоходе источников тепла. Поэтому диапазон температур окружающей среды и, соответственно, посадочных мест прибора чрезвычайно широк: от +20 °C до –120 °C.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент был проведен в испытательной установке (рис. 2), включающей вакуумную камеру с системой вакуумирования и имитатор тепловых потоков (ИТП), подробно описанной в работе [4].

Для проведения эксперимента вакуумная камера была дополнительно оснащена системой напуска CO₂ с перекрытием подачи при определенном давлении.

ИТП состоит из шести теплоизолированных друг от друга и от стенок вакуумной камеры тепловых панелей, а также посадочной плиты, охлаждаемых термоэлектрическими модулями. Данные панели и плита объединены в единую

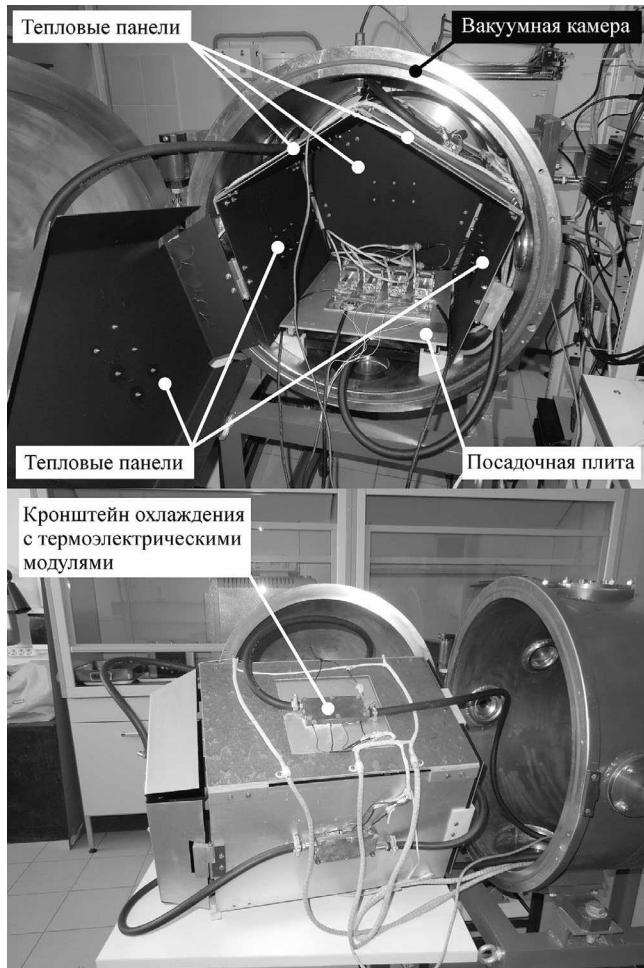


Рис. 2. Экспериментальная установка.

конструкцию. Изнутри тепловые панели покрыты черной эмалью ЭКОМ-2, имеющей степень черноты, близкую к единице.

На каждой тепловой панели и на посадочной плате установлены по два термоэлектрических модуля, прижимаемых к панелям и плате медными кронштейнами, поглощающими тепловой поток от тепловыделяющих поверхностей термоэлектрических модулей. Теплоотвод от этих кронштейнов осуществлялся посредством проходящей через них проточной воды, подводимой через последовательно соединенные шланги и гермоводы в стенке вакуумной камеры. Такая система позволяет охлаждать панели и плиту до температуры около -30°C .

4. ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Целью представленного в статье эксперимента являлось измерение теплопроницаемости ЭВТИ прибора ИСЕМ в условиях, имитирующих

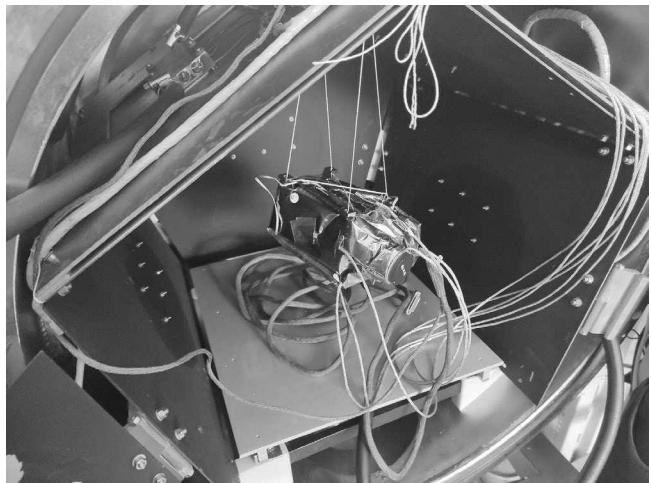


Рис. 3. Объект эксперимента внутри экспериментальной установки.

космос, и в условиях, имитирующих марсианскую атмосферу. Результаты этих измерений позволили решить частную задачу по определению минимальной мощности нагрева прибора для обеспечения допустимого теплового режима на поверхности Марса.

Прежде всего, необходимо определить термин “теплопроницаемость ЭВТИ”. Поскольку теплообмен внутри ЭВТИ является комплексным сложным процессом, в качестве единого параметра ее теплопроницаемости всегда используется некая эффективная величина. В европейской и американской практике принято тепловые свойства ЭВТИ описывать эффективной степенью черноты теплообмена между слоями эквивалентной двухслойной изоляции [5]. В отечественной практике используется удельное кондуктивное тепловое сопротивление единицы площади ЭВТИ [6]. Достаточно очевидно, что при наличии дискуссионных вопросов, какой из параметров более адекватно описывает физику процесса, отечественный подход является более наглядным, позволяющим сразу оценить теплопотери при известных площади и разнице температур снаружи и внутри изоляции. Поэтому вполне ожидаемо, что в процессе представленного в статье эксперимента определялось удельное тепловое сопротивление ЭВТИ – r (измеряемое в $\text{K}/\text{Вт}\cdot\text{м}^2$).

Качественно эксперимент состоял в следующем. Объект исследования (прибор с установленными теплоизоляцией и датчиками температуры) помещался на малотеплопроводном

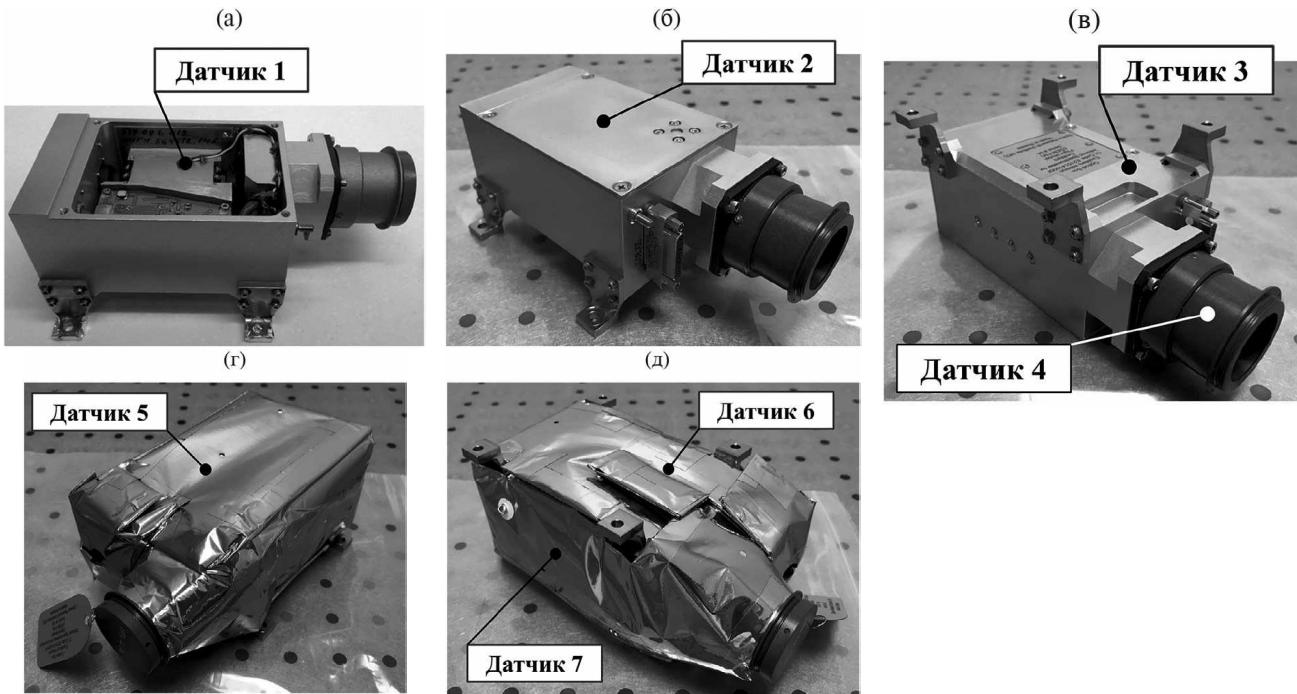


Рис. 4. Места установки температурных датчиков на объекте эксперимента: прибор без ЭВТИ со снятой крышкой (а); прибор без ЭВТИ, вид сверху (б); прибор без ЭВТИ, вид снизу (в); прибор в ЭВТИ, вид сверху (г); прибор в ЭВТИ, вид снизу (д).

подвесе внутри экспериментальной установки (рис. 3).

Воздух внутри установки откачивался до давления 0.5 мм рт. ст. Панели окружающего объект имитатора тепловых потоков охлаждались до $-22\ldots-30$ °C. Внутри объекта генерировался тепловой поток 1.5 Вт. Осуществлялась выдержка до достижения объектом стационарного теплового режима. Тепловое сопротивление фрагментов ЭВТИ определялось по разности температур внутренней и внешней поверхностей и по значению теплового потока, проходящего между ними.

Далее такая же процедура была проведена при создании внутри экспериментальной установки газовой среды CO₂ с давлением 5 мм рт. ст., имитирующей атмосферу Марса.

Из-за ограничений экспериментальной установки данный эксперимент являлся модельным. Имелись два основных отличия эксперимента от натурных условий. Во-первых, разный уровень вакуума при имитации нахождения прибора в космосе. Давление в экспериментальной установке было 0.5 мм рт. ст., а остаточное давление вокруг космического аппарата в космосе не превышает 10^{-4} мм рт. ст. Во-вторых,

температура панелей имитатора тепловых потоков ($-22\ldots-30$ °C) не соответствует ни радиационной температуре космического пространства (примерно 4 K), ни минимальной температуре на поверхности Марса (примерно -120 °C).

Однако, как показано ниже, для целей эксперимента несоответствие параметров эксперимента натурным не столь существенно.

По вопросу несоответствия давлений можно воспользоваться произведением критериев Грасгофа (Gr) и Прандтля (Pr), которое показывает влияние конвекции на теплообмен. Для условий эксперимента, в процессе которого стенки прибора с характерным размером 0.1 м имели среднюю температуру 267 K при окружающем давлении воздуха 0.5 мм рт. ст., произведение Gr · Pr, рассчитанное по данным работ [7, 8], составило 0.975. С учетом того, что, согласно работе [9], при $Gr \cdot Pr < 10^3$ влияние конвекции на теплообмен незначительно, можно заключить, что результаты проведенного при давлении воздуха 0.5 мм рт. ст. эксперимента можно распространить на условия космического вакуума.

Что касается несоответствия натурных и имитируемых в процессе эксперимента температур

окружающего пространства, то опыт использования ЭВТИ показывает, что ее эффективная теплопроницаемость слабо зависит от перепада температуры между внутренней и внешней поверхностями. Поэтому полученные результаты можно использовать и для температурных условий космоса, и марсианской атмосферы.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБРАБОТКА

На приборе было установлено 7 температурных датчиков (рис. 4): датчик 1 – на внутренней тепловыделяющей плате, датчик 2 – на крышке, датчик 3 – на основании; датчик 4 – на объективе, датчики 5, 6, 7 – на внешней поверхности ЭВТИ соответственно на крышке, на основании и на боковой поверхности.

Модель обработки результатов эксперимента основана на узловом математическом методе, рассматривающем любой объект как набор изотермических теплоемкостных узлов, каждый из которых имеет радиационный и конвекционный интерфейсы с окружающей средой и набор кондуктивных и радиационных тепловых связей с другими тепловыми узлами [10]. В данной модели тепловые узлы соответствуют элементам прибора, на которых установлены датчики температуры, а их номера соответствуют номерам этих датчиков (рис. 4). Кроме того, в модель был введен распределенный узел, на котором отсутствует датчик, – четыре титановые опоры прибора (узел 8), поскольку данные опоры участвуют в теплообмене прибора с окружающими панелями имитатора тепловых потоков.

Номера температурных датчиков, установленных на охлаждаемых панелях имитатора тепловых потоков, находятся в диапазоне с 9 по 15 (рис. 5) в соответствии со сквозной нумерацией всех датчиков, используемых в эксперименте.

Панели ИТП также включены в математическую модель обработки в качестве тепловых узлов с установленной постоянной температурой и бесконечным теплостоком.

Сводные результаты показаний датчиков, размещенных на приборе и на панелях ИТП в условиях вакуума и среды CO₂, представлены на рис. 6.

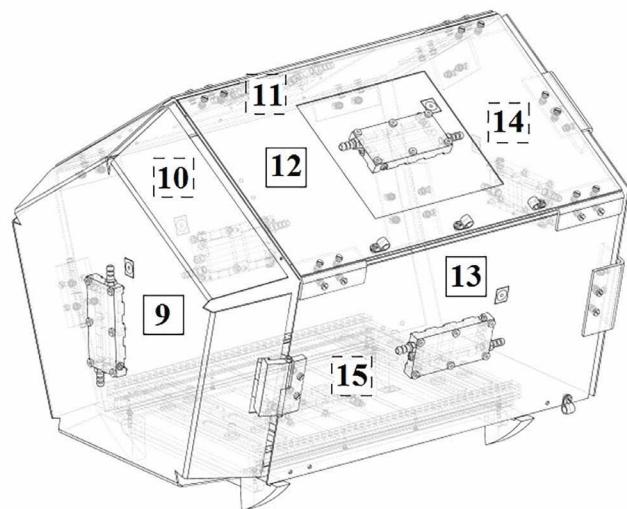


Рис. 5. Нумерация узлов математической модели обработки, соответствующих панелям ИТП.

Внутри экспериментальной установки прибор был размещен основанием вверх, исходя из удобства закрепления. Поэтому фрагмент ЭВТИ, установленный на основании прибора, будет именоваться верхним фрагментом ЭВТИ, а фрагмент, покрывающий крышку, – нижним.

Очевидно, что тепловое сопротивление нижнего и верхнего фрагментов будет соответственно определяться следующими формулами:

$$R_{2-5} = (T_2 - T_5) / Q_{2-5}, R_{3-6} = (T_3 - T_6) / Q_{3-6},$$

где R_{i-j} – тепловое сопротивление между i -м и j -м тепловыми узлами, T_i – температура i -го узла, Q_{i-j} – тепловой поток от i -го теплового узла к j -му.

Поскольку параметр удельного теплового сопротивления не привязан к ЭВТИ конкретного прибора, будем его определять как общую характеристику ЭВТИ – удельные тепловые сопротивления горизонтальной ЭВТИ, ориентированной вниз и вверх. Они соответственно будут задаваться следующими формулами:

$$r_{\text{ЭВТИ}_{\text{ГН}}} = R_{2-5} / F_5, r_{\text{ЭВТИ}_{\text{ГВ}}} = R_{3-6} / F_6,$$

где F_5, F_6 – площади поверхности нижнего и верхнего фрагментов ЭВТИ.

Для обработки экспериментальных данных необходимо определить доли от генерируемого внутри прибора теплового потока ($Q_1 = 1.5 \text{ Вт}$),

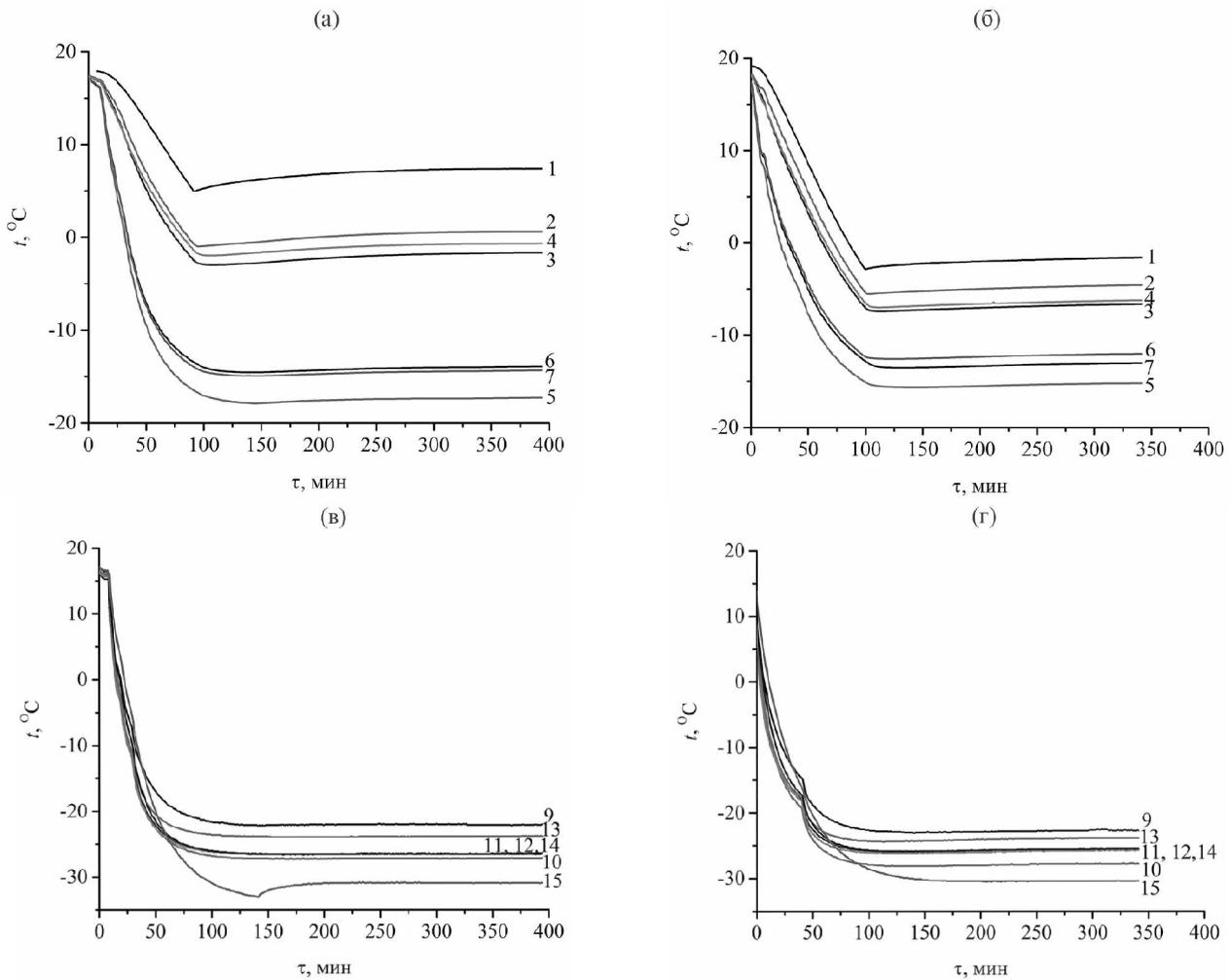


Рис. 6. Показания датчиков температуры, установленных на приборе и ИТП: на приборе в вакууме (а), на приборе в среде CO_2 (б), на панелях ИТП в вакууме (в), на панелях ИТП в среде CO_2 (г).

которые идут через нижний (Q_{2-5}) и верхний (Q_{3-6}) фрагменты ЭВТИ.

В условиях теплообмена в вакууме в стационарном тепловом режиме данные тепловые потоки соответствуют суммарному радиационному теплообмену верхнего и нижнего фрагментов ЭВТИ с окружающими прибор охлажденными панелями ИТП. С учетом высокой степени черноты участвующих в теплообмене поверхностей и малых размеров прибора по сравнению с панелями ИТП можно пренебречь взаимной видимостью любых двух узлов тепловой модели через третий. Тогда выражения для искомых тепловых потоков будут иметь следующий вид:

$$Q_{2-5} = \sigma F_5 \times \sum_{j=9}^{15} \frac{\varphi_{F5-F_j}}{1 + \varphi_{F5-F_j} (\varepsilon_5^{-1} - 1) + \varphi_{F_j-F5} (\varepsilon_j^{-1} - 1)} \times (T_5^4 - T_j^4),$$

$$Q_{3-6} = \sigma F_6 \times \sum_{j=9}^{15} \frac{\varphi_{F6-F_j}}{1 + \varphi_{F6-F_j} (\varepsilon_6^{-1} - 1) + \varphi_{F_j-F6} (\varepsilon_j^{-1} - 1)} \times (T_6^4 - T_j^4),$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, φ_{F5-F_j} , φ_{F6-F_j} – угловые коэффициенты нижнего и верхнего

фрагментов ЭВТИ по отношению к j -й панели ИТП, Φ_{Fj-F5} , Φ_{Fj-F6} – угловые коэффициенты j -й панели ИТП по отношению к нижнему и верхнему фрагментам ЭВТИ, ε_5 , ε_6 , ε_j – степени черноты внешней поверхности нижнего и верхнего фрагментов ЭВТИ и внутренней поверхности j -й панели ИТП, T_5 , T_6 , T_j – стационарные температуры внешней поверхности нижнего и верхнего фрагментов ЭВТИ и внутренней поверхности j -й панели ИТП.

Результат вычислений показал, что для обработки экспериментальных данных такую модель применять нельзя, так как при этом не выполняется ограничение

$$Q_{2-5} + Q_{3-6} < Q_1.$$

Полученный итог был вполне предсказуем, поскольку чрезвычайно редко экспериментальные данные соответствуют строгим аналитическим выражениям. Обычно для обработки эксперимента применяются системы с избыточным количеством уравнений и методы максимального правдоподобия. Дальнейший анализ показал, что самым недостоверным параметром в используемой модели является стационарная температура панели ИТП T_j . Основной причиной этого является установка датчика температуры рядом с теплостоком (элементом Пельтье) в центре охлаждаемой панели. Это не дает возможности определить реальную эффективную радиационную температуру данной панели, которая будет явно выше измеренной, поскольку на обратную сторону панели действует излучение от теплой стенки вакуумной камеры, что приводит к возрастанию температуры от места установки датчика к границам панели.

Для учета этого фактора был введен параметр температурной невязки панелей ИТП ΔT , которая определяет разницу между измеренной температурой панели (T_j) и ее эффективной радиационной температурой (T'_j).

Поскольку во всех панелях датчик установлен рядом с теплостоком, а также все они близки по размерам и находятся в одинаковых окружающих тепловых условиях, логично предположить, что данная температурная невязка будет одной и той же для всех панелей.

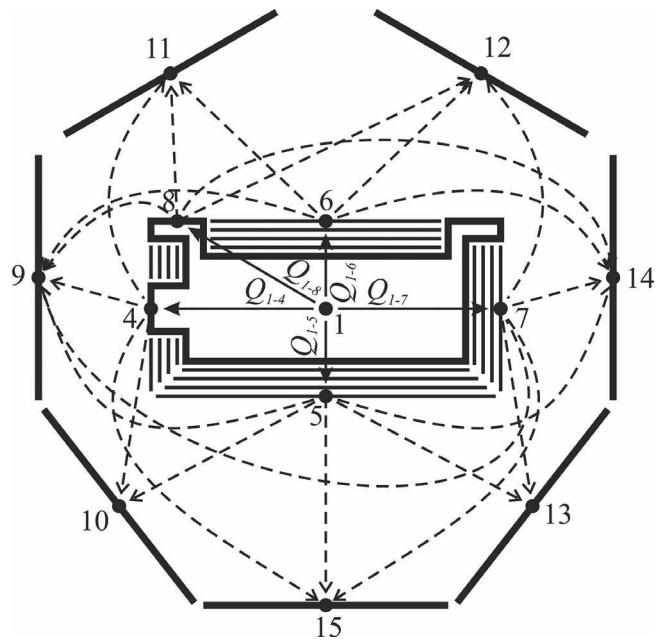


Рис. 7. Схема теплообмена прибора и панелей ИТП.

Далее была составлена схема теплообмена, включающая минимально необходимый набор параметров для формирования математической модели, позволяющей определить и температурную невязку ΔT , и искомые тепловые потоки Q_{2-5} , Q_{3-6} .

Данная схема для эксперимента, проводимого в условиях вакуума, представлена на рис. 7.

Система уравнений, описывающая эту схему, имеет вид

$$\sum_{i=4}^8 Q_{l-i} = Q_l, Q_{l-I} > 0 \text{ при } i = 4, \dots, 7,$$

$$Q_{l-i} = \sigma F_i \sum_{j=9}^{15} \frac{\varphi_{F_i - F_j}}{1 + \varphi_{F_i - F_j} (\varepsilon_i^{-1} - 1) + \varphi_{F_j - F_i} (\varepsilon_j^{-1} - 1)} \times \\ \times \left(T_i^4 - (T_j + \Delta T_e)^4 \right) \text{при } i = 4, \dots, 8,$$

$Q_{2-i} = Q_{1-i}$ при $i = 5, 6,$

где $Q_1 = 1.5$ Вт – тепловой поток, генерируемый в первом тепловом узле (во внутренних элементах прибора), Q_{1-i} – тепловой поток от первого к i -му узлу прибора, F_i – площадь поверхности i -го узла прибора, $\Phi_{F_i-F_j}$, $\Phi_{F_j-F_i}$ – угловые коэффициенты внешней поверхности i -го узла прибора по отношению к внутренней поверхности j -й панели ИТП

Таблица 1. Характеристики газовой среды CO₂ при проведении эксперимента

Плотность	$\rho = 0.02 \text{ кг}/\text{м}^3$
Динамическая вязкость	$\mu = 1247 \cdot 10^{-8} \text{ Па}\cdot\text{с}$
Коэффициент теплопроводности	$\lambda = 0.014486 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$
Удельная теплоемкость при $p = \text{const}$	$c_p = 831.2 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$
Температурный коэффициент объемного расширения	$\beta = 0.00495 \text{ К}^{-1}$

и j -й панели ИТП по отношению к внешней поверхности i -го узла, $\varepsilon_i, \varepsilon_j$ – степени черноты внешней поверхности i -го узла прибора и внутренней поверхности j -й панели ИТП, T_i, T_j – стационарные температуры i -го узла прибора и внутренней поверхности j -й панели ИТП. Здесь и далее дополнительный индекс “в” показывает, что значения относятся к измерениям в вакууме.

Решение для температурной невязки $\Delta T_{\text{в}}$ ограничено с одной стороны суммарным тепловым потоком (первое уравнение системы), а с другой – определенным направлением теплообмена (второе уравнение системы). Эти ограничения дают очень узкий диапазон решений.

На основании данной системы был получен следующий результат восстановления промежуточных параметров ЭВТИ ИСЕМ:

- температурная невязка $\Delta T_{\text{в}} \approx 8.85 \text{ К}$,
- тепловые потоки $Q_{\text{в1-4}} \approx 0.15 \text{ Вт}$, $Q_{\text{в1-5}} = Q_{\text{в2-5}} \approx \approx 0.46 \text{ Вт}$, $Q_{\text{в1-6}} = Q_{\text{в2-6}} \approx 0.32 \text{ Вт}$, $Q_{\text{в1-7}} \approx 0.49 \text{ Вт}$, $Q_{\text{в1-8}} \approx 0.08 \text{ Вт}$,
- тепловые сопротивления $R_{\text{в2-5}} \approx 38.62 \text{ К}/\text{Вт}$, $R_{\text{в3-6}} \approx 37.96 \text{ К}/\text{Вт}$.

Значения промежуточных параметров позволили определить удельное тепловое сопротивление в вакууме двух горизонтальных фрагментов ЭВТИ – ориентированного вниз $r_{\text{ЭВТИвн}} \approx 0.57 \text{ К}/\text{Вт}\cdot\text{м}^2$ и ориентированного вверх $r_{\text{ЭВТИвв}} \approx 0.54 \text{ К}/\text{Вт}\cdot\text{м}^2$.

Для среды CO₂ подобная система уравнений изменится, поскольку в ней необходимо учесть конвективную составляющую теплообмена. Для измеренных и восстановленных параметров в условиях газовой среды введем дополнительный индекс “а”. Очевидно, что температурная невязка при наличии конвекции будет отличаться от невязки в вакууме из-за более интенсивного теплообмена панелей со стенками камеры. Обозначим ее как ΔT_a .

Тогда с учетом предположения, что температура газовой среды внутри установки T_a соответствует средней температуре всех панелей ИТП, система уравнений примет вид

$$Q_{1-i} = F_i \left(\sum_{i=4}^8 Q_{1-i} = Q_1, Q_{1-i} > 0 \text{ при } i = 4, \dots, 7, \right. \\ \left. \sigma \sum_{j=9}^{15} \frac{\varphi_{Fi-Fj} (\varepsilon_i^{-1} - 1) + \varphi_{Fj-Fi} (\varepsilon_j^{-1} - 1)}{1 + \varphi_{Fi-Fj} (\varepsilon_i^{-1} - 1) + \varphi_{Fj-Fi} (\varepsilon_j^{-1} - 1)} \times \right. \\ \left. \times \left(T_i^4 - (T_j + \Delta T_a)^4 \right) + \alpha_{Fi} (T_i - T_a) \right) \\ \text{при } i = 4, \dots, 8, \\ T_a = \frac{\sum_{j=9}^{15} (T_j + \Delta T_a)}{7}, \\ Q_{2-i} = Q_{1-i} \text{ при } i = 5, 6,$$

где α_{Fi} – коэффициент теплоотдачи поверхности i -го теплового узла окружающей газовой среде, T_a – температура газовой среды внутри установки.

Для решения данной системы необходимо знать коэффициент теплоотдачи в газовой среде горизонтальных поверхностей, направленных вниз (α_{F5}), вверх (α_{F6}, α_{F8}), а также вертикальных поверхностей (α_{F4}, α_{F7}).

Эти коэффициенты определяются по критерию Нуссельта Nu:

$$\alpha = \text{Nu} \cdot \lambda / L,$$

где λ – коэффициент теплопроводности, а L – характерный размер системы (длина стенки прибора).

Параметры CO₂ при давлении 5 мм рт. ст. приведены в табл. 1 [7, 8].

Критерий Нуссельта при естественной конвекции рассчитывается из уравнения

Таблица 2. Коэффициенты C , K , n

Положение стенки прибора	C	K	n
Вертикальная пластина	0.8	$\left(1 + \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\text{Pr}}}\right)^2\right)^{-1/4}$	$\frac{1}{4}$
Горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность сверху	0.54	1	$\frac{1}{4}$
Горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность снизу	0.27	1	$\frac{1}{4}$

$$\text{Nu} = C \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n K$$

Коэффициенты C , K , n для разных положений стенок прибора приведены в табл. 2 [9].

Результаты расчета: $\alpha_{F5} \approx 0.21 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\alpha_{F6} = \alpha_{F8} \approx 0.43 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\alpha_{F4} = \alpha_{F7} \approx 0.41 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Итогом обработки измерений в процессе эксперимента в среде CO_2 были следующие значения промежуточных параметров:

- температурная невязка $\Delta T_a \approx 10.4 \text{ К}$,
- тепловые потоки $Q_{a1-4} \approx 0.08 \text{ Вт}$, $Q_{a1-5} = Q_{a2-5} \approx 0.49 \text{ Вт}$, $Q_{a1-6} = Q_{a2-6} \approx 0.2 \text{ Вт}$, $Q_{a1-7} \approx 0.66 \text{ Вт}$, $Q_{a1-8} < 0.01 \text{ Вт}$,
- тепловые сопротивления $R_{a2-5} \approx 38.62 \text{ К/Вт}$, $R_{a3-6} \approx 37.96 \text{ К/Вт}$.

Искомое удельное тепловое сопротивление в вакууме составило для ориентированного вниз фрагмента ЭВТИ $r_{\text{ЭВТИавгн}} \approx 0.32 \text{ К/Вт}\cdot\text{м}^2$, для ориентированного вверх $r_{\text{ЭВТИавгв}} \approx 0.42 \text{ К/Вт}\cdot\text{м}^2$.

Достаточно характерен качественный анализ некоторых восстановленных данных, который показывает, что полученные независимо в разных условиях значения различных параметров взаимно согласованы.

Так, предсказуемо выявлено снижение удельного теплового сопротивления ЭВТИ в среде CO_2 по сравнению с вакуумом, объясняемое добавлением конвективной составляющей теплопереноса.

Этим же фактором объясняется более высокое значение температурной невязки в среде CO_2 по сравнению с ее величиной в вакууме. Причина – увеличенный в газовой среде перепад температуры от места теплостока в центре

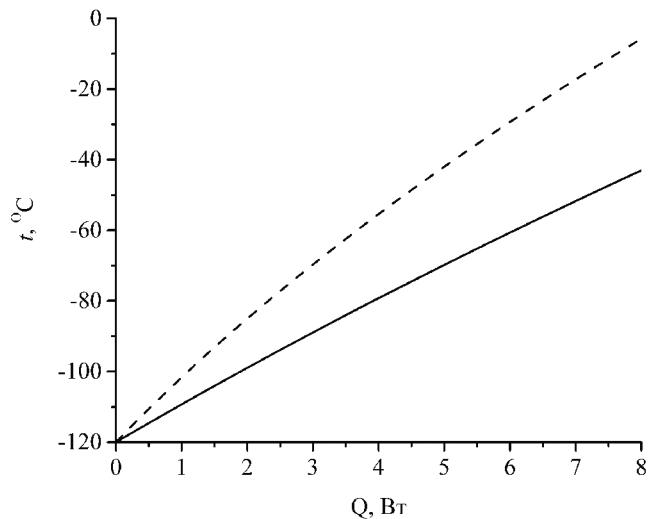


Рис. 8. Зависимости температуры прибора от мощности нагрева на поверхности Марса: прибор крепится непосредственно к конструкции марсохода (сплошная кривая), прибор крепится к марсоходу через тепловые развязки с тепловым сопротивлением 80 К/Вт (штриховая кривая).

панелей ИТП к их краям из-за интенсификации теплообмена с теплой стенкой вакуумной камеры за счет добавления конвективной составляющей.

Полученные характеристики позволили решить прикладную задачу исследования по определению мощности нагрева прибора на поверхности Марса при минимальной температуре окружающей среды $-120 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Для моделирования отсутствовали данные по температуре конструкции посадочных мест прибора на марсоходе. Был рассмотрен наихудший случай, при котором эта температура соответствует температуре атмосферы Марса. Оказалось, что

значительное влияние на требуемую мощность нагрева оказывает низкий уровень теплоизолирующих свойств опор прибора. Поэтому расчет был проведен для двух случаев. В первом опоры прибора непосредственно контактируют с конструкцией марсохода. Во втором случае между прибором и марсоходом были установлены дополнительные тепловые развязки с тепловым сопротивлением 80 К/Вт.

Полученные зависимости температуры прибора от мощности нагрева на поверхности Марса показаны на рис. 8.

Таким образом, для обеспечения нагрева прибора до минимально допустимой температуры -60°C в самый холодный сезон на Марсе необходима тепловая мощность 6.1 Вт (при установке прибора непосредственно на конструкцию марсохода) и 3.7 Вт (при введении дополнительной тепловой развязки с тепловым сопротивлением 80 К/Вт между прибором и марсоходом).

Необходимо отметить, что эта мощность определена без учета вынужденной конвекции из-за ветра на Марсе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью определения возможности использования традиционной ЭВТИ для приборов марсианских научных миссий одновременно и на этапе перелета, и на этапе функционирования на поверхности Марса был проведен эксперимент по определению изменения теплопроницаемости ЭВТИ созданного для эксперимента “ЭкзоМарс-2022” прибора ИСЕМ при его перемещении из вакуума в марсианскую атмосферу.

Было установлено, что удельное тепловое сопротивление ЭВТИ данного прибора снижается в марсианской атмосфере по сравнению с таким в вакууме приблизительно на одну треть (с 0.54...0.57 до 0.32...0.42 К/Вт·м²).

Полученный параметр теплопроницаемости ЭВТИ позволяет определить мощность нагрева научных приборов на поверхности Марса для обеспечения их минимально допустимой температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Herndl S., Ranzenberger C., Lapensée S. // 46th International Conference on Environmental Systems ICES-2016-120 10-14 July 2016, Vienna, Austria.
2. Korablev O.I., Dobrolensky Y.S., Evdokimova N.A., Fedorova A.A., Kuzmin R.O., Mantsevich S.N., Cloutis E.A., Carter J., Poulet F., Flahaut J., Griffiths A., Gunn M., Schmitz N., Marti'n-Torres J., Zorzano et al. // Astrobiology. 2017. V. 17. № 6-7. P. 542.
<https://doi.org/10.1089/ast.2016.1543>
3. Dobrolenskiy Y.S., Mantsevich S.N., Evdokimova N.A., Korablev O.I., Fedorova A.A., Kalinnikov Y.K., Vyazovetskiy N.A., Titov A.Y., Stepanov A.V., Sapgir A.G., Dzyuban I.A., Kuzmin R.O., Ivanov Y.S., Syniavskyi I.I., Petrov V.A., et al. // Proc. of SPIE. 2019. V. 11210. P. 11210F-1.
<http://dx.doi.org/10.1117/12.2540203>
4. Сербинов Д.В., Семена Н.П. // 12-я конф. молодых ученых “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Сб. тр. Сер. Механика, управление и информатика / под редакцией А.М. Садовского. Институт космических исследований Российской академии наук, 2015. С. 152.
5. Finckenor M.M., Dooling D. Multilayer Insulation Material Guidelines. NASA/TP-1999-209263.
6. Баранчиков В.А., Басов А.А., Клочкова М.А. // Известия РАН. Энергетика. 2019. № 2. С. 52.
7. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.Н. и др. Физические величины. Справочник / под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991.
8. Розанов Л.Н. Вакуумная техника. М.: Высшая школа, 1990.
9. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. М.: Атомиздат, 1979.
10. Семена Н.П. // Математическое моделирование и численные методы. 2018. № 1. С. 55.
<https://doi.org/10.18698/2309-3684-2018-1-556>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 52.17

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГАММА-КВАНТОВ УСТАНОВКОЙ TAIGA-IAST
В СТЕРЕОРЕЖИМЕ

© 2024 г. П. А. Волчугов^{a,b,*}, И. И. Астапов^d, П. А. Безъязыков^b, Е. А. Бонвич^a,
А. Н. Бородин^c, Н. М. Буднев^b, А. В. Булан^a, А. Вайдяннатан^e, Н. В. Волковⁱ, Д. М. Воронин^f,
А. Р. Гафаров^b, Е. О. Гресь^b, О. А. Гресь^b, Т. И. Гресь^b, О. Г. Гришин^b, А. Ю. Гармаш^{e,h},
В. М. Гребенюк^{c,j}, А. А. Гринюк^c, А. Н. Дячок^b, Д. П. Журов^b, А. В. Загородников^b,
А. Д. Иванова^b, А. Л. Иванова^{b,e}, М. А. Илюшин^b, Н. Н. Калмыков^a, В. В. Киндин^d,
С. Н. Кирюхин^b, Р. П. Кокоуллин^b, Н. И. Колосов^b, К. Г. Компаниец^d, Е. Е. Коростелева^a,
В. А. Кожин^a, Е. А. Кравченко^{e,h}, А. П. Крюков^a, Л. А. Кузьмичев^a, А. Кьявасса^k,
А. А. Лагутинⁱ, М. В. Лаврова^c, Ю. Е. Лемешев^b, Б. К. Лубсандоржиев^f,
Н. Б. Лубсандоржиев^a, С. Д. Малахов^b, Р. Р. Миргазов^b, Р. Д. Монхоеv^b, Э. А. Окунева^a,
Э. А. Осипова^a, А. Д. Панов^a, А. Л. Паходруков^b, А. Пан^c, Л. В. Паньков^b, А. А. Петрухин^d,
Д. А. Подгрудков^a, Е. Г. Попова^a, Е. Б. Постников^a, В. В. Просин^a, В. С. Птушкин^g,
А. А. Пушнин^b, А. Ю. Разумов^a, Р. И. Райкинⁱ, Г. И. Рубцов^f, Е. В. Рябов^b, В. С. Самолига^b,
И. Сатышев^c, Л. Г. Свешникова^a, А. А. Силаев^a, А. А. Силаев (мл.)^a, А. Ю. Сидоренков^f,
А. В. Скурихин^a, А. В. Соколов^{e,h}, В. А. Таболенко^b, А. Б. Танаев^b, М. Ю. Терновой^b,
Л. Г. Ткачев^{c,j}, Н. А. Ушаков^f, Д. В. Чернов^a, И. И. Яшин^d

^aНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobelцына Московского государственного
университета им. М.В. Ломоносова

Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2

^bНаучно-исследовательский институт прикладной физики Иркутского государственного университета
Россия, 664003, Иркутск, б-р Гагарина, 20

^cОбъединенный институт ядерных исследований

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

^dНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^eНовосибирский государственный университет

Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^fИнститут ядерных исследований Российской академии наук

Россия, 117312, Москва, пр. 60-летия Октября, 7а

^gИнститут земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкина Российской академии наук

Россия, 108840, Троицк, Калужское ш., 4

^hИнститут ядерной физики Сибирского отделения Российской академии наук им. Г.И. Будкера
Россия, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11

ⁱАлтайский государственный университет

Россия, 656049, Барнаул, пр. Ленина, 61

^jУниверситет “Дубна”

Россия, 141980, Дубна, ул. Университетская, 19

^kINFN, Национальный институт ядерной физики

Италия, 10124, Турин

*e-mail: pvol4@ya.ru

Поступила в редакцию 21.04.2023 г.

После доработки 09.06. 2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Статья посвящена моделированию и анализу данных, регистрируемых установкой TAIGA-IACT в стереорежиме. Установка будет включать 5 атмосферных черенковских телескопов с углом обзора 9.6° . В настоящее время в составе установки имеются 3 телескопа, разнесенных на сравнительно большие расстояния друг от друга (от 320 до 500 м). Эффективная площадь установки при этом достигает 0.6 км^2 , что позволяет за разумное время наблюдения (300–400 ч) проводить статистически значимые наблюдения слабых источников гамма-излучения в энергетической области выше 10 ТэВ. Описана процедура моделирования Монте-Карло регистрируемых телескопами адронов и гамма-квантов, а также методика восстановления параметров широких атмосферных ливней, таких как направление прихода события, положение оси, глубина максимума развития ливня и энергия первичной частицы. Для решения задачи гамма-адронного разделения получены оптимальные критерии отбора гамма-квантов, регистрируемых в стереорежиме, и рассчитана эффективная площадь установки.

DOI: 10.31857/S0032816224010227, **EDN:** DXVNUQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области гамма-астрономии являются одним из основных каналов получения информации о высокоэнергетических процессах, протекающих как в объектах нашей Галактики, так и расположенных за ее пределами. В частности, гамма-астрономические наблюдения в области энергий выше 10 ТэВ, могут ответить на вопрос природы космических лучей области колена (3×10^{15} эВ). В течение последних трех лет от источника Крабовидная туманность и других галактических источников были впервые зарегистрированы гамма-кванты с энергией выше 100 ТэВ [1, 2]. Это добавляет интереса к адронным механизмам генерации гамма-излучения высоких энергий [3]. До сих пор подобные гамма-кванты высоких энергий регистрируются только высокогорными обсерваториями, детектирующими заряженные частицы широких атмосферных ливней (ШАЛ) [1, 2, 4], создаваемые первичными частицами в атмосфере Земли. В связи с чем представляется важным восстановить энергетический спектр гамма-квантов от этих источников посредством другой методики регистрации ШАЛ, например, основанной на регистрации черенковского излучения ливней.

Тункинский астрофизический комплекс, расположенный в Тункинской долине (Республика Бурятия), создавался для исследования космических лучей методом регистрации черенковского излучения ШАЛ. Исследования были начаты в 1993 году. Первая установка включала в свой состав всего 4 оптических детектора, однако, несмотря на это, с ее помощью

удалось получить спектр космических лучей в области колена (3×10^{15} эВ). Дальнейшее развитие комплекс получил благодаря развертыванию ряда установок-прототипов, на которых была отработана методика восстановления параметров ШАЛ [5], что в итоге привело к созданию установки Тунка-133 [6].

Тунка-133 начала набор данных в 2009 году. В настоящее время установка включает в свой состав 175 оптических модулей, разнесенных на площади 3 км^2 . На основе наблюдений в течение 2 сезонов (2009–2011) был получен спектр в области от 10^{15} до 10^{18} эВ со сложной структурой, которая прежде не наблюдалась и впоследствии была подтверждена наблюдениями других обсерваторий [7].

Успехи Тунка-133 привели к созданию на территории полигона установок Tunka-Grande [8] и Tunka-REX [9], нацеленных на регистрацию космических лучей с энергиями выше 10 ПэВ, и в конечном счете созданию на базе Тункинского астрофизического комплекса гамма-обсерватории TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-ray Astronomy) [10].

Гамма-обсерватория TAIGA является самой северной обсерваторией (51.810° , 103.067°) для детектирования гамма-квантов в области очень высоких энергий (> 1 ТэВ) и позволяет проводить длительные наблюдения за источниками с большими склонениями.

Уникальность обсерватории состоит в совместном использовании черенковских детекторов разных типов. Для детектирования широких атмосферных ливней (ШАЛ) от первичных

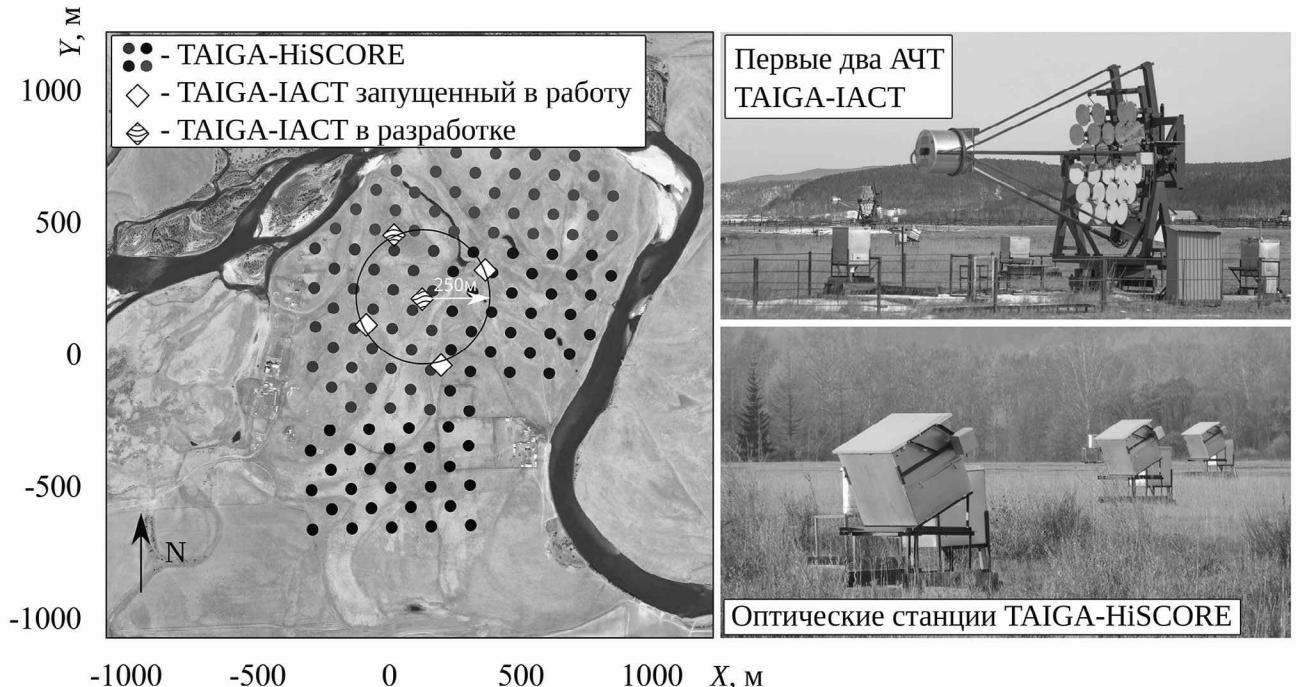


Рис. 1. Взаимное расположение детекторов астрофизического комплекса TAIGA.

высокоэнергичных частиц, кроме перечисленных выше установок, используются атмосферные черенковские телескопы (АЧТ) установки TAIGA-IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope), а также сеть широкоугольных детекторов TAIGA-HiSCORE (High Sensitivity Cosmic ORigin Explorer) [11] (рис. 1). Благодаря высокой плотности установки TAIGA-HiSCORE, в состав которой входит 120 оптических модулей на расстоянии 106 м друг от друга, энергия и направление прихода регистрируемых ШАЛ могут быть определены с высокой точностью: $0.4^\circ - 0.5^\circ$ для событий с 4–5 сработавшими станциями и около 0.1° для событий с более чем 10 сработавшими станциями [12, 13]. АЧТ в комплексе TAIGA используются для выделения событий от гамма-квантов. Телескопы формируют изображение углового распределения света ШАЛ, на основе которого тип частицы (адрон/гамма) может быть определен. АЧТ способны регистрировать ШАЛ с расстояния до 600 м, что позволяет размещать их на достаточно большом расстоянии друг от друга.

Таким образом, совместное использование сетки из 120 детекторов TAIGA-HiSCORE и 5 атмосферных черенковских телескопов TAIGA-IACT позволяют определять тип регистрируемых частиц, их энергию и направление

прихода. Энергетический порог для совместной работы установок составляет 40 ТэВ. При этом покрываемая установкой площадь оказывается существенно выше по сравнению с классическими стереосистемами АЧТ, такими как HESS [14], MAGIC [15], VERITAS [16]. В настоящее время проводятся работы по созданию гамма-обсерватории СТА [17], нацеленной на исследования в области очень высоких энергий (от 20 ГэВ до 300 ТэВ). Для набора существенной статистики в данной энергетической области в СТА планируется использовать массив из более чем 100 АЧТ разных типов в обсерваториях, расположенных в южном и северном полушариях. Это является достаточно сложной задачей как с точки зрения создания обсерватории, так с точки зрения ее обслуживания. Предполагается, что в окончательной конфигурации покрываемая площадь южной обсерватории СТА составит порядка 4 км^2 , а северной – порядка 1 км^2 [18].

Несмотря на то, что совместное использование детекторов TAIGA-IACT и TAIGA-HiSCORE возможно в области энергий выше 40 ТэВ, исследования в области более низких энергий с помощью инструментов TAIGA также возможны и представляют большой интерес для современной астрофизики. В частности, существует

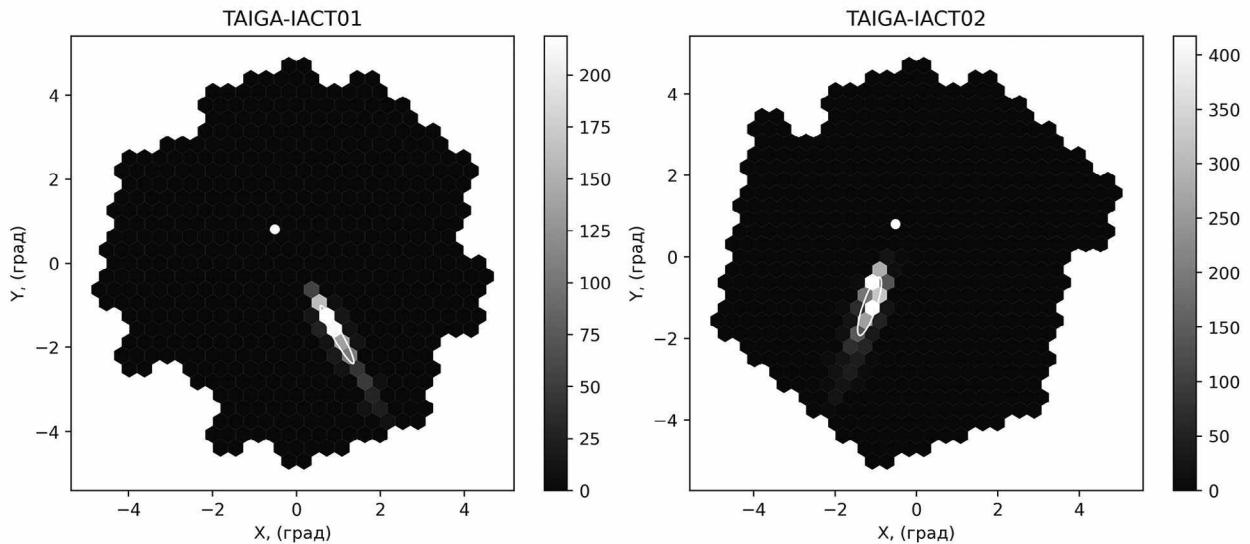


Рис. 2. Пример события, зарегистрированного первыми двумя телескопами установки TAIGA-IACT. Белая точка – положение источника гамма-квантов в поле зрения телескопа. Эллипс – аппроксимация изображения ШАЛ, предложенная Хилласом [31].

ряд источников гамма-квантов, спектр которых измерен примерно до 10 ТэВ и требует уточнения [19, 20]. Изучение области более низких энергий (>1 ТэВ) возможно с помощью отдельных телескопов установки TAIGA-IACT (моно режим наблюдений). Однако точность восстановления параметров ШАЛ при таком подходе оказывается не слишком высокой. В частности, энергетическое разрешение регистрируемых в монорежиме событий составляет 30–40% [21]. В области энергий выше 8 ТэВ ШАЛы от первичных гамма-квантов могут быть зарегистрированы несколькими телескопами установки одновременно (стереорежим), что приводит к существенному улучшению точности восстановления параметров первичной частицы. Так, энергетическое разрешение событий, регистрируемых в стереорежиме работы установки TAIGA-IACT, составляет порядка 10%. В связи с этим основной целью данной работы является исследование возможности детектирования гамма-квантов атмосферными черенковскими телескопами установки TAIGA-IACT в стереорежиме.

В следующих разделах приводится описание конфигурации установки TAIGA-IACT из 5 телескопов, описание процедуры моделирования событий от адронов и гамма-квантов, детектируемых установкой TAIGA-IACT, а также

процедура анализа событий, зарегистрированных установкой в стереорежиме.

2. УСТАНОВКА TAIGA-IACT

Атмосферный черенковский телескоп оснащен альт-азимутальной монтировкой, позволяющей проводить слежение за источниками гамма-квантов. Телескоп включает в свой состав отражатель диаметром 4.3 м, состоящий из 34 сферических зеркал диаметром 60 см, в фокусе которого расположена регистрирующая камера. Угол обзора телескопа составляет 9.6° (0.36° на пиксель) с функцией рассеяния точки 0.07° [22]. Фокусное расстояние телескопов составляет 4.75 м. Камеры содержат около 600 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) XP1911 с диаметром фотокатода 15 мм. Все пиксели сгруппированы в кластеры, каждый из которых находится под управлением платы на основе специализированной интегральной микросхемы MAROC3 [23]. Каждый из 64 каналов MAROC3 включает предусилитель с настраиваемым коэффициентом усиления, зарядочувствительный усилитель с изменяемым временем интегрирования и компаратор с настраиваемым порогом. Микросхема имеет аналоговый мультиплексированный выход, который подключается к 12-битному АЦП [24].

Каждый ФЭУ подключается к двум каналам MAROC3. Разница в коэффициентах усиления

предусилителей этих каналов составляет 30, что обеспечивает линейность преобразования заряд-код до 3000 фотоэлектрон при усилении ФЭУ 10^5 . Локальный триггер кластера генерируется в том случае, если в течение 15 с в кластере происходит превышение пороговой амплитуды двумя соседними ФЭУ (пикселями).

В регистрирующей камере телескопа формируется угловое изображение ШАЛ, по форме которого можно восстановить параметры первичной частицы, такие как тип частицы (адрон/гамма), энергия, направление прихода и положение оси ШАЛ.

По данным наблюдений первого АЧТ, было проведено детектирование гамма-квантов от блазара Маркарян 421 в монорежиме наблюдений. Значимость избытка гамма-квантов составила 5σ [25]. Гамма-кванты от Крабовидной туманности были зарегистрированы как в моно- [21], так и в стереорежимах первыми двумя телескопами на уровне статистической значимости 12σ и 5σ соответственно.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОНТЕ-КАРЛО

Моделирование широких атмосферных ливней проводилось с помощью программы CORSIKA [26] версии 7.35 с использованием модели QGSJET-II-04 [27] для взаимодействий при высоких энергиях и GHEISHA-2002d [28] для взаимодействий при низких энергиях. Во входных файлах использовались позиции пяти TAIGA-IACT. Были смоделированы ливни от первичных протонов и гамма-квантов. Диапазон энергий 40–400 ТэВ для протонов и 20–200 ТэВ для гамма-квантов с показателем наклона спектра -1 . Зенитные углы 30° – 40° соответствуют наблюдению Крабовидной туманности в Тункинской долине. Фотоны из выходных данных CORSIKA отслеживались в специальной программе оптического моделирования TAIGA-optics [29]. Эта программа моделирует оптический отклик атмосферных черенковских телескопов TAIGA вплоть до фотокатодов ФЭУ.

Данные о числе фотоэлектронов в пикселях камеры, полученные на основе программы оптического моделирования, используются для моделирования отклика камеры, которое включает процедуру формирования триггера

телескопа, описанную в разд. 2. При этом амплитуды фотоэлектронов выбираются случайно в соответствии с экспериментально измеренным амплитудным распределением для ФЭУ XP1911 в работе [30], где также учтено влияние послеимпульсов.

В результате описанной процедуры для каждого моделируемого ШАЛ был получен набор изображений, генерируемых в камере каждого из сработавших телескопов. На рис. 2 представлен пример события, зарегистрированного первым и вторым телескопами установки.

Поскольку каждый пиксель телескопа обозревает отдельную область неба, расстояния в получаемых изображениях с камер телескопов измеряются в градусах. Стандартный анализ регистрируемых ШАЛ предполагает параметризацию изображений, предложенную Хилласом [31]. В результате параметризации каждое изображение может быть представлено эллипсом, центром которого являются моменты первого порядка (X_c, Y_c), а осями – моменты второго порядка ($width, length$) исходного изображения в регистрирующей камере телескопа. Для последующего анализа рассчитываются также следующие параметры:

- $size$ – полное число фотоэлектронов в событии;
- $alpha$ – угол между главной осью эллипса и линией, соединяющей центр тяжести изображения и положение источника в поле зрения телескопа.

Данная параметризация позволяет проводить эффективный анализ регистрируемых событий, в результате которого могут быть восстановлены основные параметры ШАЛ и проведено гамма-адронное разделение.

Поскольку при регистрации ШАЛ зачастую срабатывает только часть установки (в зависимости от энергии первичной частицы и положения оси ШАЛ), все события могут быть проанализированы в разных стереорежимах, таких как 2, 3, 4 и 5. Другими словами, анализ может быть проведен отдельно для событий, зарегистрированных только двумя телескопами, тремя и т.д. В данной работе все расчеты проведены для событий, зарегистрированных в режиме 2+, что означает, что анализ включает

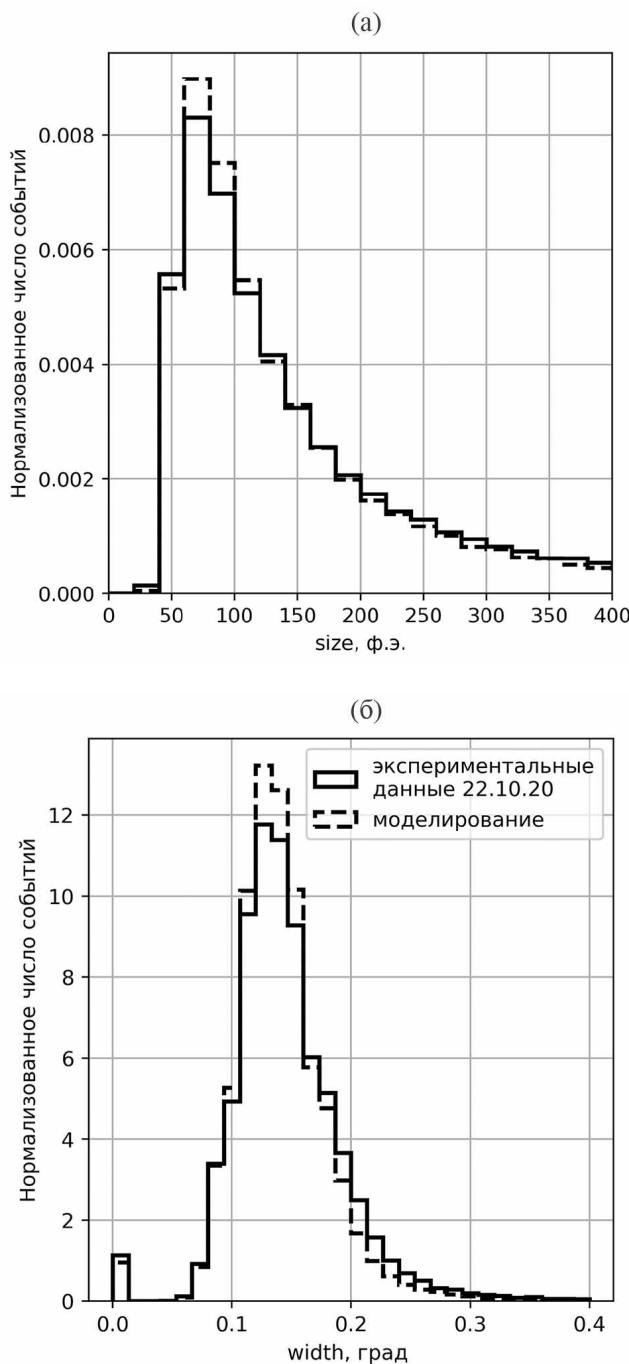


Рис. 3. Сравнение экспериментального и Монте-Карло распределения по параметру *size* для событий, зарегистрированных телескопом TAIGA-IACT01 (а), и экспериментального и Монте-Карло распределения по параметру *width* для событий, зарегистрированных телескопом TAIGA-IACT01 (б).

события, вызвавшие срабатывание двух или более телескопов.

Помимо отбора по числу сработавших телескопов, на регистрируемые в стереорежиме

события накладывались ограничения на полное число фотоэлектронов (более 120) и положение центра тяжести эллипса в камере (менее 3.5°) от центра камеры. Данные ограничения связанны с тем, что более тусклые обрезанные краем камеры изображения, как правило, ухудшают точность восстановления геометрии ШАЛ.

Для проверки эквивалентности моделирования и экспериментальных данных на их основе были построены распределения полного числа фотоэлектронов для событий, зарегистрированных двумя телескопами (рис. 3а). Темп счета таких событий примерно в 10 раз ниже, чем у монособытий, как в моделируемых выборках, так и в эксперименте.

3.1. Восстановление направления прихода ШАЛ

При наблюдении точечных источников гамма-излучения известно направление прихода ШАЛ от гамма-квантов в поле зрения телескопа. Следовательно, восстановление положения источника может быть полезно для гамма-адронного разделения. Для решения этой задачи направление прихода частиц определялось как средневзвешенное положение точек пересечения главных осей всех эллипсов (рис. 4). Оси изображений в двух сработавших телескопах пересекутся в точке

$$x = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} \quad \text{и} \quad y = a_1 x + b_1, \quad (1)$$

где a_i и b_i – коэффициенты уравнений главных осей эллипсов вида $y = ax + b$. Каждая пара телескопов дает точку, которая попадает в двухмерную гистограмму с весом

$$\frac{\text{size}_1 + \text{size}_2}{\sum_i N_{\text{trig}} \text{size}_i} \times \sin\Delta, \quad (2)$$

где Δ – угол между пересекающимися линиями [10], N_{trig} – количество сработавших телескопов. Результатирующее направление прихода события определяется как среднее значение гистограммы, заполненной точками пересечения

$$x_{\text{mean}} = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_i N_{\text{bin}} x_i \quad \text{и} \quad y_{\text{mean}} = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_j N_{\text{bin}} y_j, \quad (3)$$

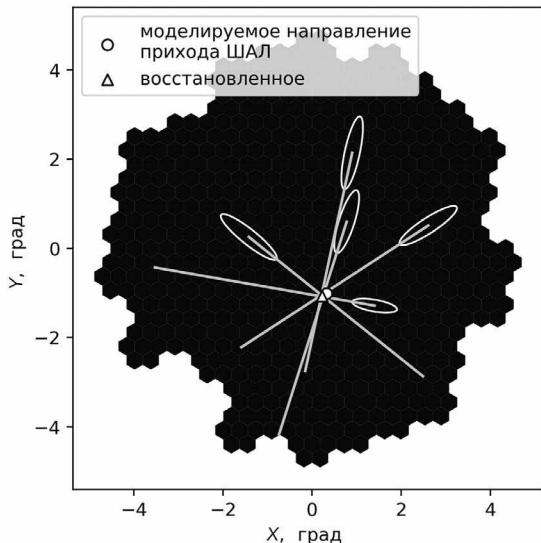


Рис. 4. Определение положения источника в поле зрения телескопов. Эллипсы – аппроксимация изображения ШАЛ в каждом телескопе, пересечения главных осей которых дают восстановленное положение источника.

где N_{bin} – количество бинов гистограммы вдоль оси (одинаково для x и y). На рис. 5а представлено распределение ошибки восстановления положения источника в поле зрения телескопа (θ). Среднее значение ошибки составило 0.14° . Под средней ошибкой здесь и далее понимается радиус круга, содержащего 68% от числа событий, вошедших в анализ.

3.2. Восстановление положения оси ШАЛ

Для восстановления оси ШАЛ используется аналогичная методика, что и для восстановления положения источника. При этом в расчет принимаются положения сработавших телескопов друг относительно друга, а также зенитный угол наблюдения. На рис. 5б представлено распределение ошибки восстановления положения оси ШАЛ. Средняя ошибка составляет 24 метра.

3.3. Эффективная площадь

Для оценки эффективной площади установки и выбора оптимальных критериев отбора гамма-квантов был смоделирован набор событий от первичных протонов космических лучей в энергетическом диапазоне от 40 до 400 ТэВ. Для всех моделируемых событий было выполнено восстановление параметров ШАЛ, на основе которого проводилось выделение гамма-квантов. Отбор гамма-квантов проводился путем наложения

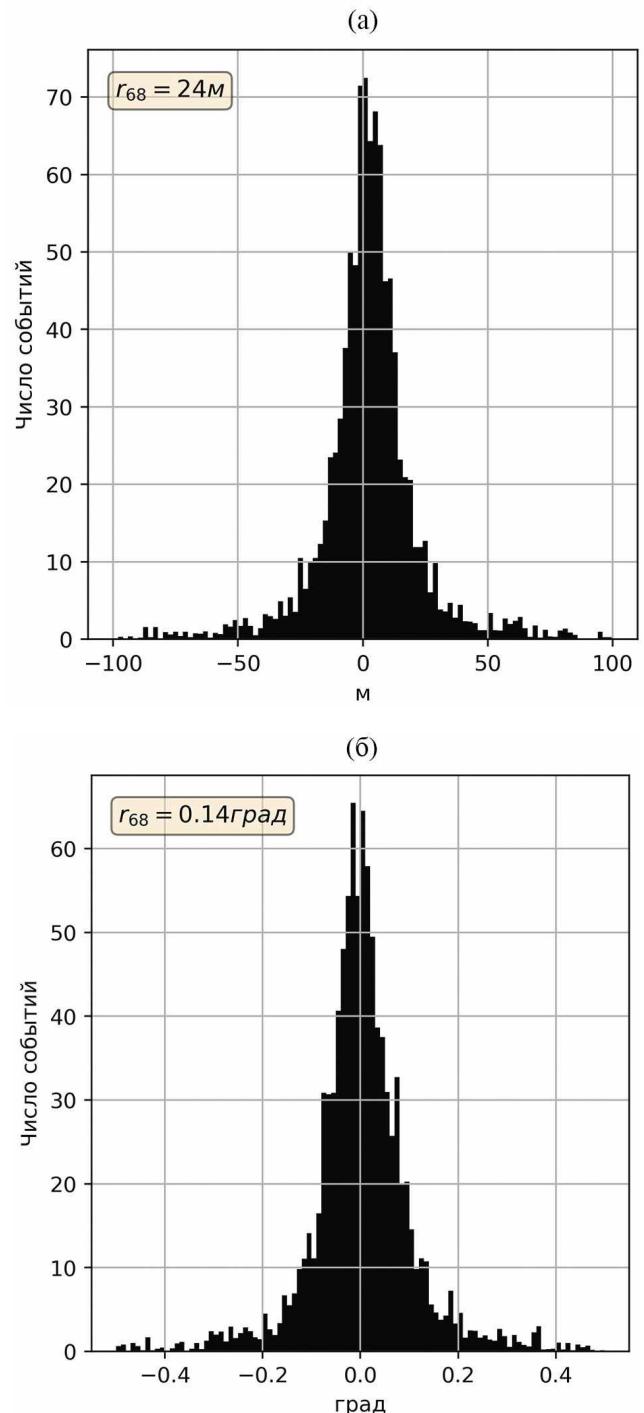


Рис. 5. Ошибка восстановления положения оси ШАЛ (а) и ошибка восстановления направления прихода ШАЛ (б).

критериев отбора на следующие параметры событий:

- квадрат угла между направлением прихода ШАЛ и направлением на исследуемый источник (θ^2);
- параметр – нормализованная ширина (w).

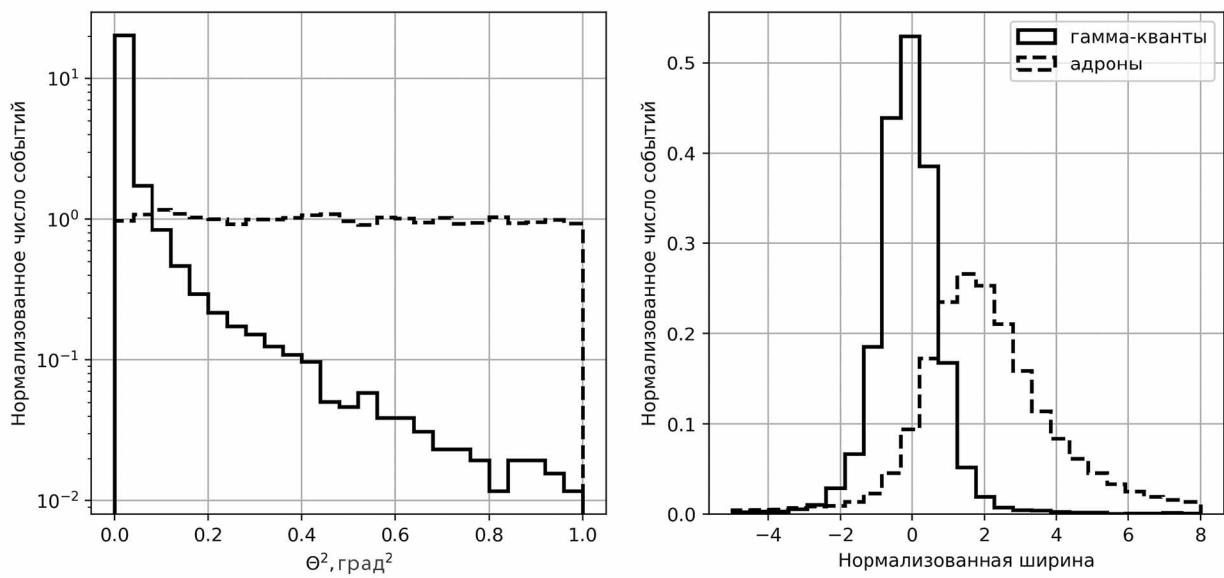


Рис. 6. Распределения параметров θ^2 и нормализованная ширина моделируемых событий от первичных гамма-квантов и адронов, регистрируемых телескопами TAIGA-IACT.

В стереоскопическом подходе нормализованная ширина аналогична параметру $width$, описанному в разд. 3. Он определяется следующим образом [32]:

$$w = \frac{1}{N_{tel}} \left[\sum_i N_{reg} \frac{width_i - w_m(r_i, size_i)}{w_{MAD}(r_i, size_i)} \right], \quad (4)$$

где N_{tel} — количество сработавших телескопов, $width_i$ — параметр $width$ в данном сработавшем телескопе, $w_m(r_i, size_i)$ — медианное значение ширины, характерное для событий с заданным $size_i$ и расстоянием до оси ливня (r_i), $w_{MAD}(r_i, size_i)$ — медианное абсолютное отклонение распределения параметра $width$ для событий в том же диапазоне значений r_i и $size_i$. w_{MAD} и w_m являются табличными значениями и определяются из моделирования.

На основе полученных зависимостей для w_{MAD} и w_m от полного числа фотоэлектронов в соответствии с выражением (4) было получено распределение нормализованных ширин для моделируемых гамма-квантов и адронов (рис. 6).

Оптимальные критерии отбора гамма-квантов были найдены посредством оптимизации, в которой на каждый из трех описанных выше параметров накладывалось ограничение,

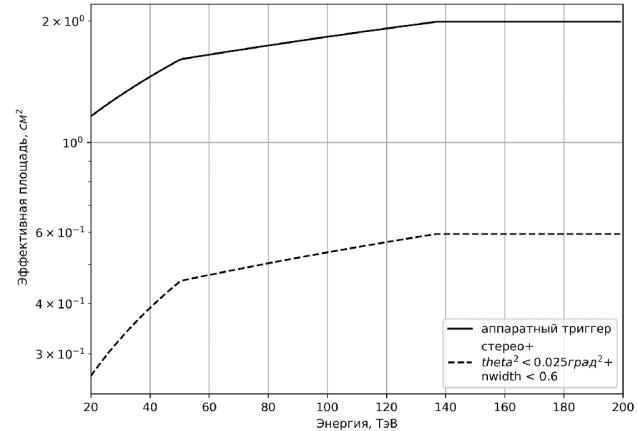


Рис. 7. Эффективная площадь установки TAIGA-IACT после моделирования аппаратного триггера телескопов и применения оптимальных критериев отбора гамма-подобных событий.

величина которого изменялась в пределах от минимально возможного значения данного параметра до максимального. В ходе оптимизации были протестированы все возможные комбинации критериев отбора. Была найдена такая комбинация, при которой доля сохранимых гамма-квантов остается на уровне 50% от числа событий, зарегистрированных в стереорежиме, а подавление адронов оказывается

максимальным. Полученное при этом подавление адронов составило порядка 4.2×10^{-5} .

На основе полученных критериев отбора событий была построена эффективная площадь установки TAIGA-IACT (рис. 7). В энергетической области выше 30 ТэВ эффективная площадь превышает 0.6 км^2 . В результате за 200 ч наблюдения от Крабовидной туманности может быть зарегистрировано 1225 гамма-квантов, от туманности пульсарного ветра CTA1 – 132 и от остатка сверхновой Тихо – 48.

3.4. Восстановление энергии

Восстановление энергии детектируемых ШАЛ, инициированных гамма-квантами, в настоящее время проводится на основе трех параметров:

- *size*;
- расстояние до оси ШАЛ;
- X_{max} – глубина максимума развития ливня.

3.4.1. Восстановление глубины максимума развития ШАЛ. X_{max} может быть восстановлен, если известна высота максимума развития ливня. Для стереосистем черенковских телескопов существует методика, позволяющая определять этот параметр.

Данная методика заключается в том, что в изображении ливня в камере телескопа содержится информация об угле между направлением его прихода и направлением на максимум развития ШАЛ. Максимум развития ливня соответствует центру тяжести изображения и, зная расстояние до оси, можно посчитать высоту максимума развития ливня из геометрических соображений [33]:

$$height = \frac{impact}{dist}, \quad (5)$$

где *impact* – расстояние между телескопом и осью ливня, *dist* – угол между направлением на источник и положением центра тяжести изображения. Высота может быть пересчитана в $\text{г}/\text{см}^2$ с помощью стандартной модели атмосферы для высоты 450 м над уровнем моря и средней температуры -17.5°C [34].

Среднее значение ошибки восстановления X_{max} , рассчитываемого по формуле (5),

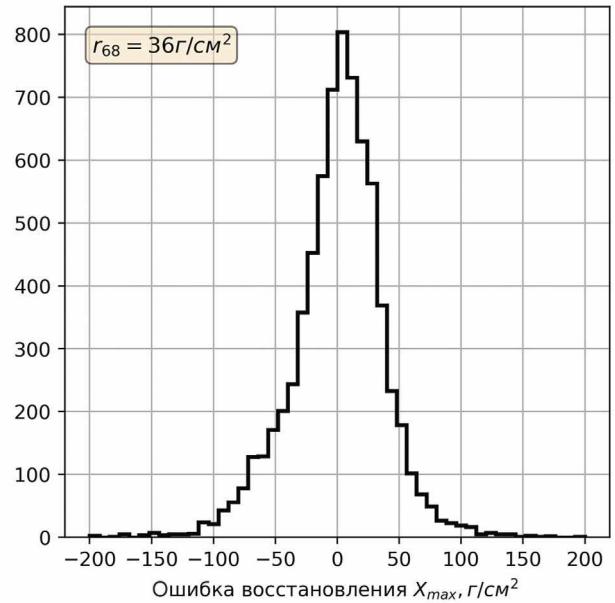


Рис. 8. Ошибка восстановления глубины максимума развития ШАЛ.

меняется с ростом расстояния до оси ливня от $90 \text{ г}/\text{см}^2$ до $-120 \text{ г}/\text{см}^2$. Это связано с тем, что положение центра тяжести изображения не точно соответствует максимуму развития ливня. При небольших расстояниях до оси (до 400 м) значение *dist* для определения высоты развития максимума развития ливня оказывается занижено. Свыше 400 м значение *dist* завышает оцениваемое значение положения X_{max} . Зависимость средней ошибки восстанавливаемых X_{max} от расстояния до оси может быть скорректировано линейной функцией. В нашем случае:

$$d_{X_{max}} = a \times impact + b, \quad (6)$$

где $a = -0.14$ и $b = 58.15$ и $d_{X_{max}}$ – добавочный коэффициент. Применение данной зависимости для коррекции восстанавливаемого значения высоты максимума развития ливня привело к снижению средней ошибки до $36 \text{ г}/\text{см}^2$ (рис. 8).

3.4.2. Энергетический спектр и разрешение. Для восстановления энергии отдельных событий была определена зависимость энергии частиц от полного числа фотоэлектронов изображения, регистрируемого телескопом в моделировании. При этом данная зависимость оказывается разной при разных значениях X_{max} и расстояниях до оси в каждом отдельном событии.

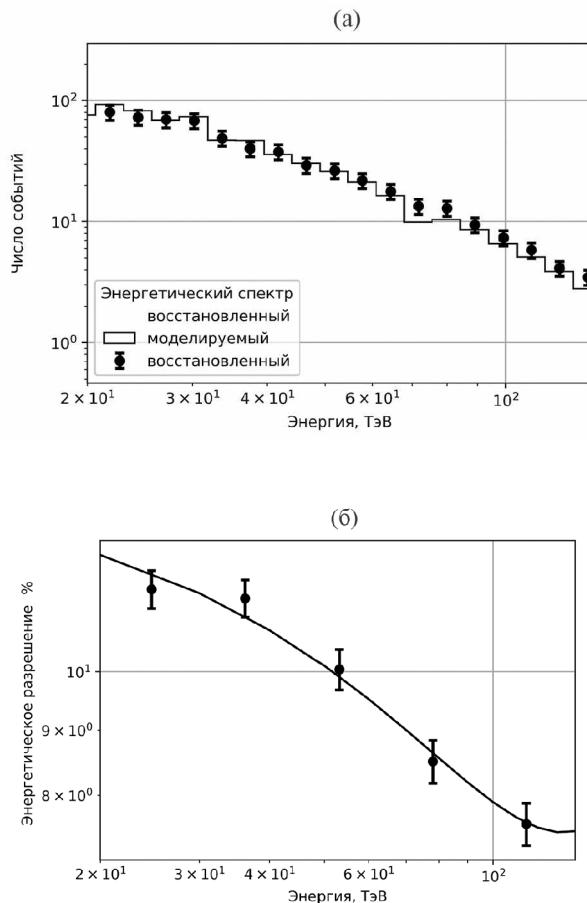


Рис. 9. Восстановленный и моделируемый энергетический спектр моделируемых гамма-квантов (а), энергетическое разрешение (б).

В связи с этим все пространство возможных X_{max} и расстояний до оси было разбито на отдельные бины с шагом $72 \text{ г}/\text{см}^2$ и 10 м соответственно. Для событий, попавших в определенный бин по X_{max} и $distance$, были определены линейные зависимости энергии от $size$, на основе которых может быть получена восстановленная энергия. Энергетическое разрешение было рассчитано для каждого энергетического бина по формуле

$$res = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{|E_i^{reco} - E_i^{sim}|}{E_i^{sim}}, \quad (7)$$

где N – число событий в данном энергетическом бине, E_i^{reco} – восстановленная энергия события, E_i^{sim} – моделируемая энергия события. В случае применения данного метода к восстановлению энергий событий в диапазоне от 20

до 200 ТэВ, энергетическое разрешение составляет порядка 10% (рис. 9).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены возможности определения параметров гамма-квантов с энергиями от 20 до 200 ТэВ, регистрируемых установкой TAIGA-IACT, состоящей из пяти телескопов. Ошибка определения положения источника составила 0.14° , а положение оси ШАЛ восстанавливается с точностью 24 м. Положение максимума развития ливня может быть определено с точностью $36 \text{ г}/\text{см}^2$, что приводит к энергетическому разрешению восстанавливаемого спектра гамма-квантов на уровне порядка 10%. Падение адронного фона составляет порядка 4.2×10^{-5} при эффективной площади установки 0.6 км^2 в энергетической области выше 30 ТэВ. Это позволит набрать существенную статистику при наблюдении Крабовидной туманности – 1225 событий, туманности пульсарного ветра СТА1 – 132 события и от остатка сверхновой Тихо – 48 событий за 200 ч наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ” при поддержке Минобрнауки РФ (соглашение ЕВ-075-15-2021-675), Российского научного фонда (проект № 23-72-00019, разд. 3, 4), а также в рамках государственного задания (FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024, FSUS-2020-0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amenomori M., Bao Y.W., Bi X.J., Chen D., Chen T.L., Chen W.Y., Chen Xu, Chen Y., Cirennima, Cui S.W., Danzengluobu, Ding L.K., Fang H., Fang K., Feng C.F. et al. // Phys. Rev. 2019. V. 123. P. 051101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.051101>
2. Cao Z., Aharonian F.A., An Q., Axikegu L.X., Bai, Bai Y.X., Bao Y.W., Bastieri D., Bi X.J., Bi Y.J., Cai H., Cai J.T., Zhe Cao, Chang J., Chang F. et al. // Nature. 2021. V. 594. P. 33. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03498-z>
3. Liu R.-Y., Wang X.-Y. // Astrophys. J. 2021. V. 922. P. 221. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac2ba0>
4. Abeysekara A.U., Albert A., Alfaro R., Angeles Camacho J.R., Arteaga-Vel'azquez J.C., Arunbabu K.P., Avila Rojas D., Ayala Solares H.A., Baghmanyan V., Belmont-Moreno E., BenZvi S.Y., Brisbois C.,

- Caballero-Mora K.S., Capistrán T., Carramiñana A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 021102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.021102>
5. *Budnev N., Chernov D., Gress O., Korosteleva E., Kuzmichev L., Lubsandorzhiev B., Navarra G., Pan'kov L., Prosin V., Semeney Yu. et al.* // Astropart. Phys. 2013. V. 50-52. P. 18.
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.09.006>
6. *Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N.M., Chiavassa A., Chvalaev O.A., Gress O.A., Dyachok A.N., Epimakhov S.N., Haungs A., Karpov N.I., Kalmykov N.N., Konstantinov E.N., Korobchenko A.V., Korosteleva E.E., Kozhin V.A. et al.* // Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2012. V. 692. P. 98.
<https://doi.org/10.1016%2Fj.nima.2011.12.091>
7. *Apel W.D., Arteaga-Velázquez J.C., Bekk K., Bertaina M., Blümer J., Bozdog H., Brancus I.M., Buchholz P., Cantoni E., Chiavassa A., Cossavella F., Daumiller K., de Souza V., Di Pierro F., Doll P. et al.* // Astropart. Phys. V. 36(1). P. 183. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.023>
8. *Monkhoev R.D., Budnev N.M., Chiavassa A., Dyachok A.N., Gafarov A.R., Gress O.A., Gress T.I., Grishin O.G., Ivanova A.L., Kalmykov N.N., Kazarina Yu.A., Korosteleva E.E., Kozhin V.A., Kuzmichev L.A., Lenok V.V. et al.* // J. Instrum. 2017. V. 12. P. C06019.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/06/c06019>
9. *Fedorov O., Bezyazeev P.A., Budnev N.M., Chernykh D., Gress O.A., Haungs A., Hiller R., Huege T., Kazarina Y., Kleifges M., Korosteleva E.E., Kostunin D., Krömer O., Kuzmichev L.A., Lenok V. et al.* // arXiv: 1712.00974v1 [astro-ph.IM]. 2017.
<https://doi.org/10.48550/ARXIV.1712.00974>
10. *Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S., Bogdanov A.G., Boreiko V., Budnev N.M., Büker M., Brückner M., Chiavassa A., Chvalaev O.B., Gafarov A.V., Gorbunov N., Grebenyuk V., Gress O.A., Grinyuk A. et al.* // J. Phys.: Conference Series. 2016. V. 675(3). P. 032037.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/675/3/032037>
11. *Luczyk M., Hampf D., Horns D., Spitschan D., Kuzmichev L., Prosin V., Spiering C., Wischnewski R.* // Astropart. Phys. 2014. V. 56. P. 42. ISSN 0927-6505.
12. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.03>
URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650514000322>.
13. *Kuzmichev L., Astapov I., Bezyazeev P., Boreiko V., Borodin A., Brückner M., Budnev N., Chiavassa A., Gress O., Gress T., Grishin O., Dyachok A., Epimakhov S., Fedorov O. et al.* // EPJ. Web of Conferences. 2017. V. 145. P. 01001.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201714501001>
14. *Luczyk M., Budnev N., Astapov I., Barbashina N., Bogdanov A., Boreiko, Brückner M., Chiavassa A., Chvalaev O., Gress O., Grishin O., Dyachok A., Epimakhov S., Fedorov O. et al.* // EPJ. Web of Conferences. 2017. V. 136. P. 03008.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201713603008>
15. *Hinton J.A.* // New Astronomy Rev. 2004. V. 48(5-6). P. 331. ISSN 1387-6473.
<https://doi.org/10.1016/j.newar.2003.12.004>
16. *Cortina J.* // International Cosmic Ray Conference. 2011. V. 11. P. 147.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1110.4747>
17. *Perkins J.-S., Maier G. (VERITAS Collab.).* // arXiv e-prints. art. arXiv:0912.3841. Fermi Symposium, Cornell Un. 2009.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.0912.3841>
18. *Acharya B.S., Actis M., Aghajani T., Agnetta G., Aguilar J., Aharonian F., Ajello M., Akhperjanian A., Alcubierre M. et al.* // Astropart. Phys. 2013. V. 43. P. 3.
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.01.007>
19. *Brown A.M., Acharyya A., Dominguez A., Hassan T., Lenain J.-P., Pita S.* // Proceed. of 37th Intern. Cosmic Ray Conference. Proceed. Sience. 2021. V. 395. P. 0887.
<https://doi.org/10.22323/1.395.0887>
20. *Archambault S., Archer A., Benbow W., Bird R., Bourbeau E., Buchovecky M., Buckley J.H., Bugaev V., Cerutti M., Connolly M.P., Cui W., Dwarkadas V.V., Errando M., Falcone A., Feng Q., et al.* // Astrophys. J. 2017. V. 836(1). P. 23.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/23>
21. *Aliu E., Archambault S., Arlen T., Aune T., Beilicke M., Benbow W., Bouvier A., Buckley J.H., Bugaev V., Cesari A., Ciupik L., Collins-Hughes E., Connolly M.P., Cui W., Dickherber R. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 764(1). P. 38.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/1/38>
22. *Свешникова Л.Г., Волчугов П.А., Постников Е.Б., Астапов И.И., Безъязыков П.А., Бонвич Е.А., Бородин А.Н., Буднев Н.М., Булан А.В., Вайдянатан А., Волков Н.В., Воронин Д.М., Гафаров А.Р., Гресь Е.О., Гресь О.А. и др.* // Известия РАН. серия физ. 2023. Т. 87. № 7. С. 966.
<https://doi.org/10.31857/S0367676523701697>
23. *Kuzmichev L., Astapov I., Bezyazeev P., Borodin A., Brückner M., Budnev N., Chiavassa A., Gress O., Gress T., Grishin O., Dyachok A., Fedorov O., Gafarov A., Garmash A., Grebenyuk V. et al.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. V. 952. P. 161830.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.01.056>
24. *Kompaniets K.G. (TAIGA Collab.).* Development of front-end electronics of TAIGA-IACT. // Poster presented at International Symposium on Cosmic Rays and Astrophysics (ISCRa2019). Moscow, 2019.
https://iscra2019.mephi.ru/content/public/files/posters/Poster_4_07_KompanietsK.pdf

25. Lubsandorzhiev N., Astapov I., Bezyazeekov P., Bo-reyko V., Borodin A., Brückner M., Budnev N., Chia-vassa A., Dyachok A., Fedorov O., Gafarov A., Gar-mash A., Gorbunov N., Grebenyuk V., Gress O. et al. // Proceed. of 35th Intern. Cosmic Ray Conference. Proceed. Sience. 2017. V. 301. P. 0757. <https://doi.org/10.22323/1.301.0757>.
26. Sveshnikova L., Astapov I., Bezyazeekov P., Blank M., Borodin A., Brückner M., Budnev N., Bulan A., Neelakandaiyer A., Wischnewski R., Volchugov P., Voronin D., Gafarov A., Garmash A., Grebenyuk V. et al. // Bull. Russian Acad. Sciences: Physics. 2021. V. 85. P. 398. <https://doi.org/10.3103/S1062873821040365>
27. D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw. // Technical Report FZKA-6019. Forschungsamt Karlsruhe GmbH. Karlsruhe, 1998. <https://doi.org/10.5445/IR/270043064>
28. Ostapchenko S. // Phys. Rev. D. 2011. 83(1). P. 014018. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.014018>
29. Fesefeldt H. The simulation of hadronic showers: physics and applications. // Technical report. Physikalisches Institut. Technische Hochschule Aachen (PITHA). 1985. URL <http://cds.cern.ch/record/162911/files/CM-P00055931.pdf>
30. Grinyuk E., Postnikov N., Sveshnikova L. // Phys. Atomic Nuclei. 2020. V. 83. P. 262. <https://doi.org/10.1134/S106377882002012X>
31. Mirzoyan R., Lorenz E., Petry D., Prosch C. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 1997. V. 387(1). P. 74. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00964-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00964-3)
32. Hillas A.M. // 19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19). 1985. V. 3. P. 445.
33. Krawczynski H., Carter-Lewis D.A., Duke C., Holder J., Maier G., Le Bohec S., Semborski G. // Astropart. Phys. V. 25. P. 380. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.03.011>
34. Hofmann W., Lampeitl H., Konopelko A., Krawczynski H. // Astropart. Phys. V. 12(4). P. 207. 2000. <https://doi.org/10.1016%2Fs0927-6505%2899%2900109-7>.
35. Просин В.В. Энергетический спектр и массовый состав космических лучей в диапазоне энергий 10^{15} – 10^{17} эВ по данным установок для регистрации черенковского света от широких атмосферных ливней. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2006. 196 с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.039.34

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО
ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО РАСТВОРЕНИЯ ПОРОШКОВОЙ
РОДИЕВОЙ МИШЕНИ

© 2024 г. Т. М. Кузнецова^a, А. М. Берёзов^a, В. А. Загрядский^a, К. А. Маковеева^{a,*},
Т. Ю. Маламут^a, В. И. Новиков^a, А. В. Рыжков^a

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

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

*e-mail: makoveeva_ka@nrcki.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 04.07.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Настоящая работа выполнена в рамках исследований, направленных на создание терапевтического “in vivo” генератора эмиттера оже-электронов $^{103}\text{Pd}/^{103\text{m}}\text{Rh}$. Радиоизотоп ^{103}Pd можно нарабатывать в мишени из металлического родия в результате реакций $\text{Rh}(p, n)^{103}\text{Pd}$ или $\text{Rh}(d, 2n)^{103}\text{Pd}$. Для выделения из мишени ^{103}Pd необходимо перевести родий в раствор, что является непростой задачей. В статье дано описание разработанной лабораторной установки и изложена техника экспрессного растворения родия, заключающаяся в чередовании циклов растворения родия (~2.5 ч) переменным током 15 А и восстановления постоянным током 1 А (15 мин). Отработана техника восстановления металлического родия из раствора Rh в 6 М соляной кислоте для включения его в замкнутый технологический цикл производства ^{103}Pd . На примере растворения облученной протонами порошковой родиевой мишени продемонстрирована работоспособность созданной лабораторной установки.

DOI: 10.31857/S0032816224010237, EDN: DXQVJJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве терапевтических агентов для радионуклидной терапии, наряду с традиционными α - и β -эмиттерами, рассматриваются менее цитотоксичные эмиттеры оже-электронов. Оже-электроны имеют малый пробег и высокую удельную линейную потерю энергии, они способны повреждать клетки в пределах нескольких десятков нанометров, но при этом не оказывают цитотоксического действия на больших расстояниях, не повреждая здоровые клетки и ткани. К наиболее эффективным и удобным для практического применения эмиттерам оже-электронов можно отнести $^{103\text{m}}\text{Rh}$ ($T_{1/2} = 56.1$ мин), который имеет наименьшее отношение числа γ -квантов к электронам и может быть получен генераторным способом [1]. Предшественником $^{103\text{m}}\text{Rh}$

($T_{1/2} = 56.1$ мин) в генераторе может быть ^{103}Pd ($T_{1/2} = 16.98$ дня). Радионуклид ^{103}Pd также является эмиттером оже-электронов. В случае если ^{103}Pd получен без носителя, он может применяться в качестве терапевтического “in vivo” генератора $^{103}\text{Pd}/^{103\text{m}}\text{Rh}$ [2]. Радионуклид ^{103}Pd можно нарабатывать на циклотроне в мишени из металлического родия по реакциям $\text{Rh}(p, n)^{103}\text{Pd}$ [3, 4] или $\text{Rh}(d, 2n)^{103}\text{Pd}$ [5] с последующим хроматографическим извлечением из растворенной родиевой мишени ^{103}Pd без носителя.

Вместе с тем известно, что перевод в раствор элементов платиновой группы, включая металлический родий, – достаточно сложная задача [6–9]. Металлический родий в обычных условиях химически устойчив к действию кислот и щелочей, поэтому для его растворения требуются специфичные условия и реагенты.

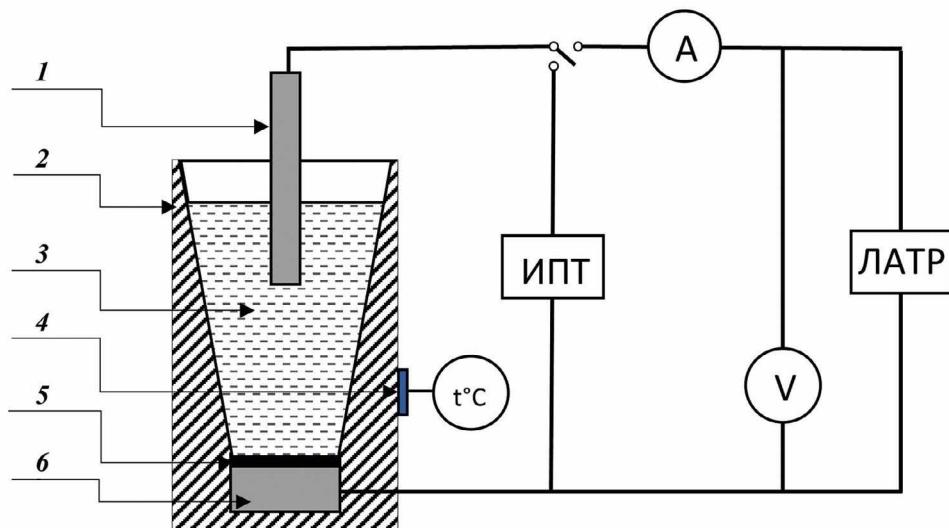


Рис. 1. Схема установки для электрохимического растворения родия: 1 – верхний графитовый электрод, 2 – корпус установки (тефлон), 3 – раствор электролита 6М HCl, 4 – термопара и датчик измерения температуры ИРТ6601/М2, 5 – порошок родия, 6 – нижний графитовый электрод.

В настоящей статье приведена схема лабораторной установки и описана техника электрохимического растворения небольших количеств облученного на циклотроне порошка металлического родия для его дальнейшейadioхимической переработки и выделения ^{103}Pd без носителя. Разработанная лабораторная установка может, кроме того, быть использована для электрохимического восстановления родия (после извлечения ^{103}Pd) с целью включения его в замкнутый технологический цикл производства ^{103}Pd .

2. СХЕМА УСТАНОВКИ

Схема лабораторной установки для электрохимического растворения порошковой родиевой мишени приведена на рис. 1. Установка состоит из тефлонового стакана высотой 10 см с внутренней полостью в форме усеченного конуса объемом 70 см³. На дне конуса размещен графитовый электрод диаметром 2 см, герметично соединенный со схемой управления, состоящей из источника переменного тока (50 Гц, ЛАТР, лабораторный TDGC2-3К), амперметра (Д6090) и вольтметра переменного тока (МТ4W-AV-41), а также регулируемого источника постоянного тока (ИПТ) (CPS-3205II (NPS-1601)). На нижнем графитовом электроде в форме тонкого (~0.5 мм) слоя размещали растворяющийся порошок металлического родия. В верхней зоне тефлонового стакана установлен

второй графитовый электрод цилиндрической формы диаметром 1.5 см с площадью поверхности 23 см², также электрически соединенный со схемой управления. В установке предусмотрена возможность перемещения верхнего графитового электрода вдоль вертикальной оси для погружения его в раствор соляной кислоты на разную глубину. Во избежание агрессивного воздействия электролита на материалы термопары (TXK (L1)) она помещалась на внешней поверхности электролизера. В предварительных модельных экспериментах показания внешней термопары были соотнесены со значениями температуры, измеряемыми внутренней, погруженной в воду термопарой. Конусообразная форма внутренней полости тефлонового стакана обеспечивала возврат частичек порошка родия на поверхность нижнего электрода в случае их частичного уноса выделяющимся при электролизе газом.

3. ТЕХНИКА РАСТВОРЕНИЯ ПОРОШКА МЕТАЛЛИЧЕСКОГО РОДИЯ

Техника растворения была отработана на необлученном порошке родия. Перед началом работы на нижнем графитовом электроде ровным слоем распределялся предварительно взвешенный порошок родия. Коническая полость тефлонового стакана заполнялась электролитом – 6 М HCl (40 мл). Верхний графитовый электрод погружался в электролит таким образом, чтобы

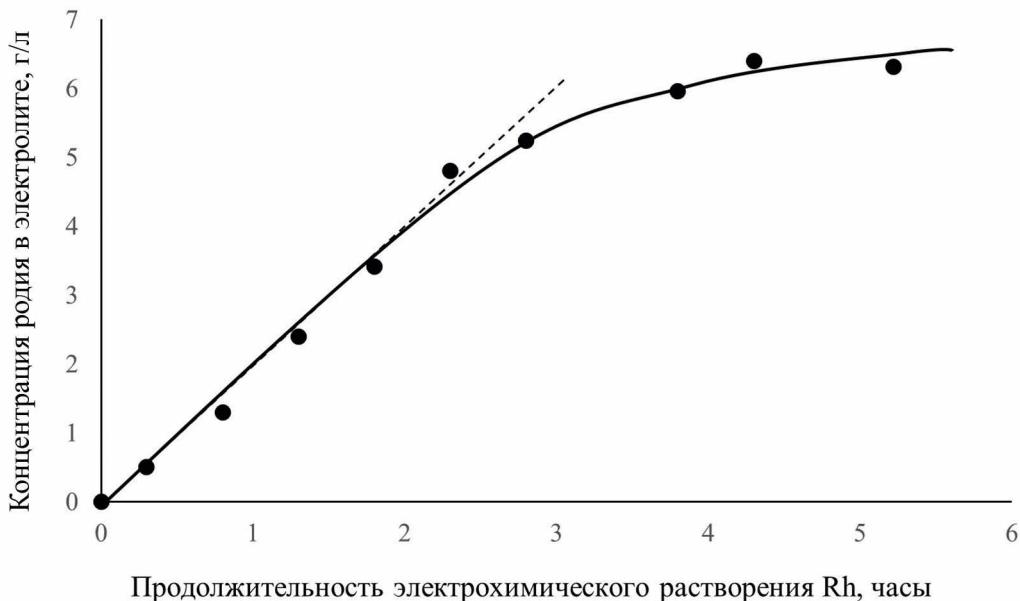


Рис. 2. Зависимость концентрации родия в электролите от продолжительности проведения электролиза при силе тока 15 А.

рабочая поверхность составляла порядка 50% от общей площади электрода. Электрические контакты нижнего и верхнего электродов соединялись с электрической цепью установки. Схема управления позволяла подавать на установку как переменный, так и постоянный ток. Контролируемыми параметрами при электролизе являлись сила тока, напряжение и температура на поверхности стакана. В процессе электролиза определялась скорость растворения родия. С этой целью проводился отбор проб (0.1 мл) раствора-электролита через каждые 30 минут. Электролиз велся в течение 6 ч. Затем раствор удалялся из установки и фильтровался для улавливания частиц нерастворившегося Rh. На рис. 2 в качестве иллюстрации приведена зависимость концентрации родия в электролите от продолжительности проведения электролиза для переменного тока 15 А.

Изменение содержания родия в пробах определялось с помощью спектрофотометра SPEKTRostar^{Nano} (220–1000 нм) (максимум поглощения 255 нм). Калибровка спектрофотометра проводилась по результатам измерений содержания родия в пробах, полученным с помощью метода атомно-эмиссионной спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (ICP-AES).

При подключении установки к ИПТ (на электроде с родием положительный потенциал) растворение родия не наблюдалось. При подключении установки к лабораторному автотрансформатору (переменный ток) начинался процесс электролиза. Однако скорость растворения родия через 2.5 ч замедлялась (рис. 2), причем при добавлении свежего электролита скорость растворения Rh не возрастила. По мнению авторов статьи, это связано с пассивацией поверхности порошка металлического родия плохо растворимыми соединениями, которые в процессе электролиза накапливаются на поверхности Rh и экранируют его.

Для активации процесса растворения Rh проводился кратковременный восстановительный цикл путем подключения установки к источнику постоянного тока. Величина постоянного тока устанавливалась равной 1 А, на родиевый электрод подавался отрицательный потенциал. В результате чередования циклов растворения родия (~2.5 ч) и восстановления (15 мин) достигалось полное растворение пробы порошка родия.

С целью оптимизации параметров установки исследовалось влияние величины переменного тока на скорость растворения родия. Для этого проводились эксперименты по растворению

Таблица 1. Зависимость скорости электрохимического растворения родия от силы переменного тока

Сила тока, А	Температура, °C	Скорость растворения Rh, мг/ч
5	33	10.9
10	42	19
15	52	82.5

родия при силе переменного тока 5, 10 и 15 А. Было показано, что при всех величинах силы прикладываемого переменного тока через 2.5 ч электролиза наступает пассивация родиевого порошка. Однако количество перешедшего в раствор родия за один цикл растворения заметно различалось. В табл. 1 представлены результаты влияния силы переменного тока на скорость электрохимического растворения родия. Скорость растворения определялась по тангенсу угла наклона начального прямолинейного участка графика зависимости концентрации родия в электролите от продолжительности проведения электролиза (рис. 2).

Из табл. 1 следует, что увеличение силы подаваемого на установку переменного тока в 3 раза приводит к 8-кратному увеличению скорости растворения родия. Проведение растворения родия при токе 15 А представляется оптимальным, так как дальнейшее повышение силы тока может приводить к значительному нежелательному разогреву электролита.

4. ТЕХНИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РОДИЯ ИЗ РАСТВОРА

Разработанную установку можно использовать для процесса восстановления родия из растворов. Для этого на дно тефлонового стакана помещалась медная вставка так, чтобы она плотно прилегала к нижнему графитовому электроду, и затем стакан заполнялся раствором родия в соляной кислоте (6 М). На установку подавался постоянный ток (2 А). Увеличение силы тока усиливало газовыделение, что могло привести к уносу электролита. Скорость восстановления родия зависит от исходной концентрации электролита и в проведенных экспериментах составила 24 мг/ч и 158 мг/ч при содержании родия в электролите 1.1 г/л и 3.5 г/л соответственно. Восстановленный металлический родий в виде губки оседал

на медном вкладыше. Процесс восстановления завершался при достижении концентрации родия в электролите, близкой к нулю. Медная пластинка извлекалась из установки и растворялась в концентрированной азотной кислоте. Полученный раствор отделялся от осадка декантацией. Осадок металлического родия несколько раз промывался водой и сушился.

5. ТЕСТИРОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ НА ПРИМЕРЕ РАСТВОРЕНИЯ ОБЛУЧЕННОЙ ПРОТОНАМИ ПОРОШКОВОЙ РОДИЕВОЙ МИШЕНИ

Разработанные установка и методика были протестированы на растворении облученной протонами порошковой родиевой мишени с целью получения рабочих растворов для дальнейшего сорбционного разделения родия и палладия и синтеза РФП. Мишень из порошка металлического родия массой 930 мг помещалась в специальное мишенное устройство и облучалась протонами энергией 30 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. Облучение проводилось при токе 0.15 мкА до достижения суммарного заряда на интеграторе тока 0.3 мкА·ч. В результате ядерных реакций $^{103}\text{Rh}(p, n)^{103}\text{Pd}$ и $^{103}\text{Rh}(p, pn)^{102,102m}\text{Rh}$ в мишени нарабатывались долгоживущие радиоизотопы ^{103}Pd ($T_{1/2} = 17$ сут) и ^{102m}Rh ($T_{1/2} = 3.742$ г) и ^{102}Rh ($T_{1/2} = 207.3$ сут), которые использовались при отработке методики растворения мишени в качестве индикаторов палладия и родия. В процессе электролиза переход родия и наработанного палладия в раствор контролировался по относительному изменению активностей индикаторов в пробах электролита. Радиоизотопы ^{102m}Rh и ^{102}Rh имеют интенсивные совпадающие γ -линии 475 кэВ. Измерения суммарной активности ^{102m}Rh и ^{102}Rh проводились по γ -линии 475 кэВ с помощью

λ -спектрометра фирмы ORTEC GEM 35P4 (США) с детектором из сверхчистого германия. Измерения активности ^{103}Pd проводились по суммарному пику неразрешенных γ -линий 20.074 и 20.216 кэВ с помощью рентгеновского спектрометра фирмы ORTEC GLP 25325/10 (США) с детектором из сверхчистого германия. При измерениях активности ^{103}Pd учитывался вклад в измеряемый пик полного поглощения от активности $^{103\text{m}}\text{Rh}$, находящегося с ^{103}Pd в состоянии равновесия. Измерения проб раствора в процессе электролиза показали, что соотношение активностей родия и палладия при растворении в пределах экспериментальной погрешности остается постоянным. Используя разработанную технику чередования циклов растворения и восстановления родия, примерно за 13 ч удалось полностью растворить облученную протонами мишень массой 930 мг из порошка металлического родия. При этом было показано, что наработанный палладий переходит в раствор вместе с родием, позволяя в дальнейшем провести сорбционное разделение родия и палладия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и изготовлена лабораторная установка для электрохимического растворения порошковой родиевой мишени. Отработана техника экспрессного растворения родия, заключающаяся в чередовании циклов растворения родия (~2.5 ч) переменным током 15 А и восстановления постоянным током 1 А (15 мин). Отработана техника восстановления металлического родия из раствора Rh в 6М соляной кислоте для включения его в замкнутый технологический цикл производства ^{103}Pd .

На примере растворения облученной протонами порошковой родиевой мишени продемонстрирована работоспособность созданной лабораторной установки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” в рамках п. 4 п. 2.2 Тематического плана 2023 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bernhardt P., Forssell-Aronsson E., Jacobsson L., Skarnemark G. // Acta Oncologica. 2001. V. 40. No 5. P. 602.
<https://doi.org/10.1080/028418601750444141>
2. Rooyena J., Szucsb Z., Zeevaartb J. // Applied Radiation and Isotopes. 2008. V. 66. P. 1346.
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2008.02.088>
3. Sudár S., Cserpák F., Qaim S.M. // Appl. Radiat. 2002. V. 56. P. 821.
[http://doi.org/10.1016/S0969-8043\(02\)00054-4](http://doi.org/10.1016/S0969-8043(02)00054-4)
4. Hermanne A., Sonck M., Fenyvesi A., Daraban L. // Nucl. Instrum. Methods. 2000. V. 170. P. 281.
[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(00\)00190-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(00)00190-7)
5. Hermanne A., Sonck M., Takacs S., Tarkanyi F., Shubin F.Y. // Nucl. Instrum. Methods. 2002. V. 187. P. 3.
[http://doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)00851-5](http://doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00851-5)
6. Белоусова Н.В., Белоусов О.В., Борисов Р.В., Гризан Н.В. // Журнал прикладной химии. 2019. Т. 92. Вып. 8. С. 1010.
7. <http://doi.org/10.1134/S0044461819080073>
8. Федоров И.А. Родий. М.: Наука, 1966.
9. Гуляев А.Е., Разбаш А.А. // Цветные металлы. 2013. № 4. С. 67.
10. Баевов А.Б., Гаипов Т.Э. // Bulletin of National academy of sciences of the republic of Kazakhstan. ISSN 1991-3494. 2017. V. 3. № 367. P. 5.

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 66.071

УНИВЕРСАЛЬНАЯ ГАЗОВАЯ УСТАНОВКА С ФУНКЦИЕЙ ВЫДЕЛЕНИЯ И ОЧИСТКИ ГЕЛИЯ-3

© 2024 г. Т. И. Глушкова^{a,*}, Л. М. Коченда^a, П. А. Кравцов^a, А. А. Фетисов^a

^aПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”

Россия, 188300, Гатчина, Ленинградская обл., Орлова роща, 1

*e-mail: glushkova_ti@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.04.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.

Принята к публикации 03.07. 2023 г.

Описан принцип работы газовой установки, пред назначенной для получения трехкомпонентных газовых смесей путем использования статического смешения, с функцией выделения и очистки газа гелия-3 из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$. Рассматривается процесс приготовления трехкомпонентной газовой смеси для дальнейшего использования в монокамерных детекторах нейтронов, а также процесс выделения гелия-3 из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$ и его очистки для использования в гелиевых счетчиках нейтронов и для перезаполнения гелиевых детекторов нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816224010245, EDN: DWLYKU

1. ВВЕДЕНИЕ

Универсальная газовая установка предназначена для получения трехкомпонентных газовых смесей с использованием статического смешения, выделения и очистки дорогостоящего ${}^3\text{He}$ из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$, а также компримирования последнего при высоком давлении. Принципиальная схема газовой установки представлена на рис. 1. Внешний вид установки представлен на рис. 2.

Процесс статического смешения происходит в автоматическом режиме с использованием управляющего компьютера при заданной постоянной температуре 30 °C в термостате. Состав смеси задается значениями парциального давления компонентов. Максимальный объем баллона для приготовления смеси – 5 л. Могут использоваться и баллоны меньшего объема.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Универсальная газовая установка предназначена для решения нескольких задач.

2.1. Выделение гелия-3

Газовая система позволяет осуществлять процесс выделения ${}^3\text{He}$ из газовой смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$,

часто используемой в газонаполненных детекторах. Для этого используется метод вымораживания CF_4 в сосуде объемом 1 л (freezer) при температуре жидкого азота (-195.75 °C). Источник смеси может быть присоединен к порту одного из баллонов (C1, C2, C3) или ко входу вентиля MV12. После присоединения газовые линии необходимо откачать с помощью спирального форвакуумного насоса (VacPump).

Поскольку процесс извлечения ${}^3\text{He}$ из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$ в вымораживателе происходит при температуре жидкого азота, CF_4 при такой температуре находится в твердой фазе с очень низким парциальным давлением; ${}^3\text{He}$ с помощью насоса-компрессора извлекается из вымораживателя и накапливается в буферном баллоне объемом 10 л при абсолютном давлении до 2 бар. Из буферного баллона ${}^3\text{He}$ может компримироваться посредством пневматического бустера в исходный баллон или в баллон для приготовления смеси, при этом ${}^3\text{He}$ будет проходить через блок криогенной очистки.

Перед разделением смеси следует провести оценку количества вымораживаемого CF_4 . При разделении смеси сосуд вымораживателя

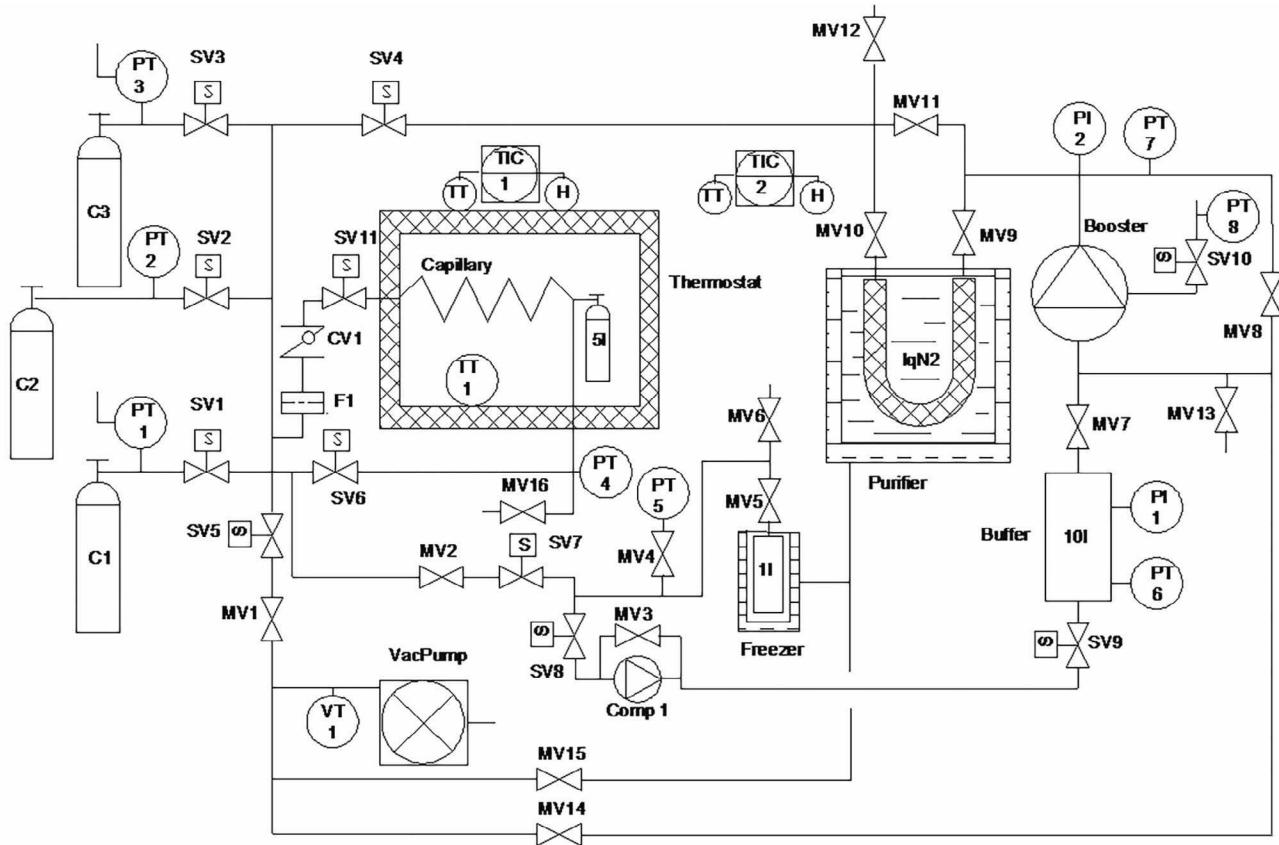


Рис. 1. Принципиальная схема универсальной газовой установки: SV (solenoid valve) – соленоидный клапан, MV (manual valve) – ручной клапан, TT (temperature transmitter) – преобразователь температуры, F (filter) – фильтр, PT (pressure transmitter) – преобразователь давления, PI (pressure indicator) – индикатор давления, Comp (compressor) – компрессор, H (heater) – нагреватель, VT (vacuum transmitter) – вакуумный преобразователь, Capillary – капилляр, Thermostat – термостат, Booster – бустер, Purifier – очиститель, Freezer – вымораживатель, VacPump – вакуумный насос, Buffer – буфер, LqN2 (liquid Nitrogen) – жидкий азот, TIC (temperature indicating controller) – контроллер температуры, CV (check valve) – обратный клапан, C (cylinder) – баллон.

объемом 1 л необходимо заполнять жидкостью не более чем на 60%, чтобы иметь объем для наклиивания ^3He , а также для поддержания безопасности при отогреве вымораживателя. Рабочее давление вымораживателя 150 бар. Он имеет предохранительный клапан (PSV1), настроенный на срабатывание при давлении 100 бар.

2.2. Перекачка газа

Установка позволяет проводить перекачку газа или смеси из одного баллона с низким давлением в другой, находящийся под высоким давлением, с помощью пневматического бустера (Booster). Баллон с низким давлением присоединяется к порту вентиля MV13, а приемный баллон – к порту MV12. Все газовые трубы и бустер после подключения необходимо

откачать. Бустер управляется с помощью сжатого воздуха, подаваемого через фильтр-регулятор, позволяющий настроить оптимальную частоту работы, и электромагнитный клапан SV10. Это дает возможность использовать компьютер для автоматического управления бустером. Пневматические вентили и бустер требуют использования воздуха, сжатого до 6 бар.

Гелий-3, выделенный из смеси и собранный в буферный баллон объемом 10 л, также может быть перекачан в другой баллон с помощью бустера. При перекачке можно использовать блок криогенной очистки (Purifier) при температуре жидкого азота. Перед использованием блок очистки должен пройти регенерацию с помощью съемного нагревателя и контроллера температуры TIC2.

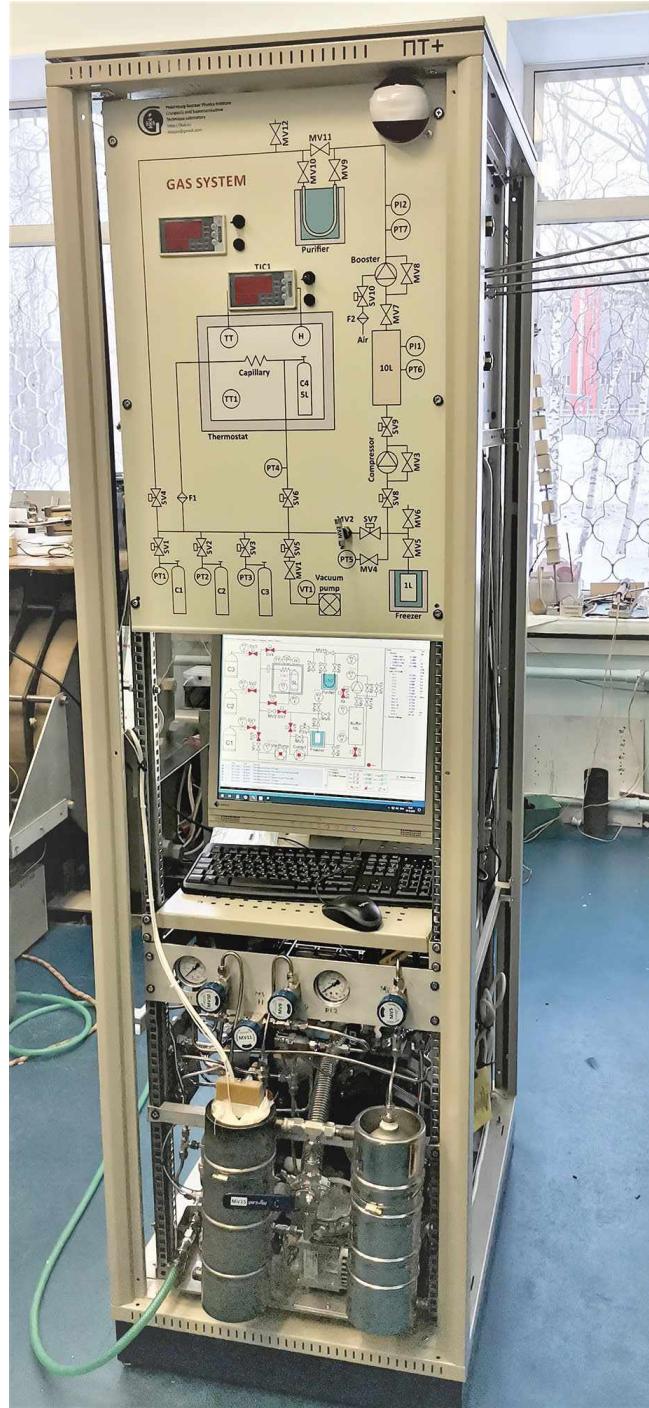


Рис. 2. Внешний вид универсальной газовой установки.

2.3. Приготовление газовой смеси

Газовую смесь можно приготовить в специальном баллоне максимальным объемом 5 л, помещенном в термошкаф (Thermostat). Предусмотрена возможность приготовления смеси при комнатной температуре в большом объеме (например, в монокамерном детекторе)

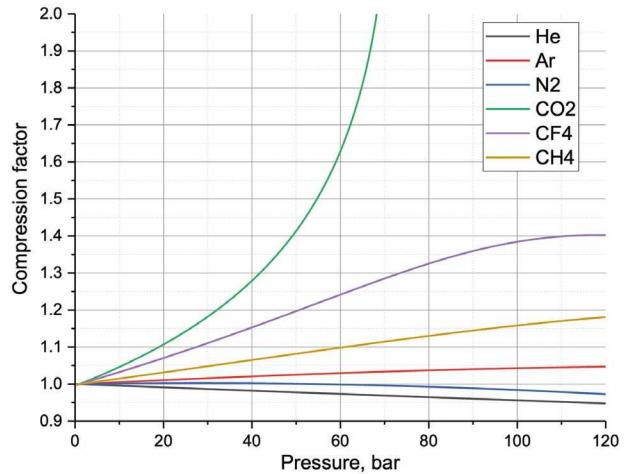


Рис. 3. Коэффициент сжимаемости для разных газов (на основе данных работы [2]).

с использованием вентиля MV16. Температура смешения составляет 30 °C, она поддерживается контроллером температуры (TIC-1). Температуру 30 °C в термошкафу следует поддерживать и в случае получения смеси через вентиль MV16. Максимальное давление смеси в баллоне определяется максимальным давлением одного из смешируемых газов.

Статическое смешение проводится с помощью компьютера в ручном или полуавтоматическом режимах с учетом значений парциального давления смешируемых компонентов. Следует отметить, что для точного приготовления смеси необходимо учитывать коэффициенты сжимаемости исходных газов [1], которые даже при небольших давлениях отличаются от таковых для идеального газа (рис. 3). Поскольку изотермический процесс смешения происходит при постоянной температуре, требуемая плотность газа определяется из плотности газа при давлении 1 бар и температуре терmostатирования с учетом процентного содержания газа в смеси и конечного давления смеси. Из полученной плотности по справочным данным [2, 3] вычисляется требуемое парциальное давление газа. Таким образом рассчитываются парциальные давления компонентов для массового смешения.

Установка обеспечивает получение трехкомпонентных смесей. Баллоны с чистыми газами располагаются в рампе и присоединяются к входным портам газовой стойки. Спиральный вакуумный насос, используемый для вакуумирования установки, бустер и мембранный компрессор

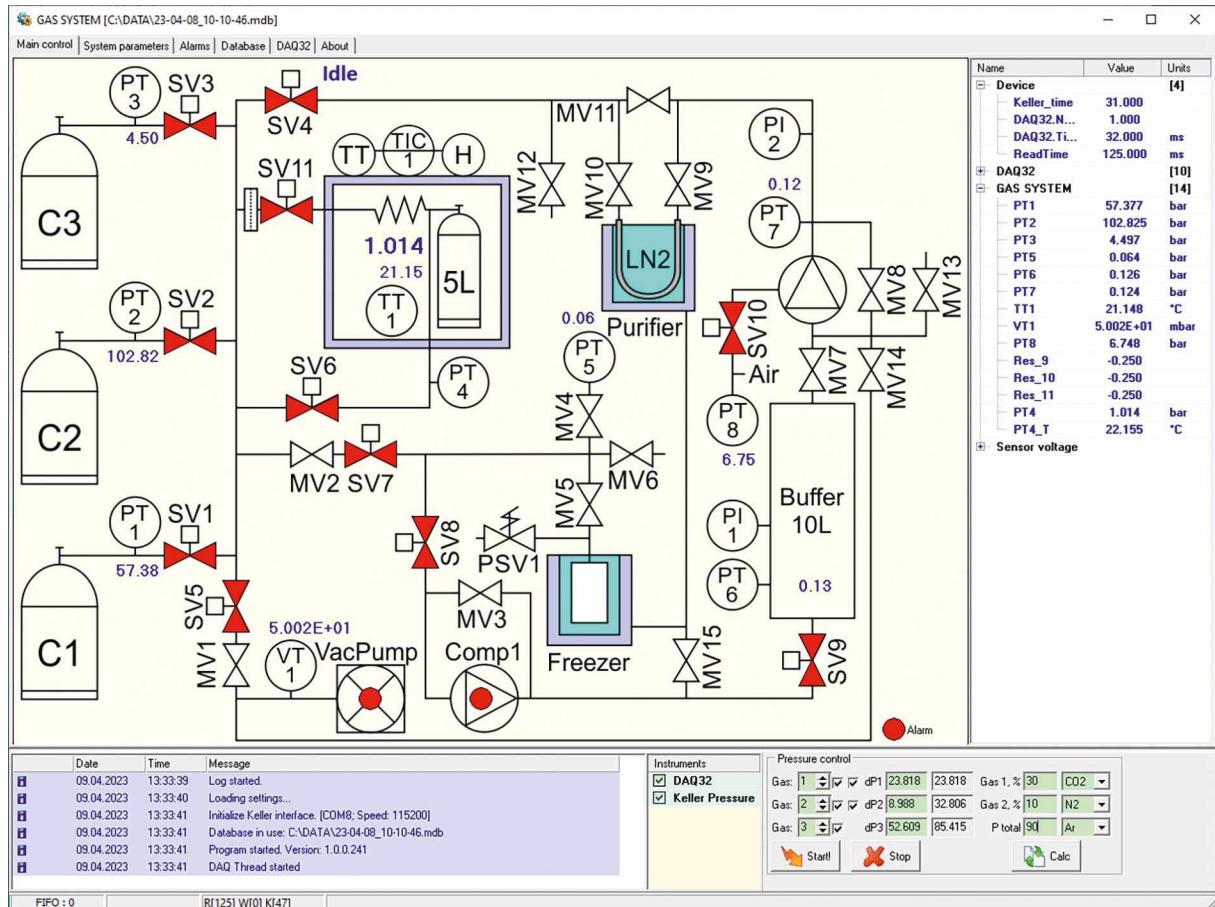


Рис. 4. Окно управляющей программы газовой системы.

расположены на платформе с виброопорами внизу стойки.

В исходном состоянии все вентили (ручные, электромагнитные и пневматические) должны находиться в закрытом положении. Все газовые линии и баллон для смеси следует откачать с помощью вакуумного насоса.

В процессе смешения пневматические вентили высокого давления SV1, SV2 и SV3 используются для подачи нужного компонента в коллектор, из которого требуемое количество газа дозируется в приемный баллон с помощью клапана SV11. Для плавной дозировки компонентов в баллоне используется капилляр. Абсолютный датчик давления высокой точности PT4 позволяет проводить смешение прецизионно.

Если используется не дорогостоящий газ, освобождение коллектора осуществляется вручную, через вентиль SV4. Важно помнить, что если смесь содержит редкий и дорогостоящий газ ^3He , то он должен подаваться в

приемный баллон первым, чтобы минимизировать его потери. Смешение с ^3He рекомендуется проводить вручную. Газ, который останется в газовых трубках от баллона до клапана SV11, коллекторе и до приемного баллона (вентиль на приемном баллоне после заполнения ^3He закрывается), должен быть перемещен в предварительно откаченный вымораживатель и откачен в баллон объемом 10 л с помощью компрессора Comp1.

3. АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОГО СМЕШЕНИЯ

Универсальная газовая установка оснащена системой автоматического управления на базе программируемого контроллера [4]. Система управления позволяет проводить автоматическое смешение газов с минимальным участием оператора. Окно управляющей программы для газовой системы [5] представлено на рис. 4. Все параметры системы записываются в базу данных. В программный комплекс входят средства

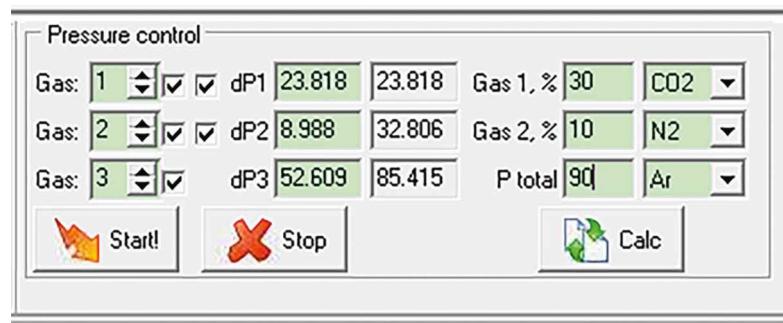


Рис. 5. Окно настройки автоматического смешения газов.

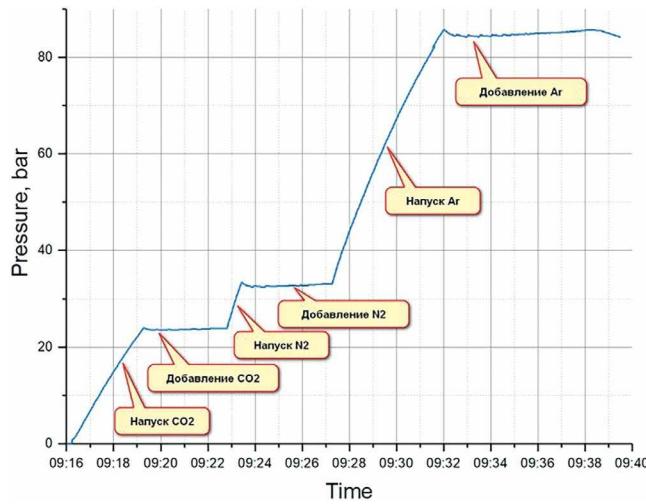


Рис. 6. Временная зависимость давления в приемном баллоне при смешении.

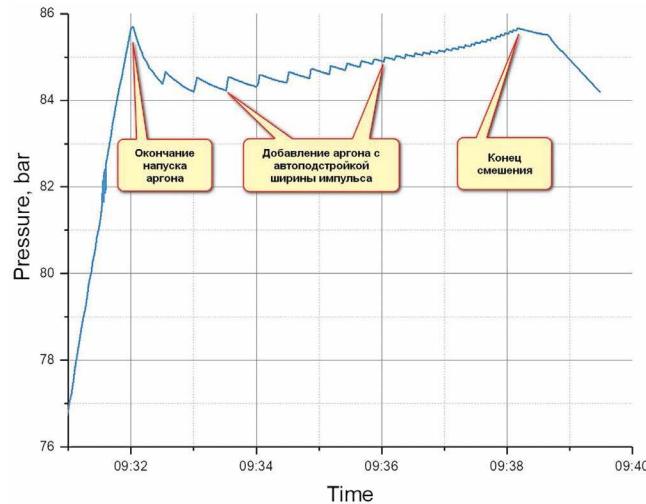


Рис. 7. Режим добавления газа.

для локальной и удаленной визуализации актуальных данных в виде графиков, а также для просмотра истории параметров. Программа обеспечивает как ручное, так и автоматическое управление установкой.

Настройки автоматического смешения газов находятся в правом нижнем углу окна управляющей программы (рис. 5). В левой части блока настроек можно выбирать номер газового баллона с исходным газом (Gas 1–3) для каждого компонента смеси. Если в этом поле указать 0, то компонент не будет использоваться. Справа от номеров баллонов находятся флажки добавления газа. Если у компонента включен флажок, то после набора нужного давления в приемный баллон программа запустит режим добавления газа (см. описание далее). Еще правее находятся флажки остановки программы для ручной очистки коллектора. Если флажок у компонента смеси включен, то после окончания добавления заданного газа алгоритм смешения остановится для ручного сброса оставшегося газа в коллекторе. Этот сброс преднамеренно сделан ручным, чтобы избежать ошибок при эвакуации дорогостоящего газа из коллектора.

Далее для каждого компонента смеси указывается парциальное давление (dP₁, dP₂, dP₃). Правее указано общее давление смеси, включающей данный компонент. В правой части окна настроек сделан блок расчета парциальных давлений. В нем можно вводить общее давление смеси и процентное содержание первых двух компонентов (P total; Gas 1, %; Gas 2, %) и пересчитывать парциальные давления с помощью кнопки Calc. Расчет ведется с использованием справочных данных о плотности используемых газов [2]. Кнопки Start и Stop запускают и останавливают автоматическую процедуру смешения газов.

При напуске газа в приемный баллон он нагревается, поэтому после термализации требуется добавление газа. В режиме добавления газа по достижении заданного давления в приемном баллоне клапан SV11 закрывается, и после определенной задержки (она настраивается

в дополнительных опциях) давление сравнивается с уставкой; если оно ниже уставки, то программа добавляет газ коротким открытием клапана SV11. Длительность импульса рассчитывается автоматически с учетом перепада давлений.

Результат работы программы по автоматическому смешению показан на рис. 6. Проводилось поэтапное смешение трехкомпонентной смеси ($30\% \text{ CO}_2 + 10\% \text{ N}_2 + 60\% \text{ Ar}$) по параметрам давления, указанным на рис. 5. После напуска в баллон каждого вида газа программа добавляла газ согласно автоматическому алгоритму с вычислением длительности импульса (рис. 7).

4. ВЫВОДЫ

Универсальная газовая установка создавалась с учетом опыта, полученного при разработке и создании других газовых систем [6–13]. Система прошла комплексное тестирование на различных двух- и трехкомпонентных газовых смесях. Все режимы работы установки проверены и отлажены, включая автоматическое приготовление смеси и выделение гелия-3. Состав приготовленных газовых смесей проверялся анализатором CO_2 , а также с использованием хроматографа. Погрешность процентного содержания компонентов смеси не превышает 0.5%.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Результаты получены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г., внутренний номер 15.СИН.21.0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McQuarrie D., Simon J.* Molecular Thermodynamics. University Science Books, 1999. ISBN 1-891389-05-X.
2. Thermophysical Properties of Fluid Systems.
<https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>
3. Справочник по физико-техническим основам криогеники / под ред. М.П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. *Kravtsov P., Trofimov V.* Multi-Channel Measuring Instrument for Slow Control Systems. Preprint PNPI-2723, Gatchina, 2007.
<https://search.rsl.ru/ru/record/01003144295>
5. *Kravtsov P.* Data acquisition and control software of the STAR and PHENIX gas systems. Preprint PNPI-2593, Gatchina, 2005.
<https://search.rsl.ru/ru/record/01002592006>
6. *Kotchenda L., Kozlov S., Kravtsov P., Markov A., Strikhanov M., Stringfellow B., Trofimov V., Wells R., Wieman H.* // NIM. 2003. V. 499. P. 703.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01967-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01967-8)
7. *Kotchenda L., Kravtsov P., Pisani R., Tretiakov G., Trofimov V.* // NIM. 2007. V. 578. P. 172.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.05.119>
8. *Kotchenda L., Kravtsov P., O'Brien E., Pisani R., Tretiakov G., Trofimov V., Vznuzdaev M.* PHENIX TEC-TRD Gas System. Preprint PNPI 2712. 2007.
9. *Ganzha V., Kravtsov P., Maev O., Schapkin G., Semenchuk G., Trofimov V., Vasilyev A., Vznuzdaev M., Clayton S., Kammel P., Kiburg B., Hildebrandt M., Petitjean C., Banks T., Lauss B.* // NIM. 2007. V. 578. P. 485.
<http://doi.org/10.1016/j.nima.2007.06.010>
10. *Kochenda L., Kravtsov P., Hoehne C., Dritsa C., Mahmoud T., Juergen E.* // CBM Progress Report. Darmstadt, 2011. P. 40.
11. *Kochenda L., Kravtsov P., Ryabov Y., Hoehne C., Dritsa C., Mahmoud T., Eschke J.* // CBM Progress Report. Darmstadt, 2012. P. 36.
12. *Kravtsov P., Kotchenda L., Eschke J., Mahmoud T., Hoehne C.* // CBM Progress Report. Darmstadt. 2010. P. 32.
13. *Ganzha V., Ivshin K., Kammel P., Kravchenko P., Kravtsov P., Petitjean C., Trofimov V., Vasilyev A., Vorobyov A., Vznuzdaev M., Wauters F.* // NIM. 2018. V. 880. P. 181.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.096>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 544.351.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСТВОРИМОСТИ ВЕЩЕСТВ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

© 2024 г. Л. Ю. Яруллин^{a,*}, В. Ф. Хайрутдинов^a, Ф. Р. Габитов^a, И. З. Салихов^a,
Л. Ю. Сабирова^a, И. Ш. Хабриев^a, И. М. Абдуллагатов^b

^aКазанский национальный исследовательский технологический университет

Россия, 420015, Казань, ул. К. Маркса, 68

^bИнститут проблем геотермии и возобновляемой энергетики – филиал Объединенного института высоких
температур Российской академии наук

Россия, 367030, Махачкала, пр. И. Шамиля, 39-а

*e-mail: yarul.lenar@gmail.com

Поступила в редакцию 20.03.2023 г.

После доработки 16.07.2023 г.

Принята к публикации 22.09.2023 г.

Создана экспериментальная установка по измерению растворимости веществ в сверхкритическом диоксиде углерода динамическим методом, в том числе с возможностью добавления к основному растворителю – диоксиду углерода – дополнительного растворителя. Разработана новая методика определения массового количества сверхкритического диоксида углерода, прошедшего через растворяющее вещество в рамках эксперимента, что важно при определении растворимости. Получены экспериментальные (хорошо согласующиеся с литературными) данные растворимости дифенила в сверхкритическом диоксиде углерода при различных значениях температуры и давления. Экспериментальная установка позволит получать новые экспериментальные данные по растворимости широкого спектра веществ в сверхкритическом диоксиде углерода, а также в сверхкритическом диоксиде углерода с различными дополнительными органическими растворителями.

DOI: 10.31857/S0032816224010257, EDN: DVNSBY

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент имеется ограниченное количество способов определения растворимости веществ в сверхкритических флюидных средах путем получения насыщенного раствора (растворитель–растворяющее вещество). Это связано с тем, что в окрестности критической точки “жидкость–пар” наблюдается аномальный рост восприимчивости системы к внешнему воздействию [1]. В частности, резко возрастает изотермическая сжимаемость в области, наиболее интересной с точки зрения применения сверхкритических флюидов. Как следствие, незначительные изменения давления вещества приводят к существенным изменениям его плотности и растворяющей способности.

Существуют следующие способы определения растворимости: статический – измерение растворимости в замкнутом пространстве (ячейке), циркуляционный – метод многократного перекачивания одной порции растворителя в системе, и динамический – он предполагает проточную систему.

Различаясь методологией измерения, способы имеют и свои особенности. Например, для динамического метода есть возможность варьировать количество растворителя, т. е. тем самым увеличить количество растворяющего вещества, ибо большее число молекул растворителя может “захватить” большее количество молекул растворяющего вещества [2, 3]. Это позволяет снизить неопределенность измерения массовым методом.

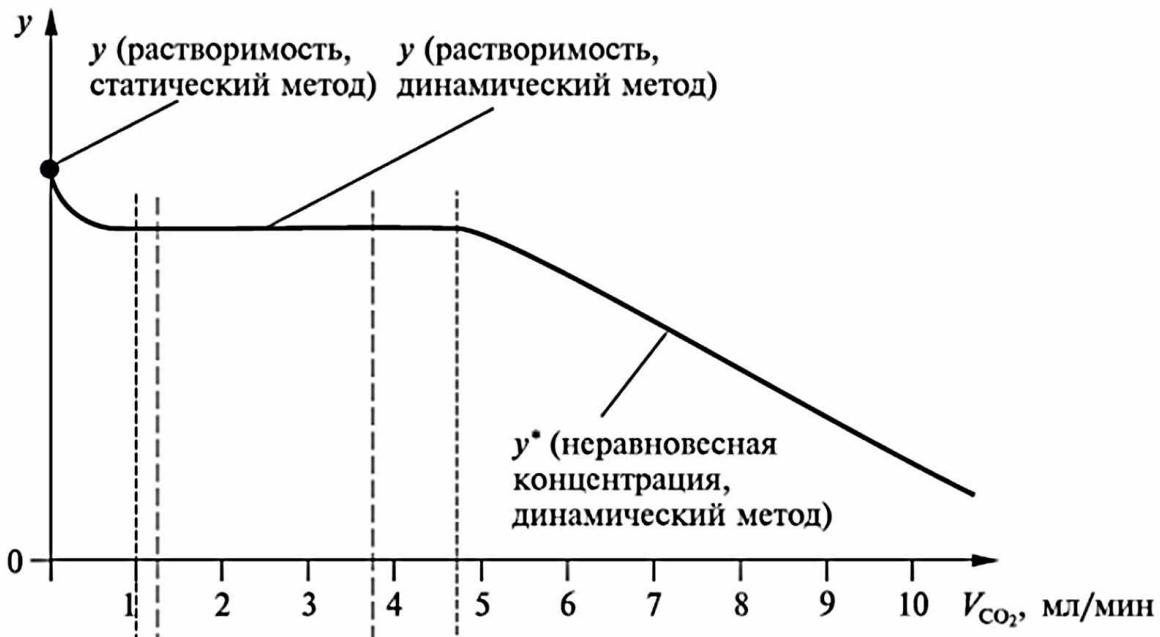


Рис. 1. Зависимость концентрации растворившегося компонента от расхода растворителя.

В проточной системе количество растворителя, контактирующего с растворяемым компонентом, практически не ограничено, что важно для исследования систем со слабой взаимной растворимостью. Примером такой слабой взаимной растворимости обычно является растворимость кристаллических веществ в сверхкритическом (СК) диоксиде углерода. Циркуляционный метод можно использовать в дальнейших хроматографических исследованиях измерения растворимости. Статический метод открывает возможность для визуального наблюдения за фазовыми переходами растворителя и растворяемого вещества. Соответственно, этот метод хорош для спектроскопии.

Более подробно эти способы описаны в работах [4–6]. Стоит отметить, что каждый способ имеет как положительные, так и отрицательные стороны. Но в целом можно сделать вывод, что подбор того или другого метода зависит в первую очередь от конкретного объекта исследования и диапазона параметров исследования.

Для получения насыщенного раствора в статическом способе в начале эксперимента для получения равновесия в ячейку вводятся исследуемые вещества. Давление устанавливается выше или ниже определенного (желаемого) значения для достижения состояния равновесия в зависимости от того, будет ли давление расти или падать в течение уравновешивания.

Поддержание смеси при постоянной температуре начинается после ее достижения нужных значений температуры. Ускорение насыщения двух фаз осуществляется путем перемешивания смеси различными устройствами (мешалкой или за счет качения ячейки). После этого давление достигает плато. Давление можно регулировать за счет подачи новой порции растворителя или изменения объема ячейки. Прежде чем брать образцы из существующих фаз, выждают какое-то время для отстаивания смеси без перемешивания для разделения фаз. В противном случае фазы могут быть неоднородными, также они могут содержать материал другой фазы, например, капли, пузырьки или твердые частицы. Для ускорения процесса и снижения неопределенности в достижении состояния насыщения перемешивание смеси проводится при параметрах состояния (P и T), при которых растворимость выше, чем при определенных (желаемых) параметрах, а отстаивание осуществляется при определенных (желаемых) параметрах [7].

Недостатки циркуляционного метода приготовления раствора заключаются в необходимости выбора насоса с небольшим перепадом давления и обеспечении однородного температурного поля. По этой причине этот метод является не самым благоприятным, так как

вблизи критической точки незначительные изменения температуры и давления могут оказывать сильное влияние на фазовое равновесие смеси.

Достижение состояния насыщения в динамическом способе обеспечивается разбиением потока газа или жидкости на мелкие пузырьки или струи и увеличением времени контакта фаз, пропуском потока через различные насадки, погруженные в неподвижную фазу. В случае, когда в качестве неподвижной фазы выступает твердое вещество, это вещество в мелкодисперсном состоянии выполняет роль насадки. О достижении условного состояния насыщения судят по выходу на "плато" на графике "концентрация раствора – функция расхода".

На рис. 1 схематически приведена зависимость концентрации растворяемой компоненты от расхода растворителя в пределе изменяющегося от нуля (что отвечает статическому методу) до любого иного значения, но не во всех случаях соответствующего динамическому методу измерения растворимости.

Лишь нулевому значению расхода растворителя отвечает равновесная концентрация целевой компоненты, по определению являющаяся "расторимостью". Динамический метод реализуется в диапазоне расходов, в котором концентрация оказывается неизменной (плато на рис. 1). Именно эта концентрация в рамках несколько большей погрешности метода и принимается за растворимость.

Исходя из сказанного выше, можно сделать вывод, что разработка новых методик и конструирование экспериментальных установок для исследования растворимости веществ в сверхкритических флюидных средах является весьма актуальной задачей.

Цель настоящей работы – разработать методику и экспериментальную установку для измерения растворимости веществ в СК диоксиду углерода при различных параметрах температуры и давления. При этом неопределенность измерения растворимости должна соответствовать современному уровню в этой области науки.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В настоящей работе представлена созданная авторами экспериментальная установка по измерению растворимости веществ в СК CO_2 ,

позволяющая проводить исследования в диапазоне температур от 303.15 до 373.15 К и давлении до 50 МПа. Установка также позволяет проводить исследования с добавлением дополнительных органических растворителей к основному растворителю – сверхкритическому диоксиду углерода. Новая методика, применяемая в этой работе по определению массового количества СК CO_2 , прошедшего за время эксперимента через растворяющее вещество, позволяет с неопределенностью до 5% установить растворимость при тех или иных значениях давления и температуры.

Экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 2, состоит из трех основных систем: создания, поддержания и измерения давления; осуществления процесса растворения; отделения растворенного вещества от растворителя.

Система создания давления состоит из баллона с диоксидом углерода 1, холодильника с тосолом 2 в качестве хладагента для сжижения CO_2 , плунжерного насоса Р-50 3 и теплообменника 4.

Плунжерный насос Р-50 фирмы Thar Technologies – это насос высокого давления (до 60 МПа), позволяющий работать с расходом от 1 до 50 г/мин, имеющий 2 плунжера и 4 обратных клапана для эффективной перекачки как жидкого CO_2 , так и широкого спектра жидких органических растворителей. При движении плунжера вверх нижний запорный клапан открывается и жидкий диоксид углерода поступает в цилиндр, в то же время верхний запорный клапан закрывается, не давая жидкому CO_2 выйти из цилиндра. При прохождении плунжером полного цикла он движется вниз, и нижний запорный клапан закрывается. Когда давление в цилиндре превышает давление в системе, верхний запорный клапан открывается, и жидкий CO_2 поступает в систему. Наличие двух плунжеров в насосе позволяет достигать равномерности расхода газа.

Важным условием работы насоса является перевод CO_2 из газообразного состояния в жидкое. Это достигается за счет предварительного охлаждения потока CO_2 , поступающего в насос, и за счет охлаждения камер цилиндров насоса циркуляцией через них охлажденного до -5°C тосола. Охлаждение самого тосола осуществляется в холодильнике 2.

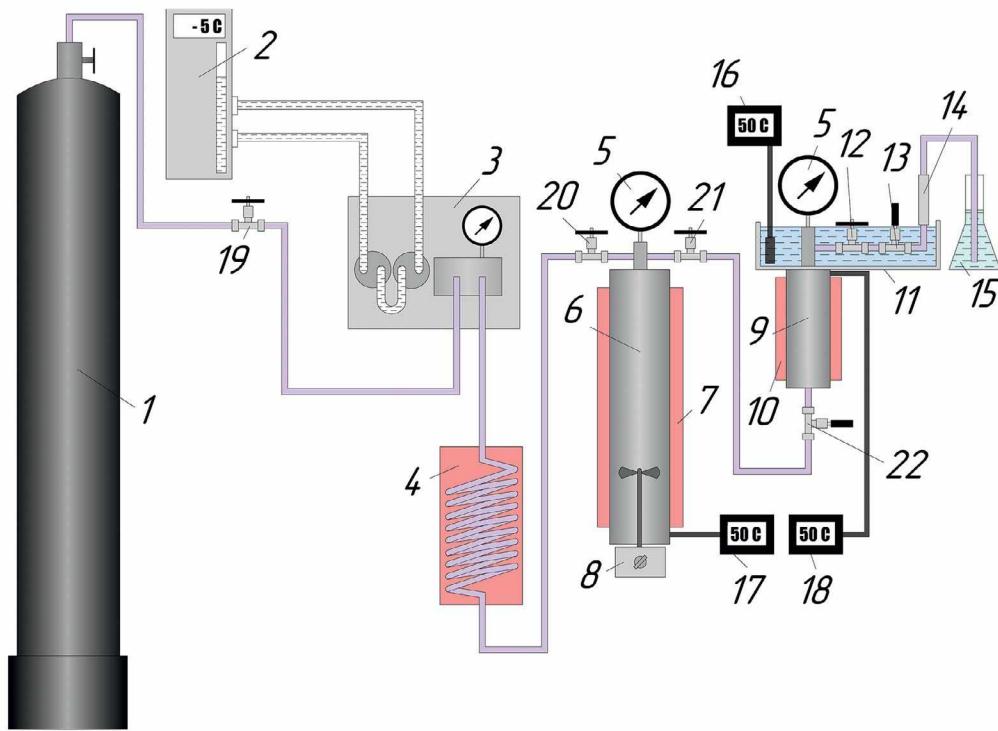


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – баллон с диоксидом углерода, 2 – холодильник с тосолом, 3 – насос Р-50, 4 – теплообменник, 5 – образцовый манометр, 6 – ячейка для диоксида углерода, 7 – обогреватель, 8 – мешалка, 9 – ячейка с измеряемым веществом, 10 – обогреватель, 11 – терmostат, 12, 19, 20, 21 – вентиль, 13, 22 – дозирующий вентиль, 14 – пробоотборник, 15 – емкость с водой, 16, 17, 18 – измеритель-регулятор температуры.

Подаваемый насосом в ячейку 6 поток CO_2 предварительно нагревается до заданной температуры в змеевиковом электрическом теплообменнике 4.

Для определения растворимости измеряемого вещества представленным методом необходимы точные данные количества растворителя, в данном случае CO_2 , прошедшего через растворяющее вещество в рамках эксперимента. Для этого в настоящей экспериментальной установке используется ячейка высокого давления 6 с установленным точным объемом (1.09 л), оснащенная обогревателем 7 в виде электрической обогревательной рубашки, образцовым манометром МО-1226 (диапазон давлений от 0 до 60 кгс/см², класс точности 0.15) 5, одной хромель-алюмелевой термопарой внутри ячейки и одной на внешней оболочке. Также ячейка оснащена электрической мешалкой 8 внутри камеры, позволяющей создать однородную фазу смеси CO_2 либо смеси CO_2 с дополнительным растворителем. Все температурные данные

выводятся на измеритель 17 – регулятор ОВЕН ТРМ-202. Наличие точных данных объема, давления и температуры позволяет точно установить массу CO_2 до начала эксперимента и после.

Важной системой экспериментальной установки является система осуществления процесса растворения и сбора растворенного вещества. Исследуемое вещество, предварительно перемешанное со стеклянными шариками диаметром 3–5 мм, помещается в ячейку 9 объемом 200 мл. Нагрев ячейки до необходимой температуры осуществляется электрическим обогревателем 10. Наличие микронных фильтров на входе и выходе ячейки позволяет препятствовать механическому уносу исследуемого вещества и способствует разбиению потока CO_2 на мелкие пузырьки, что приводит к лучшему достижению состояния насыщения. Внутри и на внешней оболочке ячейки 9 имеются термопары, данные которых выводятся на регулятор – измеритель 18 для точного определения температуры в процессе проведения эксперимента.

Также ячейка 9 оснащена образцовым манометром 5 МО-1226 (диапазон давлений от 0 до 60 кгс/см², класс точности 0.15), позволяющим с высокой точностью контролировать давление в процессе эксперимента.

Работа системы отделения растворенного вещества от растворителя заключается в следующем. Растворенное вещество с потоком СО₂ покидает ячейку 9 в процессе эксперимента, далее оно попадает в сборник, где происходит отделение растворенного вещества от СО₂. Сборник представляет собой узел из ячейки объемом 20 мл – пробоотборника 14, заполненного мицронными сетками, позволяющими улавливать растворенное вещество, и дозирующего вентиля 13, позволяющего точно регулировать расход СО₂ в ходе проведения эксперимента.

Поддержание необходимой температуры дозирующего вентиля 13, в том числе и для избежание заторов в результате дросселирования СО₂, достигается за счет наличия термостата 11, заполненного обогреваемой до нужной температуры дистиллированной водой. Для контроля температуры внутрь термостат помещена термопара. Температурные данные выводятся на измеритель 16 – регулятор ОВЕН ТРМ-202.

3. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Перед проведением основной части эксперимента по измерению растворимости выбранного вещества в СК СО₂ необходимо набрать максимально возможное количество СО₂ в ячейку 6, исходя из параметров проведения исследования. Это условие позволит проводить эксперимент без остановки для набора (дозаправки) газа в ячейку 6.

Вначале запускается холодильник 2, который охлаждает тосолом камеры цилиндров насоса и поток диоксида углерода, поступающего из баллона 1 в насос 3. По достижении температуры тосола -5°C открываются вентили 19 и 20 и СО₂ начинает поступать сначала в насос, а потом в теплообменник 4, где происходит нагрев СО₂ до заданной температуры. Предварительно нагретый СО₂ начинает поступать и набираться в ячейку 6. По достижении давления в 7.5 МПа насос 3 выключается и закрывается вентиль 20. В этот момент происходит включение

обогревателя 7, и ячейка с СО₂ начинает нагреваться до температуры, необходимой для проведения эксперимента. Одновременно включается мешалка 8 на малых оборотах для равномерного нагревания ячейки с СО₂. После ее нагревания до необходимой температуры с одновременным включением насоса 3 открывается вентиль 20 и происходит докачка СО₂ до давления 50 МПа. По достижении заданного давления насос 3 выключается и закрывается вентиль 20. Для стабилизации давления и температуры необходимо время, в течение которого проводится подготовка к основной части эксперимента.

Исследуемое вещество загружается в ячейку 9. Сборник, состоящий из дозирующего вентиля 13 и пробоотборника 14, предварительно взвешивается на электронных весах Vibra AF-R220CE с неопределенностью 0.0001 г и присоединяется к вентилю 12. Далее открываются вентиль 21 и дозирующий вентиль 22, и в ячейку с исследуемым веществом 9 начинает поступать СО₂ из ячейки 6 до достижения давления 7.5 МПа. После этого закрываются вентиль 21 и дозирующий вентиль 22. Подача СО₂ прекращается, включается обогреватель 10 и включается нагрев термостата 11. В результате нагрева ячейки с исследуемым веществом и СО₂ давление поднимается в зависимости от заданной температуры, но зачастую этого бывает недостаточно и необходимо провести докачку СО₂ из ячейки 6 до установления необходимого давления.

По достижении необходимых значений температуры и давления в ячейке с исследуемым веществом 9 записываются данные температуры и давления в ячейке 6. Они в дальнейшем позволят определить начальное значение массы СО₂ в ячейке 6.

Началом эксперимента является открытие вентиля 12 и медленное открытие дозирующего выпускающего вентиля 13. Одновременно с этим открываются вентиль 21 и дозирующий впускающий вентиль 22. Наличие дозирующих вентилей на входе и выходе позволяет снизить неопределенность поддержания необходимого давления в ячейке с исследуемым веществом 9. Также дозирующий выпускающий вентиль 13 позволяет тонко регулировать расход СО₂.

Наличие емкости с водой 15, внутрь которой погружена выходная линия после пробоотборника 14, позволяет визуально наблюдать и контролировать процесс выхода CO₂. Поток растворенного вещества, попадая в пробоотборник 14, заполненный фильтрами, осаждается и скапливается в нем за счет снижения давления и температуры.

По окончании эксперимента закрываются одновременно вентили 12 и 21, а также дозирующий входной вентиль 22. Остаток CO₂ в трубопроводе между вентилями 12 и 13 выпускается при минимальном расходе. При этом дозирующий выпускной вентиль 13 к концу стравливания CO₂ должен быть полностью открыт. После этого сборник отсоединяется от вентиля 12 и взвешивается на весах.

По завершении эксперимента записываются значения температуры и давления в ячейке 6 и выключаются все нагревательные элементы и приборы экспериментальной установки.

Данная экспериментальная установка позволяет проводить измерения растворимости веществ с использованием смеси CO₂ с дополнительным растворителем. Методика проведения эксперимента дополняется лишь предварительной загрузкой в ячейку 6 определенного количества дополнительного растворителя. Роль мешалки 8 при проведении таких исследований возрастает, поскольку важным условием является создание единой фазы смеси CO₂ с дополнительным растворителем в ячейке 6.

4. МЕТОДИКА РАСЧЕТА РАСТВОРИМОСТИ

Растворимость веществ в СК CO₂ определяется по следующей формуле:

$$y = \frac{\frac{m_{\text{раст.вещ.}}}{M_{\text{раст.вещ.}}}}{\frac{m_{\text{CO}_2}}{M_{\text{CO}_2}} + \frac{m_{\text{раст.вещ.}}}{M_{\text{раст.вещ.}}}},$$

где $m_{\text{раст.вещ.}}$ — масса растворенного вещества в CO₂, $M_{\text{раст.вещ.}}$ — молярная масса растворенного вещества в CO₂, m_{CO_2} — масса CO₂, M_{CO_2} — молярная масса CO₂.

Использование специально созданного сборника позволяет с высокой точностью определить массовое количество растворенного вещества

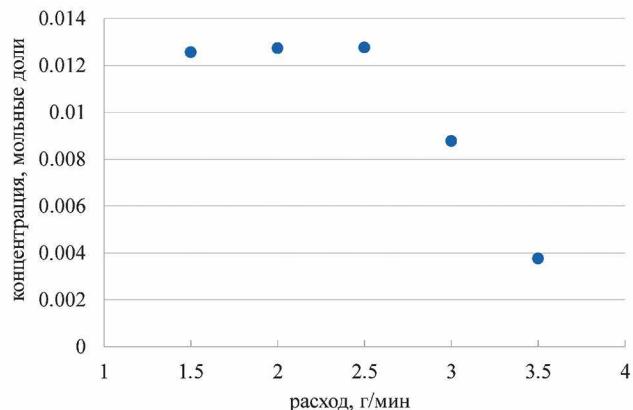


Рис. 3. Зависимость концентрации дифенила, растворенного в сверхкритическом диоксиде углерода, от массового расхода его потока при $T = 308.15$ К и $P = 17$ МПа.

в процессе эксперимента. Разность масс сборника, состоящего из дозирующего вентиля 13 и пробоотборника 14, до и после проведения эксперимента является количеством растворенного вещества.

Определение массы диоксида углерода, прошедшего за эксперимент, рассчитывается как разность его массы в ячейке 6 с известным объемом до проведения эксперимента и после его завершения. Для расчета массы CO₂ используются данные температуры, давления и объема ячейки. Все эти параметры позволяют с помощью теплофизических данных для диоксида углерода установить его плотность при этих условиях до и после эксперимента. Это, в свою очередь, позволяет определить массу следующим образом:

$$m = \rho \cdot V,$$

где m — масса диоксида углерода, ρ — его плотность, V — объем.

Таким образом, зная плотность диоксида углерода и объем ячейки, можно определить его массу при тех или иных значениях температуры и давления.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для доказательства работоспособности экспериментальной установки, а также методики проведения эксперимента были выполнены исследования растворимости дифенила (с чистотой 98.3 % масс., поставщик ООО “Вектон”, г. Казань) в сверхкритическом диоксиде углерода (с чистотой 99.5 % масс., поставщик ООО “ТехГазСервис”, г. Казань) при температурах

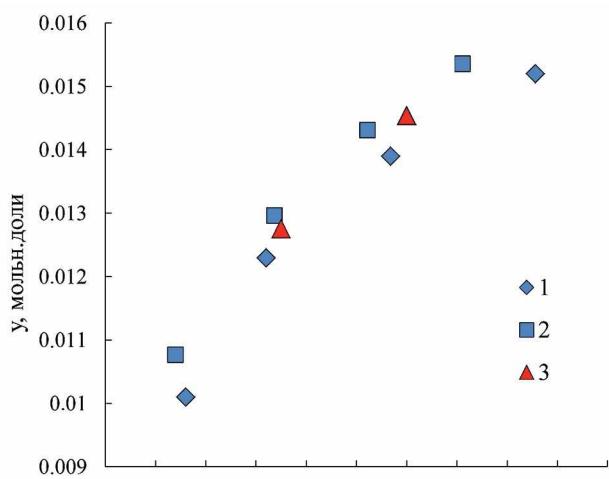


Рис. 4. Растворимость дифенила в сверхкритическом диоксиде углерода при $T = 308.15$ К: 1 – работа [8], 2 – работа [9], 3 – результаты данной работы.

308.15 и 328.15 К и давлениях от 11 до 22 МПа. Выбор дифенила для апробации методики в рамках динамического подхода связан с его низкой растворимостью в СК CO_2 .

Как сказано выше, динамический метод измерения растворимости не лишен недостатков, к которым в первую очередь следует отнести необходимость строгого контроля массового расхода СК CO_2 в ячейке с измеряемым веществом. С увеличением расхода СК CO_2 от нуля (статический метод) до некоторого значения концентрация x дифенила в СК CO_2 в рамках приемлемого уровня неопределенности измерения растворимости (4–6%) может считаться неизменной. Полученное плато (рис. 3) концентрации дифенила в СК CO_2 при расходах от 1.5 до 2.5 г/мин при $T = 308.15$ К и давлении $P = 17$ МПа соответствует состоянию насыщения растворителя и растворимого вещества, что соответствует понятию растворимости. Однако при дальнейшем увеличении расхода СК CO_2 концентрация начинает убывать, и ее уже нельзя считать равновесной. Это связано с тем, что при очень высоких скоростях потока диоксида углерода, являющийся растворителем, вступая в контакт с растворимым веществом (дифенилом), не успевает насытиться им и, соответственно, слабо растворяет его. Подобная концентрация не отвечает понятию растворимости. Таким образом, в данной работе был определен расход 2.5 г/мин, при котором обеспечивается достижение равновесного состояния и при котором далее были проведены

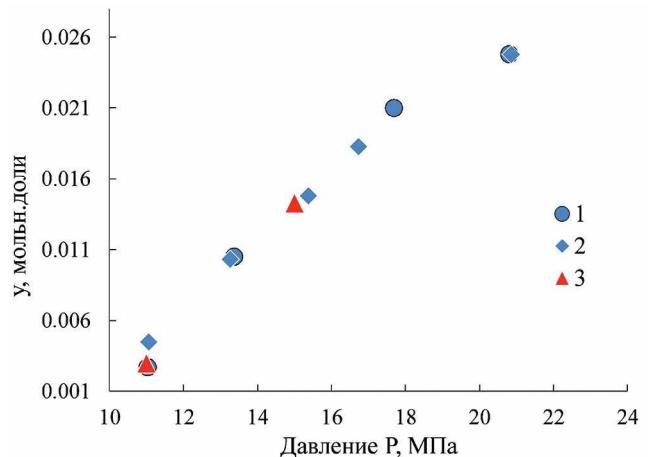


Рис. 5. Растворимость дифенила в сверхкритическом диоксиде углерода при $T = 328.15$ К: 1 – работа [8], 2 – работа [9], 3 – результаты данной работы.

Таблица 1. Растворимость дифенила в сверхкритическом диоксиде углерода при температурах 308.15 и 328.15 К и различных давлениях

P , МПа	Дифенил, мольная доля	
	308.15 К	328.15 К
17.0	0.0128 ± 0.0001	
22.0	0.0145 ± 0.0001	
		11.0 0.0030 ± 0.0001
		15.0 0.0143 ± 0.0001

исследования растворимости дифенила при различных параметрах давления и температуры.

Полученные экспериментальные данные растворимости дифенила в СК CO_2 приведены в табл. 1. Как видно на рис. 4, 5, экспериментальные данные хорошо (в пределах не более 5%) согласуются с литературными [8, 9].

Каждая экспериментальная точка является результатом пяти измерений при одинаковых P и T . Суммарная расширенная неопределенность измерений температуры, давления и концентрации при доверительной вероятности 95% с коэффициентом охвата $k = 2$ оценивается в 0.15 К, 0.05% и 5% соответственно.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная экспериментальная установка и методика проведения экспериментов на ней по измерению растворимости веществ

в сверхкритическом диоксиде углерода динамическим методом, в том числе с возможностью добавления к основному растворителю – диоксиду углерода – дополнительных растворителей, отвечает всем требованиям, предъявляемым к подобным экспериментальным установкам. Полученные экспериментальные данные растворимости дифенила при различных значениях температуры и давления согласуются с литературными данными, что является доказательством работоспособности экспериментальной установки. Экспериментальная установка в будущем позволит получать новые экспериментальные данные растворимости широкого спектра веществ в сверхкритическом диоксиде углерода, а также в сверхкритическом диоксиде углерода с различными органическими дополнительными растворителями.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на оказание государственных услуг (выполнение работ) от 29.12.2022 г. № 075-01508-23-00 (сверхкритические флюидные технологии в переработке полимеров (FZSG-2023-0007)) с использованием аналитического оборудования центра коллективного

использования “Наноматериалы и нанотехнологии” ФГБОУ ВО “КНИТУ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bartle K.D., Klifford A.A., Jafar S.A., Shilstone G.F.* // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1991. V. 20. № 4. P. 713.
<https://doi.org/10.1063/1.555893>
2. Гумеров Ф.М. Суб- и сверхкритические флюиды в процессах переработки полимеров. Казань: Изд.-во “Фэн”, 2007.
3. *Williams D.F.* // *Chem. Eng. Sci.* 1981. V. 36. № 11. P. 1769.
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(81\)80125-X](https://doi.org/10.1016/0009-2509(81)80125-X)
4. *Dohrn R., Brunner G.* // *Fluid Phase Equil.* 1995. V. 106. № 11. P. 213.
[https://doi.org/10.1016/0378-3812\(95\)02703-h](https://doi.org/10.1016/0378-3812(95)02703-h)
5. *Dohrn R., Peper S., Fonseca J.M.S.* // *Fluid Phase Equil.* 2010. V. 288. P. 1. \
<https://doi.org/10.1016/j.fluid.2009.08.008>
6. *José Fonseca M.S., Dohrn R., Peper S.* // *Fluid Phase Equil.* 2011. V. 300. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.fluid.2010.09.017>
7. Яруллин Л.Ю., Габитов Ф.Р., Хайрутдинов В.Ф. и др. Патент РФ №2703613, 2019.
8. *Chung S. T., Shing K. S.* // *Fluid Phase Equil.* 1992. V. 81. P. 321.
[https://doi.org/10.1016/0378-3812\(92\)85160-A](https://doi.org/10.1016/0378-3812(92)85160-A)
9. *MCHugh M., Paulaitis M.E.* // *J. Chem. Eng. Data.* 1980. V. 25(4). P. 326.
<https://doi.org/10.1021/je60087a018>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 537.622.6

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ФАЗ МАГНИТНОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТИ ПЛЕНОК РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ

© 2024 г. Д. А. Суслов^{a,*}, П. М. Ветошко^a, А. В. Маширов^a, С. Н. Полулях^b,
В. Н. Бержанский^b, В. Г. Шавров^a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

^bКрымский федеральный университет им. В. И. Вернадского
Россия, 295007, Симферополь, пр. Академика Вернадского, 4
*e-mail: sda_53@mail.ru

Поступила в редакцию 25.04.2023 г.

После доработки 30.05.2023 г.

Принята к публикации 07.07.2023 г.

В целях изучения неколлинеарной фазы в пленках ферримагнетиков с точкой магнитной компенсации разработана методика и изготовлена экспериментальная установка для наблюдения фазовых переходов в пленках ферримагнетиков с помощью магнитооптического контраста. Особенностью установки со сверхпроводящим магнитом является наличие управляемого латерального градиента температуры, позволяющего одновременно наблюдать магнитооптическим методом различные фазовые состояния в пленках ферримагнетиков в диапазоне магнитных полей и температур. С помощью разработанной установки на примере редкоземельных ферритов-гранатов наблюдались зоны различной магнитной упорядоченности в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 Тл и температур от 150 до 400 К. Латеральный градиент температуры в плоскости пленки можно было изменять от 0 до 12 градусов. С помощью данной методики наблюдались различные фазы спин-переориентационного перехода первого рода в пленках состава $(\text{BiYGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

DOI: 10.31857/S0032816224010262, EDN: DUTEOS

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что вблизи температуры магнитной компенсации многие физические свойства редкоземельных ферритов-гранатов меняются, образуя различные фазы магнитной упорядоченности. При определенных значениях магнитного поля при температуре магнитной компенсации возникает неколлинеарная фаза, когда намагниченности подрешеток не коллинеарны как друг другу, так и внешнему магнитному полю [1–4].

Пленки ферритов-гранатов обладают хорошей прозрачностью в области видимого спектра и характеризуются большим углом фардеевского вращения. Поэтому визуальные методы на основе магнитооптического эффекта

Фарадея широко используются в экспериментах с ферритами-гранатами [5, 6].

Вместе с тем до настоящего времени остается широкий круг нерешенных задач, в которых стандартные методики магнитооптической визуализации недостаточно эффективны.

В данной работе с целью наблюдения и изучения неколлинеарной фазы предложена модернизация традиционного подхода магнитооптических методов исследования ферримагнетиков, основанных на эффекте Фарадея. В созданной установке был осуществлен управляемый латеральный градиент температуры вдоль плоскости образца. Данный подход позволил наблюдать одновременно несколько

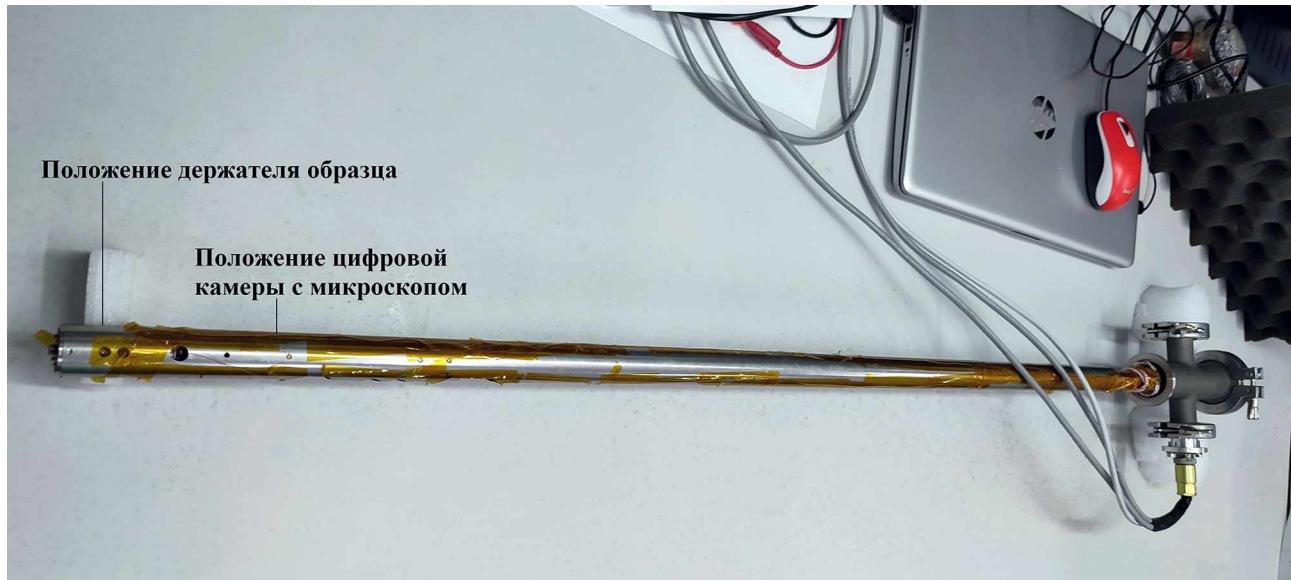


Рис. 1. Вставка с держателем образца и цифровой камерой с микроскопом.



Рис. 2. Цифровая камера с микроскопом.

фаз магнитной упорядоченности, а также процесс возникновения и исчезновения неколлинеарной фазы в исследуемых ферромагнетиках. В созданной установке на основе сверхпроводящего магнита можно проводить измерения в диапазоне температур от 150 до 400 К и в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 Тл. Латеральный градиент температуры можно регулировать от 0 до 12 градусов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования магнитных свойств и магнитооптической визуализации распределения нормальной компоненты намагниченности

эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов была изготовлена специальная вставка, помещавшаяся в криостатирующую систему GFSG-510-2K-SCM10T-VTI29 (ООО “Криотрейд инжиниринг”) со сверхпроводящим магнитом. Все компоненты вставки были сделаны из немагнитных материалов. Вставка представляла собой трубку диаметром 28 мм и длиной 1000 мм, к которой крепился вакуумный法兰ец с контактной группой (рис. 1). Вставка включала в себя источник света, поляризатор, анализатор, цифровую видеокамеру с микроскопом с 500-кратным увеличением (рис. 2), держатель образца (рис. 3) с нагревателем и датчиком температуры. В средней части держателя



Рис. 3. Держатель образца.

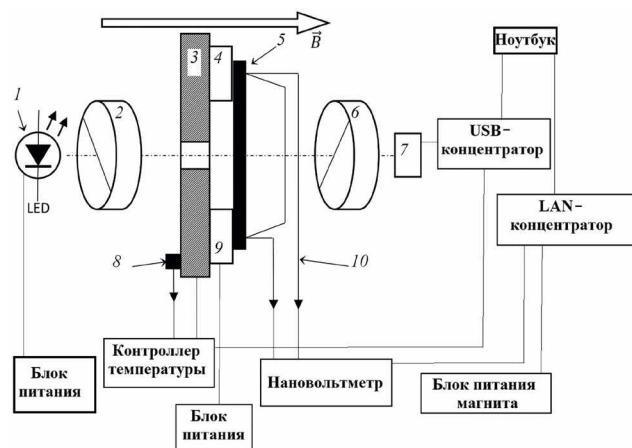


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – термостатирующий столик, 4 – элемент Пельтье, 5 – исследуемый образец, 6 – анализатор, 7 – микроскоп, 8 – датчик температуры, 9 – элемент Пельтье, 10 – дифференциальная термопара.

образца находится полый цилиндр из тефлона, внутри которого были закреплены светодиод и поляризатор. Поляризатор неподвижен относительно держателя образца. Анализатор крепился непосредственно на объективе микроскопа неподвижно относительно вставки. Образцы размещались таким образом, чтобы плоскость пленки была перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля.

Перед началом эксперимента проводилась настройка пары поляризатор-анализатор. Держатель с образцом помещался в трубку вставки. Диаметр нижней части держателя образца подбирался так, чтобы плотно входить в трубку вставки. Держатель образца вращался вокруг оси вставки, меняя выделенное направление поляризатора. После достижения максимального контраста изображения доменов в микроскопе положение держателя образца закреплялось латунными винтами M2. Таким образом снаряженная вставка помещалась в криостат со сверхпроводящим магнитом.

Для создания градиента температуры по плоскости образца использовались два элемента Пельтье, создающих тепловые потоки в противоположных направлениях (рис. 3). Градиент температур измерялся дифференциальной термопарой. Поляризатор и источник света размещались на держателе образца, а анализатор помещался перед объективом микроскопа. Управление микроскопом и камерой осуществлялось через USB-порт.

Образцы представляли собой пленки феррита-граната $(\text{BiYGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, полученные при эпитаксиальном синтезе на подложке граната $(\text{CdMg})_3(\text{GaZrCa})_5\text{O}_{12}$. Размер образов – $10 \times 10 \text{ mm}^2$, толщина пленки феррита граната – 5 мкм. Диаметр наблюданной в микроскоп области – 3 мм. Температура компенсации образцов составляла 325–345 К.

В отсутствие внешнего магнитного поля при температуре ниже точки магнитной компенсации в образце формируется крупноблочная доменная структура. Намагниченность в доменах направлена вдоль нормали к плоскости пленки, а домены различаются направлением намагниченности. Полидоменное состояние образца используется для настройки прибора: поляризатор и анализатор устанавливаются так, чтобы обеспечить максимальный контраст изображения доменной структуры. Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.

Вставка помещалась в криостатирующую систему GFSG-510-2K-SCM10T-VTI29 (ООО “Криотрейд инжиниринг”) со сверхпроводящим магнитом, обеспечивающую постоянное магнитное поле до 10 Тл, направленное по нормали к плоскости образца (рис. 5).

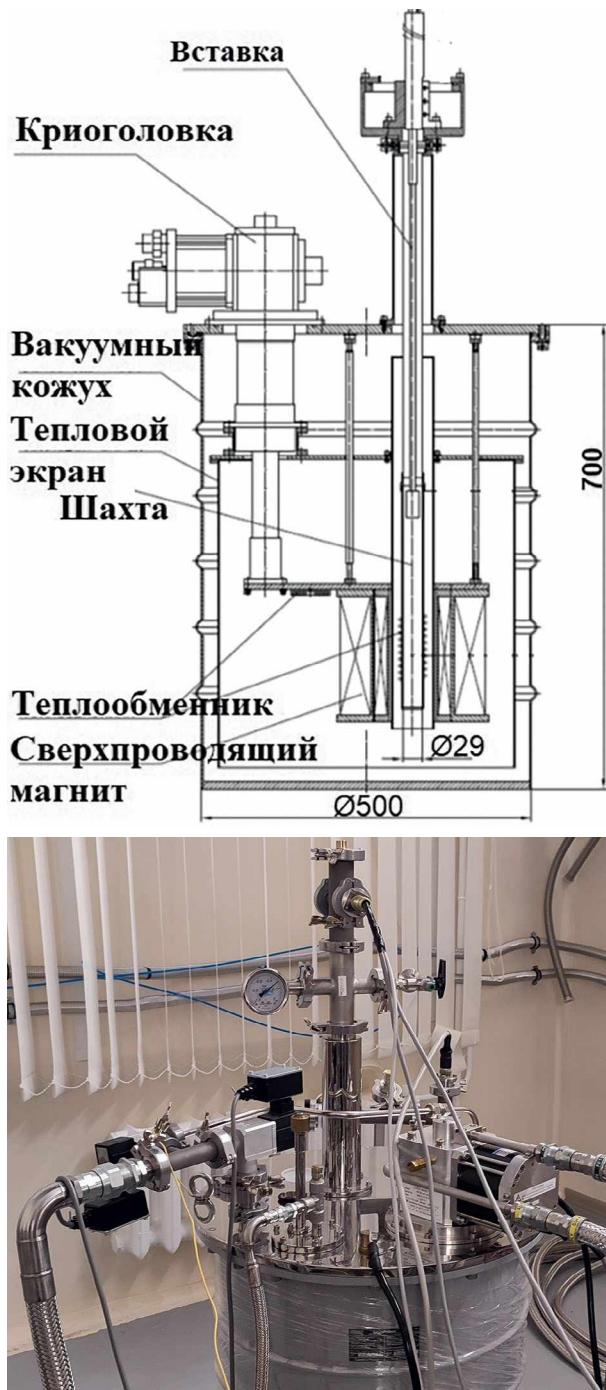


Рис. 5. Криостатирующая система GFSG-510-2K-SCM10T-VTI29 (ООО “Криотрейд инжиниринг”) со сверхпроводящим магнитом и ее схема.

Все измерительные приборы и блок питания магнита были объединены в единую сеть и управлялись компьютером с помощью программ, написанных с использованием среды разработки и программной платформы LabVIEW. Это позволило автоматизировать режимы изменения величины магнитного поля

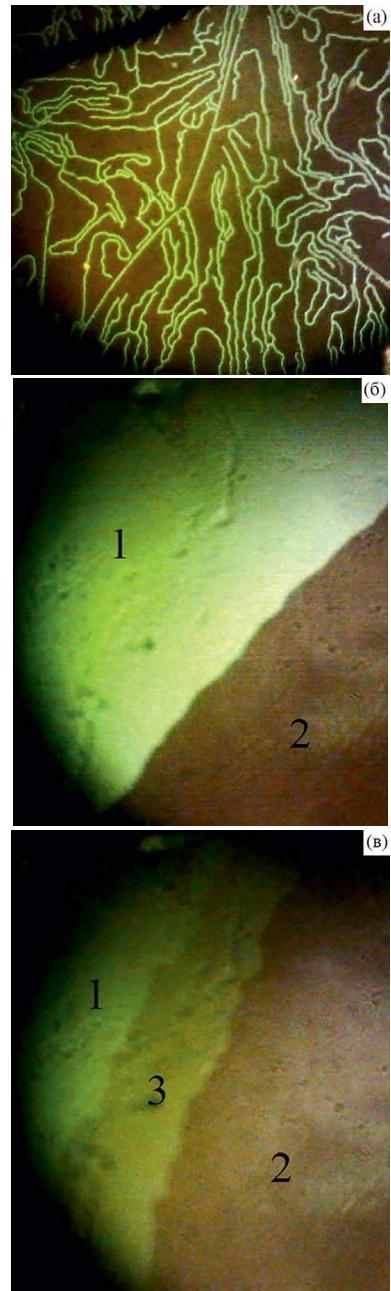


Рис. 6. а) Домены в отсутствие внешнего магнитного поля. б) Коллинеарные фазы разной направленности (области 1, 2) во внешнем магнитном поле 0.5 Тл в области магнитной компенсации. в) Магнитные фазы во внешнем магнитном поле 1 Тл в области магнитной компенсации: области 1, 2 – коллинеарные фазы противоположной направленности, область 3 – неколлинеарная фаза.

и температуры. Все наблюдаемые величины автоматически записывались в файл, а наблюдаемые процессы и численные значения параметров магнитного поля, температуры и градиента температур записывались в видеофайл.

Данная конструкция позволяет наблюдать доменную структуру образцов и фазовые переходы в диапазоне температур от 150 до 400 К. Градиент температур в плоскости образца может изменяться в диапазоне от 0 до 12 К. Результаты проведенных экспериментов показаны на рис. 6.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем результаты настоящей работы:

1) Создана экспериментальная установка для наблюдения с помощью магнитооптического эффекта Фарадея доменных структур ферримагнитных пленок, которая обеспечивает возможность одновременно наблюдать области, соответствующие различным магнитным фазам благодаря наличию управляемого латерального градиента температуры в плоскости образца.

2) С помощью установки обнаружены условия возникновения двух коллинеарных магнитных фаз, разделенных компенсационной доменной границей, а также условия существования неколлинеарной магнитной фазы в материалах $(\text{BiYGD})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

3) Результаты экспериментов показали, что данная установка позволяет непосредственно наблюдать доменную структуру и процессы магнитных фазовых спин-переориентационных переходов в пленках редкоземельных ферритов-гранатов в области магнитной компенсации.

В дополнение к известным результатам исследований неколлинеарных фаз [6–8] исследования с помощью описанной установки позволили выявить новые различия в характере поведения фазовых диаграмм пленок магнетиков состава $(\text{BiYGD})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00754).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов К.П. // УФН. 1996. V. 166. P. 669.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199606f.0669>
2. Bernasconi J., Kuse D. // Phys. Rev. 1971. V. 3. P. 811.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.3.811>
3. Clark A., Callen E. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 5972.
<https://doi.org/10.1063/1.1656100>
4. Звездин А., Попков А.Ф. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 4. С. 1082.
5. Филиппов Б.Н. Микромагнитные структуры и их нелинейные свойства. Екатеринбург: Уро РАН. 2019. С. 166. ISBN: 978-5-7691-2537-9
6. Шарипов М.З., Соколов Б.Ю. Магнитооптические свойства редкоземельных феррит-гранатов. Deutschland: Lap Lambert Academic Publishing, 2014. ISBN: 978-3-659-53823-0
7. Лисовский Ф.В., Шаповалов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 128.
8. Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Шаповалов В.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1443.
<http://jetc.ras.ru/cgi-bin/r/index/r/71/4/p1443?a=list>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 543.272.08:669.785

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ

© 2024 г. В. П. Тарасиков^{a,*}

^aАО “ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского”

Россия, 249033, Обнинск, Калужская обл., пл. Бондаренко, 1

*e-mail: vptarasikov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 05.05.2023 г.

Принята к публикации 15.06.2023 г.

Приведено описание высокотемпературной (до 1600 °C) установки по измерению коэффициента линейного расширения с использованием относительного метода. Измерительный блок установлен в защитном перчаточном боксе, что позволило проводить измерения на образцах, облученных в реакторе. Изменения длины образца при нагреве фиксировались индикаторной головкой часового типа с точностью 1 мкм с пределами измерения (0–10) мм. Установка использовалась для определения значений распухания облученных образцов при высокотемпературных отжигах и получения значений коэффициента линейного расширения перспективных реакторных материалов. Средняя относительная ошибка измерений составляет 8–11%.

DOI: 10.31857/S0032816224010274, EDN: DTKRQD

1. УСТРОЙСТВО УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1 и состоит из измерительного блока (I), вакуумного блока (II), температурного блока (III) и блока органов управления и регистрации (IV). Измерительный блок установки помещается в защитный перчаточный бокс, что позволяет проводить измерения на образцах, прошедших реакторное облучение. Измерительный блок состоит из печи с нагревателем из молибдена, системы контроля температуры, измерительной части и соединен с вакуумной системой.

2. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения коэффициента линейного расширения и изменения высоты облученных образцов при различных температурах проводились на высокотемпературном вакуумном дилатометре с использованием контрольных образцов [1, 2]. Контрольные образцы изготавливались из молибдена, кварца, стали X18H10T и карбида бора с размерами, идентичными испытуемым образцам.

Измерения проводились в вакууме 10^{-2} Па при температурах на образцах (300–1600) °C.

Вакуум внутри системы обеспечивался вакуумным пластинчато-роторным 2НВР-5ДМ [3] и высоковакуумным паромасляным Н-05 [4] насосами и контролировался вакуумметрами ионизационно-термопарным ВИТ-2 и магнитным блокировочным типа ВМБ-3 [5, 6].

Заданная температура поддерживалась высокоточным регулятором температуры ВРТ-3 [7], контроль температур на образце осуществлялся автоматическим самопищущим прибором КСП-4 [8]. В качестве задающей и контрольной использовались платино-платинородиевые термопары 4.

Образец 10 устанавливался на столике в молибденовой трубе 5 через вырезанное боковое окно в трубке. Изменение длины образца при нагревании с помощью молибденового штока 6 передавалось на часовой индикатор 2. Для отсчета изменения длины контрольного и испытуемого образцов использовалась часовая индикаторная головка 2 с ценой деления 1 мкм с пределами измерения (0–1) мм.

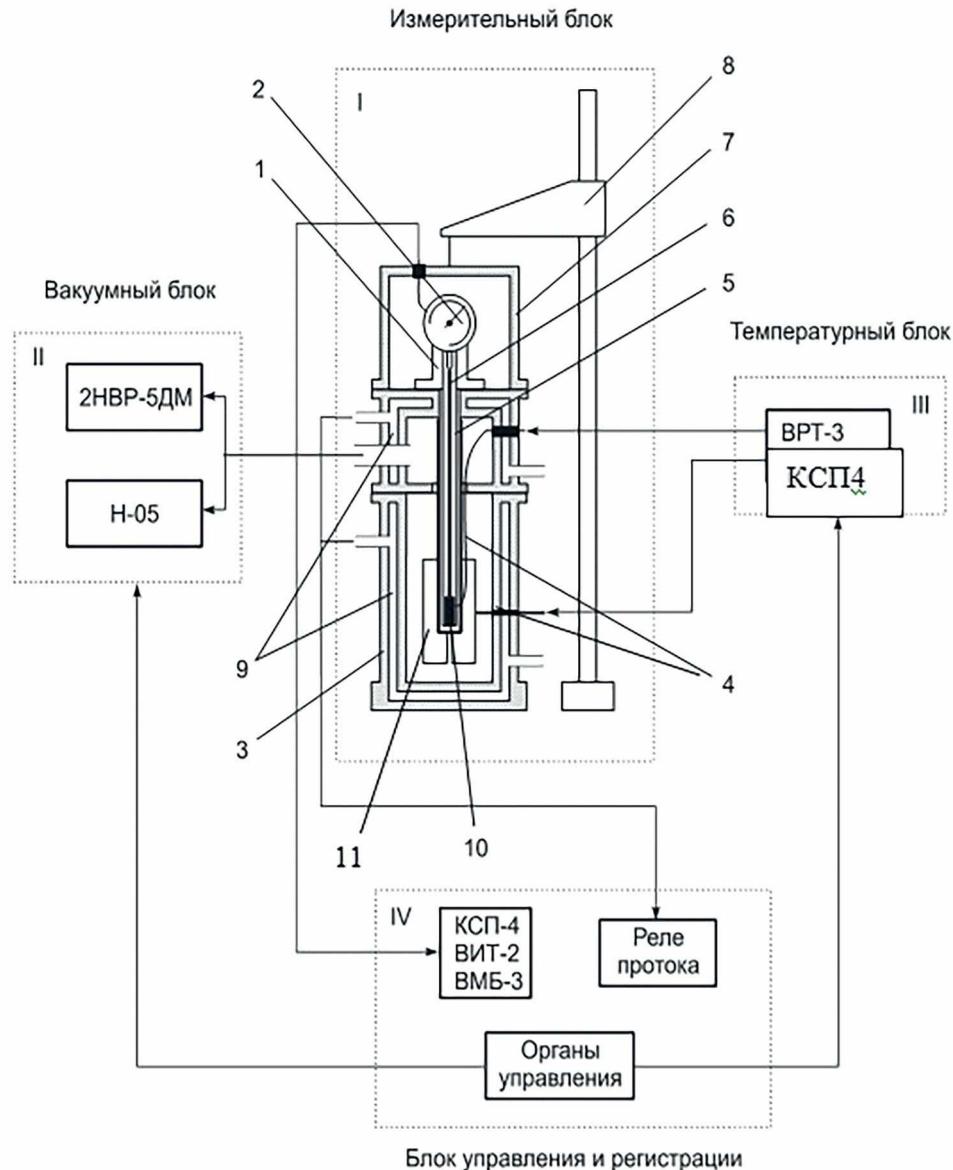


Рис. 1. Схема высокотемпературного вакуумного дилатометра: 1 – столик крепления измерительной головки, 2 – измерительная головка часового типа ИЧ 10 0.001, 3 – корпус печи, 4 – термопары, 5 – молибденовая трубка с заглушкой для установки образца, 6 – молибденовый шток, 7 – колпак измерительного блока, 8 – подъемник колпака, 9 – рубашка охлаждения корпуса печи, 10 – образец, 11 – электропечь с экранами.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Отработка методики измерения изменения длины образца заключалась в получении поправок для образцов с заданной высотой при каждой температуре по контрольным образцам с известными значениями температурного коэффициента линейного расширения. Контрольные образцы изготавливались из молибдена, кварца, стали X18H10T и карбида бора с размерами, идентичными испытуемым образцам. Величины температурного коэффициента линейного расширения для контрольных

образцов взяты из работ [9–11]. Удлинение образца вычислялось из соотношения

$$\Delta l = A \cdot (n_2 - n_1) + \Delta l_{\text{д.яч.}}, \quad (1)$$

где A – постоянная прибора, для индикаторной головки $A = 1 \text{ мкм}$; n_2 , n_1 – отсчет изменения длины образца при температурах t_2 и t_1 ; $\Delta l_{\text{д.яч.}}$ – поправка, учитывающая удлинение внешней части дилатометрической ячейки на длине образца в температурном интервале $\Delta t = t_2 - t_1$. Расчет температурного коэффициента

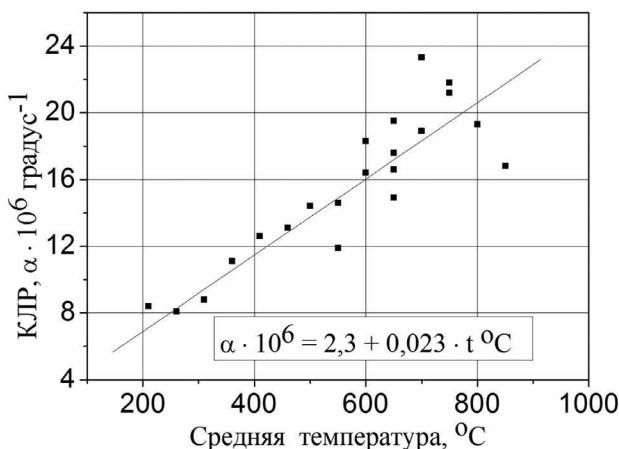


Рис. 2. Зависимость коэффициента линейного расширения (КЛР) сплава V-4Ni-4Cr от температуры [12].

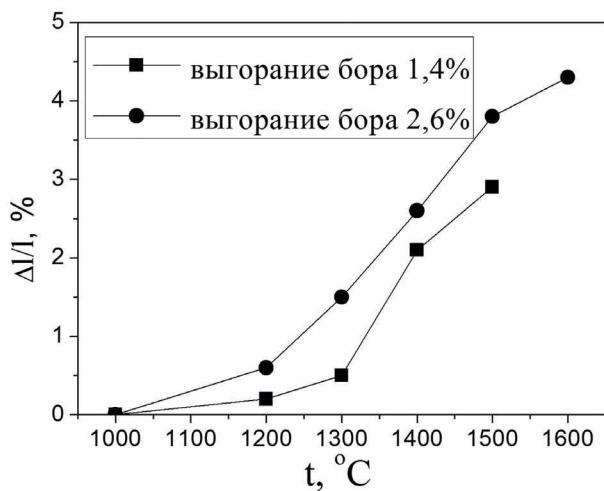


Рис. 3. Зависимость увеличения длины образцов карбидом бора от температуры и выгорания бора [13].

линейного расширения исследуемых образцов проводился по известной формуле [1]:

$$\alpha = \Delta l / l_0 \cdot \Delta t, \quad (2)$$

где Δl – удлинение образца при заданной температуре t_2 , l_0 – длина (высота) образца при $t_1 = 20$ °C, $\Delta t = t_2 - t_1$. Для повышения достоверности на контрольных и испытуемых образцах измерения проводились 5–6 раз при выдержках при заданной температуре около 2 ч.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Высокотемпературная установка использовалась для определения значений температурного коэффициента линейного расширения

перспективных реакторных материалов в исходном и облученном в реакторе состояниях и распухания облученных образцов карбида бора при высокотемпературных отжигах (рис. 2, 3) [12, 13]. По результатам многочисленных полученных данных определена средняя относительная ошибка измерений в пределах 8–11%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установка позволяет с достаточно хорошей достоверностью (8–11%) получать значения температурного коэффициента линейного расширения исследуемых материалов, а также их распухание при высокотемпературных отжигах после реакторного облучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974.
- Аматуни Я.Н. Методика и приборы для определения температурных коэффициентов линейного расширения материалов. М.: Изд. стандартов, 1972.
- Насос вакуумный пластинчато-роторный 2НВР-5ДМ. Паспорт 2057 364813 2508 00 4 ПС, Казань, 1980.
- Вакуумметр ионизационно-термопарный ВИТ-2. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. М.: Изд. стандартов, 1980.
- Вакуумметр магнитный блокировочный типа ВМБ-3 Выпускной аттестат, техн. описание и инструкция по эксплуатации. М.: Изд. стандартов, 1980.
- Высоковакуумный паромасляный насос Н-5. Паспорт ди.2.960.006. Казань: Тат. ЦНТИ, 1980.
- Высокоточный регулятор температуры ВРТ-3. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Каунас: "Райде", 1980.
- Потенциометр КСП-4 автоматический. Техническое описание инструкция по эксплуатации. Паспорт 4АО.072.004 ПС.
- Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике. Справочник / под редакцией Б.Е. Неймарка. М.: Энергия, 1967.
- Кржижановский Р.Е. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Справочная книга / под редакцией Р.Е. Кржижановского, З.Ю. Штерна. Л.: Энергия, 1973.
- Кржижановский Р.Е. Теплофизические свойства неметаллических материалов (карбиды). Справочная книга / под редакцией Р.Е. Кржижановского, З.Ю. Штерна. Л.: Энергия, 1973.
- Биржевий, Г.А., Захарова М.И., Артёмов Н.А., Алексеев А.Б., Тарасиков В.П. // Металлы. 1996. № 5. С. 61.
- Тарасиков В.П. Атомная энергия. 2009. Т. 106. № 3. С. 173.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО
И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 533.9.07:544.558

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИКЕ
И ТЕХНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. М. Н. Васильев^{a,*}, Т. М. Васильева^{b,**}

^aОбъединенный институт высоких температур Российской академии наук

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 12, стр. 2

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

*e-mail: mvasiliev2006@rambler.ru

**e-mail: tmvasilieva@gmail.com

Поступила в редакцию 13.03.2023 г.

После доработки 01.06. 2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Приводится описание созданной в МФТИ установки для демонстрационных и учебных экспериментов, иллюстрирующих физические явления, которые происходят при генерации плазмы инжеекцией электронных пучков в плотные газообразные среды и аэрозоли. Установка оснащена многофункциональной рабочей камерой с набором сменяемых элементов, что позволяет демонстрировать разнообразные эффекты, наблюдаемые при взаимодействии электронно-пучковой плазмы с веществом в широком диапазоне условий. Аппаратно-программный комплекс, управляющий работой установки и диагностическими средствами, обеспечивает накопление и компьютерную обработку первичных данных, поддерживает совместимость аппаратуры со стандартными и специально разработанными системами визуализации, что позволяет использовать установку для демонстраций как в офлайн-, так и в онлайн-форматах.

DOI: 10.31857/S0032816224010286, EDN: DTISKC

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди многочисленных способов генерации низкотемпературной плазмы плазма, возбуждаемая инжеекцией электронных пучков в плотные газообразные среды (так называемая электронно-пучковая плазма (ЭПП)), занимает особое место благодаря своим уникальным свойствам. Электронный пучок удается инжеектировать в плазмообразующие среды практически любого химического состава в широком диапазоне давлений (от долей Торр до атмосферного и даже более высоких давлений). При этом не происходит контракция плазменного объема, характерная для газоразрядной плазмы. В плазмообразующий газ можно вводить мелкодисперсные добавки в виде распыленных порошков или жидкостей, создавая плазму

аэрозолей. Как правило, не возникают значимые технические трудности при внесении в ЭПП каких-либо макроскопических тел, например, с целью пучково-плазменной модификации их поверхности.

Принцип генерации и общие свойства ЭПП хорошо известны [1]. При прохождении быстрых электронов через плотный газ электронный пучок рассеивается и деградирует в упругих и неупругих столкновениях с молекулами газа; при неупругих столкновениях происходят ионизация газа и его возбуждение, т.е. генерируется ЭПП. Форма и размеры плазменного облака определяются параметрами первичного электронного пучка (начальной энергией электронов E_b и током пучка I_b), химическим составом и давлением плазмообразующего газа P_m .

Обратные плазменные процессы (рекомбинация, тушение возбужденных состояний и др.) сопровождаются нагревом газа и эмиссией излучений различной природы в диапазонах длин волн от инфракрасного до рентгеновского. Это делает пучково-плазменное образование объектом, удобным для визуального наблюдения и изучения с помощью достаточно простых средств оптической диагностики. Энерговыделение в ЭПП объемное, его плотность определяет многие прямые и обратные плазменные процессы и опосредованно интенсивность излучения различных зон плазменного облака. Плотность энерговыделения имеет максимум на некотором расстоянии от точки инжекции, положение которого зависит от характеристик электронного пучка и плазмообразующей среды.

Состав ЭПП сложен: в ней имеется электронная компонента (электроны первичного пучка и вторичные плазменные электроны), а также нарабатываемые в многочисленных и разнообразных плазменных процессах тяжелые частицы (ионы и нейтральные частицы) в основном и возбужденном состояниях. Для плазмы достаточно сложных молекулярных газов и паров характерно образование радикалов. Если ЭПП контактирует с какой-либо поверхностью, то в составе приповерхностной плазмы обычно присутствуют частицы, эмитируемые поверхностью: электроны, частицы, образовавшиеся в результате реактивного распыления или испарения материала, продукты гетерофазных плазмохимических реакций.

Функция распределения электронов по энергиям в ЭПП немаксвелловская, а сама плазма является сильнонеравновесной. Наработка в плазменном объеме многочисленных и разнообразных тяжелых частиц, способных вступать в сложные плазмохимические реакции между собой и с поверхностью макроскопических тел или мелкодисперсных частиц, делает ЭПП химически активной.

Таким образом, ЭПП представляет собой сложный объект, интересный как для фундаментальных исследований, так и с точки зрения технических и технологических приложений. Наблюдаемые физические явления и закономерности процессов в пучково-плазменных системах имеют выраженную специфику и,

что важно, могут быть продемонстрированы без сложного диагностического оборудования. Для таких демонстраций на базе известного генератора ЭПП [2] была разработана лабораторная установка, способная воспроизводить условия, наиболее часто встречающиеся в реальных пучково-плазменных системах исследовательского и технологического назначения, а именно:

- непрерывную и импульсно-периодическую генерацию ЭПП в свободном пространстве и в замкнутом объеме при форвакуумном давлении;
- термическое и нетермическое взаимодействие ЭПП с поверхностью макроскопических твердых тел и с частицами мелкодисперсного аэрозоля, а также эмиссию излучений различной природы при таких взаимодействиях;
- электрофизические явления, которые наблюдаются в пучково-плазменных системах и часто являются критически значимыми для их функционирования.

Поставленная задача была решена дооснащением генератора ЭПП специальным модулем (рабочей камерой) с необходимыми для демонстраций конструктивными элементами, узлами и диагностическими средствами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Генератор электронно-пучковой плазмы

Способ генерации ЭПП иллюстрируется на рис. 1, на котором изображена принципиальная схема экспериментальной установки. Острофокусированный электронный пучок 3 формируется в высоковакуумной камере 2 электронно-лучевой пушкой 1 и направляется на вход выводного окна 4, через которое он инжектируется в заполняемую плазмообразующим газом рабочую камеру 8. При этом формируется облако ЭПП 7.

Электронная пушка триодного типа питается от высоковольтного источника, управляемого контроллером электронного пучка. Контроллер обеспечивает регулировки ускоряющего напряжения пушки и силы тока пучка, поддерживая непрерывную или импульсно-периодическую генерацию ЭПП. Кроме этого, контроллер имеет опцию отклонения и сканирования пучка

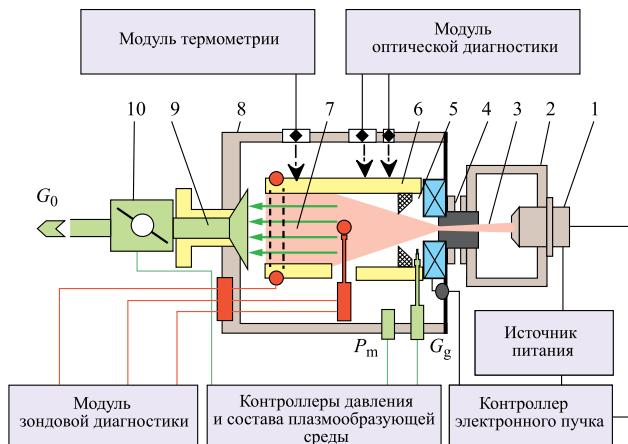


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – электронная пушка, 2 – высоковакуумная камера, 3 – электронный пучок, 4 – выводное окно, 5 – газовое сопло, 6 – контейнер, 7 – ЭПП, 8 – рабочая камера, 9 – откачная вакуумная магистраль, 10 – регулятор расхода газа.

внутри рабочей камеры с помощью двухкоординатной электромагнитной системы, установленной на выходе из выводного окна.

Диапазоны регулировок режимов работы установки таковы: $E_b = 20\text{--}30 \text{ кэВ}$, $I_b = 1\text{--}100 \text{ мА}$, $P_m = 10^{-2}\text{--}10^2 \text{ Торр}$. В качестве плазмообразующих газов в учебных экспериментах обычно применяются воздух и инертные газы, однако, для демонстрации плазмохимических эффектов иногда требуются другие газы, такие как кислород, метан, гексафторид серы (SF_6). Для демонстрации электрофизических явлений полезной оказывается инжекция в плазменное облако частиц распыленных порошков или жидкостей, при этом генерируется аэрозольная ЭПП.

Важно, что ЭПП можно возбуждать и в свободном объеме, и внутри какого-либо контейнера, локализующего плазменный объем. В последнем случае имеет место контакт ЭПП со стенками контейнера, сопровождающийся разнообразными приповерхностными процессами электрофизической и плазмохимической природы. Аналогичные процессы происходят и при контакте ЭПП с поверхностью образца (мишени), если этот образец помещен в плазменное облако или плазменный поток. Бомбардировка быстрыми электронами частиц аэрозоля, мишеней и стенок контейнера приводит к накоплению ими значительного

электростатического потенциала, обычно отрицательного, что порождает сильное кулоновское взаимодействие в плазменном объеме.

2.2. Рабочая камера и диагностический комплекс

Для демонстрационных экспериментов конструкция рабочей камеры и ее внутренняя оснастка являются наиболее важными, поскольку именно они обеспечивают наглядную иллюстрацию разнообразных явлений, которые протекают при взаимодействии электронного пучка с плотной средой (газом, жидкостью, твердым телом, аэрозолем). Многофункциональная камера, специально разработанная для таких демонстраций, имеет набор сменяемых элементов под конкретные экспериментальные задачи. Размер камеры $350 \times 350 \times 350 \text{ мм}^3$.

Внутри рабочей камеры 8 могут быть установлены контейнеры 6 различной геометрии. На рис. 1 изображен вариант контейнера в виде цилиндрической трубы. Электронный пучок инжектируется вдоль трубы через один из ее торцов. Диаметр контейнера варьируется от 10 до 200 мм, а длина – от 100 до 300 мм. Контейнер может быть изготовлен из металлических и диэлектрических материалов.

На ближнем к выводному окну торце контейнера устанавливается сопло 5 с адаптерами под различные диаметры трубы, которое формирует в ней поток плазмообразующего газа. Величина расхода газа G_g задается программируемым натекателем. Через противоположный открытый торец контейнера газ выбрасывается в полость рабочей камеры, соединенной с вакуумным насосом (на рисунке не показан) магистралью 9 через пропорционально-интегрально-дифференцирующий (ПИД) регулятор 10. Регулятор управляет производительностью откачки G_0 . Подбором величин G_g и G_0 можно устанавливать требуемые скорость потока и величину статического давления в контейнере (которое в данной компоновке, очевидно, равно давлению в рабочей камере P_m). Все перечисленные регулировки выполняются контроллерами плазмообразующей среды по загружаемым в них алгоритмам.

Стенки контейнера имеют отверстия, на которых размещаются инжекторы для диспергирования в ЭПП порошков или жидкостей, если требуется создать аэрозольное пучково-плазменное

образование. Разработаны различные варианты инжекторов как для механического распыления в неподвижном газе (центробежные форсунки, вибрирующие сита, ультразвуковые распылители и др.), так и для распыления газовым потоком (струйные форсунки, пневматические диспергирующие устройства).

Рабочая камера оснащена набором герметичных оптических и электрических вводов, адаптированных к сигналам от расположенных внутри камеры сенсоров системы диагностики. В стенках камеры имеются радиационно-защищенные окна для визуального наблюдения за происходящими в ней процессами и при необходимости для их фото- или видеофиксации, поскольку многие из упомянутых выше явлений (в частности, локализация зон максимального энерговыделения и аномально высокая зарядка частиц аэрозоля [3] в ЭПП) хорошо видны невооруженным глазом.

Измерения важных для понимания физики ЭПП величин, например величины потенциала, который накапливается частицами аэрозоля или макроскопическим телом, помещенным в ЭПП, требуют приборного оснащения. Для таких демонстраций предназначена система специально разработанных электрических зондов, вводимых непосредственно в ЭПП или размещаемых на стенке контейнера. На рис. 1 показан модуль диагностики с неподвижным зондом, находящимся в плазме, и внешним зондом — металлическим кольцом, охватывающим диэлектрический контейнер.

Демонстрации тепловых эффектов в ЭПП требуют температурных измерений, для которых предназначен модуль термометрии. Так, например, нагрев тел, помещенных в неподвижное облако или в поток ЭПП, удается регистрировать термосенсорами, которые устанавливаются в различных точках стенки контейнера или на поверхности мишени (см. раздел 3.4). Стандартные контактные термосенсоры (термопары, терморезисторы и т.п.) конструктивно адаптированы к работе в условиях интенсивной бомбардировки быстрыми электронами. Для демонстрации нестационарных тепловых процессов в ЭПП сигналы с термосенсоров удобно выводить на работающий в режиме реального времени многоканальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Следует отметить, что

возможная электростатическая зарядка термосенсоров в ЭПП требует специальной защиты входов АЦП.

Наиболее методически сложной для демонстрации является регистрация спектров излучения ЭПП и тел, контактирующих с ней (см. разд. 3.3). Использовались оптоволоконные спектрометры, работающие в ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Регистрируемые спектры выводятся на монитор компьютера в графическом и цифровом форматах. Кроме спектрометров, в модуле оптической диагностики имеются LCD фото- и видеокамеры, изображения с которых также передаются на компьютер. Загруженное в компьютер программное обеспечение поддерживает совместную работу спектрометров, а также дает возможность обрабатывать спектры и изображения в режиме реального времени.

Плазмохимические эффекты могут проявлять себя различными способами, однако наиболее просто и наглядно их можно продемонстрировать, сравнивая состояние поверхности какого-либо образца до и после пучково-плазменного воздействия. Иногда различия в цвете или структуре поверхности этих образцов можно наблюдать визуально. Еще одним весьма наглядным эффектом воздействия ЭПП на материалы является изменение их гидрофильно-гидрофобных свойств. Этот эффект проявляется как увеличение или уменьшение контактного угла смачивания поверхности образца (например, полимерной пленки или ткани) в результате пучково-плазменного воздействия. Качественно изменение капиллярности и смачиваемости образцов часто видно невооруженным глазом (см. разд. 3.4).

3. ДЕМОНСТРАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

3.1. Генерация электронно-пучковой плазмы в различных условиях

На рис. 2 дана фотография неподвижного плазменного облака, образующегося в контейнере диаметром 300 мм, заполненном воздухом при давлении $P_m = 0.5$ Торр. В этой же конфигурации удобно продемонстрировать и приповерхностную ЭПП, для чего в плазменном облаке размещается какое-либо тело (обычно

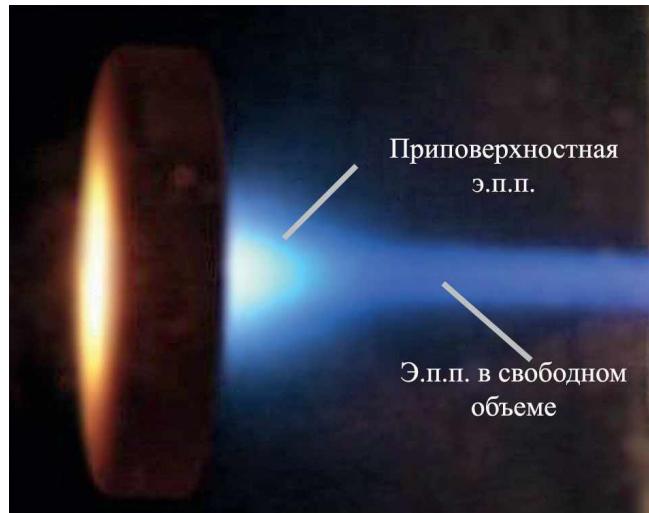


Рис. 2. Генерация ЭПП воздуха в свободном пространстве и вблизи поверхности нагретого металлического диска, $P_m = 0.5$ Торр.

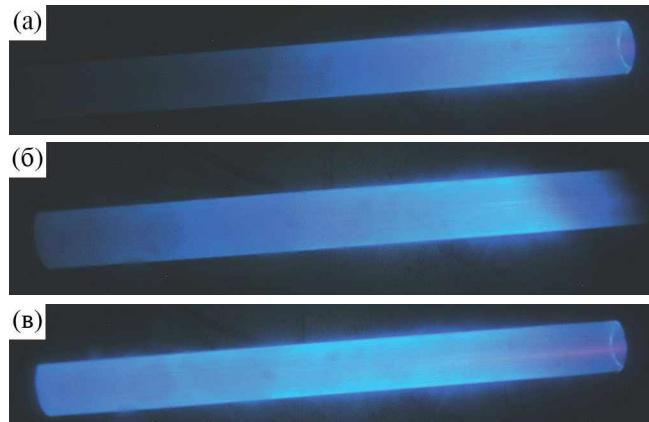


Рис. 3. Генерация ЭПП воздуха в кварцевой трубке диаметром 20 мм: а – $P_m = 5.0$ Торр; б – $P_m = 2.5$ Торр; в – $P_m = 1.0$ Торр.

простейшей геометрии: диск, сфера или конус). Плазма вблизи поверхности титанового диска, нагретого до температуры около 900 К, хорошо видна на том же рисунке. Чтобы показать особенности возбуждения приповерхностной плазмы в условиях электростатической зарядки макроскопических тел (см. разд. 3.2), в качестве мишени можно использовать диэлектрические материалы, например керамики. Держатели мишени имеют опцию подключения/отключения заземления образцов.

Генерация ЭПП внутри прозрачного цилиндрического контейнера иллюстрируется рис. 3. На фотографии хорошо видна зона плазменного облака с максимальной интенсивностью

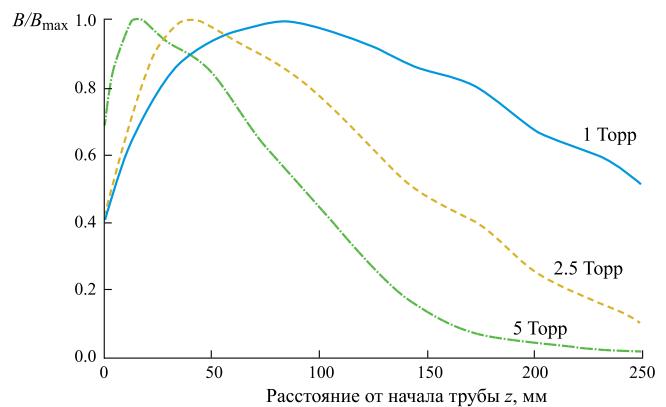


Рис. 4. Продольные профили интенсивности свечения ЭПП в кварцевой трубке диаметром 20 мм при различных значениях давления воздуха (компьютерная обработка экспериментальных данных).

свечения, т.е. зона максимального объемного энерговыделения. Положение этой зоны относительно плоскости инжекции электронного пучка зависит от давления плазмообразующего газа: с ростом давления она смещается в направлении выводного окна, что хорошо видно на графиках, представленных на рис. 4, которые получены в автоматическом режиме при плавном изменении давления P_m в диапазоне 0.5–5.0 Торр. Алгоритм изменения P_m предварительно загружается в контроллер давления плазмообразующей среды (рис. 1). Варьируя с помощью контроллера ускоряющее напряжение электронной пушки и используя плазмообразующие газы с сильно различающейся плотностью (например, гелий и аргон), можно проиллюстрировать ряд важных физических закономерностей, характеризующих движение быстрых электронов в плотной среде [4].

3.2. Электростатическая зарядка макроскопических тел и частиц аэрозоля в электронно-пучковой плазме

Электростатическая зарядка объектов, находящихся в ЭПП (например, макроскопических мишеней, частиц аэрозоля) или контактирующих с ней (например, стенок контейнера), существенным образом влияет на формирование плазменного объема и протекающие в нем физические процессы. Наиболее просто можно продемонстрировать электростатические эффекты, наблюдая за разлетом частиц облака аэрозоля, в которое инжектируется электронный пучок

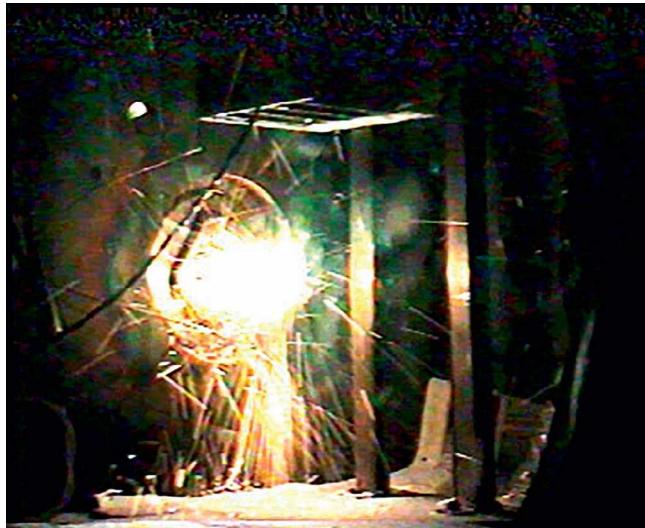


Рис. 5. Разлет облака аэрозольных частиц Al_2O_3 при $P_m = 0.2$ Торр, плазмообразующий газ – воздух.

(рис. 5). В этом эксперименте частицы порошка сыплются сверху сквозь облако ЭПП из вибрирующего сита [1]. За время пребывания в плазме эти частицы успевают накопить заряд (как правило – отрицательный), достаточный для возникновения сильного кулоновского взаимодействия между ними [3]. Интенсивность разлета зависит от давления плазмообразующего газа: по мере повышения P_m интенсивность разлета снижается. При достаточно высоких давлениях (в диапазоне $P_m = 1–3$ Торр в зависимости от состава плазмообразующего газа) разлет прекращается совсем.

В ходе демонстрационных экспериментов потенциал макроскопического тела в облаке ЭПП удается измерить с помощью зондов, входящих в состав диагностического комплекса. Для регистрации зондовых сигналов удобнее всего использовать многоканальные аналого-цифровые преобразователи с высоким входным сопротивлением, которые позволяют одновременно записывать в виде графического изображения и количественно измерять сигналы с нескольких зондов, а также сигнал с вакуумметра рабочей камеры. На рис. 6 дана выведенная на монитор АЦП запись всех перечисленных сигналов при переменном давлении P_m . Кривые 2 и 3 соответствуют сигналам со сферического зонда, установленного внутри контейнера, и с внешнего кольцевого зонда, охватывающего кварцевую трубку; кривая 1 – сигнал, снимаемый с вакуумметрического преобразователя (VSM 7XDL).

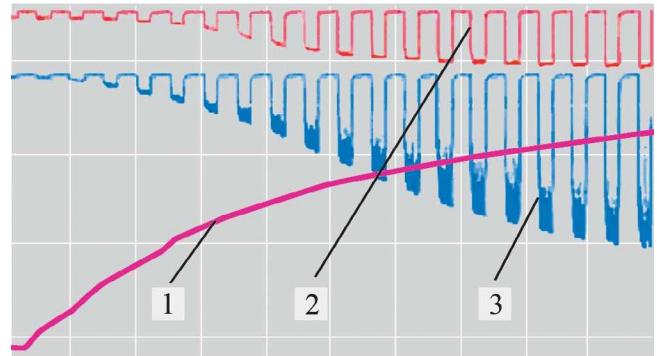


Рис. 6. Экран монитора АЦП при измерении потенциала сферического зонда (3) и кольцевого зонда (2) при генерации ЭПП воздуха в кварцевой трубке при переменном (падающем) давлении плазмообразующего газа (1).

В этих экспериментах электронная пушка работала в импульсно-периодическом режиме.

Используя проточный контейнер как один из вариантов сменной оснастки рабочей камеры, можно качественно охарактеризовать влияние аэродинамики на электрофизические процессы в ЭПП. Именно такая постановка эксперимента, в котором демонстрируется влияние обдува тела потоком ЭПП на его электростатическую зарядку, иллюстрируется на рис. 1. Скорость потока регулируется настройками контроллеров давления плазмообразующего газа и ПИД-регулятора.

3.3. Генерация излучений при работе пучково-плазменных установок

Практически все эксперименты с ЭПП сопровождаются эмиссией излучений различных длин волн. Оптическое излучение с линейчатым спектром возникает при деактивации возбужденных состояний молекул плазмообразующего газа; положение спектральных линий и их интенсивность определяются, главным образом, составом газа и его температурой. Модуль оптической диагностики (рис. 1), в котором имеются спектрометры ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов, позволяет наглядно показать спектры ЭПП всех газов, применяемых в демонстрационных экспериментах. В качестве примера на рис. 7 представлен исходный спектр излучения ЭПП азота, возбуждаемой в кварцевой трубе. Хорошо видна суперпозиция линейчатого спектра плазмы и непрерывного спектра люминесценции

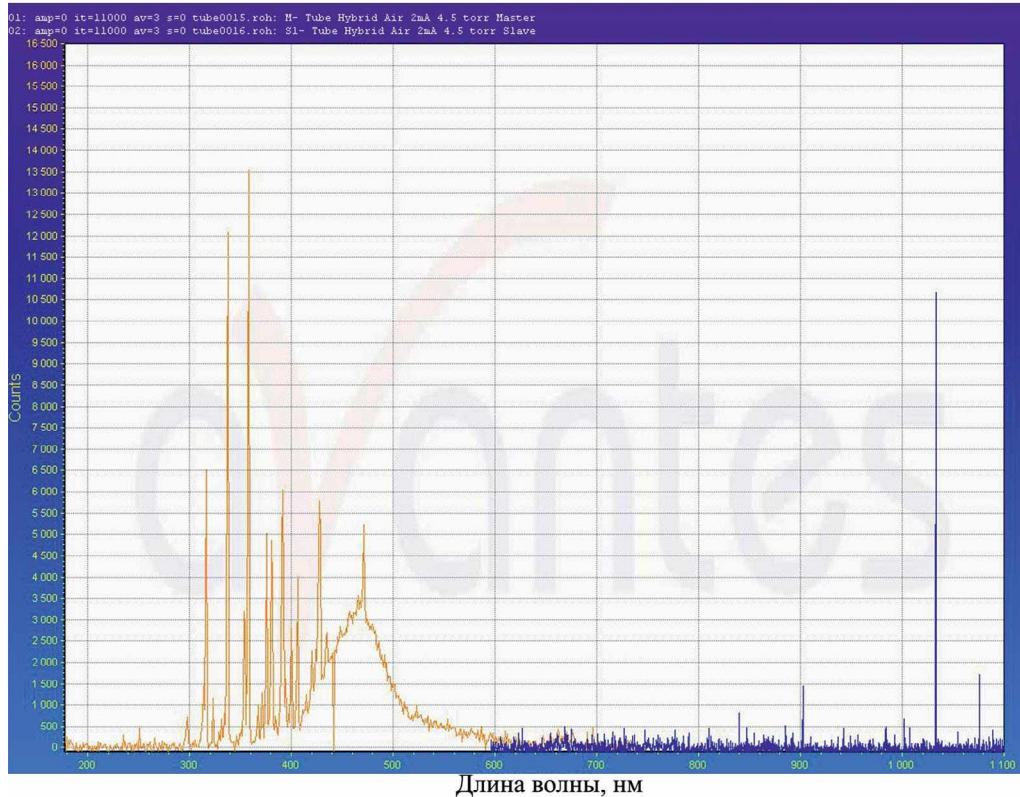


Рис. 7. Экран монитора спектрометра AvaSpec-2048 при регистрации оптического спектра излучения ЭПП азота, возбуждаемой в кварцевой трубке.

кварца в диапазоне 400–600 нм. Если трубка оказывается нагретой до нескольких сотен градусов Цельсия (такой режим реализуется при больших токах пучка ($I_b > 20$ мА) и достаточно высоких давлениях газа ($P_m > 10$ Торр)), то в ближнем инфракрасном диапазоне обнаруживается начало непрерывного спектра теплового излучения стенки контейнера.

Программное обеспечение модуля оптической диагностики позволяет отфильтровывать информативный сигнал от шума и предварительно идентифицировать спектральные линии. Так, компонентами, которые надежно регистрируются в ультрафиолетовой и видимой частях спектра ЭПП азота, являются молекулы N_2 и ионы N_2^+ . Примеры компьютерной обработки спектров ЭПП, возбуждаемой в люминесцирующем контейнере, можно найти в нашей работе [5]. Таким образом, в ходе экспериментов с ЭПП удается не только продемонстрировать факт генерации оптического излучения с линейчатым и непрерывным спектрами, но и объяснить, каким образом можно идентифицировать излучения, присущие

различным процессам, которые происходят в рабочем объеме установки.

Для демонстрации генерации тормозного излучения при работе установки на наружной поверхности трубы устанавливается детектор, чувствительный к мягкому рентгеновскому излучению. Варьируя ток пучка и ускоряющее напряжение пушки, можно качественно охарактеризовать зависимость интенсивности тормозного излучения от параметров ЭПП. Такие эксперименты удобнее всего проводить, используя комбинацию зонд-детектор: зонд достаточно большого размера, изготовленный из тяжелого металла (например, вольфрама), располагается в поле диаграммы направленности детектора. Описанная комбинация является одним из вариантов оснастки рабочей камеры.

3.4. Теплофизические, химико-термические и плазмохимические явления при пучково-плазменном воздействии на вещество

В соответствии с общепринятыми физическими моделями нагрев плазмообразующего газа и контактирующей с ЭПП плотной

среды (жидкости или твердого тела) происходит за счет энерговыделения электронного пучка, а охлаждение – за счет различных механизмов теплоотдачи (теплопроводность, конвекция, излучение). Баланс подводимой и отводимой энергии определяет температуру среды. Для различных условий экспериментов модуль термометрии (рис. 1) обеспечивает регистрацию и динамические измерения температуры выбранных точек контейнера и объектов, находящихся в ЭПП. Применяя сменные контейнеры и мишени, удается продемонстрировать:

- динамику нагрева твердых образцов различной геометрии, помещенных в ЭПП, и фазовые переходы на их поверхностях;
- плазменно-стимулированный синтез химических соединений на поверхности материалов (например, синтез оксидов и нитридов титана на плоской поверхности и на внутренней поверхности труб);
- низкотемпературную модификацию поверхности материалов (например, изменение гидрофильно-гидрофобных свойств поверхности полимеров и биополимеров).

Комментируя физику этих процессов [6], можно продемонстрировать роль химического и фазового составов плазмообразующей среды и материала образца, влияние обдува образца потоком ЭПП; демонстрируются также влияние геометрии реакционного объема и возможности управления плазменными процессами за счет варьирования параметров ЭПП. Фотографии, сделанные в ходе таких экспериментов, можно найти в разделе “Дополнительные материалы”¹.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная в настоящей работе установка была создана на базе действующего экспериментального комплекса, дополненного специально

¹ Дополнительные материалы к статье размещены на сайтах <https://link.springer.com/> (английская версия) и <https://elibrary.ru> (русская версия).

разработанными модулями для демонстрации основных физических явлений и закономерностей при генерации электронно-пучковой плазмы и ее взаимодействия с материалами различной природы. Демонстрации достаточно зрелищные и наглядно иллюстрируют принципы конструирования пучково-плазменных систем и характерные для них рабочие процессы.

Необходимая для демонстрационных экспериментов диагностическая аппаратура относительно проста, допускает компьютерную обработку получаемых данных, совместима со стандартными средствами визуализации и позволяет использовать установку для учебных экспериментов, в том числе в онлайн-формате. Накоплен значительный опыт применения установки для выполнения студенческих индивидуальных и групповых научно-исследовательских проектов, а также в целях популяризации науки и перспективных технологий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бычков В.Л., Васильев М.Н., Коротеев А.С. Электронно-пучковая плазма. Генерация, свойства, применение. М.: Изд. МГОУ АО Росвузнаука, 1993.
2. Васильева Т.М., Баяндина Д.В. // ПТЭ. 2010. Т. 53. № 2. С. 142.
3. Fortov V.E., Gavrikov A.V., Petrov O.F., Sidorov V.S., Vasiliev M.N., Vorona N.A. // Europhys. Lett. 2011. V. 94. P. 55001.
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/94/55001>
4. Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. М.: Высшая школа, 1984.
5. Vasilieva T.M., Vasiliev M.N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. P. 3307.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3099959>
6. Vasiliev M., Vasilieva T. Materials production with Beam Plasmas // Encyclopedia of Plasma Technology. Boca Raton: Taylor & Francis, 2017. P. 152.
<https://doi.org/10.1081/E-EPLT-120054010>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 520.33, 536.46, 778.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПЛАМЕНИ

© 2024 г. М. М. Алексеев, О. Ю. Семенов

Поступила в редакцию 02.04.2023 г.

После доработки 19.04.2023 г.

Принята к публикации 08.07.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224010292, EDN: FMXLPG

Исследование распространения пламени в каналах и камерах сгорания различной конфигурации является актуальной инженерной задачей в связи с постоянной работой над усовершенствованием энергетических устройств, использующих тепловую энергию [1–12].

В работе описывается экспериментальная установка для изучения распространения пламени в микроканалах. Данная установка состоит из нескольких отдельно расположенных технических приборов и устройств. Основным элементом установки является открытая камера сгорания, собранная из двух прозрачных стеклянных дисков диаметром 60 см, расположенных параллельно относительно друг друга, на расстоянии, определяемом условиями эксперимента. В центральной части нижнего диска имеется отверстие для подключения втулки с соплом подачи газовой смеси и электродами для ее воспламенения (рис. 1).

Расстояние между прозрачными дисками камеры сгорания опытной установки изменялось от 1.5 до 15 мм (точность измерений этого расстояния составляла 0.001 мм) с помощью калибровочных металлических шайб по периферии дисков.

Горючие газовые смеси – пропан–воздух и метан–воздух выбранной концентрации от 2.1 до 9.5% для пропана в воздухе и от 5 до 15% для метана в воздухе производились в газометре вытеснения, который представлял собой два резервуара – один был открыт сверху, второй был закрытым со всех сторон цилиндром, имеющим два технических отверстия для подключения двух шлангов подачи газа, воздуха и отбора воды. Объем газовой смеси, поступающей

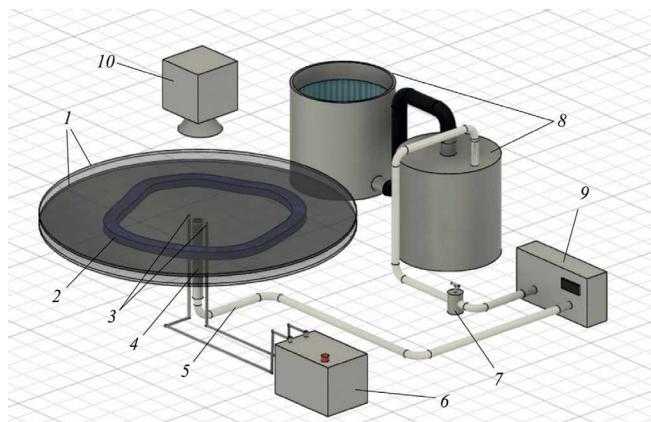


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – прозрачные диски, 2 – фронт пламени, 3 – искровые электроды, 4 – входное сопло с пламегасителем, 5 – газовый шланг подачи смеси, 6 – искровой разрядник, 7 – вентиль, 8 – газометр вытеснения, 9 – расходомер газа, 10 – высокоскоростная фотокамера.

между пластинами, измерялся расходомером газа РГС-2 с точностью до 1.5%. Для предотвращения обратного хода пламени и возгорания установки применялся пламегаситель, состоящий из стальной трубы, заполненной тонкой медной проволокой, установленной в систему подачи газа между дисками в центре.

Для обеспечения необходимого процентного соотношения пропана в воздухе в камере сгорания пространство между дисками продувалось горючей смесью. Объем запускаемой смеси троекратно превышал объем камеры сгорания. При заполнении пространства камеры сгорания горючей смесью периметр щели по краю дисков закрывался для уменьшения интенсивности ее перемешивания с окружающим

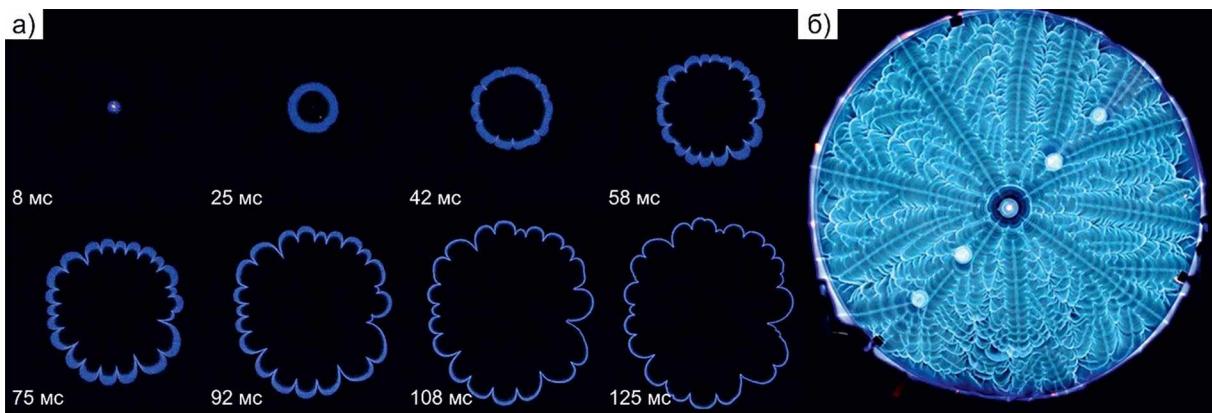


Рис. 2. Фотографии распространения фронта пламени между дисками (а) и фотография этого фронта при длительной экспозиции (б).

воздухом. После заполнения камеры сгорания она открывалась, далее производилось воспламенение газовой смеси с помощью электрической искры, создаваемой высоковольтной катушкой зажигания. В экспериментах происходило горение только той газовой смеси, которая перед зажиганием заполняла пространство между дисками, т.е. в процессе горения газовая смесь дополнительно не подавалась.

Катушка зажигания преобразовывала постоянный ток низкого напряжения 12 В от источника в короткий электрический импульс с напряжением до 35 000 В. Импульс от катушки подавался на два электрода, верхние края которых выступали над поверхностью нижнего диска. В искровом промежутке 3–6 мм между электродами возникала искра, при помощи которой производилось воспламенение газовоздушной смеси.

Фотографирование и видеозапись процесса распространения пламени выполнялись современными цифровыми камерами: зеркальной цифровой камерой Sony DSLRA580 и высокоскоростной видеокамерой AOS Technologies AGX-PRI с автоматической отправкой записанных файлов в персональный компьютер для последующей обработки в графическом редакторе GIMP 2.10.34. Также над дисками устанавливался фотоаппарат Canon EOS 30D с краткосрочной экспозицией 1/500 с для мгновенной фотосъемки видимой части пламени с открытым затвором и формирования изображения из нескольких фотографий.

Фотокамеры располагались на необходимом расстоянии непосредственно над прозрачным верхним диском. Качественное

изображение фотографий получалось благодаря дополнительной подсветке дисков внешними источниками света. Фотографирование распространения пламени позволяет получать высококачественные видеозаписи и фотографии для анализа экспериментальных изображений и распределений интегральной энергетической светимости на них после программной обработки на компьютере.

На рис. 2а приведена серия мгновенных снимков фронта пламени в последовательные моменты времени, на рис. 2б – фронт пламени, снятый при длительной экспозиции. Кроме качественного описания формы фронта пламени и характера его движения, используемая техника позволяет зафиксировать промежутки времени между снимками и тем самым определить координаты фронта в различные моменты времени, его мгновенную и среднюю скорости перемещения, число возмущений (ячеек и складок) на его поверхности, их длину и амплитуду. В экспериментах зафиксировано, что при центральном воспламенении смеси фронт пламени сохраняет свою относительную симметрию. Мгновенные снимки, подтверждающие это, приведены на рис. 2а.

Турбулентные возмущения на фронте пламени начинают формироваться от центральной точки зажигания. Серия фотографий (рис. 2) позволяет сделать вывод о том, что рядом с краями дисков установки длина волны и амплитуда возмущений на поверхности пламени становятся меньше. Светящиеся линии на фронте пламени являются траекториями движения границ между крупными и мелкими ячейками

на пламени в камере сгорания. При движении фронта пламени на нем возникают возмущения, которые выглядят как складки, разделяющие поверхность фронта на ячейки. Ячейки на фронте пламени представляют собой отдельные структуры, связанные с увеличением площади его поверхности, ограниченные гидродинамическими стоками горючей смеси из-за образования в продуктах сгорания вихревого неоднородного течения. На рис. 2б видны белые пятна, которые представляют собой заглушки отверстий в нижней пластине. Отверстия добавлены в нижний диск – для изучения влияния точки зажигания на поведение фронта пламени. В описанных экспериментах точка зажигания не менялась.

Совместное использование моментальной прямой фотосъемки и фотосъемки с задержкой по времени дает возможность определить закономерности распространения фронта пламени. Представленная оригинальная установка и полученные результаты могут использоваться для изучения газовоздушного пламени в различных моделях камер сгорания нового типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Almarcha C., Radisson B., Al Sarraf E., Villermaux E., Denet B., Quinard J.* // Phys. Rev. E. 2018. V. 98. P. 030202. DOI: 10.1103/PhysRevE.98.030202
2. *Yakush S.E., Semenov O.Yu., Alexeev M.M.* // Energies. 2023. V. 16. № 3. Paper 1516. P. 1. DOI: 10.3390/en16031516
3. *Wongwiwat J., Gross J., Ronney P.D.* // In Proceedings of the 25th ICDERS. Leeds. UK. 2–7 August 2015. P. 3. URL: <http://www.icders.org/ICDERS2015/abstracts/ICDERS2015-258.pdf>
4. *Tayyab M., Radisson B., Almarcha C., Denet B., Boivin P.* // Combust. Flame. 2020. V. 221. P. 103. DOI: 10.1016/j.combustflame.2020.07.030
5. *Alexeev M.M., Semenov O.Y., Yakush S.E.* // Combust. Sci. Technol. 2018. V. 191. P. 1256. DOI: 10.1080/00102202.2018.1521394
6. *Jang H.J., Jang G.M., Kim N.I.* // Proc. Combust. Inst. 2019. V. 37. P. 1861. DOI: 10.1016/j.proci.2018.06.112
7. *Bychkov V.V., Liberman M.A.* // Phys. Rep. 2000. V. 325. P. 115. DOI: 10.1016/S0370-1573(99)00081-2
8. *Matalon M.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 2007. V. 39. P. 163. DOI: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092153
9. *Alekseev M.M., Smirnova I.V., Semenov O.Y., Samsonov V.P.* // Technical Physics Letters. 2012. V. 38. № 11. P. 1010. DOI: 10.1134/S106378501211017X
10. *Zeldovich Y.B., Barenblatt G.I., Librovich V.B., Makhviladze G.M.* The Mathematical Theory of Combustion and Explosions. New York: Consultants Bureau, 1985.
11. *Radisson B., Piketty-Moine J., Almarcha C.* // Amer. Phys. Soc. 2019. V. 4. P. 1. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.121201
12. *Fernandez-Galisteo D., Kurdyumov V.N., Ronney P.D.* // Combustion and Flame. 2018. V. 190. P. 133. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.11.022

Адрес для справок: Российская Федерация, 628412, ХМАО – Югра, г. Сургут, просп. Ленина, 1, Сургутский государственный университет. E-mail: ous.tutor.phinma@mail.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.07

**БЛОК УПРАВЛЕНИЯ ПОЭЛЕМЕНТНЫМ КОНТРОЛЕМ
НАПРЯЖЕНИЙ НА ЛИТИЙ-ИОННОЙ АККУМУЛЯТОРНОЙ
БАТАРЕЕ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КОСМИЧЕСКИХ
ЭКСПЕРИМЕНТАХ**

© 2024 г. Д. В. Лисин

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 24.05.2023 г.

Принята к публикации 26.07.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224010306, EDN: FMCGKK

Использование литий-ионных аккумуляторных батарей в научной аппаратуре, предназначеннной для работы в ближнем и дальнем космосе, является достаточно многообещающим направлением, которое наталкивается на ряд сложностей [1]. В ходе реализации ряда программ создания экспериментальной аппаратуры для проведения космических экспериментов, в том числе систем электроснабжения малых космических аппаратов научного назначения, в ИЗМИРАНе разработан компактный блок управления многоэлементной литий-ионной аккумуляторной батареей, предназначенный для монтажа внутри корпуса батареи и эксплуатации в условиях открытого космического пространства.

Для оптимального использования потенциала литий-ионной аккумуляторной батареи необходимо обеспечить контроль напряжения на каждом ее элементе, которое составляет приблизительно 3.6 В для батарей с оксидным катодом или 3.2 В для батарей с катодом на базе литированного фосфата железа. Это напряжение должно быть измерено с абсолютной погрешностью порядка 10 мВ.

Типичное количество элементов аккумуляторной батареи на космическом аппарате 8 штук, таким образом, необходимо иметь 8 каналов измерения подобных напряжений при общем потенциале на положительной клемме батареи порядка 28 В.

Система управления должна проводить непрерывное измерение напряжений на элементах батареи и выполнять следующие действия:

- принимать решение об ограничении зарядного тока при локальном или общем перезаряде батареи;
- принимать решение об аварийном отключении и последующем включении нагрузки при угрозе переполюсовки одного из элементов вследствие его переразряда;
- принимать решение о включении и выключении системы выравнивания зарядов отдельных элементов (электронного нивелира);
- измерять температуры элементов батареи и передавать все необходимые контрольные параметры в телеметрическую систему космического аппарата по одному из стандартных цифровых интерфейсов.

Разработанный в ИЗМИРАНе блок управления поэлементным контролем представляет собой электронный модуль, встраиваемый непосредственно в корпус аккумуляторной батареи и подключаемый к выводам каждого ее элемента. Питание блок получает от самой батареи, при этом решены вопросы организации режима хранения батареи, в котором величина тока потребления блока находится на уровне величины тока саморазряда. В состав системы управления батареей должен входить электронный нивелир, обеспечивающий периодическое выравнивание заряда между всеми ее элементами.

Управление этим нивелиром осуществляется логическим выходом, который включает его на заданное время при превышении величины разбаланса поэлементных напряжений выше установленного порогового значения. Этот выход управления представляет открытый сток *n*-канального полевого транзистора с изолированным затвором (максимальное напряжение стока 55 В), общий провод – отрицательный полюс аккумуляторной батареи.

В разработанном варианте блок имеет стандартный цифровой выход на мультиплексный канал информационного обмена по ГОСТ Р 52070, на который выводится вся телеметрия системы и производится настройка уставок алгоритмов управления. Блок имеет 4 входа для подключения аналоговых датчиков тока: ток заряда, ток разряда батареи № 1, ток разряда батареи № 2 (для систем с резервированием) и тока нагрузки, а также 8 логических выводов для управления включением/отключением секций фотоэлектрических батарей космического аппарата, чем обеспечивается регулирование тока заряда. Параметры аналоговых входов:

- измеряемый диапазон напряжений 0.5 В,
- входное сопротивление не менее 100 кОм,
- разрядность преобразования входного сигнала 10 бит,
- частота среза входного аналогового фильтра 10 Гц.

Управление секциями проводится открытым стоком *n*-канального МОП-транзистора (максимальное напряжение стока 55 В), общий провод – отрицательный полюс аккумуляторной батареи.

Плата управления выполнена на базе отечественного микроконтроллера 1886ВЕ2У, остальная элементная база – преимущественно российского и белорусского производства из соответствующих ограничительных перечней элементной базы, предназначеннной для применения в условиях космического пространства.

Входы блока представляют собой 16 специально разработанных транзисторных ключей, по 8 штук для каждой из батареи, основной и резервной. Каждый ключ обеспечивает отсутствие тока утечки в режиме хранения устройства и калибранный коэффициент деления напряжения с использованием прецизионных

малошумящих резисторов типа Р1-8МП точності $\pm 0.5\%$ класса Г, изготавливаемых по ОЖО. 467.164 ТУ производства АО “НПО “Эркон” (г. Нижний Новгород). Применение подобных делителей напряжения позволяет осуществить прямое преобразование уровня напряжения на соответствующем сегменте батареи к диапазону изменения входного аналого-цифрового преобразователя 0.5 В и получить напряжение на элементе батареи путем математического вычитания уровней напряжения на выводах этого элемента без применения аналоговых дифференциальных усилителей.

Вычитание и математическая обработка полученных данных осуществляется с помощью микроЭВМ на базе микроконтроллера 1886ВЕ2У по одному контроллеру на каждую батарею.

Интерфейс с бортовой телеметрической системой по стандарту ГОСТ Р 52070 обеспечивается большой интегральной схемой 1879ВА1Т производства АО НТЦ “Модуль” (Москва) и выполнен с применением импульсных линейных трансформаторов ТИЛ-5В производства ПАО “Мстатор” (г. Боровичи).

Блок управления обеспечивает отработку описанных выше алгоритмов управления литий-ионной аккумуляторной батареей в автоматическом режиме, позволяя преодолеть описанные в [1] сложности и, таким образом, успешно применять эти батареи в составе современных комплексов экспериментальной научной аппаратуры в открытом космосе.

Габариты встраиваемой платы 90×65мм², толщина в сборе 14.1 мм, максимальная высота компонентов на нижней стороне платы 3 мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лисин Д.В. Контроль поэлементных напряжений на литий-ионной аккумуляторной батарее на борту космического аппарата // Силовая электроника. 2021. № 4(91). С. 62. <https://power-e.ru/hit/kontrol-poelementnyh-napryazhenij/?ysclid=ll3tmj7byk866269891>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, г. Троицк, Калужское ш., 4, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук. E-mail: lisindv@izmiran.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.08:004

ФКИ-16 – ФОРМИРОВАТЕЛЬ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ НАСТРОЙКИ И ТЕСТИРОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ВРЕМЯ-КОД С КАЛИБРУЕМОЙ ШКАЛОЙ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

© 2024 г. В. В. Сидоркин

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 06.06.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224010317, EDN: FINDFE

Формирователь калибровочных импульсов ФКИ-16 выполнен в стандарте КАМАК (2М). Его основной функцией является формирование калибровочных импульсов для определения передаточных характеристик преобразователей время-код (ПВК), временное разрешение которых может меняться в зависимости от текущих условий эксплуатации. К таким ПВК относятся, в частности, преобразователи прямого счета, использующие в качестве источника счетных импульсов кольцевые генераторы на логических элементах, в том числе и кольцевые генераторы, работающие в коде Джонсона [1–3]. Для ПВК этого типа определяющей причиной нестабильности является температурная зависимость времени задержки распространения сигнала внутри логического элемента.

Функциональная схема формирователя ФКИ-16 представлена на рис. 1.

В регистр D3 (SN74198 – 2 шт.) командой F(16)A(0)S1 загружается двоичный код длительности калибровочного импульса. Далее эти данные уже с выхода регистра D3 подаются на один из входов цифрового компаратора D6 (SN74F85 – 4 шт.). Данные для сравнения поступают на другой вход компаратора от счетчика D4 (SN74F161 – 4 шт.), на счетный вход которого после одной из команд на запуск (F(25)A(0)S1, F(16)A(0)S2, сигнала *Пуск (Ард.)* или сигнала от внешнего источника (“Пуск внеш.”)) подаются импульсы счетной последовательности. Данная последовательность формируется в “Блоке синхронизации” из сигналов тактового генератора D5 (или внешнего генератора, сигналы от которого подаются в модуль через разъем F).

По переднему фронту первого такта счетной последовательности переключается триггер D8, и на его инверсном выходе формируется передний фронт калибровочного импульса. Также по переднему фронту первого такта счетной последовательности начинается подсчет тактовых импульсов счетчиком D4. После того как компаратор D6 зафиксирует равенство содержимого регистра и счетчика и выдаст на выход “A=B” сигнал подтверждения, этот сигнал поступит на вход “D” триггера D8. Следующим фронтом тактового импульса триггер D8 переключится в исходное состояние, и на его инверсном выходе сформируется задний фронт калибровочного импульса. Импульс с прямого выхода триггера D8 перебросит триггер D9, сигнал с выхода которого через цепь для сигналов сброса переведет блок ФКИ-16 в исходное состояние, после чего модуль будет готов к следующей команде запуска. Содержимое регистра D3 при этом сохраняется.

Кроме калибровочных импульсов (выходы *Strobe₁* и *Strobe₂*), модуль генерирует на выходах *Start₁* и *Start₂*, *Stop₁* и *Stop₂* две пары идентичных друг другу импульсов, передние фронты которых в каждой паре формируются соответственно по переднему (формирователь Φ_1) и заднему фронтам (формирователь Φ_2) калибровочного импульса. Длительность этих сигналов порядка 20 нс.

В ФКИ-16 используется плата Arduino Nano. Через установленный на ней разъем USB возможно управление блоком непосредственно от компьютера в таком же объеме, как и от магистрали КАМАК. В этом варианте загрузка регистра D3 осуществляется последовательным

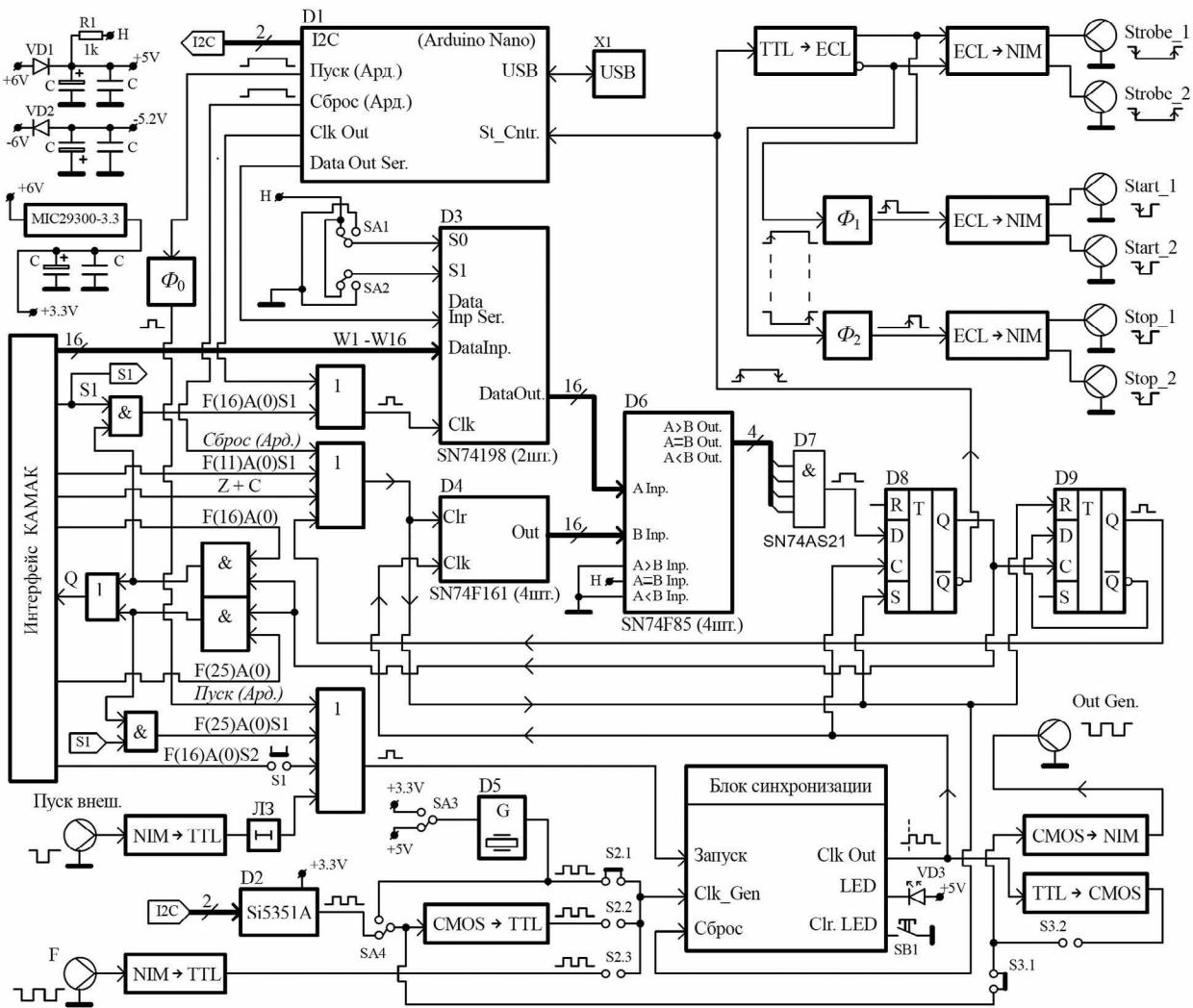


Рис. 1. Функциональная схема ФКИ-16.

способом с использованием сигналов с выходов “Data Out Ser.” и “Clk Out” платы Arduino Nano (режим загрузки регистра D3 определяется состоянием его входов S0 и S1). Поскольку получение коротких импульсов на выходах Arduino Nano затруднено, в цепи сигнала *Пуск* (*Ард.*) используется формирователь длительности сигналов Φ_0 . Он предназначен для сокращения излишней задержки при работе ФКИ-16 в режиме непрерывной генерации калибровочных импульсов (этот режим в первом варианте реализуется подачей сигналов с одного из выходов $Stop_1$ или $Stop_2$ на вход “Пуск внеш.”). Линия задержки (ЛЗ) обеспечивает минимально необходимое время задержки, которое требуется для возврата модуля в исходное состояние после

завершения выполнения предыдущей команды запуска.

Блок синхронизации после подачи на его вход любого сигнала на запуск становится нечувствительным к командам запуска на время генерации калибровочного импульса. Узнать о текущем состоянии ФКИ-16 можно в случае управления от Arduino Nano по состоянию входа “St Cntr” – если на нем высокий логический уровень, то модуль занят. В случае управления от магистрали КАМАК узнать о текущем состоянии ФКИ-16 можно по состоянию линий “X” и “Q” в ответ на команды запуска F(25)A(0) S1 и F(16)A(0)S2. Значения X = 1 и Q = 1 означают, что команда на запуск прошла, значения X = 1 и Q = 0, – что команда не прошла. Для

визуального контроля используется светодиод VD3, который фиксируется во включенном состоянии каждый раз, когда возникает ситуация ошибочного запуска. Сброс индикации осуществляется вручную кнопкой SB1. Использование световой индикации удобно при реализации второго варианта режима непрерывной генерации, когда на вход “Пуск внеш.” подаются тактовые импульсы от генератора с управляемой частотой выходного сигнала. Включение светового диода будет сигнализировать о достижении предельной частоты запуска.

Выбор кварцевого генератора D5 определяется поставленной задачей. На плате предусмотрены посадочные места для нескольких распространенных типов корпусов генераторов. Применение модуля шириной 2М, помимо улучшения теплового баланса, также обусловлено и учетом габаритов корпусов генераторов (главным образом по высоте).

В рассматриваемом варианте ФКИ-16 используется кварцевый генератор O14N01000XCSBXA с частотой выходного сигнала 1.000000 МГц, температурной нестабильностью $\pm 20 \text{ ppm}$ при $-20 \div +70^\circ\text{C}$ ($\pm 5 \text{ ppm}$ при 25°C). Применение данного кварцевого генератора позволяет формировать калибровочные импульсы в диапазоне от 1 мкс до 65535 мкс с шагом в 1 мкс.

Опционально для расширения возможностей ФКИ-16 используется интегральная схема Si5351A-B-GT (производитель Skyworks, <https://www.skyworksinc.com>), являющаяся перестраиваемым генератором с управлением по I2C-интерфейсу (в данном случае от платы Arduino Nano).

ФКИ-16 может применяться и как тестовый генератор. В качестве тестовых сигналов,

помимо описанных выше, могут использоваться сигналы с выхода Out Gen, на который подаются импульсы либо от генератора D5 (Si5351A), либо с выхода Clk Out блока синхронизации (выбирается перемычками S3.1 и S3.2). В последнем варианте сигналы формируются в виде цуга импульсов, количество которых задается кодом, загруженным в регистр D3.

Все входные и выходные сигналы ФКИ-16 соответствуют стандарту NIM для быстрых логических сигналов отрицательной полярности.

Изменение требований к стабильности, точности и длительности калибровочных импульсов с учетом экономической целесообразности решается заменой генераторов, размещаемых в самом модуле, либо использованием внешних термостабилизованных источников тактовой частоты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сидоркин В.В. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 41.
<https://doi.org/10.7868/S003281621803028X>
2. Сидоркин В.В. // ПТЭ. 2018. № 4. С.152.
<https://doi.org/10.1134/S0032816218040304>
3. Сидоркин В.В. // ПТЭ. 2023. № 1. С.149.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223010238>,
EDN: JWXZEQ

Адрес для справок: Россия, 141980, Московская обл., Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6, Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), лаборатории ядерных проблем (ЛЯП), сектор №1 научно-экспериментального отдела физики элементарных частиц (НЭОФЭЧ). E-mail: sidorkin@jinr.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.396.6

ЦИФРОВОЙ ИНДИКАТОР ФОРВАКУУМА НА ДАТЧИКЕ ПМТ-4М

© 2024 г. В. Л. Цымбаленко

Поступила в редакцию 11.03.2023 г.

После доработки 15.11.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224010324, EDN: FIGTYO

Описана конструкция измерителя давления форвакуума датчиком ПМТ-4М, представляющая результаты измерения на дисплее в четырех форматах: напряжение от термопары; линейный индикатор напряжения; давление, определенное по калибровочной кривой датчика; значения тока нагревателя термопары.

Конструкция индикатора представлена на рис. 1. Аналоговая часть состоит из усилителя напряжения термопары (контакты X_1 , X_2) на сдвоенном операционном усилителе DA_1 с коэффициентом усиления 200 и стабилизатора тока нагревателя в диапазоне 90-150 мА

(контакты X_3 , X_4) на микросхеме DA_2 . Напряжение питания усилителя DA_1 равняется ± 5 В.

Порты микроконтроллера DD₁ PIC16F73 программируются следующим образом:

TRISA = 0xFF

порт А на ввод,

ADCON1 = %10000101

вводы $RA_{0,1}$ – АЦП,

$$RA_3 = V_{\text{ref}} =$$

$$TRISB = 0$$

$PORTB = 0$
 $TRISC = \%10001000$ бит RC_3 на ввод,
 биты $RC_{6,7}$ обслуживают обмен по RS232.

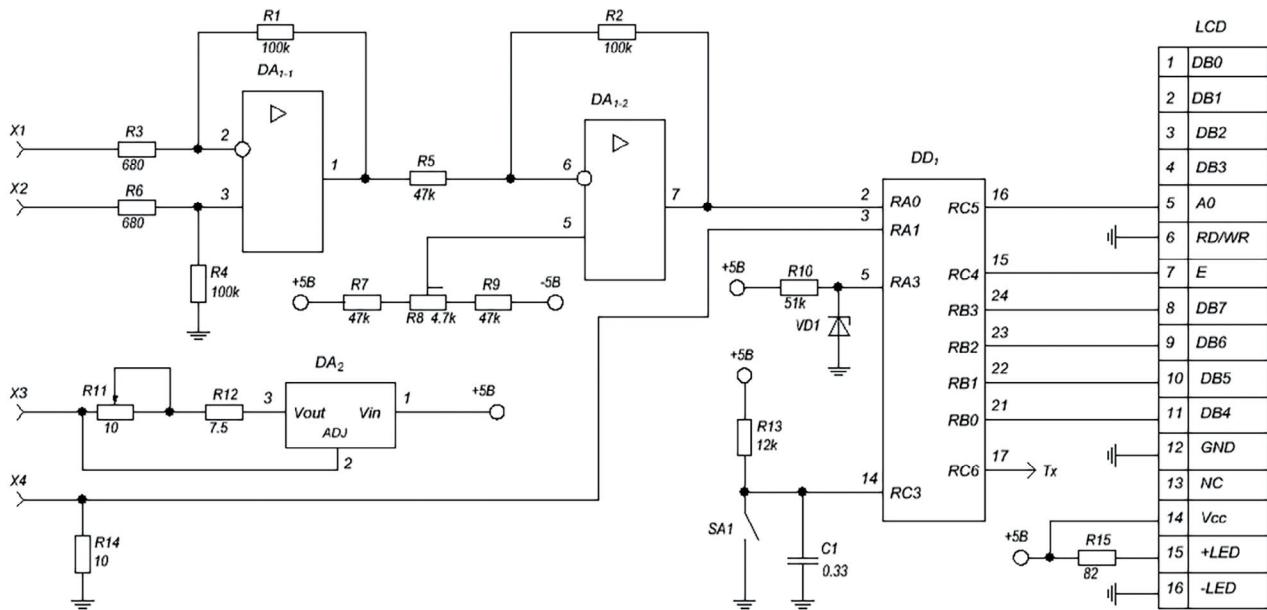


Рис. 1. Схема индикатора: DA_1 – LM358, DA_2 – LM317-T, DD_1 – PIC16F73, VD_1 – LM285-2.5, LCD – MT-10S1-2YLG. Многооборотные сопротивления R_8 и R_{11} – установки нуля усилителя и тока нагревателя соответственно. Стандартные цепи микроконтроллера (reset, подсоединение питания, заземления и кварца частотой 7.372 МГц) не показаны.

Цикл измерения давления и опроса кнопки SA_1 выполняется раз в секунду. Выходное напряжение усилителя V_1 и падение напряжения V_2 на сопротивлении R_{14} , пропорциональное току нагревателя, преобразуются в 8-битные коды (соответственно $code1$ и $code2$). Напряжение термопары в милливольтах задается формулой $V_c = code1/20.48$. Давление p в Торрах в диапазоне $0.5 \text{ мВ} \leq V_1 \leq 10 \text{ мВ}$ аппроксимируется формулой

$$y = \sum_{n=0}^5 a_n (V_c \cdot 0.1)^n, \quad p = y^4,$$

где коэффициенты a_n имеют следующие значения: $a_0 = 0.81219$, $a_1 = -2.33305$, $a_2 = 6.81974$, $a_3 = -12.93559$, $a_4 = 12.91515$, $a_5 = -5.16641$.

Формат индикации на одностороннем десятизначном дисплее LCD выбирается нажатием

кнопки SA_1 . По умолчанию устанавливается отображение напряжения на термопаре в милливольтах: “5.82 mV”. При напряжении менее 0.5 мВ на дисплей выводится значение “0.5 mV”. Одно нажатие приводит к индикации напряжения термопары в диапазоне 0–10 мВ в режиме линейного индикатора (|||||||), два нажатия – к выводу показаний в Торрах (0.0152 Torr), три нажатия к показу значения тока нагревателя в mA (129 mA). Показания дисплея в режимах “mV” и “Torr” передаются на TTL-уровнях в формате “9600,8,N,1” с выхода T_x .

Прошивка контроллера PMT_73.hex расположена по ссылке jet@ras.ru

Адрес для справок: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1. Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”. E-mail: VLT49@yandex.ru

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224010335, EDN: RUBPHI

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Islamirad S.Z., Peyvandi Gholipour R., Ghavnavati S. Evaluation of the Response Function of NaI (Tl) and Plastic Scintillator with Temperature Fluctuations. — 9 р., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The temperature effect plays an important role in the response function and efficiency of detectors. In this study, the behavior of doped NaI (Tl) and plastic scintillators was evaluated and compared with temperature changes, in a similar condition, for the first time. The detection system uses an experimental setup consisting of a ^{60}Co source, NaI (Tl) detector, and a plastic scintillation detector. The results show that the recorded count rates from NaI (Tl) detector have a direct relation with temperature and lead to a 0.15%/ $^{\circ}\text{C}$ error in the count rate. But in the same condition, the acquired count rates from the plastic scintillator detector were reduced with temperature increasing with a 0.57%/ $^{\circ}\text{C}$ error in the count rate (inverse relation). Also, in this work, Linear and second-order polynomial regression were implemented on the recorded count rates from scintillators to compensate temperature effect. Finally, the acquired results were evaluated using the relative error (%) and diagram slope which expressed the superiority of the polynomial regression. Using this correction technique, the count rate changes reached to least and are stable with temperature fluctuations. The results of this research can be suitable for the industrial application of NaI (Tl) and plastic scintillators in level gauging, thickness gauging, and other nuclear gauging systems.

Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О. Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний аннигиляционных фотонов. — 11 с., 7 рис.

Рассматриваются конструкция и параметры сцинтилляционных детекторов комптоновских поляриметров для измерения фотонов, образующихся при аннигиляции электрон-позитронных пар в покое. Обсуждаемая установка позволяет измерять и сравнивать поляризационные корреляции

рассеянных аннигиляционных фотонов в двух (запутанном и декогерентном) квантовых состояниях. Приводятся амплитудные параметры рассеивателей и детекторов рассеянных фотонов, полученные из предварительных тестов данных детекторов с помощью радиоактивных гамма-источников, а также в процессе набора экспериментальных данных. Показана возможность измерять и сравнивать поляризационные корреляции рассеянных аннигиляционных фотонов.

Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л. Сравнительный анализ методов разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов от сцинтилляторов на основе литиевого стекла. — 13 с., 5 рис.

Проводилось исследование характеристик сцинтилляционных детекторов нейтронов, построенных на монолитных и гетерогенных сцинтилляторах, содержащих ^{6}Li . Испытания детекторов проходили на пучке тепловых нейтронов и на стенде с источником γ -квантов ^{60}Co . Для обработки сигналов, полученных от детектора с монолитным сцинтиллятором, применялись три различных алгоритма разделения γ -излучения: регистрация импульсов на постоянном пороге и селекция по форме импульса с помощью двух цифровых методов разделения сигналов — интегрированием заряда и измерением длительности импульсов. Исследование показало, что для гомогенного сцинтиллятора эффективность методов селекции по форме импульса примерно одинакова при разделении тепловых нейтронов и γ -квантов и значительно уступает методу регистрации на постоянном пороге. При этом качество n/γ -разделения хуже результата, полученного с гетерогенным сцинтиллятором при регистрации на постоянном пороге. Цель работы — сравнение результатов применения цифровых методов разделения гамма-квантов с результатами, полученными при использовании гетерогенных сцинтилляторов.

Пасюк Н.А., Борисов А.А., Компаниец К.Г., Кожин А.С., Фахрутдинов Р.М., Целиненко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И. Детектор

на дрейфовых трубках гибридного гадоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. – 14 с., 14 рис.

Для мюонографии крупномасштабных объектов в НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ) при участии НИЦ “КИ”–ИФВЭ создан гибридный мюонный гадоскоп. Многоканальная детектирующая система гадоскопа, состоящая из сцинтилляционного стрипового детектора и детектора на дрейфовых трубках, предназначена для регистрации треков заряженных частиц, в основном мюонов, пролетающих через объем детектора. Детектор на дрейфовых трубках является важным регистрирующим элементом мюонного гадоскопа, обеспечивающим высокую угловую и пространственную точность реконструкции треков мюонов. Описывается конструкция дрейфового детектора, принципы работы считывающей электроники, а также приведены основные технические характеристики.

Пинженин Е.И., Максимов В.В. Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки. – 17 с., 12 рис.

Описан диагностический комплекс, созданный на основе газодинамической ловушки (ГДЛ), для регистрации продуктов синтеза ядер дейтерия, а также рентгеновских и гамма-квантов, возникающих в результате взаимодействия перегретых электронов с элементами конструкции и в результате захвата нейтронов ядрами окружающих материалов. В его состав входят следующие три подсистемы. Первая подсистема создана для регистрации продольного профиля интенсивности dd-реакции. Она построена на основе диодов, которые чувствительны к протонам с энергией 3.02 МэВ, и предуслителей, способных работать с диодами большой площади, смонтированными в специально разработанные детекторные модули. Детекторы расположены внутри вакуумной камеры ГДЛ, они работают в режиме счета отдельных частиц, что позволяет вести абсолютные измерения потока продуктов реакции с временным разрешением около 100 мкс. Такие детекторы были разработаны с учетом опыта эксплуатации на ГДЛ детектора протонов с энергией 3.02 МэВ на основе экспериментального диода. Вторая подсистема – ранее разработанные детекторы на основе пластикового сцинтилятора СПМ-5 и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Они работают в токовом режиме и предназначены для измерения интенсивности генерации нейтронов с временным разрешением до 25 мкс. В экспериментах с дополнительным нагревом эти детекторы стали использоваться (совместно с протонными детекторами) для определения вклада гамма-квантов и

жесткого рентгеновского излучения. Третья подсистема – недавно разработанный спектрометр.

Салодкин С.С., Сохорева В.В. Новый способ охлаждения твердотельной мишени при производстве радионуклидов йод-123/124 на циклотроне. – 12 с., 5 рис.

Исследована возможность охлаждения мишени из TeO_2 при производстве радионуклидов на основе $^{123/124}\text{I}$. Рассмотрены различные способы охлаждения, применяемые при производстве радиофармпрепаратов, их достоинства и недостатки. Предложен новый способ охлаждения, заключающийся в охлаждении передней стороны твердотельной мишени (слоя TeO_2) мелкодисперсным потоком распыленной воды. На циклотроне Томского политехнического университета проведены эксперименты по охлаждению мишени из TeO_2 , облучаемой пучком ускоренных дейtronов. При расходе воды, равном 15 мл/мин, и диаметре факела распыления 38 мм от мишени была отведена мощность 113 Вт при температуре поверхности мишени 120–130 °C.

Сиксин В.В., Щеголев И.Ю. Формирование источника эпитетловых нейтронов на ускорителе “Прометеус” для исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. – 15 с., 7 рис.

На медицинском ускорителе “Прометеус” с энергией 200 МэВ был сконструирован источник быстрых и эпитетловых нейтронов и проведены измерения выхода быстрых и эпитетловых нейтронов детектором БДМН-100. Для получения быстрых нейтронов применялась тяжелая мишень NaI . На основе разработанных пяти различных защитных материалов от нейтронов был сформирован канал быстрых и эпитетловых нейтронов. С помощью нейтронного детектора БДМН-100 были измерены угловые зависимости мощности эквивалентной дозы на выходе нейтронного канала. Нейтронный источник может использоваться для проведения исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. Быстрые нейтроны можно применять для дистанционной терапии и контроля надежности электронных плат и микросхем. Также нейтронный пучок может применяться для исследования биологических объектов и клеток.

Фомин А.К., Серебров А.П. Турбинный эффект в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов. – 19 с., 8 рис.

При взаимодействии ультрахолодных нейтронов с движущимися поверхностями может происходить изменение их энергии (так называемый турбинный эффект). При этом возможно как увеличение, так и уменьшение энергии нейтронов. В предыдущих экспериментах с захватом ультрахолодных нейтронов

в гравитационную ловушку при помощи ее поворота она изготавливается так, чтобы иметь форму тела вращения, что делалось специально для избежания турбинного эффекта. В данной работе рассмотрен эксперимент с поворотной гравитационной ловушкой, не имеющей форму тела вращения. Методом Монте-Карло проведено моделирование турбинного эффекта на разных стадиях эксперимента. Вычислена трансформация нейтронного спектра с течением времени в зависимости от скорости поворота ловушки. Рассмотрена возможная систематическая ошибка в результате измерения времени жизни нейтрона из-за влияния турбинного эффекта. Получены параметры эксперимента, при которых она отсутствует.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Кузнецов В.В., Андреев В.В. Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. – 10 с., 7 рис.

Представлена экспериментальная установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. Данная установка позволяет измерять импульсные вольт-амперные характеристики полупроводниковых приборов и защитных элементов, а также проводить исследование стойкости микроэлектронных устройств к электростатическому разряду, в том числе и без их разрушения. Установка обеспечивает создание испытательных импульсов напряжения прямоугольной формы длительностью 100 нс, согласно стандарту IEC62615, и обеспечивает амплитуду импульса тока разряда до 10 А.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Mo Yan, Ou Qiaofeng. OTDR Event Detection Method Based on Improved 1D UNet. – 21 р., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Optical Time Domain Reflectometer (OTDR) is the most basic and widely used equipment in optical fiber detection. Its performance and trace analysis ability play a decisive role in the maintenance of optical fiber. Traditional OTDR event detection methods rely on manual definition of pulse characteristics, require professional prior knowledge, and require high signal-to-noise ratio. The traditional preprocessing methods such as smoothing and denoising have some actual signal characteristics weakened or even disappeared. UNet is the most classical U-structured network model applied to medical image segmentation. It can learn a very robust model for edge extraction by using a small amount of

data. Inspired by this, we propose the first OTDR event detection method based on the improved 1D UNet, which makes full use of the convolution neural network to automatically extract signal features. It can be applied to small sample data sets and it can accurately identify multiple types of events such as power injection, reflection, drop, end and echo events, with an average detection rate of 90%. Compared with the EXFO FastReporter software widely used in the industry, our method shows a stronger ability to resist noise interference, and the detection of echo events in high noise areas reaches 89%.

Qiang Li, Liqun Hu, Hongrui Cao, Jinglong Zhao, Kaiyun Chen, Li Jiang, Hong Yu, Weikun Chen, Yongqiang Zhang. Design of Magnetic Shield and System Test of Strong Static Magnetic Field for ITER Radial X-ray Camera Electronics. – 16 р., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The intense magnetic field surrounding the electronic system in the ITER Tokamak necessitates the use of magnetic field shielding to protect electronic devices from failure. To ensure that the components installed in these areas can withstand ITER's magnetic environment, they must be tested beforehand for magnetic field tolerance. This paper presents a magnetic shielding design for the Radial X-ray Camera (RXC) electronic system in ITER, silicon steel sheet is used as shielding material. The design scheme was simulated and analyzed using Ansys Maxwell software, and the shield shell was designed and optimized to reduce the magnetic induction intensity from 120 mT to less than 60 mT. To determine whether the magnetic field tolerance capability of the shield and electronic system meets ITER's requirements, tests were conducted. Based on the experimental results, it has been observed that the shield is effective in shielding the magnetic field to 50 mT – 60 mT. Furthermore, the electronic system has been tested under a magnetic field intensity of 140 mT and 180 mT, and it has been found to be functioning normally, thereby meeting the requirements of ITER.

Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Диас Михайлова Д.Е., Дрозд А.С., Жильцов В.А., Сергеев Д.С., Сухов А.Е., Хайрутдинов Э.Н. Сравнение методов определения фазы зондирующего СВЧ-излучения на примере интерферометра стенда ПН-3. – 16 с., 11 рис.

Представлены результаты исследования трех методов определения фазы сигналов гетеродинного СВЧ-интерферометра: вычисления фазы путем обработки оцифрованных сигналов программными методами; непосредственного измерения фазы с помощью детектора AD8302; измерения фазы методом квадратурного детектирования. Проведено сравнение результатов измерения фазы, полученных этими методами. Оценены величины ошибок каждого метода и рассмотрены способы их минимизации.

Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б., Вербоватый Д.М., Кирьякова А.Ю. Исследование нелинейного показателя преломления поликристаллического селенида цинка методом однолучевого Z-сканирования. – 12 с., 3 рис.

Представлена автоматизированная установка для исследования нелинейно-оптических свойств кристаллов методом однолучевого Z-сканирования при длительности импульсов 5.3 нс. Данная схема успешно применена для исследования нелинейного показателя преломления окна из поликристаллического ZnSe. Подробно описана экспериментальная установка и представлен анализ данных. Измеренное значение нелинейного показателя преломления n_2 составило $(2.02 \pm 0.18) \cdot 10^{-11}$ ед. СГСЭ. Разработанная экспериментальная установка может применяться для исследования нелинейно-оптических характеристик новых нелинейных кристаллов.

Зуев С.М., Варламов Д.О. Устройство для исследований спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем. – 11 с., 8 рис.

Представлено устройство для исследования спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем при влиянии на них лазерного излучения с $\lambda = 405\text{--}450$ нм с разными значениями мощности и тока. Подробно описана схема драйвера устройства и его компонентной базы. При использовании лазерного устройства были получены значения светового потока в зависимости от различных значений тока и электрической мощности. Использование тепловизора позволяло регистрировать тепловые поля, образующиеся при данного рода воздействии. По результатам работы был сделан вывод о том, что полученная конструкция лазерного устройства с регулируемыми силой тока и электрической мощностью позволяет осуществлять различные прикладные научные исследования, связанные с изучением воздействия лазерного излучения на вещество.

Комарский А.А., Корженевский С.Р. Исследование распределения интенсивности и энергии излучения импульсных рентгеновских трубок коаксиального типа с пиковыми напряжениями до 615 кВ. – 14 с., 9 рис.

Исследовано распределение интенсивности и энергии рентгеновского излучения в плоскости детектора для трех импульсных рентгеновских источников. Источники генерируют импульсы излучения наносекундной длительности с различными максимальными напряжениями: 90 кВ, 320 кВ и 615 кВ. Рентгеновские трубы данных источников выполнены в коаксиальном виде, автоэмиссионный

катод представляет собой tantalовый диск с внутренним отверстием, диаметр которого зависит от максимального напряжения источника, анод представляет собой заостренный вольфрамовый стержень диаметром 4 мм. За счет конструкции электродов, позволяющей сохранить относительно небольшое фокусное пятно при высоких напряжениях, распределение интенсивности излучения по площади детектора отличается от классического распределения Гаусса. Различие наблюдается для источников с максимальным напряжением выше 300 кВ. Возможность получать высокие энергии излучения позволяет применять данные источники для получения двухэнергетических рентгеновских изображений. Для эффективного использования двухэнергетической обработки исследована зависимость распределения излучения разной эффективной энергии по площади детектора.

Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Павлов Н.Н. Пространственный модулятор когерентного излучения на основе жидкокристаллического дисплея персонального компьютера. – 5 с., 2 рис.

Рассмотрена и реализована возможность создания простого и дешевого пространственного модулятора света на основе жидкокристаллической матрицы дисплея персонального компьютера.

Прокуратов И.А., Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Ильичев И.В., Григорьев Т.А., Дулатов А.К., Юрков Д.И. Пенningовский источник ионов в системах инерциального электростатического удержания плазмы. – 8 с., 11 рис.

Изучены характеристики пенниговских источников ионов (ПИИ) применительно к их использованию в системе инерциального электростатического удержания плазмы (ИЭУП) на базе двухэлектродной сферической камеры. В камере ИЭУП при ее заполнении дейтерием за счет многократных осцилляций ионных пучков через газоплазменную мишень внутри центрального электрода реализуется пучково-мишленный механизм генерации нейтронного излучения. В данной статье на основе метода расчета выхода нейтронов систем ИЭУП сформулированы требования к ПИИ для обеспечения выхода нейтронов с энергией 2.5 МэВ в диапазоне $10^6\text{--}10^7$ нейтр./с. Проведено расчетно-экспериментальное изучение режимов горения разряда в ПИИ в зависимости от конфигурации внешнего магнитного поля, а также сравнение токов в ПИИ и вытягиваемых токов на центральный электрод камеры ИЭУП в диапазоне давлений от 0.1 до 10 мТорр. Обосновано оптимальное количество ПИИ в рассматриваемой сферической камере ИЭУП.

Терентьев А.А. Электростатическая линза для коррекции пучка ионов магнетронного источника. – 7 с., 6 рис.

Описаны принципиальная схема и конструкция электростатической линзы для коррекции и дополнительной фокусировки пучка, выходящего из источника ионов магнетронного типа. Представлен чертеж такой линзы.

Штро К.С., Батраков А.М., Ильин И.В., Окунев И.Н., Павленко А.В., Синяткин С.В. Измерение карты поля в импульсных поворотных магнитах ускорителей с помощью датчиков Холла. – 20 с., 10 рис.

Описываемая в статье система предназначена для измерения карты поля импульсных поворотных магнитов ускорителей. Как пример, выбран магнит, являющийся элементом канала перепуска частиц из бустера в нуклонон создаваемого в ОИЯИ комплекса NICA. Анализ возможностей различных методов в измерениях импульсных полей и требования к погрешностям измерения в поворотных магнитах лучше, чем 10^{-3} , привели к разработке метода, базирующегося на использовании датчиков Холла. В статье обосновывается созданный метод, описываются его возможности, а также аппаратные средства, разработанные для проведения измерений. В завершение статьи приводятся и анализируются результаты измерений импульсных поворотных магнитов канала бустер–нуклонон.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Александров И.С., Вагнер М.А., Козлова Е.С., Кумпан А.В., Пинчук А.В., Хромов А.В. Устройство для контроля границы раздела фаз на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей. – 11 с., 6 рис.

Описан прототип устройства для определения уровня раздела фаз, которое может быть использовано для операционного контроля процесса замедленного коксования в нефтехимической промышленности. Приведены схема и конструкция разработанного авторами экспериментального образца, состоящего из органического пластикового сцинтиллятора и матрицы кремниевых фотоумножителей. Представлено компьютерное моделирование отклика сцинтилляционного детектора в условиях реальной геометрии коксовой камеры. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие работоспособность устройства.

Бойко А.А., Кирьякова А.Ю., Ерушин Е.Ю., Костюков Н.Ю. Разработка течеискателя метана

на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодных матриц. – 10 с., 8 рис.

Статья посвящена исследованию течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии. В качестве источника излучения использовалась светодиодная матрица с длиной волны около 3.3 мкм, где расположена одна из линий поглощения метана. Система стабилизирована по температуре. Получена пороговая чувствительность около 60 ppm CH_4 .

Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блинковский Н.К. Радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогонально-поляризованные электромагнитные волны. – 20 с., 14 рис.

Рассматривается радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогональные линейно-поляризованные электромагнитные волны с горизонтальной и вертикальной поляризациями. Радиофизический комплекс позволил регистрировать квадратурные составляющие принятых ортогонально-поляризованных сигналов и по ним рассчитывать амплитуды и фазы сигналов и их поляризационные характеристики. Электромагнитные волны излучались с равными амплитудами, начальными фазами и длинами волн из двух точек, пространственно разнесенных в горизонтальной плоскости. В рамках двухвибраторной модели рассеяния получено аналитическое выражение для оператора рассеяния, позволяющего оценить дифференциальные характеристики среды распространения. Подтверждена связь параметров модели с полученными экспериментальными оценками поляризационных характеристик принятых ортогональных линейно-поляризованных сигналов на приземной трассе протяженностью 8 км.

Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М. Модификации бессепарационного расходомера нефть–вода–газ с двухизотопным гамма-плотномером для частных случаев применения. – 27 с., 9 рис.

На примере трехфазного расходомера горизонтальной ориентации с名义альным диаметром DN 100 предложены варианты проектирования и создания сравнительно простых двухфазных расходомеров без устройств для измерения средней плотности смеси маловязких потоков, например, вода–газ, пользуясь только коническими сужающими устройствами (СУ) различных размеров, для которых характерны такие особенности, как кризис гидравлического сопротивления в СУ и разные количественные характеристики, описывающие этот

кризис. Предложен расчетно-экспериментальный способ, демонстрирующий принципиальную возможность нахождения объемного расходного газо-содержания β по отношению перепадов давления на обоих СУ. Предложена необычная расчетная модель, основанная на необходимости знать пару измеренных перепадов давления ΔP и предварительные экспериментальные калибровочные зависимости $\Delta P(\beta)$ для обоих СУ при различных объемных расходах жидкости Q_1 , и показано, что полученные погрешности определения Q_1 и β вполне приемлемы для практики в некоторых случаях. Предложена и создана универсальная конструкция двухфазного расходомера, позволяющая работать с потоками жидкость–газ не только относительно низкой вязкости, но и сравнительно высокой вязкости, а также с двухфазными жидкостными потоками. Она основана на комбинации пары СУ и камертонного плотномера, что обеспечивает приемлемую для практики точность измерений. Представлен также вариант трехфазного расходомера нефть–вода–газ.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Wei Li, Qing Li, Keda He, Lei Liu. An Active Vibration Isolator for the Space Optical Clock. – 10 р., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Space optical clock is an important device for future space science experiments. Inevitably, the micro-vibration level in the order of micro-g (μg) is required for ultra-stable optical reference cavity of space optical clock. However, the existing research on active vibration isolators of space optical clock is still in the laboratory development stage, and their vibration isolation control algorithms still rely on high-performance commercial real-time controllers, making it difficult to meet the application requirements for isolators of space optical clock. On the basis of the previous work, this paper describes the development an active vibration isolator that meets the experimental requirements of the space optical clock. Based on the DSP embedded vibration isolation controller, an anti-saturation control algorithm is designed, which solves the problems of high order of robust controllers, large computing resources and difficult parameter debugging. The active vibration isolation experimental system is further developed, and the experimental results validate the effectiveness of the developed active vibration isolator and anti-saturation control algorithm.

Жуков А.А., Чекмазов С.В., Лакунов И.С., Мазилкин А.А., Баринов Н.А., Клинов Д.В. Применение стеклянных капилляров с внешним диаметром менее одного микрометра в манипуляторе, изготовленном на основе атомно-силового микроскопа. – 11 с., 8 рис.

Рассмотрены применения стеклянных капилляров с внешним диаметром на их остром конце менее 0.3 мкм в качестве зондов в манипуляторе, созданном на базе атомно-силового микроскопа (АСМ), работающего в динамическом полноконтактном режиме. Исследованы различные аспекты настройки системы обратной связи в данном режиме работы АСМ для корректного получения изображения топографии исследуемого образца. Приведены примеры использования капилляров в качестве зондов для перемещения нановискеров с характерным диаметром 100 нм и чешуек гексагонального нитрида бора (hBN) с характерными размерами от единиц до сотен микрометров. Показана возможность создания и перемещения капель жидкости объемом менее 100 аттолитров.

Миньков К.Н., Ружицкая Д.Д., Боровкова О.В., Власов С.В., Галкин М.Л., Амелькин А.С., Лобанов В.Е., Биленко И.А. Автоматизированная установка для изготовления оптических волокон с субмикронным диаметром. – 14 с., 5 рис.

Разработана методика полностью автоматизированного производства оптического волокна с субволновым диаметром. Приведено подробное описание реализованной автоматизированной установки, позволяющей получать кварцевые волокна с рекордно малым диаметром перетяжки 400 нм, длиной растянутого участка до 100 мм и уровнем потерь в пропускании 0.4 дБ на длине волны 1550 нм. Воспроизводимость параметров волокон с заданной геометрией составляет $\pm 30\%$. Предложенная методика полностью автоматизированного производства позволяет существенно упростить и стандартизировать производство волоконно-оптических элементов с субволновым диаметром для создания эффективных элементов связи для оптических микрорезонаторов с гигантской добротностью, а также для изготовления субволновых волокон для задач оптической фильтрации и абсорбционной спектроскопии.

Ружицкая Д.Д., Воробьев К.А., Капридов Н.А., Самойленко А.А., Миньков К.Н. Полированное волокно как перспективный элемент для связи с микрорезонатором с модами шепчущей галереи. – 12 с., 5 рис.

Предложена методика создания элемента связи для микрорезонатора с модами типа шепчущей галереи на основе полированного оптического волокна, не требующая использования дорогостоящих компонентов и технологий. Продемонстрировано, что предложенный элемент связи обеспечивает эффективность передачи излучения вплоть до 30%, а также позволяет управлять состоянием поляризации излучения на входе в микрорезонатор.

Семенов А.М., Смирнов А.В. Изучение термического газовыделения из люминофора Р43 и аэрогеля для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”. – 12 с., 4 рис.

Успешная работа ЛИНАКА ЦКП “СКИФ” напрямую связана с усовершенствованием методов диагностики для измерения поперечного профиля и продольного распределения заряда пучка, которые, в свою очередь, требуют использования новых материалов или методов их изготовления. В данной статье приведены результаты термического газовыделения аэрогеля и люминофора Р43, нанесенного методом электрофоретического осаждения, применяемых в диагностических устройствах ЛИНАКА ЦКП “СКИФ”.

Федорец П.В., Чернецкий В.Д., Балануца П.В., Герасимов А.С., Голубев А.А., Гусев Л.Н., Долголенко А.Г., Канцырев А.В., Карасев В.И., Кристи Н.М., Ладыгина Е.М., Макагонов С.А., Панюшкин В.А., Панюшкина А.Н., Тарасенко И.А., Халявин А.Б. Прототип криогенной корпускулярной водородной мишени для эксперимента PANDA. – 14 с., 6 рис.

Регулярный монодисперсный поток сферических микромишеней твердого водорода или дейтерия с варьируемым диаметром в несколько десятков мкм и частотой от нескольких десятков до нескольких сотен кГц востребован в качестве внутренних мишеней в физических экспериментах на ускорителях. Статья посвящена модификации и запуску прототипа криогенной корпускулярной водородной

мишени, в которой происходит трансформация поступающего в установку газа в поток сферических микромишеней. В мишени реализуются процессы криогенного охлаждения и охлаждения газа, формирования жидкой микроструи и управляемого монодисперсного разбиения ее на капли одинакового размера с последующим замораживанием капель и образованием микромишеней при инжекции в вакуум. Прототип мишени включает криогенную, вакуумную и газовую системы, а также системы контроля и оптической диагностики параметров микромишеней. Модифицированный прототип мишени обеспечил стабильные монодисперсные режимы генерации микромишеней диаметром 20–50 мкм при частоте генерации 260–465 кГц.

Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э. Аппаратура для исследования истечения струй жидкостей из сопел субмиллиметрового диаметра в разреженную среду. – 10 с., 4 рис.

Представлена аппаратура для исследования формирования струй летучих жидкостей в разреженной среде. Аппаратура создана на базе газодинамической установки с высокой производительностью откачки, предназначенной для исследования сверхзвуковых течений газа. Приведены описание и результаты испытаний аппаратуры и проверки методик фото- и видеофиксации соплового истечения этанола для изучения формы и структуры струй жидкости в различных условиях при длительных режимах истечения из сопел субмиллиметрового диаметра.