



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Приемный тракт радиометра в герметичном отсеке

К статье Вдовина В.Ф. и др., с. 167



НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 5, 2024

Особенности реализации время-цифровых преобразователей на базе программируемых логических интегральных схем (обзор)

Е. Ю. Шелковников, К. А. Шляхтин

5

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Применение камеры Наногейт-38 для диагностики пучка в коллайдере ВЭПП–2000

М. В. Тимошенко, В. Е. Бояркина, В. Л. Дорохов, М. И. Крутик, О. И. Мешков, И. А. Терентьев

23

Разработка программного обеспечения для диагностики и коррекции замкнутой орбиты пучка в бустере инжекционного комплекса коллайдера NICA

И. Ю. Николайчук, Е. В. Горбачев, В. А. Лебедев, Г. С. Седых, В. Л. Смирнов, М. М. Шандов

31

Энергетическое разрешение спектрометра с конвертером из ориентированного кристалла

В. А. Басков

37

Лазерная калибровочная система нейтринного телескопа Baikal-GVD

А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, В. А. Аллахвердян, З. Бардачова, И. А. Белолептиков, Е. А. Бондарев, И. В. Борова, Н. М. Буднев, А. Р. Гафаров, К. В. Голубков, Н. С. Горшков, Т. И. Гресь, Р. Дворницки, Ж.-А. М. Джилкибаев, В. Я. Дик, Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, А. Н. Дячок, Т. В. Елжов, Д. Н. Заборов, С. И. Завьялов, Д. Ю. Звездов, В. К. Кеббал, К. Г. Кеббал, В. А. Кожин, М. М. Колбин, С. О. Колигаев, К. В. Конищев, А. В. Коробченко, А. П. Кошечкин, М. В. Круглов, В. Ф. Кулепов, Ю. Е. Лемешев, А. И. Мошкунов, М. Б. Миленин, Р. Р. Миргазов, Д. В. Наумов, А. С. Николаев, Д. П. Петухов, Е. Н. Плисковский, М. И. Розанов, Е. В. Рябов, Г. Б. Сафронов, Д. Сеитова, А. Э. Сиренко, А. В. Скурихин, А. Г. Соловьев, М. Н. Сорокиных, А. П. Стромаков, О. В. Суворова, В. А. Таболенко, Б. Б. Ульзутуев, Л. Файт, В. Н. Фомин, И. В. Харук, Е. В. Храмов, В. А. Чадымов, А. С. Чепурнов, Б. А. Шайбонов, А. А. Шестаков, С. Д. Шилкин, Ф. Шимковиц, Ю. А. Шипилов, Е. В. Широков, И. Штекл, Э. Эцкерова, Ю. В. Яблокова

48

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Невырожденный параметрический СВЧ-усилитель на контактах Джозефсона Nb/AIO_x/Nb с квантовым уровнем шумов для обработки квантовой информации

И. С. Беседин, И. Е. Пологов, Л. В. Филиппенко, В. П. Кошелец, А. В. Карпов

60

Четырехфотонный джозефсоновский параметрический СВЧ-усилитель бегущей волны

А. А. Ломоносов, Р. В. Кубраков, Л. В. Филиппенко, Р. К. Козулин, В. А. Крупенин, В. К. Корнев, М. А. Тарасов

69

Метод оптимизации распределения емкостей конденсаторов в составе умножителя напряжения по критерию массоэнергетических характеристик

Я. Е. Жарков, А. С. Кириллов, С. И. Мошкунов, А. Б. Прокофьев, В. Ю. Хомич

76

Описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов	
<i>Э. В. Аткин, Д. Д. Норманов, С. И. Ямалиев, А. Р. Серазетдинов, А. А. Солин, Е. А. Усенко</i>	85
Генератор мощных наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы	
<i>С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков</i>	92

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Результаты использования анода управляемого искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра	
<i>С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. А. Козлов, В. О. Ревазов, Р. Х. Якубов</i>	97
Применение лазер-плазменного ускорителя протонов для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронном устройстве	
<i>К. В. Сафронов, В. А. Флегентов, С. А. Горохов, Н. Н. Шамаева, А. С. Тищенко, Д. О. Замураев, А. Л. Шамраев, С. Ф. Ковалёва, Н. А. Фёдоров, С. М. Дубровских, А. С. Пилипенко, А. С. Кустов, Е. А. Шibaков, А. В. Потапов</i>	106
Разработка быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения для экспериментов по изучению быстропротекающих процессов	
<i>В. М. Аульченко, А. Е. Винник, А. А. Глушак, А. Н. Зарубин, М. А. Корниевский, М. С. Скакунов, О. П. Толбанов, А. В. Тяжев, Л. И. Шехтман</i>	113
Исследование спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы термолюминесцентными детекторами	
<i>Г. Х. Салахутдинов, К. А. Иванов, И. Г. Григорьева, В. В. Кушин, А. А. Рупасов, И. Н. Цымбалов, А. Б. Савельев-Трофимов, И. А. Бусыгина, П. Ю. Наумов</i>	126
Система измерения поля в широкоапертурных магнитах физических установок на ускорительном комплексе У-70	
<i>В. Н. Алферов, А. Н. Васильев, Д. А. Васильев, В. А. Кормилицын, А. В. Лутчев, А. П. Мещанин, Н. Г. Минаев, В. В. Мочалов, В. Л. Рыков, А. Д. Рябов, Т. Д. Рябова, П. А. Семенов, В. А. Соловьев, В. Н. Федорченко, А. Н. Холкин</i>	133
Измерение кривых намагничивания магнитных жидкостей: сравнение метода дифференциальной прогонки и вибрационного магнитометра	
<i>А. В. Лебедев</i>	148

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка	
<i>С. В. Акулиничев, Ю. К. Гаврилов, Р. М. Джилкибаев</i>	154
Оценка точности дозиметрии протонных пучков пленочными детекторами	
<i>Г. В. Мерзликин, Д. А. Коконцев, И. А. Яковлев, С. В. Акулиничев</i>	161
Концепция радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мкм	
<i>В. Ф. Вдовин, А. М. Зарезин, П. М. Землянуха, А. В. Котов, И. В. Леснов, А. С. Марухно, К. В. Минеев, В. М. Муравьев, В. И. Носов, В. А. Сальков</i>	167

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Устройство микромаркировки образцов на основе гравировального станка

Е. Ю. Шелковников, П. В. Гуляев, К. С. Ермолин

180

Изготовление стеклянных микрофлюидных чипов для исследования процессов вытеснения в пористых средах

И. Ш. Гарифуллин, О. А. Солнышкина, Э. С. Батыршин

187

Использование метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии для исследования процесса рассеяния частиц кластированного газового потока

Е. Д. Деринг, К. А. Дубровин, А. Е. Зарвин, В. В. Каляда, В. Э. Художитков

196

Моделирование истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду в импульсных режимах

А. Е. Зарвин, В. В. Каляда, А. С. Яскин, К. А. Дубровин, Е. Д. Деринг, В. Э. Художитков

205

Рефрижератор глубокого охлаждения субтерагерцевых детекторов для радиоастрономических исследований

А. С. Марухно, В. С. Эдельман

214

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

219

УДК 531.761

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ВРЕМЯ-ЦИФРОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА БАЗЕ ПРОГРАММИРУЕМЫХ ЛОГИЧЕСКИХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ (обзор)

© 2024 г. Е. Ю. Шелковников^а, К. А. Шляхтин^{а, *}

^аИнститут механики Удмуртского федерального исследовательского центра
Российской академии наук
426067, Россия, Ижевск, ул. Татьяны Барамзиной, 34

*e-mail: shlyahntink@udman.ru

Поступила в редакцию 21.12.2023 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 29.05.2024 г.

Цель данного обзора заключается в том, чтобы дать исследователям, занимающимся разработкой время-цифровых преобразователей (ВЦП) на базе программируемых логических интегральных схем (ПЛИС), наиболее полное представление о существующих подходах и методах реализации таких преобразователей. В работе приведены наиболее значимые характеристики ВЦП и описаны основные методы измерения временных интервалов, применяемые при реализации ВЦП на ПЛИС. Обозначены основные проблемы, возникающие при разработке таких схем. Кратко рассмотрены элементы ПЛИС, на которых реализуется ВЦП, и процедура калибровки ВЦП. Проанализированы подходы, применяемые для повышения разрешения и снижения нелинейности ВЦП на ПЛИС. Рассмотрены различные структуры шифраторов, применяемых в ВЦП. По результатам проведенного анализа даны рекомендации по разработке ВЦП на базе ПЛИС.

DOI: 10.31857/S0032816224050018 EDN: EUNPZQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Время-цифровые преобразователи (ВЦП), предназначенные для измерения длительности временных интервалов, широко применяются в различных областях науки и техники [1], таких как физика элементарных частиц и высоких энергий [2, 3], измерение времени пролета [4, 5] и реализация цифровых блоков фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [6, 7]. Коммерчески доступные микросхемы ВЦП имеют заданные производителем характеристики (разрешение, количество каналов и др.), которые зачастую не удовлетворяют требованиям решаемой задачи. Для решения этой проблемы реализуют собственные ВЦП на базе интегральных схем специального назначения (ИССН) или на базе программируемых логических

интегральных схем (ПЛИС). Главными преимуществами разработки на базе ИССН являются высокая точность получаемых ВЦП [8] и низкая нелинейность [9]. Однако высокая стоимость, низкая доступность и большое время разработки ограничивают применение данного способа реализации. Разработка на базе ПЛИС имеет значительно более низкую стоимость по сравнению с ИССН, а также требует меньше временных и трудовых затрат. При этом гибкость настройки структуры ПЛИС позволяет реализовывать ВЦП, ориентированные на конкретную задачу. Кроме того, современные ПЛИС практически достигли производительности ИССН [10]. Поэтому в настоящее время активно разрабатываются методы реализации ВЦП на базе ПЛИС, которым будет посвящен данный обзор.

1.1. Основные характеристики ВЦП

Ниже приведены наиболее важные характеристики ВЦП.

- Разрядность k — количество битов в выходном коде ВЦП. Эта величина определяет количество уровней квантования временного интервала

$$N = 2^k.$$

- Разрешение (единица младшего разряда (ЕМР)) τ — изменение измеряемого временного интервала, соответствующее изменению выходного цифрового кода на 1. Вследствие неидеальности ВЦП ЕМР, соответствующая каждому значению выходного кода, различна. За единицу младшего разряда ВЦП принимается усредненная ЕМР [11]:

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \tau_i = \frac{T}{N}.$$

где τ_i — ЕМР, соответствующая i -му выходному коду, T — максимальный измеряемый временной интервал.

- Среднеквадратическое отклонение (СКО) σ результатов измерений определяет погрешность ВЦП и рассчитывается по результатам M измерений фиксированного временного интервала:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (t_j - \bar{t})^2}.$$

- Дифференциальная нелинейность (ДНЛ) определяет отклонение реальной ЕМР, соответствующей каждому значению выходного кода, от идеального значения, в качестве которого принимается среднее значение ЕМР τ [12],

$$t_{DNL,i} = \tau_i - \tau.$$

Обычно ДНЛ выражается в относительных единицах

$$t_{DNL,i} = \frac{\tau_i - \tau}{\tau}.$$

Для описания дифференциальной нелинейности ВЦП могут приводиться различные показатели:

- среднее квадратическое $t_{DNL,\sigma}$ значений $t_{DNL,i}$;
- минимальное и максимальное $[t_{DNL,MIN}, t_{DNL,MAX}]$ значений $t_{DNL,i}$;
- экстремальное значение (наибольшее по модулю) $t_{DNL,EXT}$ значений $t_{DNL,i}$.

- Интегральная нелинейность (ИНЛ) описывает изгиб характеристики преобразования ВЦП:

$$t_{INL,i} = \sum_{j=1}^i t_{DNL,j}.$$

Для описания интегральной нелинейности ВЦП могут приводиться различные показатели, аналогичные показателям для дифференциальной нелинейности.

- Диапазон измерений задается минимальным t_{MIN} и максимальным t_{MAX} измеряемыми временными интервалами и определяется методом измерения.

- Минимальное время между импульсами (“мертвое” время) на входе ВЦП — это минимальное время после прихода предыдущего импульса, через которое ВЦП может принять следующий импульс.

- Максимальная частота преобразования ограничивает среднюю частоту прихода импульсов.

1.2. Методы измерения временных интервалов

В качестве измеряемого ВЦП временного интервала обычно используется интервал между фронтом импульса на канале *Старт* и фронтом импульса на канале *Стоп*. Существуют различные методы измерения временных интервалов. Простейшим методом время-цифрового преобразования является метод последовательного счета, основанный на подсчете количества импульсов тактового сигнала, возникших за измеряемый интервал времени. Точность данного метода ограничена тактовой частотой и недостаточна для многих задач. В настоящее время разработан ряд аналоговых и цифровых методов, позволяющих измерять временные интервалы с точностью до единиц-десятков пикосекунд и менее 1 пс [13, 14].

Цифровые методы в отличие от аналоговых реализуются с применением технологий производства современных цифровых интегральных микросхем, имеют большую стабильность и скорость преобразования [13]. Кроме того, цифровые методы измерения временных интервалов могут быть реализованы на базе ПЛИС.

Основными цифровыми методами измерения временных интервалов являются:

1) нониусный метод с использованием двух генераторов;

2) метод на основе линии задержки;

3) нониусный метод с использованием двух линий задержки.

1.2.1. Нониусный метод с использованием двух генераторов. Нониусный метод измерения временных интервалов [15] основан на применении двух генераторов тактовых сигналов с частотами $f_1 = 1/T_1$ и $f_2 = 1/T_2$ (рис. 1). Периоды генераторов различаются на небольшую величину $\tau = T_1 - T_2$, которая определяет разрешение ВЦП. Генераторы 1 и 2 запускаются по фронтам импульсов на каналах *Старт* и *Стоп* соответственно. Количество импульсов n_1 и n_2 с выходов генераторов подсчитывается счетчиками. Генерация останавливается, когда схема совпадения обнаруживает совпадение фронтов импульсов генераторов. Измеренный временной интервал вычисляется по формуле

$$t = (n_1 - n_2)T_1 - n_2\tau.$$

Преимуществом данного метода является возможность получения высокого разрешения путем уменьшения значения τ . Недостатком является большое время преобразования, равное в худшем случае T_1T_2/τ [13], которое растет при уменьшении τ .

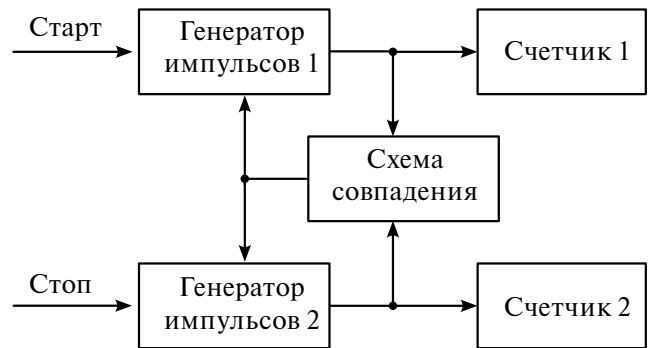


Рис. 1. Схема ВЦП, основанного на нониусном методе.

1.2.2. Метод на основе линии задержки. Во время-цифровых преобразователях, основанных на линии задержки (рис. 2а), сигнал *Старт* поступает на набор из N последовательно соединенных элементов задержки (ЭЗ), составляющих линию задержки (ЛЗ) [16]. В момент прихода фронта сигнала *Стоп* состояние ЛЗ фиксируется в триггерах. Разрешение ВЦП, основанных на данном методе, определяется задержкой τ одного элемента линии задержки. Длительность измеряемого временного интервала определяется по количеству n активированных триггеров (с учетом смещения на половину ЕМР):

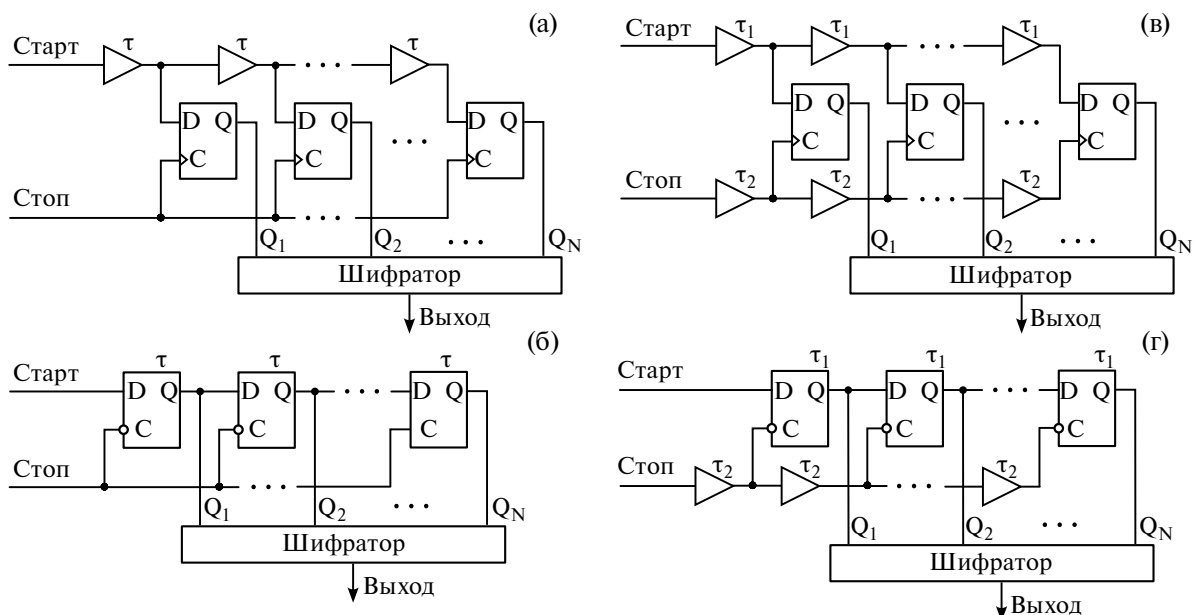


Рис. 2. Схемы ВЦП, основанные на линии задержки: а – метод, основанный на линии из ЭЗ и синхронных D-триггеров; б – метод, основанный на линии задержки из D-триггеров со статическим входом С; в – нониусный метод с использованием двух линий задержки; г – нониусный метод с использованием линии задержки из D-триггеров со статическим входом С.

$$t = (n + 1 / 2) \tau.$$

Значение на выходах линии задержки, представляющее собой n единиц и следующие за ними $N - n$ нулей, называемое термометрическим кодом, преобразуется шифратором в десятичное значение, равное n . Максимальный измеряемый временной интервал равен $(N + 1 / 2) \tau$, таким образом для его повышения необходимо увеличивать длину линии задержки (количество ЭЗ в ней).

Другой вариант реализации ВЦП на основе линии задержки представлен на рис. 2б. В данной схеме роль и ЭЗ, и триггера выполняет D-триггер со статическим входом С. Задержка определяется временем прохождения сигнала через триггер с входа D на выход Q при значении 0 на входе *Stop* (1 на входе С триггера). В момент прихода фронта сигнала на вход *Stop* значение на входах С триггеров меняется на 0 и состояние ЛЗ фиксируется.

Метод реализации ВЦП, основанный на линии задержки, имеет высокую скорость преобразования, но его разрешение ограничено величиной τ .

1.2.3. Нониусный метод с использованием двух линий задержки. Нониусный метод с использованием двух линий задержки (рис. 2в) является комбинацией двух предыдущих методов [17]. Сигнал *Старт* подается на первую ЛЗ, состоящую из элементов с задержкой τ_1 . Сигнал *Стоп* подается на вторую ЛЗ, состоящую

из элементов с задержкой τ_2 , которая меньше τ_1 на небольшое значение

$$\tau = \tau_1 - \tau_2,$$

которое определяет разрешение ВЦП. Выходы ЭЗ первой линии задержки подключаются к входам триггеров D, а второй – к входам С. Длительность измеряемого временного интервала определяется по количеству n активированных триггеров:

$$t = (n + 1 / 2) \tau.$$

Другой вариант реализации данного метода показан на рис. 2 г. Роль одной из линий задержки выполняют D-триггеры со статическим входом С.

Нониусный метод с использованием двух линий задержки позволяет достигать более высокого разрешения измерения временных интервалов, чем простой метод на основе линии задержки, однако требует использования большего количества ЭЗ.

Максимальная длительность измеряемых временных интервалов описанных выше методов ограничена длиной линии задержки и обычно составляет менее 10 нс, что может быть недостаточно для многих применений ВЦП. С целью увеличения диапазона измеряемых временных интервалов применяется метод на базе двухступенчатой схемы преобразования, называемый методом интерполяции Натта [18] (рис. 3а), который заключается в следующем. Методом последовательного счета выполняется грубое измерение временного интервала с точностью до длительности t_{clk} периода тактового сигнала. Для повышения разрешения применяется один из более точных методов, такой как метод на основе линии задержки. Двумя блоками точного измерения времени измеряются длительности t_{start} и t_{stop} интервалов от фронтов сигналов на каналах *Старт* и *Стоп* соответственно до следующего за ними фронта тактового сигнала. Результат измерения длительности временного интервала определяется по формуле (рис. 3б)

$$t = n_{cnt} \cdot t_{clk} + t_{start} - t_{stop},$$

где n_{cnt} – значение, зафиксированное счетчиком.

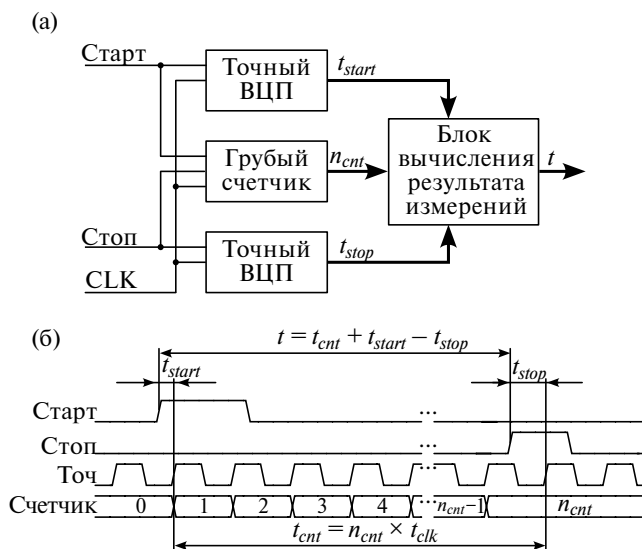


Рис. 3. Метод Натта: а – схема ВЦП; б – временные диаграммы.

1.3. Калибровка ВЦП

Величина задержки на ЭЗ внутри ВЦП зависит от напряжения питания и температуры и может изменяться во времени, что приводит к появлению систематической ошибки в результатах измерения времени [19]. Для компенсации данных воздействий и получения корректных результатов измерений необходимо во время работы ВЦП периодически выполнять его калибровку.

Простейший метод калибровки ВЦП состоит в регистрации двух фронтов тактового сигнала эталонной частоты линией задержки [20]. Скорректированное значение ЕМР определяется по формуле

$$\tau = \frac{t_{clk}}{n_2 - n_1},$$

где n_2 и n_1 — номера элементов линии задержки, соответствующие фронтам тактового сигнала, t_{clk} — период тактового сигнала эталонной частоты. Такая калибровка выполняется быстро, однако позволяет корректировать только среднюю задержку, но не задержку каждого элемента.

Статистическая калибровка позволяет определять задержку каждого элемента линии [21]. Данный метод калибровки позволяет снижать нелинейность ВЦП. На время калибровки вход ВЦП подключается к источнику равномерно распределенных случайных событий. На практике вместо такого источника обычно применяется генератор тактового сигнала, имеющий период, некоррелированный с периодом t_{clk} тактового сигнала ВЦП [13]. В процессе калибровки ВЦП регистрирует M фронтов сигнала, и строится гистограмма распределения количества n_i фронтов сигнала, зарегистрированных на каждом i -м выходе линии задержки ВЦП. Задержка на i -м ЭЗ определяется по формуле [22, 23]

$$\tau'_i = n_i \frac{t_{clk}}{M}.$$

Столбцы гистограммы называются бинами, а задержка элемента — шириной бина. Метод статистической калибровки также называется калибровкой бинов. Скорректированная величина временного интервала при регистрации переключения на i -м выходе линии задержки ВЦП определяется по формуле

$$t'_i = \frac{\tau'_i}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} \tau'_j.$$

Расчет t'_i может выполняться как с помощью схемы на ПЛИС, так и процессором, синтезированным на ПЛИС, либо входящим в состав системы на кристалле [24]. Полученный по результатам калибровки массив значений t'_i сохраняется в памяти и затем используется для определения величины измеряемого временного интервала по значению i на выходе шифратора.

2. РЕАЛИЗАЦИЯ ВЦП НА ПЛИС

2.1. Архитектура ПЛИС

Коммерчески доступные ПЛИС создаются с ориентацией на решение наиболее распространенных задач и содержат блоки, выполняющие наиболее базовые задачи: блоки выполнения заданных логических функций, сумматоры и триггеры. При реализации ВЦП на ПЛИС для достижения наилучших характеристик необходимо разрабатывать подходы, учитывающие существующие конфигурации ПЛИС. Сегодня существует множество фирм по всему миру, которые производят ПЛИС. Однако наиболее доступными и наиболее часто используемыми являются ПЛИС фирм Xilinx и Intel (Altera).

Базовыми элементами, из которых состоит ПЛИС, являются конфигурируемые логические блоки (КЛБ). Современные ПЛИС включают в себя от нескольких тысяч до миллионов КЛБ. Конфигурируемый логический блок обычно (например, в ПЛИС Intel и Xilinx) включает в себя: таблицу поиска (look-up-table, LUT), вычисляющую произвольную логическую функцию нескольких переменных, сумматоры, логику переноса разряда, триггеры и множество мультимплексоров для конфигурирования функций КЛБ. КЛБ объединены в столбцы. Соседние КЛБ в столбце соединены цепью переноса разряда. ПЛИС разделена на несколько тактовых регионов, внутри которых смещение тактового сигнала мало.

Важнейшей проблемой при реализации ВЦП на ПЛИС является построение линии задержки, так как такая структура в явном виде отсутствует в архитектуре ПЛИС.

2.2. Первые реализации ВЦП на ПЛИС

Первая реализация ВЦП на ПЛИС описана в статье [19] 1997 года. В работе использовалась ПЛИС на основе плавких антиперемычек рASIC фирмы QuickLogic, изготовленная по техпроцессу 0.65 мкм. Реализован нониусный метод с использованием линии задержки на основе D-триггеров со статическим входом С. Достигнуто разрешение 200 пс. Позже авторами был реализован нониусный метод с использованием двух ЛЗ и было достигнуто разрешение 100 пс за счет реализации новой архитектуры линии задержки и использования ПЛИС рASIC2 с улучшенным техпроцессом [25]. Кроме того, благодаря реализации метода Натта максимальный измеряемый временной интервал был увеличен с 10 нс до 43 с.

В статье [26] предложено использовать матрицу элементов задержки. Строка матрицы представляет собой линию задержки, состоящую из D-триггеров со статическим входом С. Входной сигнал подается на первую строку матрицы. На каждую последующую строку сигнал приходит с предыдущей строки с задержкой, превышающей суммарную задержку строки. Декодирование фронта сигнала происходит в каждой строке по отдельности, что позволяет за один такт выполнять измерение множества временных интервалов. Минимальное время между импульсами, которое может измерять ВЦП, уменьшается в количество раз, равное количеству строк матрицы. В работе [26] на ПЛИС ХСV300 семейства Virtex фирмы Xilinx реализованы две матрицы с 6 строками с тактовыми сигналами, сдвинутыми на 180°. При частоте тактового сигнала 25 МГц минимальное время между фронтами входных сигналов составило 2.5 нс.

Реализации ВЦП на основе линии задержки предложены в ряде работ отечественных авторов [27, 28]. В работе [27] при реализации ВЦП на ПЛИС Cyclone II фирмы Altera (Intel) получено разрешение 315 пс. В статье [28] ВЦП реализован на различных семействах ПЛИС фирмы Xilinx: на Spartan 6 получено разрешение 210 пс, на Artix-7 – 100 пс, на Kintex-7 и Virtex-7 – 50 пс.

В статье [20] предложено использовать в качестве линии задержки цепи, связывающие конфигурируемые логические блоки (КЛБ), такие как цепи переноса разряда сумматора, каскадные цепи, применяемые для увеличения

количества входов логической функции, реализуемой КЛБ. В таких цепях ЭЗ и линии передачи имеют низкое время задержки, что позволяет получить высокое разрешение ВЦП. Кроме того, они имеют регулярную структуру, что обеспечивает низкую нелинейность измерения. Благодаря этому данный подход стал основой последующих реализаций ВЦП на ПЛИС. Авторы работы [20] использовали каскадные цепи ПЛИС ACEX 1K фирмы Altera (Intel) для реализации метода на основе ЛЗ.

2.3. Элементы современных ПЛИС, применяемые для реализации линии задержки

Для реализации линии задержки на ПЛИС фирмы Xilinx серий 5 [29], 6 [30] и 7 [31] используются примитивы логики быстрого переноса CARRY4 (рис. 4а) [10], которые входят в состав КЛБ. Входной сигнал подается на вход CIN блока CARRY4 и передается через 5 мультиплексоров на выход COUT. Мультиплексоры выполняют функцию элементов задержки. Один из выходов S_i или C_i ($i = 0, \dots, 3$) подключается к триггеру, фиксирующему состояние элемента задержки по приходу тактового сигнала.

В ПЛИС Xilinx UltraScale и UltraScale+ используются примитивы CARRY8 (рис. 4б), имеющие структуру, аналогичную CARRY4, но с удвоенным количеством ЭЗ [32,33]. Также стоит отметить, что в отличие от предыдущих серий, в UltraScale и UltraScale+ мультиплексоры для выбора выходов S или C отсутствуют, и в триггерах могут быть сохранены как 8 значений S, так и 8 значений C.

На ПЛИС фирмы Intel (Altera) линия задержки реализуется на основе цепи переноса разряда сумматоров (рис. 5). КЛБ включает 2 полных сумматора, выход каждого из которых может быть подключен к двум триггерам.

Также стоит отметить, что между элементами задержки в КЛБ, между соседними КЛБ и от элементов задержки до триггеров также присутствуют паразитные задержки сигнала в линиях передачи. Задержки на мультиплексорах и паразитные задержки не регламентируются точно производителем и могут различаться от элемента к элементу. Задержки между КЛБ значительно превышают задержки на ЭЗ, что приводит к появлению “ультрашироких бинов” (“ultra-wide bin”) и увеличивает нелинейность ВЦП [34].

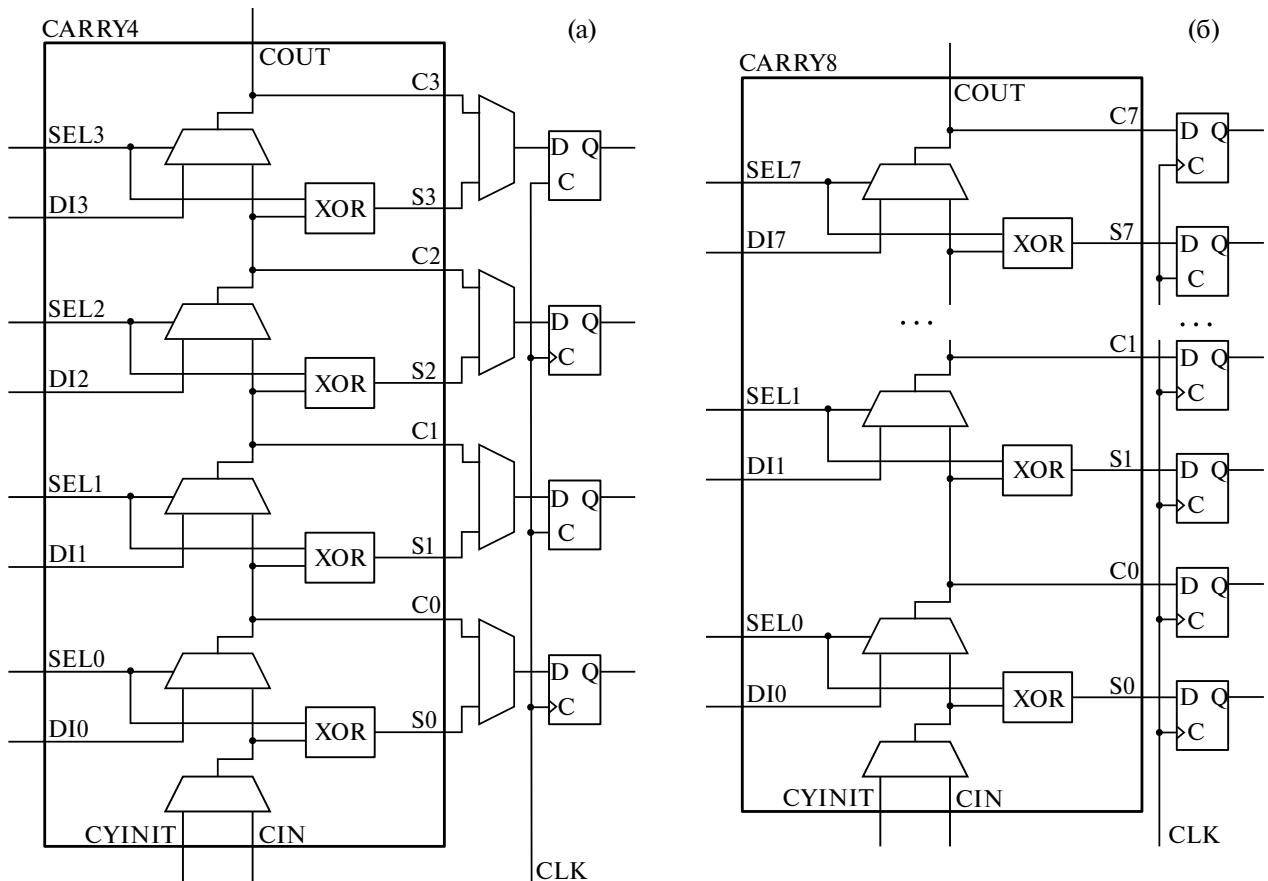


Рис. 4. Блоки ПЛИС фирмы Xilinx, на которых реализуется линия задержки: а – CARRY4, б – CARRY8.

Неравномерность распространения сигнала в линии задержки, неодновременность прихода тактового сигнала на триггеры и метастабильность приводят к появлению пузырьковой ошибки в термометрическом коде на выходе ЛЗ, реализованной на ПЛИС [35, 36]. В идеальном случае термометрический код представляет собой набор нулей и следующий за ним набор единиц (00...0011...11) или наоборот (11...1100...00). В реальной линии задержки вместо одного переключения с 0 на 1 или с 1 на 0 формируются случайные переключения в окрестности фронта сигнала (например, 00...001011011...11), называемые пузырьковой ошибкой.

Поскольку в структуре современных ПЛИС ЭЗ имеют примерно одинаковую задержку, отсутствуют средства для реализации двух линий с немного различающимися задержками. Поэтому нониусный метод, хоть и является более точным, не получил широкого распространения и основным методом реализации ВЦП на ПЛИС является метод на основе линии задержки.

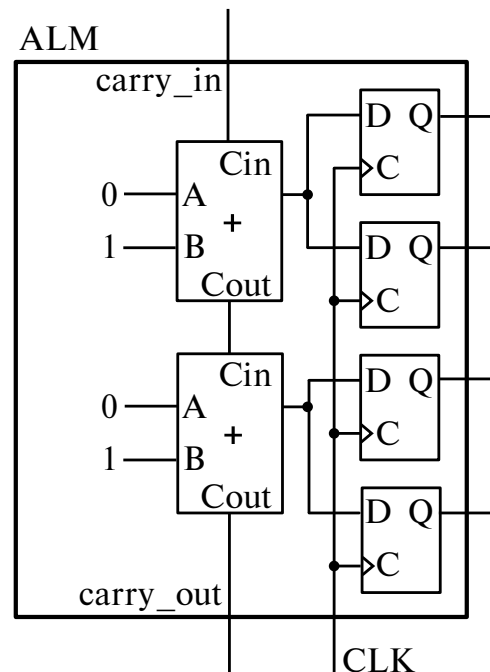


Рис. 5. Цепь переноса разряда сумматоров ПЛИС фирмы Intel (Altera), на которой реализуется линия задержки.

В качестве выходов линии задержки могут использоваться выходы S или C блока CARRY4. В статье [11] рассматривается работа ВЦП на основе различных комбинаций выходов, называемых паттернами и обозначаемых кодами. Например, при использовании паттерна с кодом SCSC выход ЛЗ берется с выходов S3, C2, S1, C0. Всего существует $2^4 = 16$ паттернов. Авторами определены оптимальные фронты сигналов и паттерны для различных серий ПЛИС Xilinx: передний фронт, SCSC для Kintex-7; задний фронт, SCSC для Virtex-6; задний фронт, SCSS для Spartan-6.

В статье [37] представлен метод, названный авторами методом адаптивного понижения разрешения, который позволяет снизить нелинейность ВЦП. Набор паттернов, рассматриваемых в статье [11], расширен путем пропуска некоторых выходов CARRY4, обозначаемого в коде паттерна буквой N. Таким образом можно получить $3^4 - 1 = 80$ паттернов (вырожденный паттерн NNNN исключается). Показано, что наилучшее разрешение достигается при использовании всех четырех выходов CARRY4, а наименьшая нелинейность – при применении паттернов с 3 или 2 выходами, например CCCN, CNCN, NSCN.

2.4. Способы повышения разрешения ВЦП на ПЛИС

Разрешение ВЦП на основе линии задержки ограничено временем задержки на одном элементе линии. Одним из методов преодоления данного ограничения является реализация многократных измерений путем увеличения количества ЛЗ, которым посвящен ряд работ. В статье [38] описан метод повышения разрешения ВЦП в 2 раза путем добавления второй линии задержки, сигнал на которую подается со смещением на время, равное половине задержки на элементе. Предложенный метод позволил получить разрешение 0.5 нс для ВЦП с исходным разрешением 1 нс. В статье [39] предложено использовать множество линий задержки для организации многократных измерений с целью повышения разрешения ВЦП путем усреднения результатов измерений, полученных в отдельных линиях задержки. При использовании 10 ЛЗ со средней задержкой элемента 27 пс реализован ВЦП с разрешением 10 пс. В работе [40] предложен новый подход к реализации ВЦП с параллельными линиями

задержки, при котором в отличие от предыдущей работы происходит не усреднение результатов измерений в линиях, а объединением выходов линий в одну эквивалентную линию задержки следующим образом. В каждой линии путем калибровки определяется время прихода сигнала на каждый элемент. Выходы линий задержки объединяются в эквивалентную ЛЗ путем сортировки полученных значений времени. Благодаря тому, что задержки элементов линий имеют случайный характер, при реализации 16 линий задержки в работе [40] достигнуто разрешение 1.14 пс, что примерно в 16 раз меньше разрешения одиночной линии задержки (18.38 пс). В статье приведены графики разрешения ВЦП и СКО результатов измерений при разном количестве линий задержки. Показано, что увеличение количества линий более 8 не дает существенного прироста разрешения и уменьшения СКО. Для уменьшения длины ЛЗ из исходного тактового сигнала с частотой 500 МГц с использованием элементов задержки и инвертора генерируется четыре тактовых сигнала, сдвинутых друг относительно друга примерно на 90° . Фиксация состояния линии задержки происходит по фронту того из 4 тактовых сигналов, который возникает сразу после фронта входного сигнала.

В статье [34] предложен принципиально новый подход для увеличения разрешения ВЦП. Вместо увеличения количества линий задержки, на вход ЛЗ подается последовательность с несколькими передними и задними фронтами сигналов. Таким образом, реализуются многократные измерения с использованием одной линии задержки, что позволяет преодолеть ограничение разрешения, накладываемое элементом задержки, снизить дифференциальную нелинейность ВЦП и решить проблему сверхбольших задержек на границах блоков логических элементов. Такая архитектура получила название Wave Union ВЦП и широко применяется в современных разработках. Для генерации последовательности предложены два устройства [26]:

- 1) типа А с конечной переходной характеристикой;
- 2) типа В с бесконечной переходной характеристикой.

В Wave Union ВЦП типа А (WU А) в первом блоке, содержащем 16 логических элементов,

формируется последовательность, имеющая 1 передний и 2 задних фронта (1...10...01...10...0). По приходу фронта сигнала на вход ВЦП данная последовательность передается в линию задержки, состоящую из 3 блоков (48 элементов), следующих за первым. Результат измерения времени определяется по сумме номеров двух элементов, в которых зафиксированы задние фронты последовательности. Таким образом, реализуются многократные измерения, которые позволяют повысить точность ВЦП.

В Wave Union ВЦП типа В (WU В) для формирования последовательности применяется генератор на логическом элементе NAND с обратной связью через буфер задержки. Период генератора примерно равен периоду опорной частоты. До прихода импульса на вход ВЦП, на выходе генератора зафиксировано значение 1. После прихода фронта сигнала на вход генератор начинает формировать импульсы с периодом, заданным буфером задержки. Сигналы с выхода генератора передаются в линию задержки, состоящую из 48 элементов. Расчет результата измерения времени выполняется на основе состояний ЛЗ в течение 16 тактов опорной частоты, за счет чего достигается усреднение по 16 результатам измерений, однако получение результата измерения также требует в 16 раз больше времени.

Рассмотренный метод Wave Union стал базовым для множества последующих разработок в этой области. В работе [8] рассматривается возможность реализации на ПЛИС ВЦП с большим количеством каналов и высокой пропускной способностью. Применяется архитектура Wave Union типа А. Отмечается, что основные ограничения на максимальную тактовую частоту ВЦП накладываются шифратором и блоком калибровки. Высокая тактовая частота позволяет использовать более короткую линию задержки (при использовании метода Натта) и соответственно уменьшает сложность всей схемы ВЦП. На ПЛИС XC7K325T-2FFG900I семейства Kintex-7 фирмы Xilinx, содержащей 326080 КЛБ, реализован 128-канальный ВЦП с тактовой частотой (скоростью преобразования) 710 МГц.

В статье [41] предложен метод децимации бинов с целью уменьшения нелинейности ВЦП. Данный метод состоит в выравнивании задержки на элементах путем их группировки. Сначала определяются величины задержки на элементах

(ширины бинов) с использованием стандартной процедуры, применяемой при калибровке бинов, и выполняется перестановка бинов (см. ниже разд. 2.5). Далее задаются количество бинов децимированной линии задержки и соответствующие идеальные задержки элементов. Определяются выходы элементов исходной ЛЗ, которые наиболее точно соответствуют идеальным. Описанные расчеты выполняются программой MATLAB. Затем синтезируется децимированный ВЦП на основе выбранных элементов задержки. Данную процедуру необходимо выполнять по отдельности для каждого канала ВЦП, а также для каждой ПЛИС, на которой реализуется ВЦП. Децимация позволяет не выполнять калибровку бинов во время работы ВЦП, обеспечивая сравнимую погрешность. Благодаря этому снижается количество используемых ресурсов ПЛИС, в частности, не требуется использование встроенной памяти. Однако при этом снижается разрешение ВЦП.

В работе [42] реализуется ВЦП на ПЛИС семейства Kintex UltraScale фирмы Xilinx. Показано, что для ПЛИС UltraScale важной проблемой являются пузырьковые ошибки. Для снижения влияния пузырьковых ошибок необходимо выполнять перестановку бинов (см. ниже разд. 2.5). Отмечается, что на ПЛИС UltraScale невозможно эффективно реализовать архитектуру Wave Union типа А, так как задержки элементов при переключении из 0 в 1 и из 1 в 0 значительно различаются и при оптимизации (перестановке бинов) линии задержки для работы по переднему фронту она становится неработоспособной по заднему фронту. Для снижения погрешности применяется метод децимации бинов. Аналогичный ВЦП с применением калибровки бинов представлен в работе [43]. Малые задержки на элементах ПЛИС UltraScale позволяют добиться высокого разрешения ВЦП.

Работа [44] развивает предложенную в [8] идею подачи на линию задержки последовательности, состоящей из нескольких фронтов, путем генерации сигнала, состоящего не из двух, а из большого количества фронтов. Показано, что разрешение ВЦП улучшается с ростом количества фронтов последовательности, однако при их количестве большем 6 разрешение изменяется слабо. Далее в работе [44] исследовался ВЦП с 6 фронтами последовательности, формируемыми в ЛЗ аналогично схеме Wave Union типа А [8].

В статье [45] представлен метод повышения разрешения ВЦП, комбинирующий метод, реализующий множество параллельных линий задержки [40] и подачу на вход ЛЗ последовательности с несколькими фронтами [44]. При реализации трех линий задержки, на которые подается последовательность с 6 фронтами, получено разрешение 0.92 пс. В работе [46] реализована двухступенчатая схема, аналогичная описанной в работе [40], для расширения диапазона измеряемых временных интервалов. Подобная архитектура с 4 параллельными ЛЗ WU A с двумя фронтами, названная авторами SuperWU (Super Wave Union), представлена в статье [47].

В работе [48] проводится исследование различных методов повышения разрешения ВЦП (WU A, SuperWU, RippleWU, WU B) и их сравнение. Метод RippleWU, как и WU B, использует генератор импульсов для формирования последовательности, однако в отличие от WU B, частота генератора значительно превышает тактовую частоту ВЦП и преобразование происходит за один такт. Исследованы разрешение и погрешность ВЦП, реализующего метод SuperWU, при различном количестве линий задержки. При реализации SuperWU с одной, двумя и четырьмя ЛЗ на Xilinx Virtex-5 показано, что разрешение улучшается при увеличении количества линий задержки, а погрешность достигает минимального значения 6.5 пс при двух ЛЗ. При реализации SuperWU с количеством линий задержки от 1 до 10 на Xilinx Artix-7 также демонстрируется повышение разрешения с ростом количества ЛЗ, а погрешность достигает минимального значения при 6 линиях. Для метода RippleWU наилучшие показатели получены для последовательности из 6 фронтов. Отмечается, что WU B имеет большую ошибку квантования по сравнению с RippleWU.

В статье [49] метод SuperWU применен для создания ВЦП на базе ПЛИС Xilinx Kintex UltraScale. Путем реализации 8 параллельных линий задержки достигнуто разрешение 0.3 пс. При этом выходы S и C элементов CARRY8 формируют две отдельные ЛЗ. Для решения проблемы пузырьковых ошибок линии задержки из 512 элементов разбиваются на шестнадцать децимированных ЛЗ, состоящих из 32 элементов. В децимированных линиях задержки отсутствуют пузырьковые ошибки. Термометрический код, содержащийся в каждой

децимированной ЛЗ, преобразуется шифратором в позиционный 5-битовый код. Итоговый выходной код, соответствующий состоянию исходной линии задержки из 512 элементов, формируется путем суммирования шестнадцати 5-битовых кодов.

В статье [50] представлен ВЦП на ПЛИС Xilinx UltraScale+. Для повышения разрешения реализованы несколько параллельных линий задержки, а для повышения линейности применяется децимация бинов на основе гистограммы. Предложенный метод децимации выполняется на ПЛИС и в отличие от метода, описанного в работе [41], позволяет избежать многократного повторения синтеза и измерения характеристик ВЦП.

В работе [51] на четыре параллельные линии задержки подаются тактовые сигналы со сдвигом на 90°. Фиксация состояния ЛЗ в триггерах происходит по фронту входного сигнала. При реализации ВЦП на ПЛИС Altera (Intel) Cyclone V достигнуто разрешение 1.56 пс.

2.5. Шифратор

Важной проблемой при разработке шифратора ВЦП является наличие в термометрическом коде на выходах линии задержки пузырьковых ошибок. Для реализации шифраторов в ВЦП применяются архитектуры, аналогичные используемым в параллельных аналого-цифровых преобразователях (АЦП) [52].

Базовым методом борьбы с пузырьковыми ошибками является перестановка бинов [8]. Местам возникновения пузырьковой ошибки в линии задержки соответствуют бины нулевой ширины на гистограмме при калибровке. Для коррекции пузырьковой ошибки выход ЛЗ, соответствующий бину нулевой ширины, меняется местами со следующим за ним выходом в термометрическом коде. Процедура перестановки бинов в работе [8] осуществляется для каждого канала ВЦП программой на ПК, и затем выполняется синтез ВЦП на ПЛИС с полученной таблицей связей. Другая процедура перестановки бинов описана в [42, 43]. В процессе калибровки при получении термометрического кода после каждого измерения программа на ПК выполняла корректировку таблицы соединений между выходами линии задержки и битами термометрического кода в ПЛИС.

Данная процедура выполнялась 60 тысяч раз и обеспечивала практически полное отсутствие пузырьковых ошибок.

Шифратор на основе мультиплексоров [53], имеющий N_{OUT} выходов, состоит из $N_{OUT} - 1$ ступеней и задействует

$$N_{MUX} = \sum_{i=1}^{N_{OUT}-1} (2^{N_{OUT}-i} - 1)$$

двухвходовых мультиплексоров. Задержка данного шифратора имеет порядок $O(N_{OUT})$. Шифратор на основе мультиплексоров имеет слабую защищенность от пузырьковых ошибок и требует применения дополнительных схем для их коррекции [54, 55].

Схема fat tree состоит из двух ступеней [56]. Первая ступень преобразует термометрический код в унитарный. Вторая ступень преобразует унитарный код в позиционный с использованием набора деревьев, состоящих из элементов “ИЛИ”. Выходы деревьев формируют биты позиционного кода. Задержка сигнала в схеме fat tree имеет порядок $O(\log_2 N_{OUT})$. Для надежной работы шифратора на основе схемы fat tree необходимо применение дополнительной схемы коррекции пузырьковых ошибок [57].

Надежного преобразования термометрического кода в позиционный при наличии пузырьковых ошибок позволяет добиться метод определения количества единиц во входном термометрическом коде, т.е. сложения всех битов [1]. В статье [58] описана древовидная структура сумматора битов. На первом уровне выполняется суммирование групп по 6 битов термометрического кода тремя блоками LUT. На следующем уровне аппаратные сумматоры складывают попарно полученные трехбитовые коды и формируют четырехбитовые суммы. На каждом последующем уровне количество суммируемых кодов уменьшается в 2 раза, а разрядность увеличивается на 1 бит. С целью повышения рабочей частоты шифратора реализована конвейеризация путем добавления регистров на выходах сумматоров каждого уровня. Задержка сигнала в схеме имеет порядок $O(\log_2 N_{OUT})$. В статьях [37,59] показано, что применение шифратора на основе сумматора битов позволяет значительно снизить дифференциальную нелинейность ВЦП.

Более эффективным способом суммирования битов является дерево Уоллеса [60], также

применяемое в качестве шифратора ВЦП [24]. Задержка сигнала в схеме дерева Уоллеса имеет порядок $O(\log_{1.5} N_{OUT})$ [56]. Данная схема также может быть конвейеризована путем добавления регистров на выходах сумматоров каждого уровня.

В статье [8] для борьбы с пузырьковыми ошибками предложено использовать блоки LUT ПЛИС. Каждые 5 последовательных выходов линии задержки подаются на два 5-входовых блока LUT. Первый блок LUT предназначен для определения фронта сигнала по комбинации 01111 на входе, а второй – для определения спада по комбинации 11110. В работе [44] используется схожая схема на основе блоков LUT, в которой на один из входов каждого блока подается выход предыдущего. При этом появление 1 на выходе предыдущего LUT блокирует следующий.

Шифратор, предложенный в статье [8], основан на применении операции логическое “ИЛИ” для определения значения каждого бита выходного позиционного кода на основе значений битов входного термометрического кода. При разрядности входного кода 256 битов для получения каждого из 6 выходных битов необходимо выполнить 128-входовую функцию “ИЛИ”. Для реализации данной функции в работе [8] реализовано трехуровневое дерево из 27 6-входовых блоков LUT. Данный шифратор имеет высокое быстродействие, что было необходимо в данной работе для обеспечения высокой скорости преобразования 710 МГц.

2.6. Метастабильное состояние

Если изменение значения на входе триггера D происходит в небольшое временное окно до или после фронта сигнала синхронизации С, выход триггера может перейти в метастабильное состояние между 0 и 1. Через некоторое время триггер переходит в одно из стабильных состояний 0 или 1. Поскольку сигнал на входе ВЦП асинхронен тактовому сигналу, при фиксации состояния линии задержки триггеры, расположение которых в ЛЗ соответствует фронту входного сигнала, могут перейти в метастабильное состояние.

Для снижения влияния метастабильного состояния к выходу каждого триггера линии задержки последовательно подключается еще один [61] или два [62] триггера. Однако в работе

[23] отмечается отсутствие влияния метастабильности на работу ВЦП, и поэтому в целях снижения используемых ресурсов дополнительные триггеры не применяются.

2.7. Реализация нониусного метода ВЦП на ПЛИС

Одна из первых реализаций нониусного метода измерения временных интервалов на ПЛИС описана в статье [63]. В качестве генератора импульсов, запускаемого по фронту входного сигнала, выступал кольцевой генератор, реализованный с применением внешней РС-цепи, которая обеспечивала регулировку частоты генератора. В качестве второго генератора применялся внешний кварцевый генератор с частотой 80 МГц.

В статье [9] предложен способ реализации нониусного метода в цифровом виде на ПЛИС без использования внешних элементов. Нониусный метод реализован на базе двух кольцевых генераторов. Период генераторов формировался линиями задержки, длина которых различалась на один элемент. Таким образом разрешение ВЦП определялось задержкой на одном ЭЗ. Поскольку линии задержки, используемые в кольцевых генераторах, значительно короче ЛЗ, применяемых при реализации метода на основе линии задержки, а также не используется шифратор, ВЦП на основе нониусного метода используют значительно меньшее количество ресурсов ПЛИС. Кроме того, реализованный ВЦП имеет низкую нелинейность. Однако ВЦП, основанный на нониусном методе, имеет большое “мертвое” время, которое в работе [9] может составлять до 256 нс. Построение ВЦП, имеющего высокое разрешение, требовало итеративной (около 20–30 итераций) ручной настройки линий задержки, на которых основаны кольцевые генераторы, с использованием осциллографа. В работе [64] авторами более подробно рассмотрен процесс создания ВЦП, предложен алгоритм построения кольцевых генераторов, требующий не более 31 итерации, и реализован 32-канальный ВЦП. По данным, приведенным в статье, можно отметить, что разрешение каналов значительно различается и лежит в диапазоне от 23 до 37 пс. В работе [64] авторы не применяют ручную оптимизацию расположения кольцевых генераторов, что ускоряет реализацию, однако линейность полученного ВЦП

хуже, чем в работе [9]. В статье [65] предложена архитектура ВЦП, названная авторами двунаправленной, включающая два параллельных канала измерения времени на основе нониусного метода. В первом канале входной сигнал подается на кольцевой генератор с большим периодом, а тактовый сигнал — с меньшим. Во втором канале, наоборот, входной сигнал подается на кольцевой генератор с меньшим периодом, а тактовый сигнал — с большим. Данная архитектура позволила улучшить разрешение ВЦП примерно в 1.5 раза.

В статье [66] предложено вместо кольцевого генератора, запускаемого фронтом тактового сигнала, использовать сам тактовый сигнал. Для повышения скорости работы ВЦП используется 4 тактовых сигнала, сдвинутых на 90°, и схема совпадения активируется при совпадении фронта сигнала, генерируемого кольцевым генератором с любым из четырех тактовых сигналов. Данная архитектура позволила значительно уменьшить количество используемых ресурсов ПЛИС по сравнению с предыдущими работами [9, 64, 65].

Характеристики всех рассмотренных реализаций ВЦП на ПЛИС приведены в табл. 1.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании данного обзора можно предложить следующие рекомендации по разработке ВЦП на ПЛИС.

1. Перед началом разработки необходимо определить требования к характеристикам ВЦП (количество каналов, разрешение, погрешность, нелинейность, диапазон измерений и “мертвое” время). Если характеристики коммерчески доступных микросхем ВЦП не удовлетворяют требованиям задачи, рекомендуется в первую очередь рассмотреть возможность реализации требуемого ВЦП на базе ПЛИС, так как она имеет значительно более низкую стоимость по сравнению с созданием ВЦП на базе ИССН, а также требует меньше временных и трудовых затрат, при этом обеспечивая сравнимые характеристики ВЦП.

2. Для реализации ВЦП на ПЛИС существуют три основных метода. Наиболее распространенным и оптимальным для большинства задач является метод на основе линии задержки. Данный метод реализуется напрямую на ресурсах современных ПЛИС при использовании цепи

Таблица 1. Характеристики рассмотренных реализаций ВЦП на ПЛИС

Статья год	Метод	ПЛИС; техпроцесс	Вари- ант	ЕМР, пс	СКО, пс	ДНЛ		ИНЛ		Макс. врем. инт-л
						отн., ЕМР	абс., пс	отн., ЕМР	абс., пс	
[19] 1997	ДЛЗ	QuickLogic pASIC; 0.65 мкм	—	200	—	[−0.47; 0.44]	[−94; 88]	[−0.2; 1.28]	[−40; 256]	10 нс
[25] 2000	ДЛЗ	QuickLogic pASIC2; 0.65 мкм	—	110	70	1.88	207	1.78	196	43 с
[26] 2002	ЛЗ	Virtex; 0.22 мкм	—	150	—	—	—	—	—	21 мс
[27] 2009	ЛЗ	Cyclone II; 90 нм	—	315	153	—	—	—	—	2.6 мкс
[28] 2013	ЛЗ	Spartan-6; 45 нм	—	210	—	—	—	—	—	—
		Artix-7; 28 нм	—	100	—	—	—	—	—	—
		Kintex-7; 28 нм	—	50	—	—	—	—	—	—
		Virtex-7; 28 нм	—	50	—	—	—	—	—	—
[20] 2003	ЛЗ	ACEX 1K; 0.22 мкм	—	400	120	—	—	—	—	—
[38] 2004	ЛЗ	Virtex; 0.22 мкм	—	500	—	[−0.1; 0.06]**	[−48.5; 31.6]**	[−0.1; 0.08]**	[−48.7; 39.8]**	—
[39] 2010	ЛЗ	Virtex-I Pro; 130 нм	1 ЛЗ	27	—	[−1; 2]	[−27; 54]*	[−3; 4]	[−81; 108]*	6.6 нс
	МЛЗ		10 ЛЗ	10	24	[−1; 2.5]	[−10; 25]*	[−2.5; 5.5]	[−25; 55]*	
[40] 2013	ЛЗ	Spartan-6; 45 нм	1 ЛЗ	18.38	12.8**	[−1; 1.5]**	[−18.3; 27.6]**	[−0.12; 0.12]	[−2.2; 2.2]	10 с
	МЛЗ		16 ЛЗ	1.14	6	[−1; 6.75]	[−1.1; 7.7]	[−0.12; 0.12]	[−0.14; 0.14]	
[34] 2008	ЛЗ МФ	Cyclone II; 90 нм	—	60	40	[−0.69; 1.65]**	[−41.4; 99.5]**	[−1.05; 0.80]**	[−63.4; 48.3]**	—
			WU A	30	25	[−1; 1.34]**	[−28.9; 38.6]**	[−2.01; 1.57]**	[−58.2; 45.4]**	
			WU B	2.44	10	—	—	—	—	
[8] 2015	МФ (WU A)	Kintex-7; 28 нм	—	10.8	8.7	[−0.96; 2.26]**	[−10.3; 24.2]**	[−0.15; 4.23]**	[−1.6; 45.4]**	360 нс
[41] 2015	МФ (WU A)	Kintex-7; 28 нм	—	17.6	12.7	[−1; 0.84]**	[−17.6; 14.8]**	[−0.82; 0.86]**	[−14.4; 15.1]**	—
[42] 2016	ЛЗ	Kintex UltraScale; 20 нм	—	3.29	4.2	[−1; 2.96]**	[−3.3; 9.7]**	[−1.63; 1.96]**	[−5.36; 6.45]**	—
[43] 2016	ЛЗ	Kintex UltraScale; 20 нм	—	4.5	3.7	[−1; 2.04]**	[−4.5; 9.2]**	—	—	—
[44] 2013	МФ	Spartan-6; 45 нм	—	2.7	8	[−1; 4.38]**	[−2.7; 11.8]**	[−8.58; 10.40]	[−23.2; 28.1]*	1 с
[45] 2014	МЛЗ МФ	Spartan-6; 45 нм	—	0.92		2.91	2.67*	15.7	14.44*	0.4 нс
[46] 2016	МЛЗ МФ	Spartan-6; 45 нм	—	0.92	6	[−1; 6.17]**	[−0.92; 5.68]**	[−26.2; 11.5]	[−24.1; 10.6]*	2 с
[47] 2019	SuperWU	Artix-7; 28 нм	—	2	9.7	—	—	2.1*	4.2	0.2 мс

Таблица 1. (продолжение)

Статья год	Метод	ПЛИС; техпроцесс	Вари- ант	ЕМР, пс	СКО, пс	ДНЛ		ИНЛ		Макс. врем. инт-л
						отн., ЕМР	абс., пс	отн., ЕМР	абс., пс	
[48] 2018	WU A	Virtex-5; 65 нм	1 ЛЗ	18.1	7.6	—	—	—	—	—
	SuperWU		2 ЛЗ	9.2	6.5	—	—	—	—	—
			4 ЛЗ	4.6	7.7	—	—	—	—	—
	WU A	Artix-7; 28 нм	1 ЛЗ	8.0**	6.3**	—	—	—	—	—
	SuperWU		6 ЛЗ	1.3**	3.6**	—	—	—	—	—
			8 ЛЗ	0.9**	3.7**	—	—	—	—	—
	RippleWU	Virtex-5; 65 нм	—	5.4	6.5	—	—	—	—	—
[49] 2019	SuperWU	Kintex UltraScale; 20 нм	—	0.3	8.5	[−1; 62.6]**	[−0.3; 19.1]**	—	—	10 мкс
[50] 2023	ЛЗ	UltraScale+; 16 нм	1 ЛЗ	1.9	7.3	[−1.0; 5.5]	[−1.9; 10.3]	[−24.0; 8.2]	[−45.2; 15.3]	42 мс
			1 ДЛЗ	4.2	6.5	[−0.9; 1.9]	[−3.9; 7.9]	[−6.4; 2.2]	[−26.7; 9.3]	
	МЛЗ		2 ДЛЗ	4.2	—	[−0.8; 0.5]	[−3.3; 2.0]	[−1.7; 2.2]	[−7.1; 9.2]	
			3 ДЛЗ	4.2	5.9	[−0.6; 0.2]	[−2.7; 0.8]	[−0.2; 2.3]	[−0.7; 9.8]	
			4 ДЛЗ	4.2	—	[−0.6; 0.1]	[−2.6; 0.4]	[−1.0; 1.2]	[−4.3; 5.1]	
[51] 2019	МЛЗ	Cyclone V; 28 нм	—	1.56	2.3	[−1; 5.74]**	[−1.6; 9.0]**	[−8.64; 36.8]**	[−13.5; 57.4]**	0.13 мс
[11] 2016	ЛЗ	Kintex-7; 28 нм	—	10.6	8.13	[−1; 1.45]	[−10.6; 15.4]*	[−1.23; 4.30]	[−13.0; 45.6]*	—
		Virtex-6; 40 нм	—	10.1	9.82	[−1; 1.18]	[−10.1; 11.9]*	[−3.03; 2.46]	[−30.6; 24.8]*	—
		Spartan-6; 45 нм	—	16.7	12.75	[−1; 1.22]	[−16.7; 20.4]*	[−0.70; 2.54]	[−11.7; 42.4]*	—
[37] 2022	ЛЗ	Virtex-6; 40 нм	CCCC	10	7.8	0.77	7.7*	1.57	15.7*	—
			CCCN	13.33	9.2	0.62	8.3*	0.65	8.7*	—
			CNCN	20	9.0	0.30	6*	0.45	9*	—
			NNNC	40	8.4	0.50	20*	0.69	27.6*	—
			SSSS	10	7.4	0.67	6.7*	2.94	29.4*	—
			SSSN	13.33	6.0	0.53	7.1*	1.39	18.5*	—
			SNSN	20	7.8	0.37	7.4*	1.06	21.2*	—
			NNSN	40	7.2	0.38	15.2*	0.77	30.8*	—
			SCCC	10	5.5	0.55	5.5*	1.99	19.9*	—
			CSCN	13.33	8.13	0.70	9.3*	0.59	7.9*	—
			NSCN	20	6.0	0.49	9.8*	0.46	9.2*	—
[63] 2004	Н	Spartan-XL; 0.35 мкм	—	250	—	—	—	—	—	
[9] 2017	Н	Stratix III; 65 нм	—	31	36	[−0.08; 0.07]	[−2.5; 2.2]*	[−0.09; 0.09]	[−2.8; 2.8]*	1.7 мкс
[64] 2017	Н	Stratix III; 65 нм	—	37	39	[−0.4; 0.4]	[−14.8; 14.8]*	[−0.7; 0.7]	[−25.9; 25.9]*	—

Таблица 1. (окончание)

Статья год	Метод	ПЛИС; техпроцесс	Вари- ант	ЕМР, пс	СКО, пс	ДНЛ		ИНЛ		Макс. врем. инт-л
						отн., ЕМР	абс., пс	отн., ЕМР	абс., пс	
[65] 2020	Н	Stratix III; 65 нм	—	24.5	28	[−0.2; 0.25]	[−4.9; 6.1]*	[−0.03; 0.82]	[−0.7; 20]*	—
[66] 2022	Н	Artix-7; 28 нм	—	20	21	[−0.71; 0.06]	[−14.2; 1.2]*	[0; 1.04]	[0; 20.8]*	—
		Kintex-7; 28 нм	—	20	20	[−0.51; 0.06]	[−10.2; 1.2]*	[0; 0.94]	[0; 18.8]*	—

Примечание. ЛЗ — метод на основе линии задержки, МЛЗ — метод на основе множества линии задержки, МФ — метод на основе множества фронтов, ДЛЗ — нониусный метод на основе двух линии задержки, Н — нониусный метод, * — вычисленные значения, ** — определено по графикам.

переноса разряда, что обеспечивает достаточно высокое разрешение ВЦП (несколько десятков пикосекунд). Важным преимуществом метода на основе линии задержки является малое “мертвое” время. Однако неоднородность линии задержки, реализованной на ресурсах ПЛИС, вносит значительную нелинейность (порядка 1 ЕМР). Кроме того, для реализации линии задержки, содержащей обычно порядка 100 элементов, и шифратора требуется достаточное большое количество ресурсов ПЛИС.

Нониусный метод с использованием двух генераторов использует меньше аппаратных ресурсов, имеет низкую нелинейность, однако серьезным ограничением данного метода является большое “мертвое” время, которое может составлять сотни наносекунд.

Нониусный метод с использованием двух линий задержки не получил распространения на современных ПЛИС в связи с отсутствием на них ресурсов, подходящих для реализации двух параллельных ЛЗ с немного различающейся задержкой.

3. При необходимости повышения разрешения можно рассмотреть реализацию нескольких параллельных ЛЗ с формированием эквивалентной линии задержки. Данный метод позволяет добиться высокого разрешения около 1 пс, однако требует значительных аппаратных затрат. Для снижения аппаратных затрат рекомендуется реализовать метод генерации последовательности из двух (Wave Union A) или более (RippleWU) фронтов на каждый фронт входного сигнала. Также можно использовать комбинацию данных методов (SuperWU).

4. Для компенсации влияния температуры и напряжения на задержку элементов ЛЗ

и получения корректных результатов измерений необходимо во время работы ВЦП периодически (каждые несколько секунд) выполнять его калибровку. Кроме того, калибровка позволяет снизить нелинейность ВЦП. Для большинства задач следует использовать метод статистической калибровки. Также для снижения нелинейности может быть использован метод децимации бинов, позволяющий отказаться от статистической калибровки и уменьшить количество используемых ресурсов ПЛИС, однако этот метод снижает разрешение ВЦП. Для компенсации температурной зависимости при использовании метода децимации бинов рекомендуется применять калибровку на основе сигнала эталонной частоты.

5. Для увеличения диапазона измерений следует применять метод Натта.

6. При реализации ВЦП на новых ПЛИС, изготовленных по техпроцессу 20 нм и менее (таких как UltraScale), в связи с высокой неоднородностью линии задержки особое внимание нужно уделять проблемам высокой нелинейности и наличия пузырьковой ошибки.

7. Для решения проблемы наличия пузырьковых ошибок в термометрическом коде на выходе линии задержки рекомендуется применить метод перестановки бинов. Также проблему пузырьковой ошибки позволяет решить применение сумматора битов на основе дерева Уоллеса в качестве шифратора, однако данный метод имеет невысокую скорость работы и требует значительных аппаратных затрат.

8. При разработке ВЦП на ПЛИС первоначально длина линии задержки определяется приблизительно на основании периода тактового сигнала и величины задержки на одном

элементе. Более точное значение требуемой длины определяется исходя из гистограммы, полученной при калибровке на основе номера последнего ненулевого бина. Длина линии задержки должна быть установлена немного больше полученного значения (примерно на 10%), чтобы ЛЗ сохраняла работоспособность в случае уменьшения задержки на элементе при изменении температуры или напряжения питания. Если при калибровке ненулевые бины доходят до конца гистограммы, необходимо увеличить длину линии задержки и повторить процедуру.

9. Для снижения количества используемых ресурсов ПЛИС рекомендуется уменьшать длину линии задержки. Этого можно достичь путем повышения частоты тактового сигнала. Если достигнута максимально возможная тактовая частота, также можно для уменьшения длины ЛЗ применить генерацию нескольких тактовых сигналов, сдвинутых по фазе, и проводить фиксацию состояния линии задержки по фронту того тактового сигнала, который возникает сразу после фронта входного сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Henzler S.* // Time-to-digital converters. Dordrecht: Springer. 2010. 123 p.
2. *Gao Wu, Gao Deyuan, Wei Tingcun, Hu-Guo C., Yann Hu* // 2009 4th IEEE Conference on Industrial Electronics and Applications. Xian, China: IEEE. 2009. P. 1133.
<https://doi.org/10.1109/ICIEA.2009.5138334>
3. *Yuvaraj E., Upadhyaya S.S., Saraf M.N., John J., Satyanarayana B., Majumder G., Chithra* // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. V. 2374. № 1. P. 012095.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012095>
4. *Юсупалиев У., Радомский Н.В., Коковин В.А., Шутеев С.А., Юсупалиев П.У.* // ПТЭ. 2008. № 1. С. 174
5. *Maatta K., Kostamovaara J.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1998. V. 47. № 2. P. 521.
<https://doi.org/10.1109/19.744201>
6. *Staszewski R.B., Muhammad K., Leipold D., Chih-Ming Hung, Yo-Chuol Ho, Wallberg J.L., Fernando C., Maggio K., Staszewski R., Jung T., Jinseok Koh, John S., Irene Yuanying Deng, Sarda V., Moreira-Tamayo O. et al.* // IEEE J. Solid-State Circuits. 2004. V. 39. № 12. P. 2278.
<https://doi.org/10.1109/JSSC.2004.836345>
7. *Staszewski R.B., Vemulapalli S., Vallur P., Wallberg J., Balsara P.T.* // IEEE Trans. Circuits Syst. II. 2006. V. 53. № 3. P. 220.
<https://doi.org/10.1109/TCSII.2005.858754>
8. *Liu C., Wang Y.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. № 3. P. 773.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2015.2421319>
9. *Cui K., Ren Z., Li X., Liu Z., Zhu R.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2017. V. 64. № 1. P. 697.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2632168>
10. *Machado R., Cabral J., Alves F.S.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2019. V. 68. № 11. P. 4205.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2938436>
11. *Won J.Y., Lee J.S.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2016. V. 65. № 7. P. 1678.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2016.2534670>
12. *Kalisz J., Pawlowski M., Pelka R.* // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1987. V. 20. № 11. P. 1330.
<https://doi.org/10.1088/0022-3735/20/11/005>
13. *Kalisz J.* // Metrologia. 2004. V. 41. № 1. P. 17.
<https://doi.org/10.1088/0026-1394/41/1/004>
14. *Лютиков И.В., Фомин А.Н., Леусенко В.А.* Метрология и радиоизмерения: учебник / Под ред. Д.С. Викторова, Красноярск: Сиб. федер. университет, 2016.
15. *Baron R.* // Proc. IRE. 1957. V. 45. № 1. P. 21.
<https://doi.org/10.1109/JRPROC.1957.278252>
16. *Hoppe D.R.* Time interpolator: pat. US4439046A USA. 1984.
17. *Hoppe D.R.* Differential time interpolator: pat. US4433919A USA. 1984.
18. *Nutt R.* // Review of Scientific Instruments. 1968. V. 39. № 9. P. 1342.
<https://doi.org/10.1063/1.1683667>
19. *Kalisz J., Szplet R., Pasierbinski J., Poniecki A.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1997. V. 46. № 1. P. 51.
<https://doi.org/10.1109/19.552156>
20. *Jinyuan Wu, Zonghan Shi, Wang I.Y.* // IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515). Portland, OR, USA: IEEE. 2003. P. 177.
<https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2003.1352025>
21. *Pelka R., Kalisz J., Szplet R.* // Proceedings of 20th Biennial Conference on Precision Electromagnetic Measurements. Braunschweig, Germany: IEEE. 1996. P. 548.
<https://doi.org/10.1109/CPEM.1996.547342>
22. *Wu J.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. V. 57. № 3. P. 1543.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2045901>
23. *Traxler M.* // 17th IEEE-NPSS Real Time Conference. Lisbon, Portugal: IEEE. 2010. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/RTC.2010.5750361>
24. *Carra P., Bertazzoni M., Bisogni M.G., Del Guerra A., Morrocchi M., Pazzi G., Sportelli G., Belcari N.* // IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC). Atlanta, GA: IEEE. 2017. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2017.8533060>

25. *Szplet R., Kalisz J., Szymanowski R.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2000. V. 49. № 4. P. 879.
<https://doi.org/10.1109/19.863942>
26. *Andaloussi M.S., Boukadoum M., Aboulhamid E.M.* // The 14th International Conference on Microelectronics. Beirut, Lebanon: IEEE. 2002. P. 123.
<https://doi.org/10.1109/ICM-02.2002.1161511>
27. *Чулков В.А., Медведев А.В.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 31.
28. *Чулков В.А., Нестеренко С.А.* // XXI век: итоги прошлого и проблемы настоящего плюс. 2013. № 10. С. 176.
29. *Xilinx.* Virtex-5 FPGA User Guide (UG190). 2012.
30. *Xilinx.* Spartan-6 FPGA Configurable Logic Block User Guide (UG384). 2010.
31. *Xilinx.* 7 Series FPGAs Configurable Logic Block User Guide (UG474). 2016.
32. *Garzetti F., Corna N., Lusardi N., Geraci A.* // IEEE Access. 2021. V. 9. P. 85515.
<https://doi.org/10.1109/ACCESS.2021.3088448>
33. *UltraScale Architecture Configurable Logic Block User Guide (UG574).* 2017.
34. *Wu J., Shi Z.* // 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 2008. P. 3440.
35. *Hu X., Zhao L., Liu S., Wang J., An Q.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. V. 60. № 5. P. 3544.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2265555>
36. *Chen H., Li D.D.-U.* // IEEE Trans. Ind. Electron. 2019. V. 66. № 4. P. 3265.
<https://doi.org/10.1109/TIE.2018.2842787>
37. *Dikopoulos E., Birbas M., Birbas A.* // Chips. 2022. V. 1. № 3. P. 175.
<https://doi.org/10.3390/chips1030012>
38. *Zieliński M., Chaberski D., Kowalski M., Frankowski R., Grzelak S.* // Measurement. 2004. V. 35. № 3. P. 311.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2003.12.001>
39. *Daigneault M.-A., David J.P.* // Proceedings of the 8th IEEE International NEWCAS Conference 2010. Montreal, QC, Canada: IEEE. 2010. P. 281.
<https://doi.org/10.1109/NEWCAS.2010.5603945>
40. *Szplet R., Jachna Z., Kwiatkowski P., Rozyc K.* // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24. № 3. P. 035904.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/3/035904>
41. *Wang Y., Liu C.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. № 5. P. 2003.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2015.2475630>
42. *Wang Y., Liu C.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2016. V. 63. № 5. P. 2632.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2606627>
43. *Wang Y., Liu C.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2016. V. 63. № 5. P. 2617.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2596305>
44. *Szplet R., Sondej D., Grzeda G.* // Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC). Prague, Czech Republic: IEEE. 2013. P. 321.
<https://doi.org/10.1109/EFTF-IFC.2013.6702285>
45. *Sondej D., Szplet R.* // 24th International Conference on Field Programmable Logic and Applications (FPL). Munich, Germany: IEEE. 2014. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/FPL.2014.6927382>
46. *Szplet R., Sondej D., Grzeda G.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2016. V. 65. № 8. P. 1884.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2016.2555218>
47. *Lusardi N., Garzetti F., Geraci A.* // Review of Scientific Instruments. 2019. V. 90. № 5. P. 055113.
<https://doi.org/10.1063/1.5028131>
48. *Lusardi N., Garzetti F., Geraci A.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. V. 916. P. 204.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.100>
49. *Lusardi N., Garzetti F., Corna N., Marco R.D., Geraci A.* // 2019 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC). Manchester, United Kingdom: IEEE. 2019. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/NSS/MIC42101.2019.9059958>
50. *Kim J., Jung J.H., Choi Y., Jung J., Lee S.* // Nuclear Engineering and Technology. 2023. V. 55. № 2. P. 484.
<https://doi.org/10.1016/j.net.2022.10.010>
51. *Sui T., Zhao Z., Xie S., Xie Y., Zhao Y., Huang Q., Xu J., Peng Q.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2019. V. 68. № 10. P. 3647.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2018.2880940>
52. *Palani L., Rajagopal S., Ramana Rao Y.V.* // Microprocessors and Microsystems. 2020. V. 73. P. 102974.
<https://doi.org/10.1016/j.micpro.2019.102974>
53. *Sail E., Vesterbacka M.* // 2004 IEEE Region 10 Conference TENCON 2004. Chiang Mai, Thailand: IEEE. 2004. P. 250.
<https://doi.org/10.1109/TENCON.2004.1414916>
54. *Bui Van Hieu, Seunghyun Beak, Seunghwan Choi, Jongkook Seon, Jeong T.T.* // International Conference on Communications and Electronics 2010. Nha Trang: IEEE. 2010. P. 102.
<https://doi.org/10.1109/ICCE.2010.5670690>
55. *Latha P., Dr. R. Sivakumar, I. P. Pavithra* // International Journal of Engineering and Techniques. 2018. V. 4. № 3. P. 7
56. *Daegy Lee, Jincheol Yoo, Kyusun Choi, Ghaznavi J.* // 45th Midwest Symposium on Circuits and Systems, 2002. MWSCAS-2002. Tulsa, OK, USA: IEEE. 2002. V. 2. P. II-87.
<https://doi.org/10.1109/MWSCAS.2002.1186804>
57. *Shen Q., Zhao L., Liu S.-B., Liao S.-K., Qi B.-X., Hu X.-Y., Peng C.-Z., An Q.* // Chinese Phys. C. 2013. V. 37. № 10. P. 106102.
<https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/10/106102>
58. *Wang Y., Kuang J., Liu C., Cao Q.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2017. V. 64. № 10. P. 2713.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2017.2746626>
59. *Tontini A., Gasparini L., Pancheri L., Passerone R.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2018. V. 65. № 2. P. 680.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2790703>

60. *Kaes F., Kanan R., Hochet B., Declercq M.* // IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS). Hong Kong, China: IEEE. 1997. V. 1. P. 5.
61. *Adamic M., Trost A.* // Austrochip Workshop on Microelectronics (Austrochip). Vienna, Austria: IEEE. 2019. P. 29.
<https://doi.org/10.1109/Austrochip.2019.00017>
62. *Favi C., Charbon E.* // Proceedings of the ACM/SIGDA international symposium on Field programmable gate arrays. Monterey California USA: ACM. 2009. P. 113.
<https://doi.org/10.1145/1508128.1508145>
63. *Гурин Е.И., Дятлов Л.Е., Коннов Н.Н., Попов К.В., Севастьянов А.В.* // ПТЭ. 2004. № 4. С. 44.
64. *Cui K., Li X., Liu Z., Zhu R.* // IEEE Trans. Radiat. Plasma Med. Sci. 2017. V. 1. № 5. P. 391.
<https://doi.org/10.1109/TRPMS.2017.2712260>
65. *Cui K., Li X.* // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2020. V. 69. № 8. P. 5941.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2959423>
66. *Xu G., Zha B., Xia T., Zheng Z., Zhang H.* // Applied Sciences. 2022. V. 12. № 15. P. 7674.
<https://doi.org/10.3390/app12157674>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 537.533.7

ПРИМЕНЕНИЕ КАМЕРЫ НАНОГЕЙТ-38 ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА В КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП–2000

© 2024 г. М. В. Тимошенко^{a, *}, В. Е. Бояркина^{a, b}, В. Л. Дорохов^{a, c},
М. И. Крутик^d, О. И. Мешков^{a, b, **}, И. А. Терентьев^{a, e}

^aИнститут ядерной физики имени Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет,
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

^cЦентр коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов”
Института катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630559, Новосибирская обл., р. н. Кольцово, пр. Никольский, 1

^dООО “НПП НАНОСКАН”
Россия, 107076, Москва, ул. Стромынка, 18

^eНовосибирский государственный технический университет
Россия, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

*e-mail: M.V.Timoshenko@inp.nsk.su

**e-mail: O.I.Meshkov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 25.12.2023 г.

После доработки 06.05.2024 г.

Принята к публикации 17.06.2024 г.

Стробируемая камера Наногейт-38 использована для измерения поперечных размеров пучка в бустере БЭП электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000. Камера применена для измерения вертикального размера пучка с помощью двухщелевого интерферометра и для построения поперечного профиля пучка в однооборотном режиме с проекционной оптикой. Целью экспериментов являлось определение возможности использования камеры для измерений поперечных размеров пучка, его эмиттанса и экспериментов по физике ускорителей в источнике синхротронного излучения СКИФ.

DOI: 10.31857/S0032816224050022 EDN: EUGCFP

1. ВВЕДЕНИЕ

Крупнейшим научным проектом, осуществляемым ИЯФ СО РАН в последние годы, является строительство источника синхротронного излучения поколения 4+ Сибирский кольцевой источник фотонов (СКИФ) [1]. Расчетный эмиттанс электронного пучка СКИФ равен $\varepsilon_x = 75$ нм·рад. Одной из важных задач диагностики пучка в накопителе и является измерение этого рекордно малого эмиттанса. Следует заметить, что приведенная величина относится к условному “нулевому” току в ускорителе. Для

определения эмиттанса предполагается использовать традиционный способ измерения поперечного размера пучка σ_x , связанного с эмиттансом хорошо известным выражением [2]:

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x \varepsilon_x + \eta_x^2 \sigma_E^2}, \quad (1)$$

где — структурные функции в точке наблюдения, β_x, η_x — энергетический разброс пучка. Значение бета-функции β_x определяется из модели магнитной структуры ускорителя, а точка измерения поперечного размера выбрана таким образом, что $\eta_x \approx 0$ и вклад второго слагаемого в (1) пренебрежимо мал.

Для измерения поперечного размера пучка планируется использовать двухщелевой интерферометр [3, 4], регистрирующий синхротронное излучение (СИ) из дипольного магнита в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Это наиболее простой метод диагностики, который можно применить для этой цели в период запуска установки. Размер пучка с гауссовым распределением плотности определяется по видности интерференционной картины γ [4]:

$$\sigma_x = \frac{\lambda L}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{|\gamma|} \right)},$$

λ — длина волны света, L — расстояние от источника излучения до диафрагмы с щелями интерферометра, D — расстояние между щелями.

Поперечные колебания пучка с частотой в десятки герц, причины которых многообразны, могут приводить к ухудшению видности интерференционной картины, т. е. завышению реального размера пучка. Это может стать проблемой при измерении эмиттанса пучка на СКИФ, поскольку сравнение расчета с экспериментом естественно проводить при минимальном числе частиц в сгустке для пренебрежения коллективными эффектами. Связанное с этим пропорциональное уменьшение числа фотонов, излучаемых пучком, заставляет увеличивать время регистрации интерферограммы вплоть до нескольких секунд, т. е. избавляясь от одной проблемы, есть шанс столкнуться с другой. Вклад в ухудшение видности γ могут давать также механические вибрации оптических элементов диагностики. Как показали недавние эксперименты на накопителе КИСИ [4], желательно, чтобы время экспозиции при регистрации интерференционной картины не превышало 1 мс.

Не менее важной задачей является настройка инжекции пучка в главный накопитель СКИФ. В проект СКИФ заложена инжекция в режиме “top-up” (или режим инжекции на полной энергии), позволяющей иметь формально бесконечное время жизни пучка. При этом способе инжекции пучок в главный накопитель с током до 400 мА периодически пополняется на 1–2 мА сгустками частиц из бустера, поэтому важное значение имеет минимизация потерь при инжекции, чтобы пользователи синхротронного излучения могли не прерывать работу на экспериментальных станциях.

В связи с этим проведены попытки оценки возможности детектирования поперечного профиля электронного пучка стробируемой электронно-оптической камерой Наногейт-38 с усилителем яркости изображения вместо традиционно используемых цифровых CMOS-камер.

Эксперименты по диагностике поперечного профиля пучка проводились на бустере БЭП [5] электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 [6] на энергии пучка 430 МэВ. Бустер работает в односгустковом режиме. Ток пучка в БЭП, равный 1 мА, соответствует $3 \cdot 10^8$ частиц в сгустке. Расчетная интенсивность СИ в диапазоне 400–700 нм составляет $1.9 \cdot 10^{14}$ фотонов/с/мА/мрад [7] или $1.27 \cdot 10^7$ фотонов за один оборот. Интенсивность СИ при токе пучка в БЭП, равном 25 мА, с удовлетворительной точностью соответствует интенсивности СИ при токе пучка в главном накопителе СКИФ, равном 1 мА. Вертикальный размер пучка в БЭП, измеренный при нескольких значениях коэффициента бетатронной связи [8], имеет выраженную зависимость от тока и близок к расчетному дифракционному пределу $\sigma_y^d \approx 0.08$ мм на длине волны = 550 нм при токах $I_b = 10$ мА и выше. Двухщелевой интерферометр позволяет измерять размеры пучка ниже значения этого предела [3, 4]. Оптическая схема эксперимента показана на рис. 1.

2. СТРОБИРУЕМАЯ КАМЕРА НАНОГЕЙТ-38

Импульсные (затворные) электронно-оптические камеры (ЭОК) нового поколения Наногейт-38 выпускаются научно-производственным предприятием НПП НАНОСКАН [9]. Их основное назначение — детальное прецизионное исследование пространственно-временных и энергетических характеристик быстропротекающих процессов в нано- и микросекундной области времени.

Электронно-оптические камеры обладают возможностью регистрировать изображение с длительностью экспозиции от 60 нс до 1200 мкс, в котором присутствуют как области с предельно малыми уровнями энергетической экспозиции, так и уровнями в тысячу раз большими. Нелинейность преобразования свет—сигнал в динамическом диапазоне 1 : 1000 составляет не более 1%.

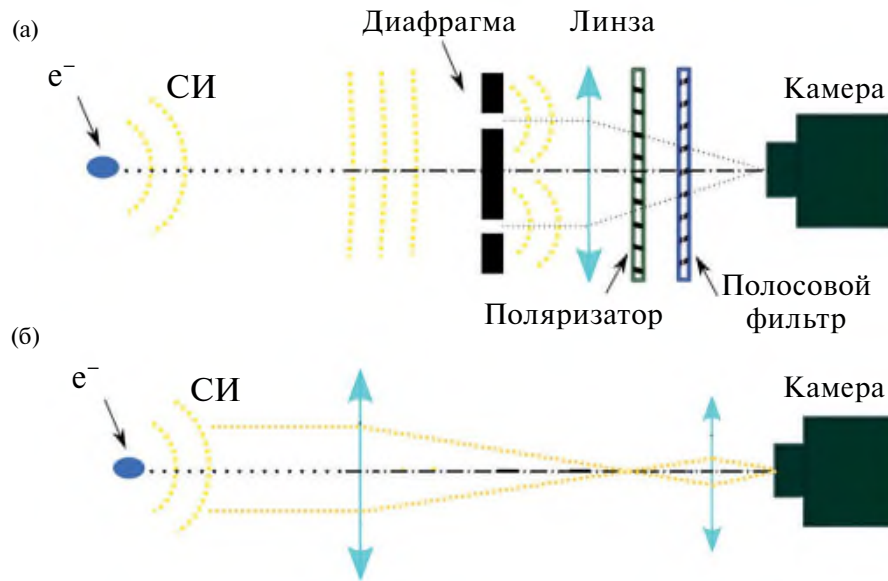


Рис. 1. Схема экспериментов по измерению поперечных размеров пучка на бустере БЭП: **а** — двухщелевой интерферометр по схеме Юнга, **б** — проекционная оптика.

Структурная схема и внешний вид Наногейт-38 показаны на рис. 2 и 3.

В состав камеры входят:

- бипланарный (диодный) электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с рабочим диаметром фотокатода 25 мм;
- малогабаритный высоковольтный (6–9 кВ) формирователь, импульс с выхода которого подается между фотокатодом и экраном ЭОП.

Длительность включения (длительность экспозиции) ЭОП определяется длительностью высоковольтного импульса;

— цифровая малошумящая система считывания (ЦСС) и передачи в компьютер зарегистрированного изображения с экрана ЭОП;

— проекционный объектив с масштабом переноса 1:1 и угловой апертурой 18° , передающий изображение с экрана ЭОП на ЦСС;

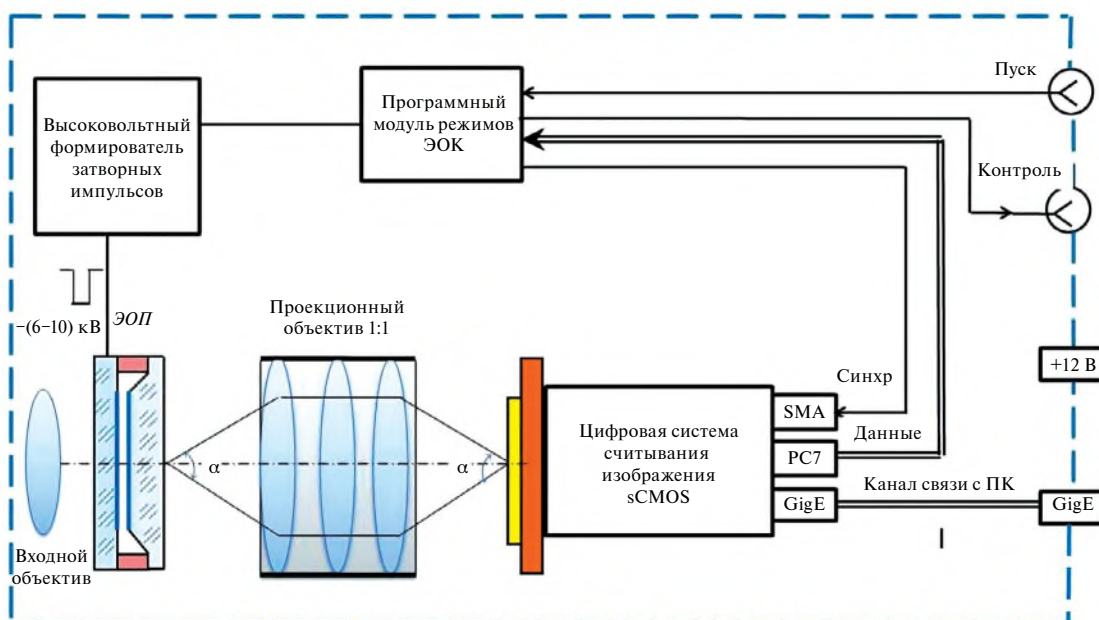


Рис. 2. Структурная схема Наногейт-38.

– интерфейс связи ЭОК с управляющим компьютером.

Изображение исследуемого быстропротекающего процесса фокусируется на фотокатоде ЭОП. Наша камера имела фотокатод типа S20, но возможна и версия камеры с солнечно-слепым фотокатодом. При поступлении на вход ЭОК сигнала запуска в соответствии с установленными параметрами задержки и длительности экспозиции высоковольтный формирователь затворных импульсов подает на фотокатод импульс с амплитудой 6–9 кВ, который открывает его на установленное время в диапазоне от 60 нс до 1200 мкс.

Изображение с экрана ЭОП через проекционный объектив передается с масштабом 1:1 на крупноформатный сенсор sCMOS ЦСС:

- размер сенсора $22.5 \times 22.5 \text{ мм}^2$;
- число пикселей 2048×2048 ;
- размер пикселя $11 \times 11 \text{ мкм}^2$;
- полный заряд пикселя 91 000 е-;
- шум чтения 1.5 е-.

Сенсор термостабилизирован при температуре +5 С. Совокупность параметров Наногейт-38 выглядит следующим образом:

– чувствительность одноквантовая, в том смысле, что каждый выбитый из фотокатода ЭОП фотоэлектрон обязательно примет участие в формировании конечного изображения;

– динамический диапазон – не менее 1400;

– нелинейность передаточной характеристики – не более 1%;

– пространственное разрешение по 5-процентному критерию контраста стандарта Государственного оптического института РФ составляет не менее 980 линий на горизонтальный (вертикальный) габарит изображения;

– время открытия затвора равно от 60 нс до 1200 мкс;

– нестабильность запуска ЭОК (джиттер) составляет не более 20 нс;

– минимальное время задержки пуска равно 100 нс.

На рис. 3 представлена ЭОК в составе оптической диагностики пучка во время экспериментов на бустере БЭП.



Рис. 3. Внешний вид камеры Наногейт-38 в составе оптической диагностики для измерения поперечного профиля пучка в бустере БЭП.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАЗМЕРА ПУЧКА

Измерения вертикального размера пучка в БЭП с помощью двухщелевого интерферометра проводились в режиме с минимизированным коэффициентом связи бетатронных колебаний, в котором ранее определялась зависимость поперечных размеров пучка от тока [8]. В первой серии измерений была проверена зависимость показаний диагностики при токе пучка $\ll \text{TEqn011.eps} \gg$ мА от времени экспозиции Наногейт-38. Следует заметить, что медное зеркало, расположенное внутри вакуумной камеры БЭП и отражающее наружу оптическую часть спектра СИ, сильно пострадало за годы эксплуатации установки, поэтому для интерференционных измерений использовалась его краевая часть, где мощность СИ ослаблена как минимум на порядок. Центральная часть зеркала, принимающая на себя основную мощность излучения, практически не отражала в видимом диапазоне длин волн. На рис. 4 представлена типичная, регистрируемая с помощью камеры Наногейт, интерференционная картина и ее горизонтальное сечение. Амплитуда сигнала ячеек камеры представлена в шкале искусственных цветов, показанной справа от рисунка.

Для проверки линейности камеры и корректности измерений видности варьировалось время экспозиции камеры при фиксированном токе пучка $I_b \approx 100$ мА (рис. 5).

Зарегистрированная величина видности соответствует размеру пучка $\sigma_y = 0.055 \pm 0.05$ мм. Для оценки чувствительности Наногейт-38 эти же измерения проводились с заменой ее на обычную цифровую камеру MER-131–75GM [10]. Сравнение двух детекторов показало, что цифровая камера в несколько раз превосходит Наногейт по чувствительности. При одинаковых токах пучка время экспозиции, требуемое для получения интерферограммы высокого качества, у MER-131–75GM было в 4–5 раз меньше.

Световой поток, пропускаемый интерферометром, существенно ограничен апертурами щелей и полосовым фильтром. Представляло интерес определить возможности Наногейт-38 при регистрации изображения пучка с помощью стандартной проекционной оптики (рис. 1). С этой целью нами было поставлено еще несколько экспериментов.

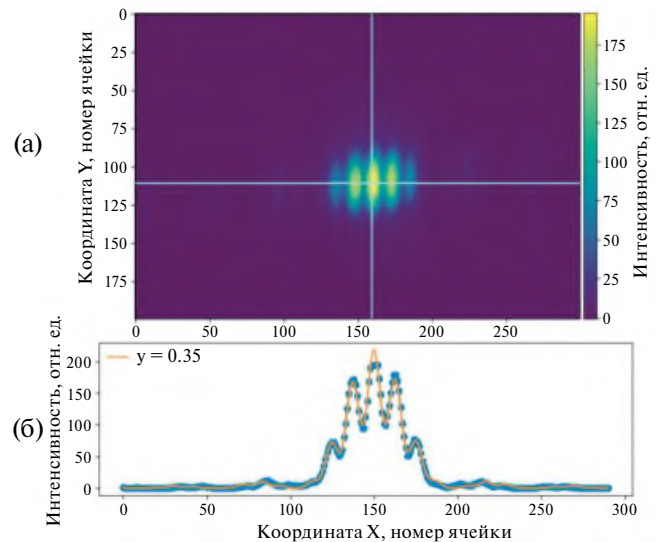


Рис. 4. а – Снимок интерференционной картины, полученный камерой Наногейт-38. Амплитуда сигнала ячеек дана в шкале искусственных цветов, которая показана справа от рисунка; б – сечение интерференционной картины, где точки – интенсивность сигнала в соответствующей ячейке матрицы камеры, а кривая – регрессия, соответствующая этим точкам. Видность $V = 0.35$.

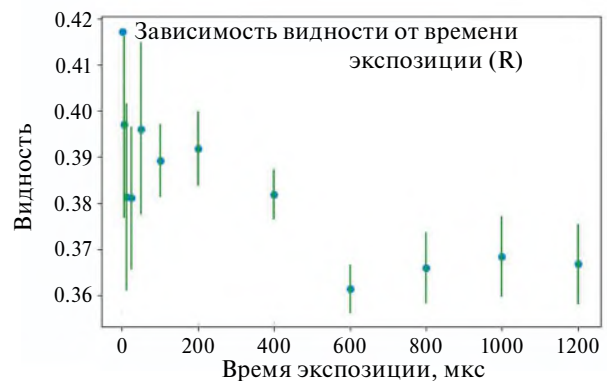


Рис. 5. Зависимость видности g интерференционной картины от времени экспозиции при токе пучка $I_b \approx 100$ мА.

4. РЕГИСТРАЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ПУЧКА С ОДНОБОРОТНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Несмотря на то, что на современных источниках СИ поперечные размеры пучка электронов столь малы, что не могут быть измерены с помощью обычной проекционной оптики в оптическом диапазоне длин волн, тем не менее, эти средства наблюдения за пучком не потеряли своей актуальности и по-прежнему

позволяют качественно отслеживать динамику пучка в ускорителе и проводить исследования по физике ускорителей. Кроме того, в мире все еще действует достаточно много ускорителей электронов и позитронов, на которых дифракционный предел, ограничивающий возможности использования проекционной оптики, не достигается. Это утверждение относится и к стандартному режиму работы бустера БЭП, и ко всем работающим в России циклическим ускорителям электронов (КИСИ [11], ВЭПП-3, ВЭПП-4М [12]).

В бустере и главном накопителе СКИФ регистрация поперечного профиля пучка с помощью проекционной оптики может быть полезна при настройке инжекции, когда пучок совершает колебания с большой амплитудой относительно равновесной орбиты и важна качественная информация о движении пучка.

Чувствительность и временное разрешение Наногейт-38 позволяют получать поперечные профили пучка в БЭП с высоким пространственным разрешением и однооборотным временным разрешением при построении изображения пучка с помощью объектива на фотокатоде камеры. На рис. 6 показана динамика пучка в БЭП: в момент перепуска пучка из инжекционного комплекса ИЯФ [13] в БЭП (а), при возникновении фазовых колебаний пучка (б) и при возбуждении вертикальных бетатронных колебаний пучка при близости частот к бетатронному резонансу (в).

Каждая отдельная яркая точка на рис. 6а и 6б в действительности состоит из нескольких сот пикселей и отображает поперечное распределение частиц в пучке на данном обороте. На рис. 6б и 6в время экспозиции камеры соответствует нескольким сотням оборотов пучка при токе пучка $I_b \approx 20$ мА. Кадр на рис. 6а получен со временем экспозиции 700 нс (~10 оборотов), на нем в центре видно яркое пятно от накопленного в БЭП пучка, находящегося на равновесной орбите. Слева и справа от накопленного видны несколько оборотов инжектируемого в БЭП пучка, совершающего затухающие горизонтальные колебания относительно равновесной орбиты.

Такие же измерения были выполнены с обычной цифровой камерой. Минимальное время экспозиции цифровой камеры MER-131–75GM составляет 5 мкс, т. е. приблизительно 65 оборотов пучка в БЭП. Тем не менее получить отчетливое поперечное распределение оборотов пучка, совершающего бетатронные колебания с большой амплитудой, нам с этой камерой не удалось (рис. 7). Колебания пучка вызывались ударом дефлектора вблизи одного из бетатронных резонансов.

Можно предположить, что отсутствие однооборотных поперечных профилей пучка, подобных тем, что представлены на рис. 6а, б, связано с особенностями записи и считывания изображения CMOS-матрицей камеры.

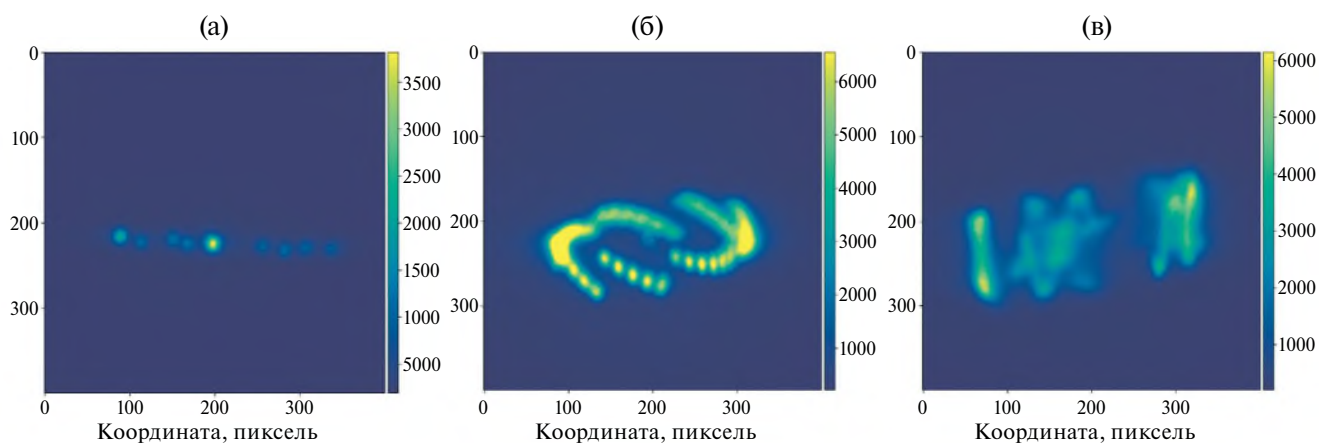


Рис. 6. а — Первые 10 оборотов пучка в БЭП после инжекции, б — поперечное движение пучка при наличии фазовых колебаний в режиме сильной бетатронной связи, в — поперечное движение пучка вблизи бетатронного резонанса.

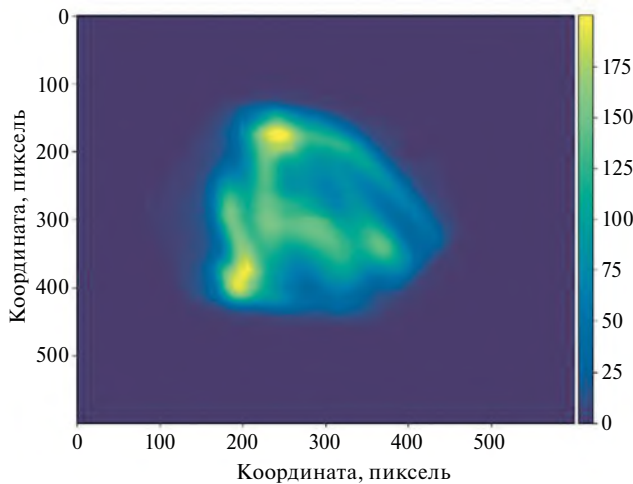


Рис. 7. Поперечное распределение пучка, совершающего бетатронные колебания с большой амплитудой, зарегистрированное цифровой камерой MER-131-75GM, при токе $I_b = 22$ мА. Время экспозиции камеры 5 мкс, т. е. 65 оборотов пучка в БЭП.

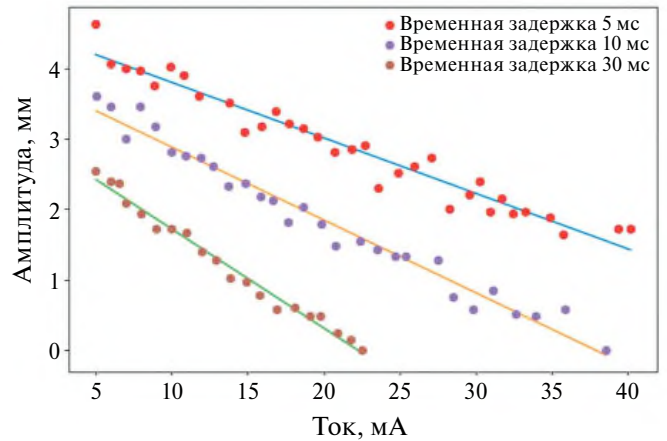


Рис. 8. Амплитуда возбуждаемых дефлектором радиальных бетатронных колебаний в зависимости от тока пучка при различных задержках относительно момента удара.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАТУХАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Мы применили камеру Наногейт-38 для измерений времени затухания радиальных бетатронных колебаний. Известно, что этот процесс зависит от тока пучка благодаря эффекту так называемого быстрого затухания, связанного с взаимодействием пучка с различного рода диссипативными системами, присутствующими в вакуумной камере ускорителя [14].

Радиальные колебания пучка возбуждались ударом дефлектора, и их амплитуда

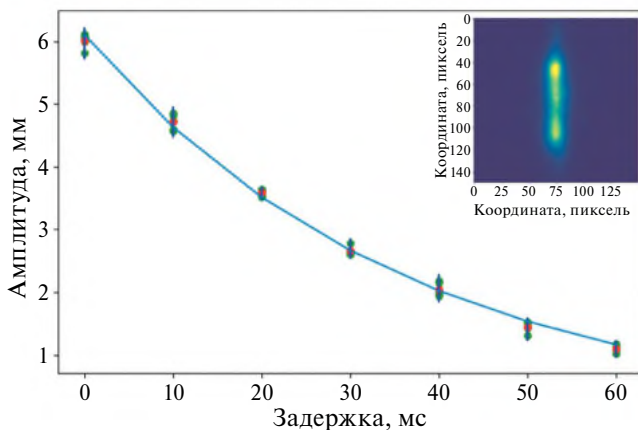


Рис. 9. Зависимость амплитуды возбуждаемых ударом дефлектора радиальных бетатронных колебаний от времени при токе пучка БЭП $I_b = 0.7$ мА.

фиксировалась камерой. На рис. 8 показана зависимость амплитуды колебаний от тока пучка при различных задержках относительно момента удара дефлектором. Как видно, по мере увеличения времени задержки от момента удара дефлектором по пучку скорость затухания колебаний по-разному зависит от тока пучка. При этом амплитуда удара дефлектора во всех случаях была одинаковой.

На рис. 9 показана зависимость амплитуды колебаний от времени задержки при токе пучка $I_b = 0.7$ мА.

На врезке в верхнем правом углу рисунка показано одно из зарегистрированных в этих измерениях изображений пучка. При этом время экспозиции камеры составляло 17 мкс, т. е. изображение состоит из примерно трехсот просуммированных поперечных профилей пучка.

Декременты затухания вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний вследствие радиационного трения определяются формулами [15]:

$$\zeta_z = \frac{W_0}{2T_0 E_0}, \quad \zeta_x = \zeta_z (1 - D),$$

$$D = \frac{\oint \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{2G}{H_0 r_0} \right) \frac{D}{r_0} ds_0}{\oint \frac{1}{r_0^2} ds_0}.$$

Для изомагнитного кольца с разделенными функциями

$$D = \frac{\alpha_p R}{r_0},$$

W – потери пучка на СИ за один оборот, T – период обращения пучка, E – энергия пучка, α_p – коэффициент уплотнения орбиты, r_0 и R – локальный и средний радиусы кривизны орбиты соответственно, D – дисперсионная функция. Индекс “0” означает использование равновесных значений.

Расчетное время затухания радиальных бетатронных колебаний в БЭП при энергии пучка

$E = 430$ МэВ составляет $f_x \approx 32$ мс, что хорошо соотносится с измеренной величиной 36 мс.

Подробное описание и анализ полученных результатов по динамике пучка в БЭП выходят за рамки этой статьи.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стробируемая электронно-оптическая камера Наногейт-38 была использована для измерения вертикального размера пучка в бустере БЭП электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 в оптической схеме двухщелевого интерферометра и для регистрации поперечного профиля пучка с помощью обычной проекционной оптики. Эксперименты показали, что чувствительность Наногейт-38 в несколько раз ниже по сравнению с CMOS-камерой MER-131–75GM. Однако CMOS-камера не позволяет получать однооборотные профили пучка, совершающего бетатронные колебания с большой амплитудой, что удастся сделать, используя Наногейт-38.

Можно заключить, что возможности камеры Наногейт-38 в экспериментах по физике ускорителей для исследования динамики электронного пучка выглядят многообещающими.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00-177).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gurov S.M., Volkov V.N., Zolotarev K.V., Levichev A.E.. *Surf J.* // Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2020. V. 14. № 4. P. 651.
2. Handbook of Accelerator Physics and Engineering/ Ed. by Chao A.W., Tigner M., Wiese H., Zimmerman F. World Scientific Publishing Company, 2023. <https://doi.org/10.1142/13229>
3. Mitsuhashi T. // Proc. of the Joint US–CERN–Japan–Russia School on Part. Accel. Montreux, CERN, Switzerland. May 11–20, 1998. World Sci., 1999. P. 399. https://doi.org/10.1142/9789812818003_0018
4. Дорохов В.Л., Мешкова О.И., Стурин А.И., Смыгачева А.С. // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20. № 5(250). С. 1181.
5. Shwartz D.B., Berkaev D.E., Bochek D.V., Koop I., Korenev I.E., Krasnov A.A., Sedlyarov I.K., Shatunov P.Yu., Shatunov Y.M., Zemlyansky I.M. // Proc. 5th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC'14). Dresden, Germany, 2018. P. 102. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2014-MOPRO018>
6. Shatunov P.Yu., Belikov O.V., Berkaev D.E. et al. // Proc. of 8th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC-2017). Denmark, Copenhagen, 2017. P. 2989. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-WEPIK029>
7. <https://physics.nist.gov/MajResFac/SURF/SURF/schwinger.html>
8. Тимошенко М.В., Борин В.М., Дорохов В.Л., Мешков О.И., Яковин М.Д. // Материалы конференции XXVIII Российская конференция по ускорителям заряженных частиц (RuPAC'23), Новосибирск, 2023. С. 78.
9. <http://nanoscan.su/catalog/active/nanogate24/>
10. <https://www.get-cameras.com/Industrial-Camera-OnSemi-PYTHON1300-MER-131-75GM>
11. Meshkov O., Stirin A., Kovachev G. et al. // J. Instrum. 2016. V. 11. № 12. P. 12015. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/P12015>
12. Meshkov O.I., Gurko V.F., Zhuravlev A.N. et al. // Proc. European Particle Accelerator Physics (EPAC-2004), Switzerland, Lucerne. P. 2739.
13. Logatchev P., Levichev A., Starostenko A. et al. // Proc. 27th Linear Accelerator Conference (LINAC-2014). Switzerland, Geneva. P. 702.
14. Диканский Н.С., Карлинер М.М., Скринский А.Н., Шапиро В.Е., Шехтман И.А. // Атомная энергия. 1967. Т. 22. № 3. С. 188.
15. Переведенцев Е.А. Радиационные эффекты в циклических ускорителях. Учебное пособие по спецкурсу “Циклические ускорители”. Новосибирск: НГУ, 2013.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.384.663

**РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ
ДИАГНОСТИКИ И КОРРЕКЦИИ ЗАМКНУТОЙ ОРБИТЫ ПУЧКА
В БУСТЕРЕ ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА КОЛЛАЙДЕРА NICA**

© 2024 г. И. Ю. Николайчук^{a, b, *}, Е. В. Горбачев^a, В. А. Лебедев^a,
Г. С. Седых^{a, c}, В. Л. Смирнов^a, М. М. Шандов^{a, d}

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

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

^cСанкт-Петербургский государственный университет
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 13

^dГосударственный университет “Дубна”,
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Университетская, 19

*e-mail: nikolajchuk@jinr.ru

Поступила в редакцию 21.12.2023 г.

После доработки 21.12.2023 г.

Принята к публикации 19.02.2024 г.

Ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) состоит из коллайдера и инжекционного комплекса. Инжекционный комплекс тяжелых ионов включает в себя источник ионов, линейный ускоритель, бустерный синхротрон с проектной магнитной жесткостью 25 Тл·м, синхротрон нуклотрон с магнитной жесткостью 38 Тл·м и линии транспортировки пучка. Одними из первостепенных задач для получения проектных параметров при работе с синхротронами являются диагностика и коррекция орбиты пучка. Для этой цели разработано программное обеспечение, успешно использованное в ходе прошедших сеансов пуско-наладочных работ с пучком. В статье описаны функционал и результаты работы программно-аппаратного комплекса диагностики и коррекции орбиты.

DOI: 10.31857/S0032816224050037 EDN: EUFHCB

1. ВВЕДЕНИЕ

Система диагностики орбиты бустерного синхротрона (бустера) включает 24 монитора положения пучка (МПП). Конструктивно МПП представляют собой эллиптические сигнальные электроды с диагональным разрезом, размещенные в цилиндрической высоковакуумной камере [1]. Сигналы с электродов считываются устройствами Libera Hadron [2, 3] и с помощью одного из четырех встроенных алгоритмов вычисляется положение центра масс пучка, после чего результаты передаются в систему управления установки, организованную

на базе объектно-ориентированной системы Tango Controls [4].

Система коррекции орбиты бустера состоит из 48 корректирующих дипольных магнитов (корректоров), по 24 для горизонтальной и вертикальной плоскостей [5–7]. Источники питания обмоток корректоров не предусматривают возможность смены полярности в течение рабочего цикла, что накладывает определенные ограничения на используемые алгоритмы коррекции орбиты.

Массив положений пучка, измеряемый системой диагностики для каждого цикла ускорения,

разбивается на отрезки длительностью 100 мс (рис. 1) [5]. На каждом временном интервале данные о положении орбиты усредняются и передаются в Tango-устройство, с которого проводится их считывание разработанным программным обеспечением (ПО) диагностики и коррекции замкнутой орбиты. С помощью разработанных и встроенных в программу алгоритмов для каждого временного интервала вычисляются токи корректоров, минимизирующие искажения орбиты на этом интервале. Полученные значения линейно интерполируются с шагом 1 мс, после чего формируется цикл тока питания каждого из корректоров.

Согласно техническому паспорту бустера, требование к допустимой амплитуде скорректированной орбиты — 4 мм [1]. Возмущения орбиты не должны выходить за рамки установленного значения не только на протяжении всего цикла ускорения, но и в течение длительного времени работы ускорителя. Первое достигается описанным выше способом вычисления требуемых токов корректоров и их динамическим изменением в течение цикла магнитного поля. Для обеспечения длительной стабилизации орбиты планируется использовать систему обратной связи по пучку. В этом случае система накапливает и усредняет положение орбиты за несколько десятков циклов, и определяются отклонения орбиты от требуемых значений. Если отклонения выходят за пределы допусков, то программа без участия оператора осуществляет пересчет токов. Встроенные алгоритмы вычисляют токи корректоров, необходимые для подавления амплитуд колебаний орбиты до требуемых значений. В случае

удовлетворения заданным условиям выставляются новые токи. При вычислении сил корректоров, кроме учета ограничения на минимальный и максимальный рабочие токи, принимается во внимание ряд других особенностей работы системы. В частности, проводится проверка согласования ведущего магнитного поля с настройками ускоряющей системы. Для этого с использованием измеренных данных положения орбиты решается вариационная задача по определению величины рассогласования $df_{rf}/f_{rf} (dp/p)$, определяющей минимум среднеквадратичного разброса координат орбиты и необходимую коррекцию частоты обращения. Вычисленное значение передается в систему управления ускоряющей системой для его корректировки. Затем вновь решается та же задача с целью убедиться в том, что новое полученное значение рассогласования близко к нулю. После этого вычисляются токи корректоров, минимизирующие возмущение орбиты пучка. При проведении этих вычислений выставляется жесткое условие на локальное постоянство орбиты в области прямолинейного промежутка бустера, в котором осуществляется вывод пучка. Такое требование объясняется тем, что параметры выводного бампа (локального возмущения ведущего магнитного поля, создаваемого дополнительными токами в четырех поворотных магнитах) подбираются под определенную форму орбиты в этом месте. В случае изменения орбиты требуется изменение настроек выводного бампа. Поэтому также планируется программно связать ПО коррекции орбиты и управление локальным бампом. Тогда после перенастройки орбиты автоматически будут перенастраиваться токи в магнитах, управляющих выводом пучка.

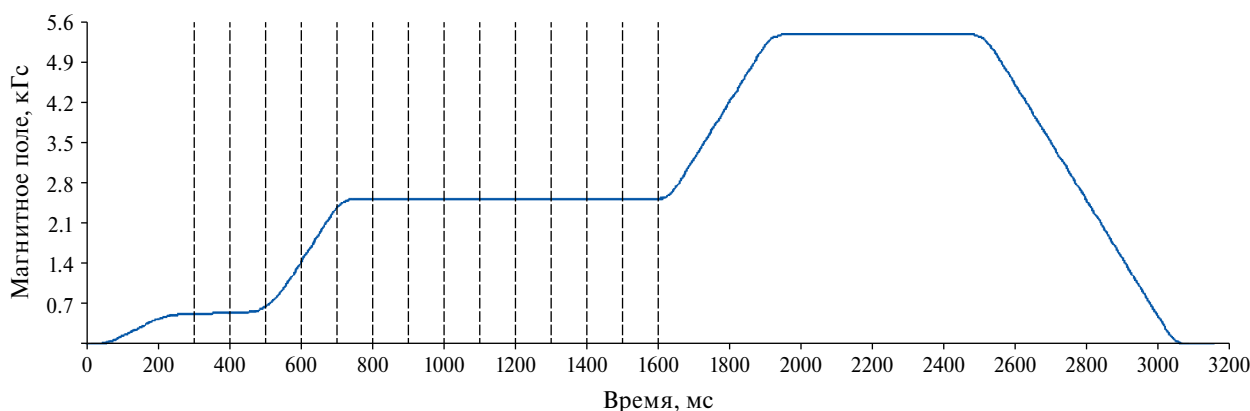


Рис. 1. Цикл магнитного поля бустера и временные интервалы измерений МПП.

Описанная методика поддержки постоянства орбиты может работать неустойчиво при кардинальном изменении режима ускорения: когда сменяется сорт ионов или происходит значительная модификация величины и формы ведущего магнитного поля. В этом случае для настройки может потребоваться участие оператора.

На начальном этапе разработки ПО коррекции в проведенных пуско-наладочных сеансах ускорительного комплекса тестировались методы, алгоритмы и программы коррекции орбиты с участием оператора.

2. ФУНКЦИОНАЛ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Ключевой особенностью разрабатываемого ПО является применение единой версии для всех установок ускорительного комплекса и каналов транспортировки пучка. Изменение настроек интерфейса и функционала ПО в зависимости от типа установки происходит путем выбора специального конфигурационного файла в формате JavaScript Object Notation (JSON) [8],

описывающего параметры систем диагностики и коррекции, а также требуемую сервисную информацию (атрибуты Tango-устройств, единицы измерения параметров, сетевые адреса и т. д.).

Пользователь имеет возможность переключаться между установками комплекса, взаимодействуя с интерфейсом системы (рис. 2, поз. 1), при этом расположение соответствующего конфигурационного файла заранее определено. Отображение показаний МПП осуществляется на графиках положения орбиты в соответствующей плоскости (рис. 2, поз. 4), где X – горизонтальная, Y – вертикальная плоскости. В окне управления имеется возможность переключения между различными режимами отображения показаний МПП (рис. 2, поз. 2): ручное однократное или автоматическое обновление показаний, отображение показаний относительно некоторой “золотой орбиты”, выбор шага измерений в течение цикла ускорения (рис. 1) и выбор для отображения показаний отдельного МПП за один цикл ускорения. Под термином “золотой орбиты” будем понимать орбиту, соответствующую максимально-му аксептансу кольца. Также в качестве такой

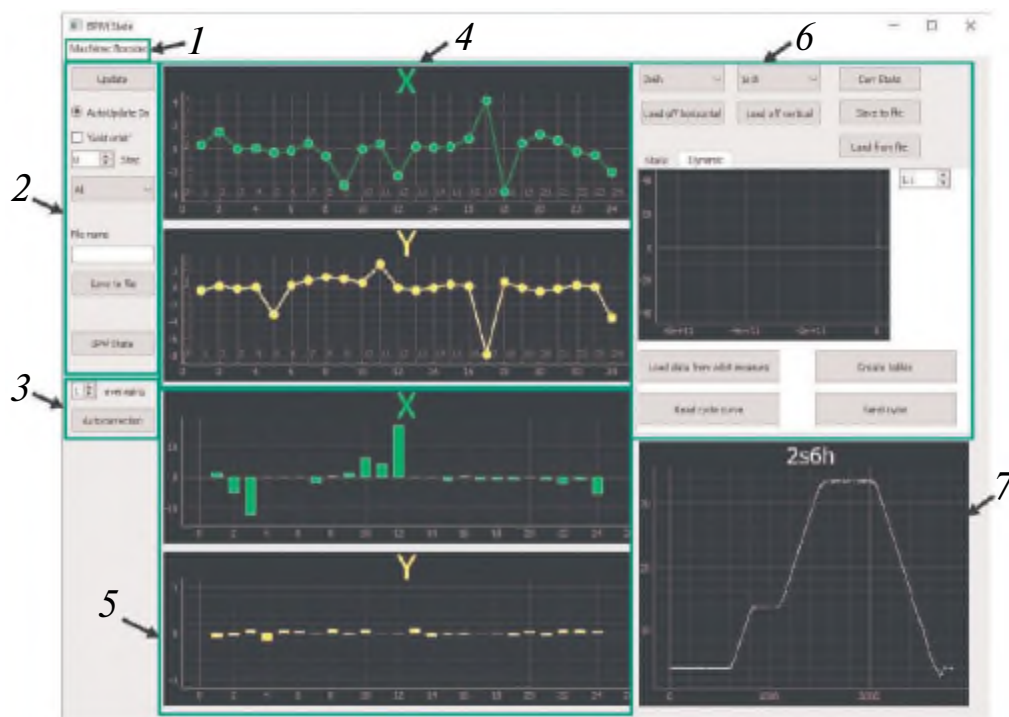


Рис. 2. Интерфейс главного окна программы управления: 1 – выбор отображаемой установки комплекса, 2 – панель управления настройками отображения орбиты, 3 – управление настройками автоматической коррекции орбиты, 4 – графики положения орбиты, 5 – диаграммы отображения токов корректоров, 6 – панель управления системой коррекции орбиты, 7 – отображение текущего тока в выбранном корректоре.

орбиты может быть задана любая другая траектория пучка, например, максимизирующая эффективность захвата при многооборотной и многократной инжекции. Доступны запись выбранного набора показаний во внешний файл и отображение статусов состояния МПП. При необходимости положение “золотой орбиты” может быть обновлено.

На диаграмме приводятся текущие токи в корректорах (см. рис. 2, поз. 5), в динамическом режиме отображаются значения токов на энергии инжекции. Для визуального контроля отработанный ток источника питания корректора отображается в отдельном окне (см. рис. 2, поз. 7).

В ПО реализованы три режима работы корректоров (см. рис. 2, поз. 6): статический, динамический “пропорциональный” и динамический с заданием силы корректоров на “столах” – временных интервалах постоянного магнитного поля. В статическом режиме задается значение тока корректора, не изменяющегося в течение всего рабочего цикла. Такой режим удобен для коррекции первых оборотов, проводки пучка на энергии инжекции и при отсутствии необходимости коррекции орбиты с ростом рабочей энергии. Динамические режимы используются при коррекции орбиты во всем цикле ускорения. Динамический “пропорциональный” режим задает изменение тока в корректоре согласно закону изменения ведущего магнитного поля. В данном режиме оператором задается начальный рабочий ток в корректорах на энергии инжекции. Затем считывается сигнал формы ведущего магнитного поля из системы задания магнитного цикла [9]. После этого сигнал нормируется в пределах [0:1], высчитываются временные интервалы постоянного магнитного поля и, при задании пользователем значения тока в корректорах на энергии инжекции формируется закон изменения тока в каждом корректоре. Второй режим динамической коррекции позволяет задавать значения тока корректора для каждого “стола” без привязки к форме ведущего поля. Данный режим необходим для случаев коррекции, когда законы изменения ведущего поля и поля корректоров не подобны, а также для возможности локального изменения положения пучка только на выводном или промежуточном “столах”.

3. РЕАЛИЗОВАННЫЕ АЛГОРИТМЫ

На первых этапах работы использовался один из встроенных в Libera алгоритмов обработки сигналов с МПП – BBB (Bunch-By-Bunch) [2], обрабатывающий сигналы от каждого сгустка с вычислением положения центра масс пучка через отношение разностного сигнала к суммарному сигналу с пластин МПП. Этот алгоритм плохо работает при малой интенсивности пучка и дает большую ошибку при усреднении данных такого пучка, поэтому был выбран другой встроенный алгоритм – NBA (Narrow Band Analysis) [10], имеющий привязку к частоте ускоряющей ВЧ-системы и времени измерений.

Для расчета требуемых токов питания обмоток корректоров использовался метод наименьших квадратов с применением матричного подхода. Токи в корректорах вычисляются с использованием обратной матрицы отклика орбиты [11], вычисляемой с помощью сингулярного разложения [12]. Базовый алгоритм вычисления обратной матрицы значительно модифицирован и представляет собой итерационный процесс с многократным проходом системы корректоров и МПП, при этом процесс на каждом шаге учитывает ограничения на минимальные и максимальные значения токов корректоров.

Матрица откликов орбиты представляет собой совокупность изменений орбиты пучка при последовательном одиночном воздействии каждого из корректоров. Матрица может быть получена как расчетным путем, так и в ходе измерений с пучком. На величину рабочих токов в корректорах имеются технические ограничения: максимальный ток ± 40 А, минимальный – ± 0.3 А. Все используемые методы и алгоритмы разработаны с учетом потенциально возможных ограничений на рабочие токи корректоров, а также возможного выхода из строя МПП и корректоров. Работы по коррекции орбиты не требуют изменения алгоритмов, которые автоматически адаптируются под изменения структуры систем диагностики и коррекции, а также под другие технические ограничения, которые могут быть указаны в конфигурационном файле.

Существенным ограничением возможностей динамической коррекции орбиты стало отсутствие возможности смены полярности источника питания корректора во время цикла. Смена полярности в цикле не требуется, если орбиты

пучка подобны в процессе ускорения. Последнее достигается согласованием ведущего магнитного поля и рабочей частоты ускоряющей системы. В рамках сеанса ПНР № 4 отсутствие такого согласования не приводило к существенному уменьшению интенсивности пучка, однако в режимах работы с коллайдером это будет одним из обязательных требований. На этапе пуско-наладочных работ использовались математические методы и программные алгоритмы, которые позволяли вычислять требуемые токи корректоров в случае подобия орбит и с учетом невозможности смены знака тока корректора во время рабочего цикла.

В дальнейшем планируется реализовать блок поиска “золотой орбиты”, в том числе в автоматическом режиме. Алгоритм поиска “золотой орбиты” в измерениях с пучком следующий: с помощью трех соседних корректоров создаются локальные возмущения орбиты в местах расположения МПП. Вариацией амплитуды возмущения орбиты проводится сканирование пучком апертуры в поперечном направлении. Показателем достижения границ апертуры выступает снижение интенсивности циркулирующего пучка. Полный поперечный проход вакуумной камеры в месте расположения каждого из МПП позволяет определить положение центра масс пучка на мониторе, соответствующее максимальной эффективности проводки пучка. Совокупность найденных таким образом координат на каждом из МПП и формирует “золотую орбиту”. Описанный алгоритм может быть реализован в измерениях с минимальным участием оператора. Итерационное создание локальных возмущений происходит автоматически с помощью последовательной смены наборов задействованных корректоров.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВНЕДРЕНИЯ ПРОТОТИПА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Прототип ПО разработан и успешно протестирован в сеансах пуско-наладочных работ №№ 3–4 на инжекционном комплексе коллайдера NICA. Проверена возможность длительной работы системы коррекции орбиты. Успешно проведена коррекция орбиты в статическом и динамическом режимах с помощью разработанных алгоритмов. В результате использования алгоритма статической коррекции

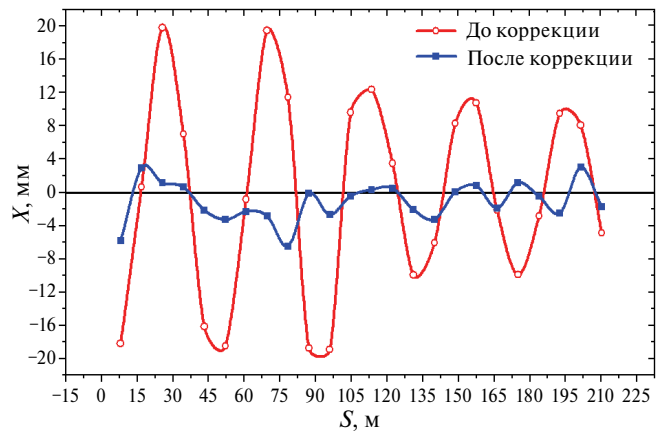


Рис. 3. Результат статической коррекции орбиты.

на энергии инжекции с учетом ограничений на рабочие токи корректоров и выход из строя трех корректоров удалось скомпенсировать возмущения орбиты с 20 до 7 мм (рис. 3).

Динамический “пропорциональный” режим работы корректоров был успешно реализован, что стало результатом проведенных работ по согласованию магнитного поля и настроек ускоряющей системы. В результате возмущения орбиты были скомпенсированы при энергии инжекции с 30 до 6 мм (рис. 4а) и при энергии вывода с 20 до 12 мм (рис. 4б). При этом все системы в проведенных сеансах проходили отладку в ходе работ, что влекло за собой многократное изменение настроек, и долговременное сохранение рабочих режимов не наблюдалось. Поэтому большую часть времени не удавалось получить требуемого подобия орбит пучка на протяжении всего цикла ускорения (от инжекции до вывода). Однако принципиальная возможность коррекции орбиты в описанном режиме была продемонстрирована.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Режимы работы ускорительного комплекса NICA накладывают жесткие ограничения на функциональность систем диагностики и коррекции орбиты в кольцах ускорителей и линиях транспортировки пучка. Задачи, требующие решения, касаются как технической части, так и разработки программного обеспечения высокого и низкого уровней. По всем направлениям ведутся интенсивные работы [5]. Методы и алгоритмы коррекции орбиты адаптированы к системам комплекса NICA.

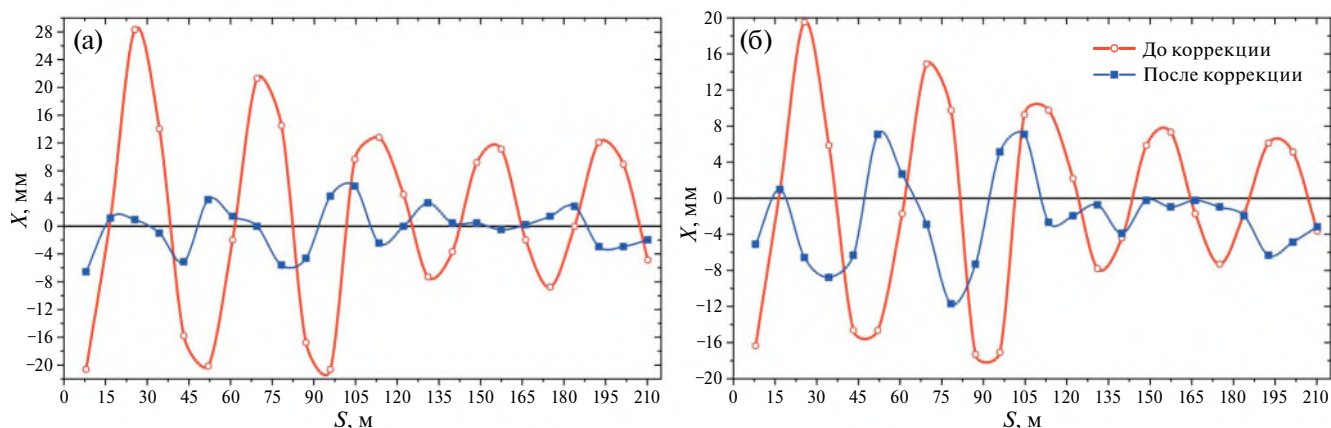


Рис. 4. Результат динамической “пропорциональной” коррекции орбиты на энергии инжекции (а) и вывода (б).

Прототип программного обеспечения создан. Тестирование с пучком показало, что расчетные данные хорошо согласуются с результатами измерений. Орбита была успешно скорректирована в бустерном синхротроне в статическом и динамическом режимах работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сидорин А.О. Техническая спецификация (паспорт) объекта “Комплекс NICA”, 2018.
2. Znidarcic M., Janezic E., Lang K. // Proc. Of IPAC'16. Busan, 2016. P. 267.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2016-MOPMR018>
3. Žnidarčič M., Janezic E., Leban P., Lang K. // Proc. Of IPAC'15, Richmond, 2015. P. 1016.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-MOPTY040>
4. Официальный сайт технологии Tango Controls.
<http://www.tango-controls.org/>
5. Шандов М.М., Горбачев Е.В., Коробицина М.Ю., Костромин С.А., Лебедев В. А., Николайчук И.Ю., Седых Г.С., Смирнов В.Л., Тузиков А.В., Цыплаков Е.Д. // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20. № 4. С. 969.
6. Шандов М.М., Борисов В.В., Бутенко А.В., Казина О., Костромин С.А., Козлов О.С., Михайлов В.А., Парфило Т., Филиппов А.В., Сыресин Е.М., Тузиков А.В., Ходжибагян Г.Г. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. №4. С. 555.
<https://doi.org/10.1134/S154747712004041X>
7. Бутенко А.В., Бровко О.И., Галимов А.Р. и др. // УФН. 2023. Т. 193. С. 206.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2021.12.039138>
8. Введение в JSON.
<https://www.json.org/json-ru.html>
9. Андреев В., Волков В., Горбачев Е., Елкин В., Исидов В., Кириченко А., Монахов Д., Назлев Х., Романов С., Рукояткина Т., Седых Г. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 4. С. 615.
10. Reiter A., Rahul Singh. // Nucl. Instr. And Methods in Phys. Res. Sect. A: Accel., Spectr., Detect. And Ass. Equip. 2018. V. 890. P. 18.
<http://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.046>
11. Safranek J. // Nucl. Instr. And Methods in Phys. Res. Sect. A: Accel., Spectr., Detect. And Ass. Equip. 1997. V. 388. P. 27.
[doi:10.1016/S0168-9002\(97\)00309-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00309-4)
12. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical Recipes in C. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.08

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРА С КОНВЕРТЕРОМ ИЗ ОРИЕНТИРОВАННОГО КРИСТАЛЛА

© 2024 г. В. А. Басков^{a, *}

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

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

Поступила в редакцию 11.03.2024 г.

После доработки 02.05.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

Ориентированный вдоль оси монокристаллический конвертер, находящийся перед электромагнитным спектрометром, меняет отклик спектрометра, регистрирующего электроны с энергиями в десятки ГэВ. При энергии электронов 26 и 28 ГэВ в зависимости от ориентации, толщины, типа кристаллического конвертора и толщины спектрометра относительное энергетическое разрешение спектрометра улучшается на величину от 15% до 80%.

DOI: 10.31857/S0032816224050042 EDN: EUCUVM

1. ВЕДЕНИЕ

При взаимодействии γ -квантов, электронов и позитронов с энергией $E > 100$ МэВ с кристаллом в широком интервале углов входа частиц относительно кристаллографической оси (плоскости) $\Theta \sim V/m \cdot c^2$ (V – масштаб потенциала оси или плоскости, m – масса электрона, c – скорость света) на длине формирования процессов излучения электроном (позитроном) и рождения e^+e^- -пар γ -квантом в кристалле $l \gg a$ (где a – постоянная решетки) оказывается большое число ядер. Когерентное взаимодействие частиц с этой совокупностью ядер приводит к значительному увеличению вероятности процессов и в конечном счете приводит к развитию аномальных электромагнитных ливней [1–3].

Особенно сильный эффект при входе частиц в кристалл с энергиями в десятки ГэВ возникает при углах $\Theta \ll V/m \cdot c^2$ [2]. В этой области углов частица взаимодействует с полем не отдельных атомов или группой атомов, а практически со всей совокупностью атомов оси (плоскости) кристалла. Начинает работать механизм постоянного сильного поля (ПСП),

приводящий еще к более значительному росту сечений электродинамических процессов [1, 2].

Отличие электромагнитного ливня, развивающегося в поле оси или плоскости ориентированного кристалла (кристалл считается ориентированным, когда $\Theta \approx 0$, где Θ – угол между импульсом γ -кванта, электрона или позитрона и осью (плоскостью) кристалла, относительно которой происходит ориентация) от стандартного электромагнитного ливня заключается в изменении практически всех параметров ливня: числе заряженных и незаряженных частиц, величинах радиационных длин, наличием температурной и ориентационной зависимостей и т.д., что ведет к изменению отклика спектрометра, регистрирующего этот ливень [4–7].

2. СПЕКТРОМЕТР НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

Важным результатом, выходящим из теории и экспериментальных исследований, явилась возможность использования аномальных ливней в ориентированных кристаллах в практической деятельности, а именно, в создании спектрометров направленного действия (СНД)

для применения в экспериментальной физике высоких энергий на ускорителях и космических исследованиях [2, 8–10].

Спектрометр направленного действия — это спектрометр полного поглощения, регистрирующий частицы в заданном направлении и представляющий из себя спектрометр с конвертером из ориентированного непрозрачного или прозрачного кристалла или спектрометр на основе непосредственно прозрачного кристалла (рис. 1а). Кристаллографическая ось конвертера или прозрачного кристалла-спектрометра направлена на источник частиц — на мишень или область взаимодействия в случае встречных пучков (рис. 1б).

В зависимости от целей установки и назначения, в которой используется СНД, в качестве

конвертера можно использовать непрозрачные кристаллы типа кремния (Si), германия (Ge), вольфрама (W) и прозрачные кристаллы типа вольфрамата (PbWO_4), граната ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) и т. д. [9].

Область работы СНД определяется шириной ориентационной зависимости $\Delta\Theta$ какого-либо параметра аномального ливня, например энергосделения в детекторе, находящемся за кристаллом и регистрирующем ливень (рис. 2); $\Delta\Theta$ является полной шириной угловой зависимости энергосделения в детекторе на половине разности между минимальным ($\Theta \gg 0$) и максимальным ($\Theta \approx 0$) энергосделениями относительно нулевого угла ориентации кристалла. Экспериментально определено, что порядок значений $\Delta\Theta$ при энергиях электронов в десятки ГэВ и толщин кристаллов кремния

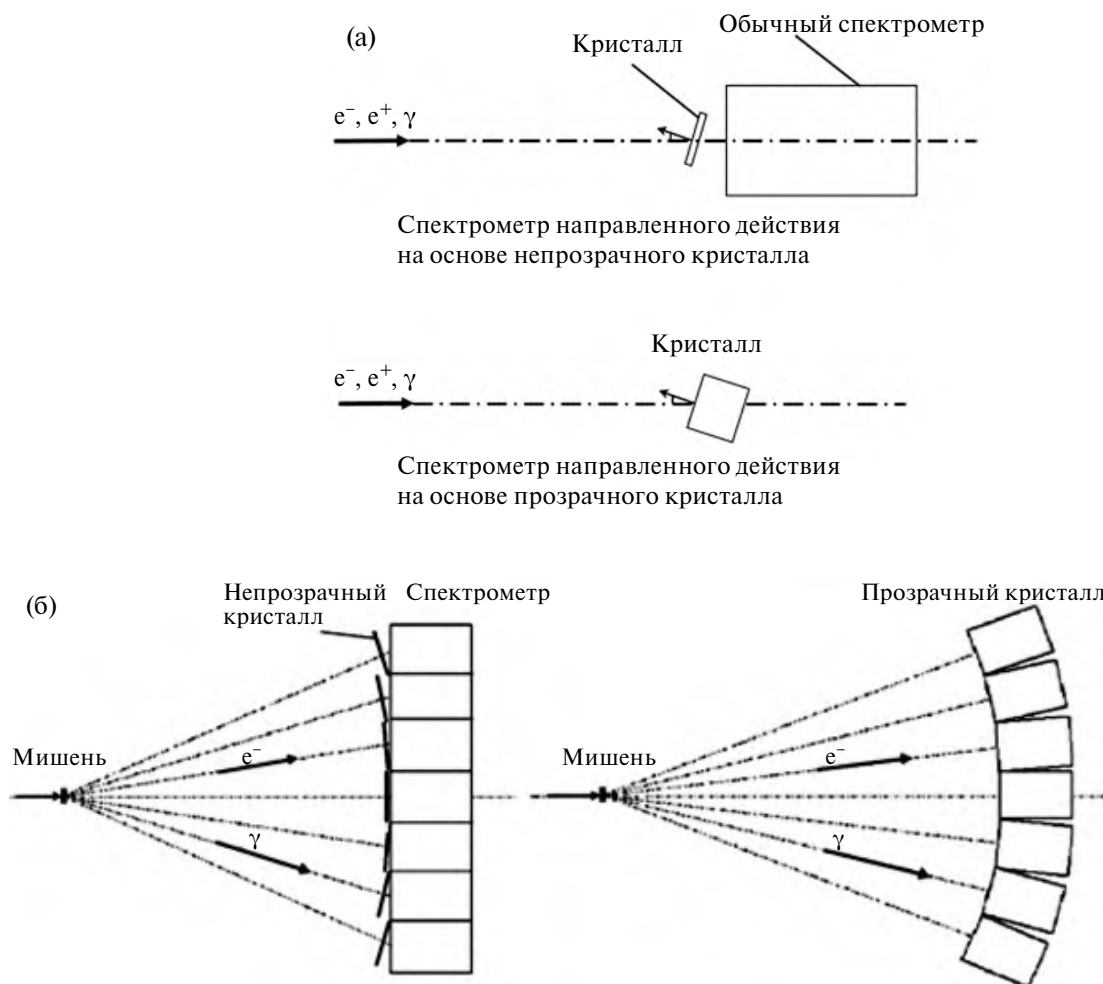


Рис. 1. Схема спектрометров направленного действия: **а** — регистрация e^- , e^+ , γ -квантов на основе ориентированных вдоль оси непрозрачных и прозрачных кристаллов, **б** — схема применения спектрометров направленного действия в экспериментальной установке.

и вольфрама $t_{\text{крист}} \sim 0.25X_0$ (X_0 – радиационная длина аморфного кристалла ($X_{0W} = 0.35$ см, $X_{0Si} = 9.4$ см)) будет составлять $\Delta\Theta_{Si} \sim 1$ мрад и $\Delta\Theta_W \sim 10$ мрад [4–10].

Из анализа сравнения существующих результатов по регистрации стандартным электромагнитным спектрометром аномальных и стандартных ливней можно сделать важное замечание, состоящее в том, что спектрометр, регистрирующий стандартные ливни, можно условно назвать пассивным спектрометром с характеристиками, заданными при проектировании, которые уточняются при тестированиях на пучках частиц. Относительно небольшое количество экспериментальных работ, в которых исследовались спектрометры с ориентированными конверторами, показывают, что система “ориентированный конвертор – спектрометр” является условно активным спектрометром, поскольку ориентированный конвертор оказывает значительное влияние на отклик и характеристики спектрометра. В отличие от отклика пассивного спектрометра, отклик активного спектрометра может меняться, уходя от конструктивно заданных параметров, при изменении параметров конвертора: типа, толщины, угла ориентации, температуры, потенциала оси ориентации [7].

В целом, можно считать, что пассивный спектрометр является частным случаем активного спектрометра при отсутствии или разориентации конвертора [4, 11, 12].

Поскольку ориентированный конвертор меняет отклик пассивного спектрометра на отклик активного спектрометра, то меняется и такая важная характеристика электромагнитного спектрометра, как энергетическое разрешение.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований энергетического разрешения электромагнитного спектрометра с ориентированным непрозрачным кристаллическим конвертором.

3. УСТАНОВКА “КАСКАД”

Работа была выполнена на установке “Каскад” на электронном канале ускорителя института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино) в рамках программы изучения эффектов квантовой электродинамики в сильных полях ориентированных кристаллов [13].

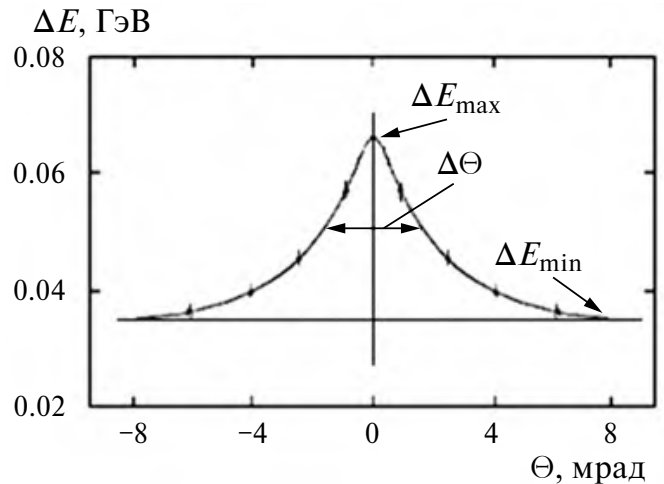


Рис. 2. Схема определения ширины ориентационной зависимости $\Delta Q_{\Delta E}$ энергосодержания электромагнитного ливня в черенковском счетчике толщиной $1X_0$, выходящего из кристалла вольфрама толщиной $t_W = 1$ мм: $E = 28$ ГэВ, $T_W = 77$ К, ось $\langle 111 \rangle$.

Схема экспериментальной установки “Каскад” представлена на рис. 3 [14]. В работе использовались непрозрачные конверторы из кристаллов вольфрама (W) диаметром 20 мм толщами 1, 2.7, 5.8 и 8.4 мм и кристалла кремния (Si) толщиной 20 мм. Исследования проводились при комнатной температуре кристаллов $T_1 = 293$ К и температуре жидкого азота $T_2 = 77$ К. Ориентация кристаллов вольфрама происходила

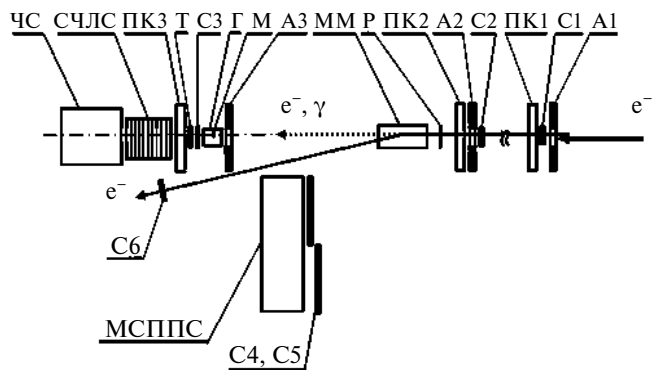


Рис. 3. Схема экспериментальной установки “Каскад”: А1–А3 и С1–С6 – сцинтилляционные счетчики, ПК1–ПК3 – пучковые пропорциональные камеры, Р – радиатор, ММ – магнитная система меченых фотонов, Г – гониометр, М – кристаллический конвертор, Т – сцинтилляционный счетчик для регистрации заряженных частиц ливня, СЧЛС – составной черенковский ливневый спектрометр, ЧС – черенковский спектрометр; МСППС – многоканальный свинцово-сцинтилляционный спектрометр полного поглощения.

вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$, кристалла кремния вдоль оси $\langle 110 \rangle$. Разориентированным или аморфным считался кристалл, ось которого была повернута относительно импульса пучка электронов в сторону от кристаллографической оси на углы $\Theta_w > 20$ мрад и $\Theta_{Si} > 4$ мрад. Мозаичность кристаллов вольфрама и кремния составляла $\Delta\Theta_{Mw} = 1$ мрад и $\Delta\Theta_{MSi} < 0.5$ мрад. В эксперименте использовались пучки электронов с энергиями $E = 26, 28$ и 31 ГэВ с импульсным разбросом 0.76 ГэВ/с и расходимостью $|\nu| \leq 0.1$ мрад. Диапазон энергий фотонных пучков составлял $3\text{--}28$ ГэВ.

Ливни, выходящие из кристалла, регистрировались составным черенковским ливневым спектрометром (СЧЛС), в котором по анализу формы каскадных и интегральных кривых определялись характеристики электромагнитных ливней [15].

СЧЛС состоял из 10 независимых светоизолированных счетчиков (радиаторов) из свинцового стекла ТФ1 (рис. 4а). Счетчики имели одинаковый размер 100×100 мм² и толщину $1X_0 = 25$ мм. Сигнал с каждого счетчика регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-85.

Для сбора оставшейся части ливня за СЧЛС помещался черенковский спектрометр (ЧС)

толщиной $15X_0$ (рис. 4б). ЧС имел шестигранный радиатор из свинцового стекла ТФ1 с диаметром вписанной окружности 180 мм. Для снятия сигнала использовался ФЭУ-49-Б. ЧС также использовался для калибровки СЧЛС.

Конструкция последовательного расположения счетчиков СЧЛС и ЧС дала возможность в эксперименте и последующей обработке экспериментальных результатов суммировать сигналы отдельных счетчиков и формировать различные толщины спектрометра, находящегося за кристаллом, от $1X_0$ до $10X_0$ и толщину суммарного спектрометра СЧЛС+ЧС равную $25X_0$.

Калибровка СЧЛС и ЧС была проведена на пучках электронов с энергиями 26 и 28 ГэВ в два этапа [14,15]. На первом этапе была проведена калибровка ЧС, на втором этапе перед ЧС был помещен СЧЛС и прокалиброван суммарный спектрометр (ЧСПП+ЧС). При калибровке перед ЧСПП и перед суммарным спектрометром кристаллический конвертор отсутствовал.

4. КАСКАДНЫЕ КРИВЫЕ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

На рис. 5 приведены каскадные кривые развития электромагнитных ливней от электронов с энергией 26 ГэВ, выходящие из разориентированных (а) и ориентированных вдоль оси

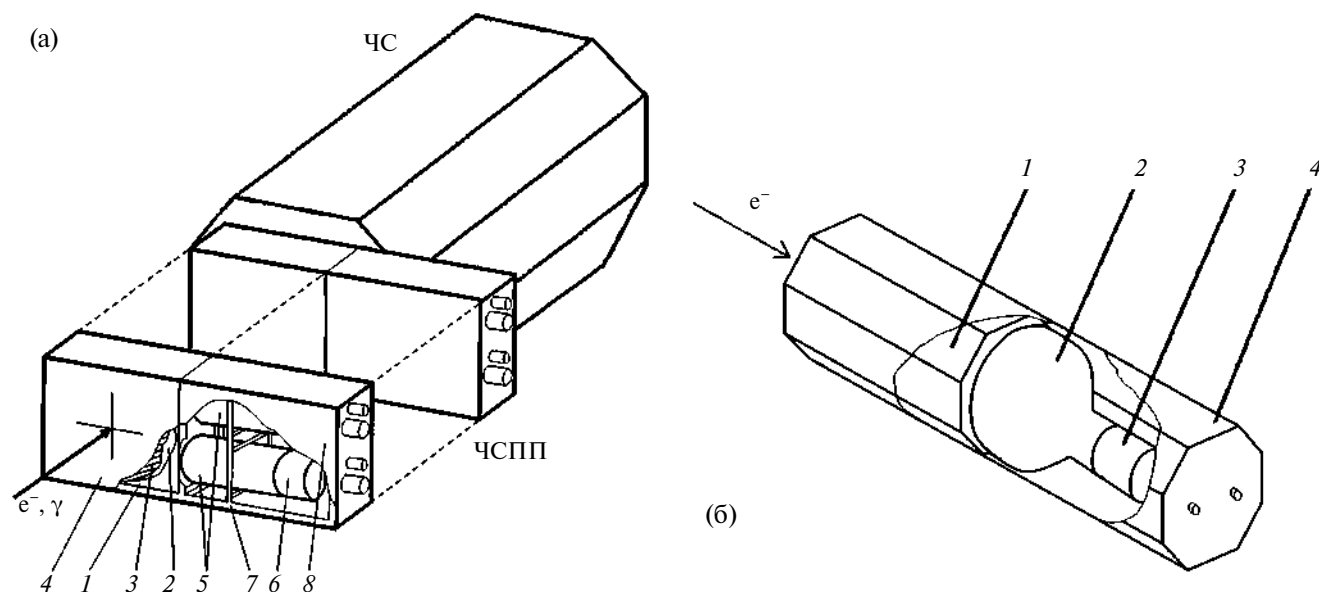


Рис. 4. а – Схема ЧСПП и расположения ЧСПП и ЧС на пучке: 1 – радиатор; 2 – алюминированный майлар, 3 – черная светонепроницаемая бумага, 4 – черная изоляционная лента, 5 – ФЭУ-85, 6 – делитель, 7 – крепления радиатора, ФЭУ и делителей, 8 – корпус. б – Схема ЧС: 1 – радиатор, 2 – ФЭУ-49, 3 – делитель, 4 – корпус.

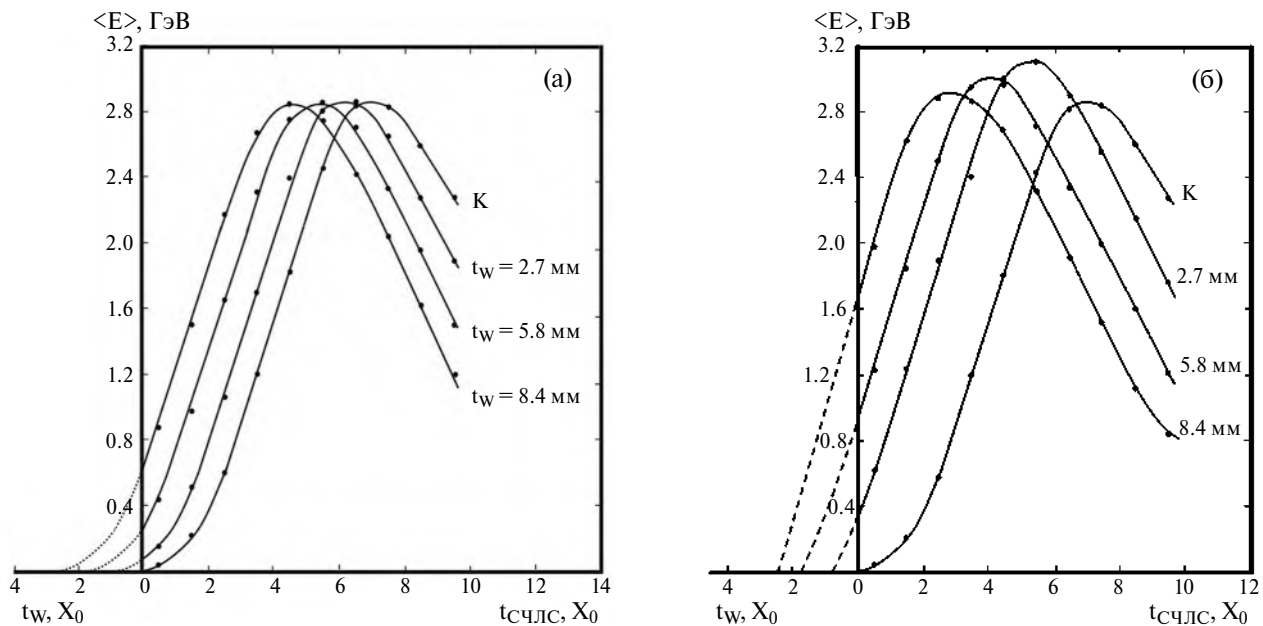


Рис. 5. Каскадные кривые развития электромагнитного ливня в СЧЛС от электронов с энергией $E_e = 26$ ГэВ в зависимости от толщины разориентированных (а) и ориентированных вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (б) кристаллов вольфрама перед СЧЛС, K – калибровка (кристалл перед СЧЛС отсутствует).

$\langle 111 \rangle$ (б) кристаллов вольфрама 2.7, 5.8 и 8.4 мм при комнатной температуре $T_w = 293$ К, и далее продолжающих развиваться в СЧЛС [5]. На рисунке по оси абсцисс отложена толщина спектрометра СЧЛС ($t_{\text{СЧЛС}}$) в радиационных длинах, по оси ординат отложена средняя энергия ливня ($\langle \Delta E \rangle$), оставленная им в каждом счетчике спектрометра. Кривая K – калибровочная кривая, относится к отсутствию перед СЧЛС кристаллического конвертора. В этом случае начало развития ливня приходится на первый счетчик СЧЛС.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

5.1. Среднеквадратичное разрешение

На рис. 6 показаны зависимости среднеквадратичного разрешения σ спектра энергосодержания ливня в счетчиках СЧЛС разной толщины и суммарного спектрометра ($\sigma = \text{FWHM}/2.35$, где FWHM – полная ширина на половине высоты спектра энергосодержания ливня в счетчиках, $2.35 = 2(\ln 2) \cdot \sqrt{2}$).

При разориентированном и ориентированном состояниях конвертора перед суммарным спектрометром поведение σ от толщины

спектрометра имеет качественно одинаковый характер развития ливня в СЧЛС, наблюдавшийся в [4]. Величина σ “тонкого” (2.7 мм) ориентированного конвертора в максимуме развития ливня при $t_{\text{СЧЛС}} \sim 5-8X_0$ изменилась несильно относительно разориентированного состояния. Однако в обоих случаях значения σ уменьшились примерно на 25% относительно значения, полученного при калибровке спектрометра (конвертор отсутствует). При ориентации “толстых” конверторов (5.8 и 8.4 мм) величина σ уменьшилась еще примерно на 35% и уменьшение в сумме для этих конверторов составило порядка 60% (рис. 5б). При толщинах СЧЛС $t_{\text{СЧЛС}} \geq 5-8X_0$ и ориентированном конверторе хорошо видна сильная зависимость σ от толщины конвертора.

На рис. 6а видно стандартное поведение зависимости σ от толщины разориентированного конвертора [16]. Иное поведение σ наблюдается при наличии ориентированного конвертора перед суммарным спектрометром (рис. 6б). Особенно значительные различия наблюдаются для “толстых” кристаллов 5.8 мм и 8.4 мм.

Действительно, при ориентации кристалла качественно меняется суть конвертора, так как он из пассивного элемента конструкции спектрометра переходит в активный. В пассивном

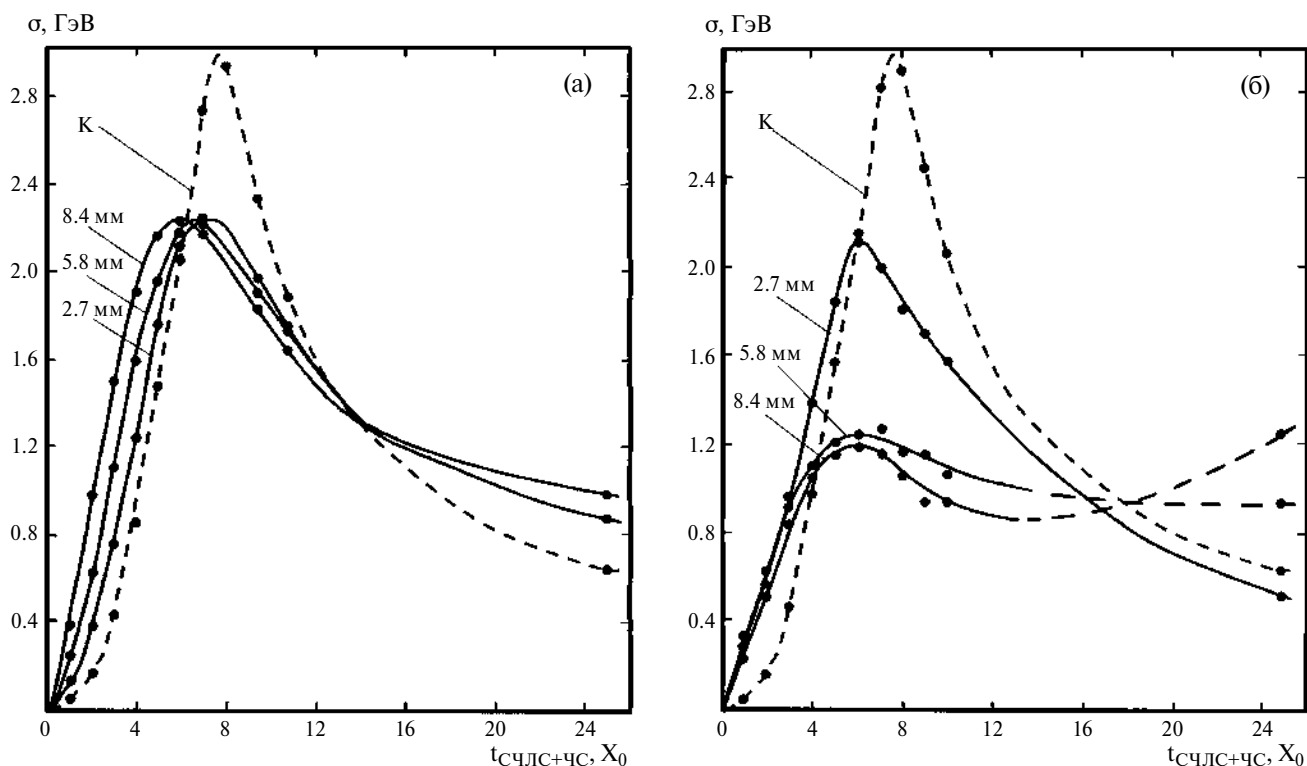


Рис. 6. Зависимость среднеквадратичного разрешения σ спектрометра СЧЛС+ЧС от его толщины $t_{\text{СЧЛС+ЧС}}$ и толщины разориентированного (а) и ориентированного вдоль оси $\langle 111 \rangle$ вольфрамового кристаллического конвертора (б); $E = 26$ ГэВ, $T_w = 293$ К, K – калибровка ($t_w = 0$), толщины кристаллов показаны слева от кривых.

конверторе флуктуации в веществе конвертора значительные и увеличиваются с толщиной конвертора (рис. 5а) [17]. Взаимодействие ливневых частиц с атомными ядрами, т.е. излучение электронов и рождение e^+e^- -пар γ -квантами происходит по стандартному механизму Бете–Гайтлера [1, 2].

Развитие аномального ливня в ориентированном конверторе с последующим выходом из конвертора и дальнейшим развитием в аморфном веществе спектрометра имеет более сложный характер. В активном конвертере ливень развивается в электромагнитном поле большого числа ядер, ливневые частицы когерентно взаимодействуют с атомными ядрами. В поле кристаллографической оси возникают также процессы каналирования ливневых частиц с последующим излучением электронами и позитронами и рождением e^+e^- -пар фотонами. По мере развития ливня из-за уменьшения энергии ливневых частиц возрастает процесс рассеяния заряженных частиц на атомах кристаллографической оси и выход части частиц за пределы области когерентного взаимодействия ливневых частиц с атомами оси (процесс

дезориентации). Вышедшие из области электромагнитного поля оси частицы снова начинают взаимодействовать с отдельными атомами. Однако из-за того же процесса рассеяния часть ливневых частиц обратно входит в область сильного осевого электромагнитного поля, продолжая процесс развития аномального ливня.

При выходе аномального ливня из кристалла его дальнейшее развитие продолжается, а аморфном веществе спектрометра с взаимодействием вторичных ливневых частиц уже с аморфным веществом. Однако эксперименты и рис. 5б и 6б показывают, что по выходу из кристалла аномальность ливня сохраняется. Особенно сильно отличие аномальных ливней от стандартных наблюдается при развитии ливня в “толстых” кристаллах 5.8 мм и 8.4 мм.

При таких толщинах кристаллов и $t_{\text{СЧЛС}} \approx 5-8X_0$ значения σ примерно на 45% меньше, чем при толщине кристалла $t_w = 2.7$ мм. Это означает, что число ливневых частиц значительно и величины флуктуаций меньше, чем в случае тонких кристаллов. Однако в области толщин СЧЛС, $t_{\text{СЧЛС}} > 8X_0$, зависимости σ

для всех трех исследованных толщин кристаллов существенно различаются. Это можно объяснить тем, что по мере увеличения толщины кристалла поглощение вторичных ливневых частиц значительное, что приводит к увеличению σ .

5.2. Относительное энергетическое разрешение

Относительное энергетическое разрешение СЧЛС и суммарного спектрометра (СЧЛС+ЧС) $\delta = \sigma/\Delta E$ (ΔE – доля энергии ливня, поглощенная спектрометром соответствующей толщины) в зависимости от толщины спектрометра и толщины кристалла, находящегося перед ним, при энергии электронов 26 ГэВ показано на рис. 7 и 8 соответственно [18].

При различных длинах спектрометра наблюдается существенное (в 2–5 раз) улучшение энергетического разрешения суммарного спектрометра по сравнению с разрешением спектрометра без кристалла и с разориентированным кристаллом.

6. ОПТИМАЛЬНАЯ ТОЛЩИНА КРИСТАЛЛА И СПЕКТРОМЕТРА

На рис. 8 видно, что при данной энергии пучка электронов при разориентированном и ориентированном состояниях конвертора существует некоторая оптимальная толщина кристалла ($t_{w\text{opt}}$), соответствующая оптимальной толщине спектрометра (t_{CCopt}), при которой относительное энергетическое разрешение спектрометра наилучшее $\delta = \delta_{\text{min}}$. На рис. 9 представлено соотношение оптимальных толщин кристаллического вольфрамового конвертора перед спектрометром ($t_{w\text{opt}}$) и толщин спектрометра (t_{CCopt}), при которых относительное энергетическое разрешение суммарного спектрометра наилучшее.

Этот эффект связан с двумя процессами. Первый – увеличение числа вторичных ливневых частиц при развитии ливня по мере увеличения толщины спектрометра и снижение относительной величины флуктуаций, второй – усиление процесса поглощения ливневых частиц и увеличение величины флуктуаций. При определенных толщинах конвертора и спектрометра наступает некоторое равновесие

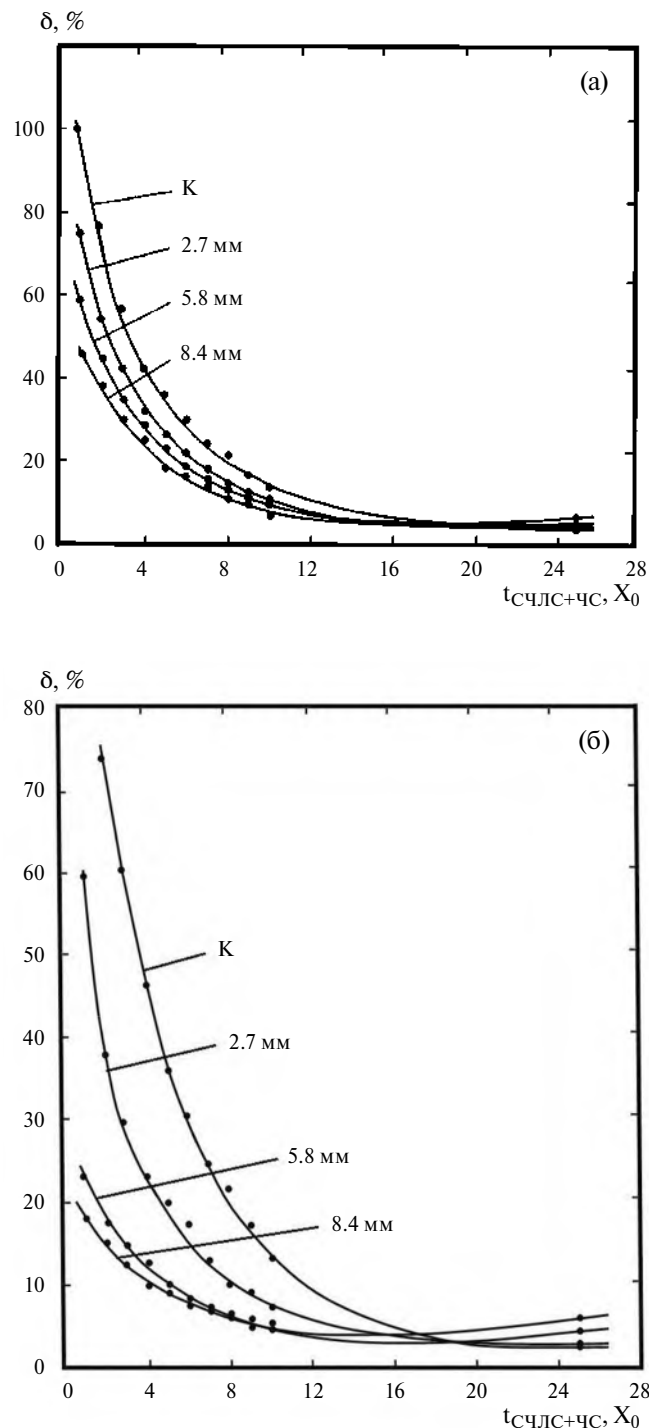


Рис. 7. Зависимость относительного энергетического разрешения суммарного спектрометра от его толщины t_{CC} при разориентированном (а) и ориентированном вдоль оси $\langle 111 \rangle$ вольфрамовом кристаллическом конверторе (б), $E = 26$ ГэВ, $T_w = 293$ К, K – калибровка ($t_w = 0$).

процессов, при котором относительное энергетическое разрешение спектрометра достигает оптимальной или наилучшей величины $\delta = \delta_{\text{min}}$.

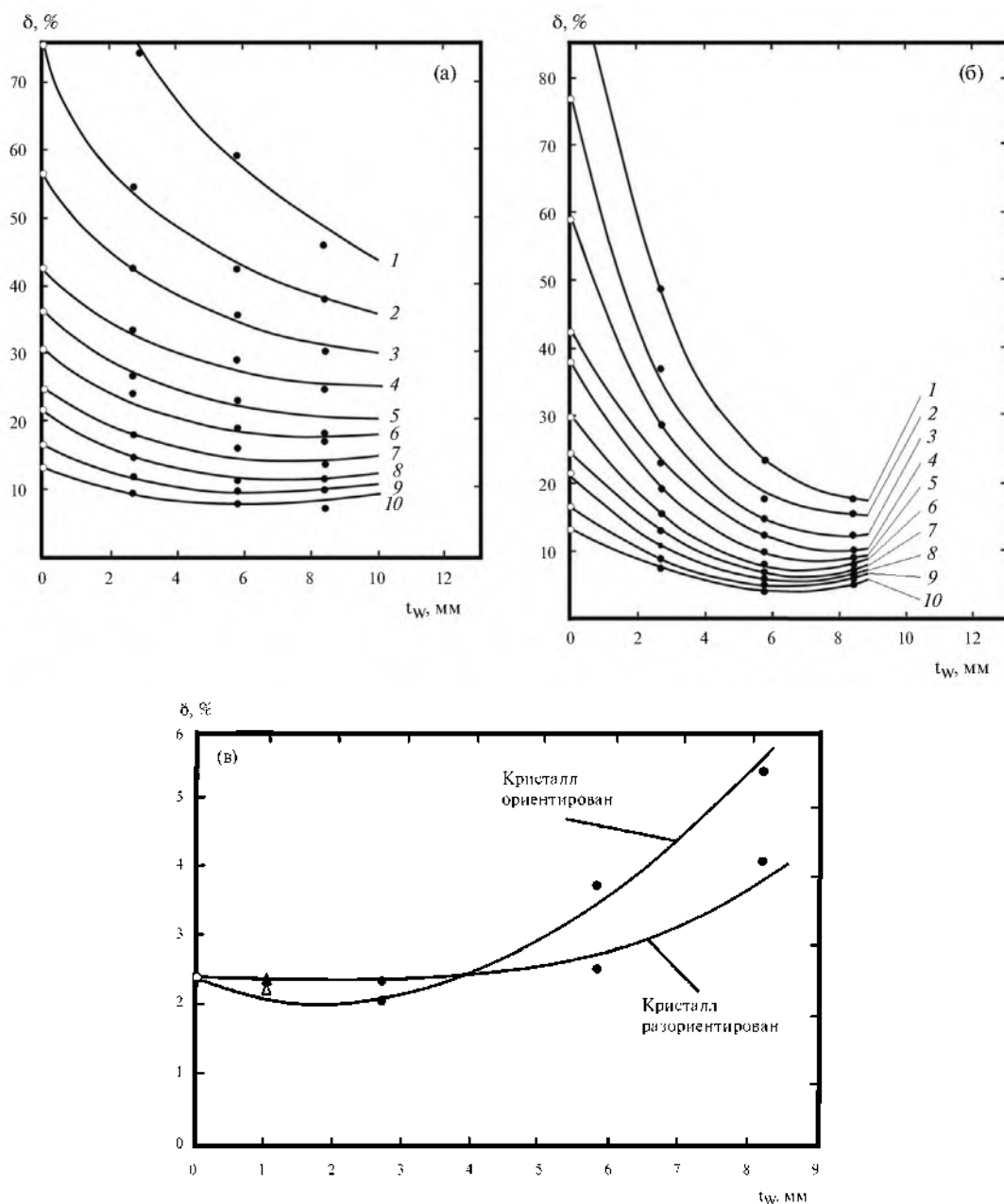


Рис. 8. Зависимость относительного энергетического разрешения суммарного спектрометра от толщины вольфрамового кристаллического конвертора t_w ; толщина спектрометра СЧЛС в радиационных длинах показана справа от кривых; $E = 26$ ГэВ, $\circ$ – калибровка, $\bullet$ – $t_w = 293$ К; $\blacktriangle$, $\triangle$ – $t_w = 77$ К: **а** – конвертор разориентирован, **б** – конвертор ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$, **в** – суммарный спектрометр ($t_{\text{СЧЛС}} + t_{\text{СЧ}} = 25X_0$; $\blacktriangle$ и $\triangle$ – конвертор разориентирован и ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ соответственно).

7. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Поскольку параметры электромагнитного ливня, развивающегося в ориентированном монокристаллическом конверторе, и, соответственно, параметры отклика спектрометра зависят от степени ориентации

кристаллографической оси или плоскости конвертора относительно оси пучка электронов или γ -квантов [2, 3, 5, 10], то и δ также должна иметь ориентационную зависимость $\Delta\Theta_\delta$. Наличие ориентационной зависимости и ее ширины $\Delta\Theta_\delta$ является важным вопросом, поскольку остается интерес применения ориентированных кристаллов в экспериментальной технике [19, 20].

На рис. 10 показаны ориентационные зависимости δ при регистрации электромагнитных ливней первым счетчиком СЧЛС толщиной $1X_0$ для конверторов из кристаллов вольфрама ($\langle 111 \rangle$) (а) и кремния ($\langle 110 \rangle$) (б), полученные при энергии электронов 26 и 28 ГэВ.

Для обоих типов кристалла видно существенное уменьшение δ при уменьшении угла ориентации. С увеличением толщины кристалла δ также улучшается, но при этом увеличивается ширина ориентационной зависимости $\Delta\Theta_\delta$.

На рис. 10 видно, что при одинаковой энергии электронов δ в случае кристалла вольфрама несколько хуже, чем в случае кристалла кремния, даже с учетом существенно низкой температуры кристалла вольфрама, при которой δ должна быть еще меньше [21]. Этот эффект, возможно, связан с худшей степенью совершенства кристалла или мозаичностью вольфрама по сравнению с кристаллом кремния.

Зависимость $\Delta\Theta_\delta$ от толщины и типа кристалла при регистрации аномальных ливней первым счетчиком СЧЛС представлена на рис. 11. Видно, что зависимость линейная и ее можно описать простой формулой: $\Delta\Theta_\delta = \alpha \cdot t_w$, где t_w — толщина кристалла в радиационных длинах (t_w [радиационная длина] = t_w [мм]/ X_0 [мм]), α — коэффициент пропорциональности. В данном случае $\alpha = 12.5$ мрад/рад.длин. В общем случае ширина ориентационной зависимости зависит от энергии частиц ($\Delta\Theta \sim E^{-1/2}$ [22, 23]) и поэтому величина α также должна зависеть от энергии.

Более детально соотношение между δ и шириной ориентационной зависимости $\Delta\Theta_\delta$

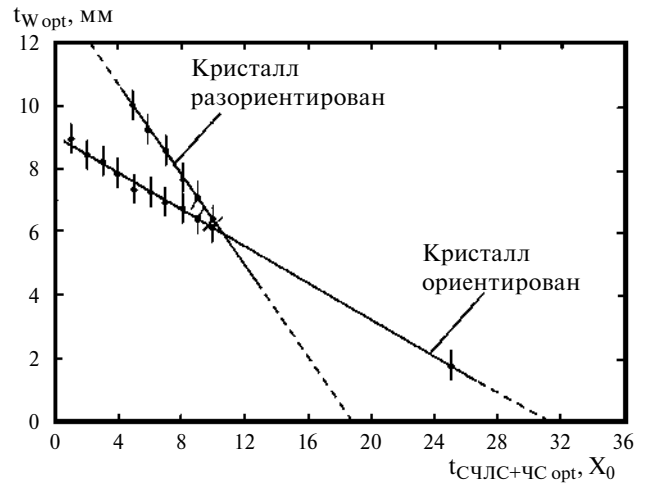


Рис. 9. Соотношение оптимальных толщин кристаллического вольфрамового конвертора перед суммарным спектрометром ($t_{w \text{ opt}}$) и толщин суммарного спектрометра ($t_{cc \text{ opt}}$), при которых относительное энергетическое разрешение суммарного спектрометра наилучшее.

кристаллов вольфрама и кремния показано на рис. 12. Действительно, δ улучшается с увеличением толщины кристалла и увеличением $\Delta\Theta_\delta$. Можно предположить, что по мере увеличения толщины кристалла увеличивается число вторичных ливневых частиц, приводящее к уменьшению числа флуктуаций. С другой стороны, увеличивается рассеяние ливневых частиц на атомных ядрах кристалла, приводящее к увеличению $\Delta\Theta_\delta$.

Надо отметить, что на рис. 5–8, 10 линии, описывающие экспериментальные результаты,

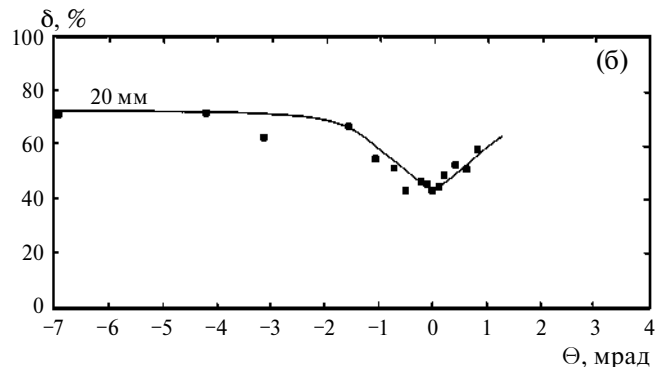
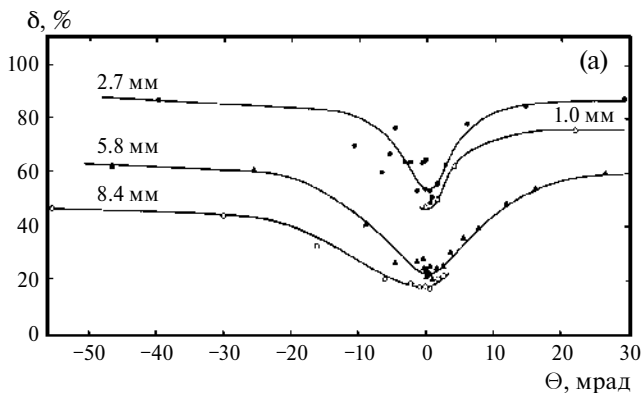


Рис. 10. Ориентационные зависимости относительного энергетического разрешения δ первого счетчика СЧЛС ($t_{\text{СЧЛС}} = 1X_0$) от толщины кристаллического конвертора: а — вольфрамовый конвертор ($\langle 111 \rangle$); б — кремневый конвертор ($\langle 110 \rangle$); •, ▲, ○ — $E = 26$ ГэВ; ▲, ■ — $E = 28$ ГэВ; ▲ — $T = 77$ К; •, ▲, ○ — $T = 293$ К; толщины конверторов показаны над зависимостями.

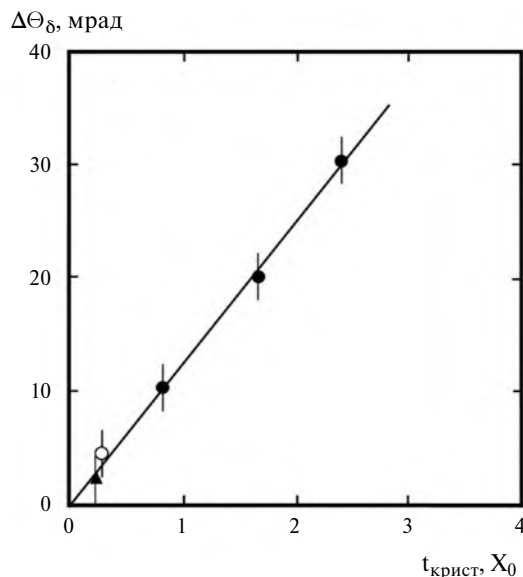


Рис. 11. Зависимость ширины ориентационной зависимости относительного энергетического разрешения $\Delta\Theta_\delta$ первого счетчика СЧЛС от толщины $t_{\text{крст}}$ кристаллов вольфрама ($\bullet$, $\circ$, $\langle 111 \rangle$) и кремния ($\blacktriangle$, $\triangle$, $\langle 110 \rangle$): $\bullet$ — $E = 26$ ГэВ, $T_W = 293$ К; $\circ$, $\blacktriangle$ — $E = 28$ ГэВ, $T_W = 77$ К, $T_{Si} = 293$ К.

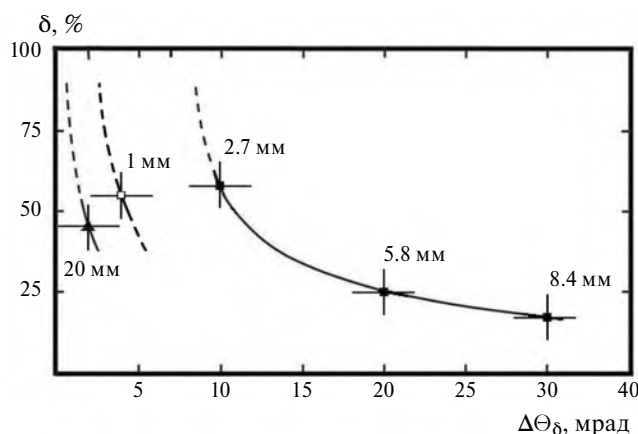


Рис. 12. Соотношение между относительным энергетическим разрешением δ первого счетчика СЧЛС и шириной ориентационной зависимости $\Delta\Theta_\delta$ кристаллов вольфрама ($\bullet$, $\circ$) и кремния ($\blacktriangle$): $\bullet$ — $E = 26$ ГэВ, $T_W = 293$ К; $\circ$, $\blacktriangle$ — $E = 28$ ГэВ, $T_W = 77$ К, $T_{Si} = 293$ К; $\bullet$, $\circ$ — $\langle 111 \rangle$, $\blacktriangle$, $\triangle$ — $\langle 110 \rangle$.

проведены для наглядности. Погрешности значений энергетического разрешения определялись процедурой подгонки амплитудных спектров полиномом стандартной программы OriginPro 9.0 и составили 15–20% от значений величин, представленных на рисунках.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования энергетического разрешения электромагнитного спектрометра с конвертором из ориентированного кристаллического конвертора показывают, что:

- ориентированный кристаллический конвертор перед спектрометром влияет на энергетическое разрешение спектрометра в сторону его улучшения;

- для каждой толщины спектрометра существует толщина кристаллического конвертора, при котором его энергетическое разрешение наилучшее;

- ширина ориентационной зависимости относительного энергетического разрешения пропорциональна толщине кристаллического конвертора, коэффициент пропорциональности должен зависеть от энергии частиц;

- применение ориентированных конверторов предпочтительно при высоких энергиях, поскольку переводит обычный спектрометр в спектрометр направленного действия, что дает возможность уменьшить толщину спектрометра и улучшить его энергетическое разрешение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность Е.И. Тамму и Е.И. Малиновскому за поддержку работы; В.И. Сергиенко за практическое руководство; В.В. Ким и В.А. Хабло, а также Б.И. Лучкову (НИЯУ МИФИ) и В.Ю. Тугаенко (РКК “Энергия”) за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Uggerhoj U.I.* // Reviews of Modern Physics. 2005. V. 77. P. 1131. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.1131>
2. *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989.
3. *Ахмезер А.И., Шувльга Н.Ф.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 94.
4. *Басков В.А.* // КСФ. 2012. № 10. С.28. <https://doi.org/10.3103/S1068335612100041>
5. *Басков В.А., Ким В.В., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А.* // КСФ. 2013. № 5. С. 3. <https://doi.org/10.3103/S1068335613050011>
6. *Басков В.А.* // КСФ. 2015. № 4. С. 3. <https://doi.org/10.3103/S1068335615040016>

7. Басков В.А. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 785. <https://doi.org/10.7868/S0370274X14120017>
8. Soldani M., Bandiera L., Moulson M. et al. // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. P. 101. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11247-x>
9. Басков В.А., Ким В.В., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А. // Труды сессии-конференции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, ИТЭФ, Москва, 2011. С. 16. http://matras.itep.ru/npd2kl/Malyi_zh/24_november/ba/Pt
10. Зверев В.Г., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю. Космофизика. Москва: Энергоиздат, 1987. С. 71.
11. Басков В.А. // КСФ. 2016. № 5. С. 3. <https://doi.org/10.3103/S1068335616050018>
12. Басков В.А. // КСФ. 2014. №3. С.32. <https://doi.org/10.3103/S1068335614030051>
13. Байер В.Н., Басков В.А., Ганенко В.Б. и др. Препринт ФИАН №204. Москва, 1988.
14. Baskov V.A., Khablo V.A., Kim V.V., Sergienko V.I. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1990. V. 297. P. 329. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)91315-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)91315-3)
15. Басков В.А., Белоусов А.С., Ким В.В., Малиновский Е.И., Усик А.П., Хабло В.А. // ПТЭ. 2011. Т. 5. С. 66.
16. Словинский Б. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. № 2. С. 417.
17. Горячев В. Н., Денисов С. П. // Ядерная физика и инжиниринг. 2021. Т. 12. № 4. С. 229. <https://doi.org/10.56304/S2079562920060275>
18. Басков В.А., Говорков Б.Б., Ким В.В., Лучков Б.И., Сергиенко В.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А. // КСФ. 1992. № 9/10. С. 41.
19. Tikhomirov V.V., Haurylavets V. V., Lobko A. S., Mechinsky V. A. // Engineering of Scintillation Materials and Radiation Technologies (ISMART 2016). 2017. V. 200. P. 259. https://doi.org/10.1007/978-3-319-68465-9_16
20. Elsener K., Möller S.P., Petersen J.B.B., Uggerhøj E. // Cosmic Gamma Rays, Neutrinos, and Related Astrophysics. NATO ASI Series. V. 270. P 457. https://doi.org/10.1007/978-94-009-0921-2_31
21. Басков В.А., Ким В.В., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А. // КСФ. 2012. № 8. С. 16. <https://doi.org/10.3103/S1068335612080039>
22. Басков В.А., Ким В.В., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А. // КСФ. 2013. № 4. С. 35. <https://doi.org/10.3103/S1068335613040052>
23. Басков В.А., Ким В.В., Лучков Б.И., Тугаенко В.Ю., Хабло В.А. // КСФ. 2011. № 6. С. 8. <https://doi.org/10.3103/S1068335611060029>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.123

ЛАЗЕРНАЯ КАЛИБРОВОЧНАЯ СИСТЕМА НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА ВАИКАЛ-GVD

© 2024 г. А. В. Аврорин^a, А. Д. Аврорин^a, В. М. Айнутдинов^{a, *}, В. А. Аллаhverдян^b,
З. Бардачова^{c, d}, И. А. Белоплатиков^b, Е. А. Бондарев^a, И. В. Борина^b,
Н. М. Буднев^e, А. Р. Гафаров^e, К. В. Голубков^a, Н. С. Горшков^b, Т. И. Гресь^e,
Р. Дворнишки^c, Ж.-А. М. Джилкибаев^a, В. Я. Дик^{b, f}, Г. В. Домогацкий^a,
А. А. Дорошенко^a, А. Н. Дячок^e, Т. В. Елжов^b, Д. Н. Заборов^a, С. И. Завьялов^b,
Д. Ю. Звездов^b, В. К. Кебкал^k, К. Г. Кебкал^k, В. А. Кожин^g, М. М. Колбин^b,
С. О. Колигаев^l, К. В. Конищев^b, А. В. Коробченко^b, А. П. Кошечкин^a,
М. В. Круглов^b, В. Ф. Кулепов^b, Ю. Е. Лемешев^e, А. И. Мошкунов^m,
М. Б. Миленин^a, Р. Р. Миргазов^e, Д. В. Наумов^b, А. С. Николаев^g,
Д. П. Петухов^a, Е. Н. Плисковский^b, М. И. Розановⁱ, Е. В. Рябов^e,
Г. Б. Сафронов^a, Д. Сеитова^{b, f}, А. Э. Сиренко^b, А. В. Скурихин^g,
А. Г. Соловьев^b, М. Н. Сороковиков^b, А. П. Стромаков^a, О. В. Суворова^a,
В. А. Таболенко^e, Б. Б. Ульзутуев^b, Л. Файт^d, В. Н. Фомин, И. В. Харук^a,
Е. В. Храмов^b, В. А. Чадымов, А. С. Чепурнов^g, Б. А. Шайбонов^b,
А. А. Шестаковⁿ, С. Д. Шилкин^a, Ф. Шимковиц^{c, d}, Ю. А. Шипиловⁿ,
Е. В. Широков^g, И. Штекл^d, Э. Эцкерова^{c, d}, Ю. В. Яблокова^b

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

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

^cУниверситет им. Я. А. Коменского в Братиславе
Словакия, 81499, Братислава-1, Шафарикова площадь, 6

^dЧешский технический университет в Праге,
Чешская Республика, 16000, Прага 6 - Дейвице, ул. Югославских партизан, 1580/3

^eИркутский государственный университет,
Россия, 664003, Иркутск, ул. Карла Маркса, 1

^fИнститут ядерной физики,
Казахстан, 050032, Алматы, ул. Ибрагимов, 1

^gНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

^hНижегородский государственный технический университет,
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Минина, 24

ⁱСанкт-Петербургский государственный морской технический университет
Россия, 190121, Санкт-Петербург, Лоцманская улица, 3

^kЛаборатория гидроакустической телеметрии и навигации (ЛАТЕНА)
Россия, 199106, Санкт-Петербург, ул. Детская, 5

^lЛаборатория прикладных информационных технологий “Инфрад”
Россия, 141983, Дубна, Московская обл., ул. Программистов, 4

^mНаучно-производственный центр “ЭЛС-94”,
Россия, 123001, Москва, Трехпрудный пер., 11/13, с. 2

*"ООО "Алекс Лаб СТ",
Россия, 121087, Москва, Филевский парк, Береговой пр., 2, с.3*

**e-mail: aynutdin@yandex.ru*

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.

После доработки 05.04.2024 г.

Принята к публикации 09.05.2024 г.

Нейтринный телескоп Baikal-GVD находится в озере Байкал в стадии развертывания. Принцип его работы — регистрация черенковского излучения от продуктов взаимодействия нейтрино в водной среде озера трехмерным массивом фотодетекторов. Для калибровки и измерения характеристик регистрирующей системы телескопа используются лазерные источники света, специально разработанные для байкальского проекта. В статье описывается конструкция калибровочных лазерных источников, а также особенности функционирования таких источников, представлены результаты их эксплуатации в составе установки, обсуждаются вопросы дальнейшего развития лазерной калибровочной системы Baikal-GVD.

DOI: 10.31857/S0032816224050058 **EDN:** ETZROF

1. ВВЕДЕНИЕ

Глубоководные нейтринные телескопы предназначены для исследований высокоэнергичных процессов в астрофизических объектах при помощи нейтрино высоких энергий. Принцип работы нейтринных телескопов основан на регистрации черенковского излучения вторичных мюонов и каскадных ливней, которые образуются в нейтринных взаимодействиях при использовании пространственной решетки фотодетекторов (оптических модулей). Мишень для нейтрино — прозрачная природная среда (вода или лед), что позволяет создавать детекторы масштаба нескольких кубических километров. В глубоководном нейтринном телескопе Baikal-GVD, развертывание которого осуществляется в южной части озера Байкал с 2016 года [1], используется именно эта методика регистрации нейтрино высоких энергий. В конфигурации 2023 года телескоп состоит из 3456 оптических модулей [2]. Оптические модули размещаются на гирляндах, которые крепятся к якорям на дне озера. Гирлянды сгруппированы в 12 кластеров. Кластер включает в себя восемь гирлянд: одна находится в центре (центральная гирлянда), остальные семь равномерно распределены по окружности радиусом 60 метров. На каждой гирлянде 36 оптических модулей, они размещены на глубинах от 750 до 1275 метров с шагом 15 метров. Расстояние между кластерами, установленными до 2022 года, составляет 300 метров. В 2022 году это расстояние было уменьшено до 250 м.

Калибровка установки в условиях значительных расстояний между фотодетекторами требует использования мощных источников света, распределенных в рабочем объеме телескопа. Данная статья посвящена калибровочной системе телескопа Baikal-GVD, созданной на основе лазерных источников, — лазерной калибровочной системе (ЛКС). В работе представлены технические аспекты создания специализированного лазерного источника света, методика оптимизации такого источника для решения задач калибровки, методика измерения характеристик фотодетекторов и водной среды озера, а также особенности подключения ЛКС к системе сбора данных телескопа и результаты исследований работы ЛКС в составе установки.

2. ТРЕБОВАНИЯ К ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЛКС

Требования, предъявляемые к ЛКС, определяются и задачами, на решение которых ориентирована система, и конфигурацией регистрирующей системы телескопа, и свойствами водной среды озера. Основной задачей ЛКС является временная калибровка установки, целью которой является измерение временных сдвижек между каналами. Система временной калибровки Baikal-GVD базируется на двух типах калибровочных источников света: светодиодных и лазерных. Светодиодные источники обеспечивают временную калибровку каналов, расположенных на расстояниях менее 90 м от источников света [3], т.е. в пределах одного кластера. Для относительной временной

калибровки каналов разных кластеров (межкластерной калибровки) необходимы источники существенно большей мощности. В качестве таких источников используются лазеры. Они монтируются на несущих кабель-тросах, закрепленных на дне озера при помощи якорей. Лазерные станции представляют собой сложные дорогостоящие инженерные сооружения, что требует минимизации их количества в составе детектора. С этой точки зрения, оптимальное место размещения лазерной станции – геометрический центр трех кластеров (см. рис. 1): расстояние от лазера до ближайших гирлянд соседних кластеров составляет около 110 м (для расстояния между кластерами 300 м). Таким образом, для решения задачи временной калибровки кластеров лазерный источник должен засвечивать оптические модули, находящиеся от него на расстоянии 110–120 м.

В то же время существует ряд задач, которые требуют источника света большей мощности: измерение чувствительности фотодетекторов, мониторинг характеристик водной среды озера, эмуляция квазиточечных источников света (каскадных ливней) для исследования точности восстановления положения и энергии источника. В случае использования ЛКС для измерения чувствительности фотодетекторов лазерный источник должен засвечивать все оптические модули окружающих его кластеров на расстоянии до примерно 350 м. Аналогичная мощность необходима и для измерения длины ослабления света в байкальской воде. Для решения этой задачи лазерные источники должны быть оснащены системой управляемых аттенуаторов с диапазоном ослабления около 10^3 , что связано с ограниченным диапазоном линейности каналов установки ($\sim 10^2$ фотоэлектронов). Наличие аттенуаторов позволяет также калибровать измерительные каналы в области их нелинейной амплитудной характеристики.

Длина волны калибровочного источника должна быть максимально приближена к длине волны, на которую приходится максимум излучения, генерируемого заряженными частицами в воде, с учетом окна прозрачности воды озера. С точки зрения угловых характеристик, лазерный источник должен излучать в широком диапазоне зенитных углов (для засветки всех оптических модулей ближайших к источнику гирлянд кластера) и иметь высокий уровень азимутальной однородности.

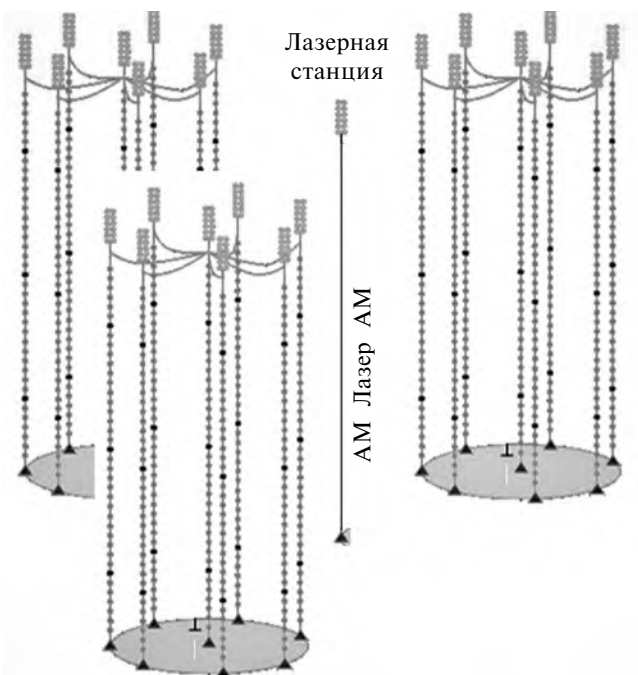


Рис. 1. Лазерная станция, расположенная в геометрическом центре трех кластеров: в состав станции входит лазер и два акустических модема (АМ) системы позиционирования телескопа.

3. ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА

Основным элементом ЛКС являются лазерные источники света, специально разработанные для Байкальского нейтринного телескопа. Источники света представляют собой импульсные твердотельные лазеры YAG: Nd^{3+} с пассивной модуляцией добротности и нелинейным преобразованием выходного излучения во вторую гармонику. Состав и взаимосвязь основных узлов лазера представлены на рис. 2.

В качестве источника накачки лазера используется линейка лазерных диодов с оптоволоконным выводом. Мощность излучения составляет 90 Вт при длине волны 808 нм. Диаметр оптического волокна, по которому передается излучение, составляет 400 мкм. Для фокусировки излучения накачки используется асферическая линза с эффективным фокусным расстоянием 6.24 мм. Лазер состоит из неюстируемого глухого зеркала, через которое осуществляется накачка, цилиндрического активного элемента YAG: Nd^{3+} размером 5×8 мм², брестерской пластины и пассивного затвора. Диаметр активного элемента был выбран значительно большим, чем диаметр моды резонатора, для уменьшения неоднородности распределения

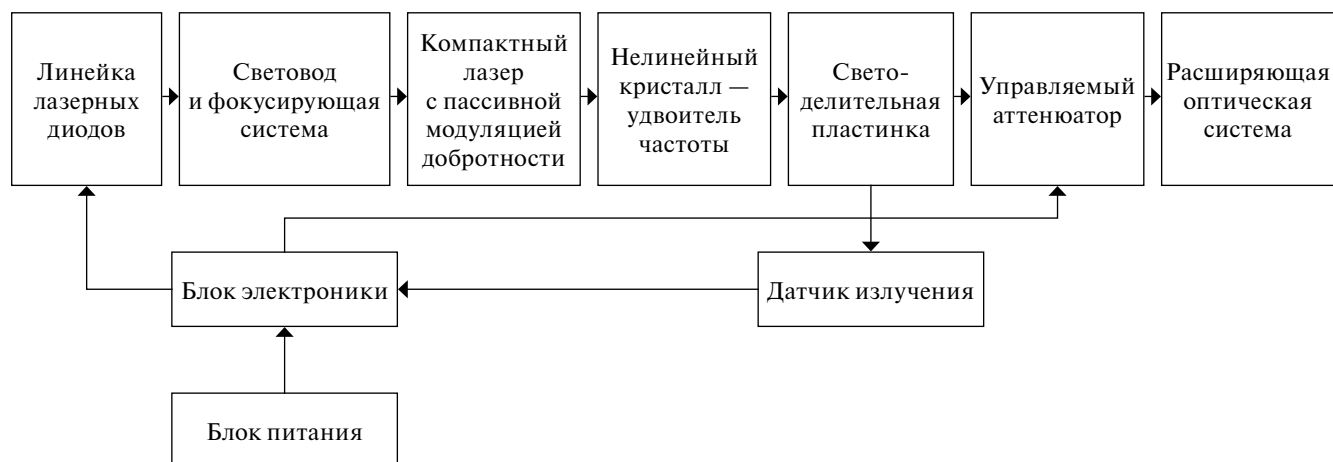


Рис. 2. Блок-схема лазерного источника света.

тепловых потоков внутри активного элемента. Непосредственно за активным элементом установлена брюстеровская пластина и пассивный затвор YAG: Cr^{4+} с начальным пропусканием 12%. Для уменьшения длины резонатора (20 мм) отражающий слой с коэффициентом отражения 25% был нанесен непосредственно на затвор. Пассивный затвор, являющийся также и выходным зеркалом, закрепляется на металлической оправе с помощью прижимной гайки, которая при сборке притирается к корпусу лазера и в дальнейшем не юстируется.

Генерируемый лазером субнаносекундный импульс излучения с длиной волны 1064 нм преобразуется в нелинейном кристалле КТР (калий-титанил-фосфат) в видимое излучение с длиной волны 532 нм. Эффективность преобразования излучения во вторую гармонику может меняться из-за зависимости показателя преломления нелинейного кристалла от температуры. Для предотвращения этого кристалл КТР устанавливается на термостате. Эффективность преобразования во вторую гармонику составляет 65%, что обеспечивает выходную энергию импульса на длине волны 532 нм на уровне 400–700 мкДж.

За кристаллом КТР располагается отводная пластина, которая отражает незначительную часть излучения на фотоприемник (датчик излучения). Фотоприемник используется для измерения энергии выходного импульса и мониторинга стабильности работы лазерного источника света. Кроме того, фотоприемник используется для ограничения сигнала накачки после высвечивания импульса лазера,

что снижает тепловую нагрузку на кристалл и повышает стабильность его работы. После двух поворотных зеркал, предназначенных для юстировки лазерного пучка в двух плоскостях, пучок излучения расширяется двухлинзовым телескопом до размера около 8 мм. Основная часть излучения проходит через фазовую пластину, придающую излучению круговую поляризацию, далее — через управляемый аттенюатор, где ослабляется до требуемой энергии импульса, после этого — через рассеивающую линзу и световод.

Аттенюатор представляет собой вращающийся диск с шестью отверстиями, в которые вклеены нейтральные светофильтры с различной оптической плотностью (первое отверстие не имеет светофильтра). Диск закреплен на валу шагового двигателя. Энергия лазерного излучения изменяется путем поворота диска и совмещения оси излучения с отверстиями, оснащенными различными светофильтрами. Значения коэффициентов пропускания: 35%, 12%, 5%, 1% и 0.1% для пяти светофильтров соответственно. Элементы, управляющие работой аттенюатора, процессом накачки лазера и температурой термостата кристалла КТР, размещаются на отдельной плате электроники. В ее функции также входит сбор данных с датчиков, встроенных в лазерный источник света: датчиков давления, температуры, влажности и пространственной ориентации (компыаса и акселерометра). Внешнее управление лазером осуществляется через двухпроводный интерфейс RS485. Основные технические характеристики лазера представлены в табл. 1.

Таблица 1. Технические характеристики лазерного источника излучения

Длина волны лазерного излучения	532 нм
Энергия импульса лазерного излучения	≥ 370 мкДж
Длительность импульса лазерного излучения (0,5 мощности)	≤ 1 нс
Размер пучка лазерного излучения на торце световода	20 ± 3 мм
Число уровней ослабления	5
Градация ослабления от уровня к уровню, %	35, 12, 5, 1, 0.1
Интерфейс внешнего управления	RS-485
Входное напряжение	9 ... 36 В
Потребляемая мощность, пиковое значение	30 Вт

Программное обеспечение лазера позволяет устанавливать определенные режимы работы (количество импульсов, коэффициент ослабления мощности излучения) и контролировать рабочие параметры (мощность пучка, температуру, давление и влажность внутри глубоководного корпуса). Конструкция лазера представлена на рис. 3. Она была разработана с учетом требований минимизации размеров лазерного источника в целях уменьшения габаритов и массы глубоководного корпуса, жесткой фиксации его оптической системы, устойчивости к вибрациям во время транспортировки, а также удобства юстировки лазерного пучка.

Все компоненты лазера размещаются на металлической плите (шасси), к которой крепятся элементы оптической системы, передний глубоководный фланец со световодом и электрическим разъемом, световод и задний внутренний фланец. Блок электропитания и плата

управления размещаются на вертикальном шасси. Поскольку транспортировка лазера осуществляется без глубоководного корпуса, все системы лазера размещаются внутри защитного кожуха.

4. ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для решения задач калибровки пространственно-распределенных фотодетекторов нейтринного телескопа пучок излучения лазерного источника должен быть преобразован таким образом, чтобы свет от него попадал на максимальное количество оптических модулей ближайших к нему кластеров телескопа. Основными требованиями к излучателю светового потока являются минимальное ослабление светового импульса лазерного источника, максимальный охват рабочего объема телескопа и однородность распределения интенсивности

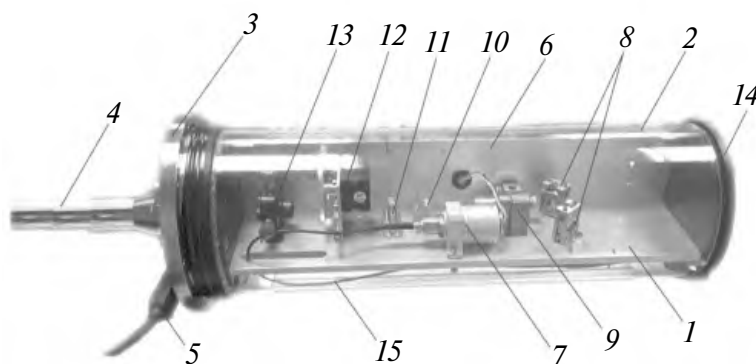


Рис. 3. Конструкция лазерного источника света: 1 – шасси, 2 – пластиковый защитный кожух, 3 – передний глубоководный фланец, 4 – световод, 5 – глубоководный разъем, 6 – вертикальное шасси с закрепленным блоком питания и платой управления, 7 – лазерный излучатель, 8 – поворотные зеркала, 9 – телескоп, 10 – отводная пластина фотоприемника, 11 – фазовая пластина, 12 – управляемый аттенюатор, 13 – рассеивающая линза, 14 – задний внутренний фланец, 15 – оптоволоконная линейка накачки лазерного излучателя.

по азимутальному углу. Азимутальная симметрия потока лазерного излучения позволяет избежать влияния поворотов лазера вокруг буйрепа (троса, которым буй соединен с якорем) на результаты калибровки каналов телескопа. Кроме того, требуется высокая временная стабильность характеристик излучателя света, предполагающая долговечность используемых материалов, неизменность их оптических свойств в водной среде и отсутствие деградации в условиях световой нагрузки. Также важным фактором является неизменность оптических свойств излучателя в условиях постепенного накопления непрозрачных осадков, образующихся в глубинных слоях озера Байкал на поверхностях с малым углом наклона по отношению к вертикали.

Для лазера, размещенного в вертикальном положении на уровне половины высоты гирлянды оптических модулей, для полного охвата рабочего объема ближайшего кластера излучатель должен формировать поток света в диапазоне зенитных углов от 20° до 160° (зенитный угол отсчитывается от оси, направленной по лазерному пучку). Были проведены исследования двух типов излучателей: сферического и конусного (см. рис. 4). Сферический излучатель (радиус сферы 33 мм) был изготовлен из монолитного поликарбоната с примесью рассеивающего агента — микрошариков из поликарбоната с увеличенным коэффициентом преломления. На верхнюю полусферу излучателя

устанавливалось конусное зеркало из полированной нержавеющей стали диаметром 60 мм, которое крепилось винтом в резьбовое отверстие на полюсе. Излучатель устанавливался на кварцевый стержень (световод) с помощью разрезной муфты из полиоксиметилена (ПОМ) черного цвета, которая изолировала выход света из цилиндрической части лампы. Конусный излучатель представлял собой конструкцию цилиндрической формы с диффузным конусным отражателем из фторопласта, размещенным в торце цилиндра. Цилиндр был выполнен из поликарбоната с примесью рассеивающего агента. В качестве варьируемых параметров, позволяющих влиять на угловую характеристику излучателя, в данной конструкции можно рассматривать не только концентрацию примеси рассеивающего агента, но и длину цилиндра, угол раствора конуса отражателя и оптические свойства его поверхности.

Для исследования характеристик излучателей они размещались в водном баке с прозрачной стенкой на регулируемом кронштейне, связанном с шаговым электроприводом. Электропривод обеспечивал вращение излучателя вокруг вертикальной оси (см. рис. 4). Оптический импульс лазерного источника света вводился в излучатель через гибкий полимерный световод длиной около 10 метров (диаметр оптоволокну 1 мм), кварцевый стержень и коллиматор из черного ПОМ для формирования светового пучка. Угловые характеристики



Рис. 4. Схема стенда для исследования угловых характеристик излучателей (слева), фотографии конусного и сферического излучателей (справа).

излучателя измерялись при помощи фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R7081, который был установлен в трех метрах от излучателя.

Примеры угловых характеристик (зависимости заряда Q сигнала фотоэлектронного умножителя, инициированного лазерной вспышкой, от угла поворота излучателя), измеренных для сферического и конусного излучателей, представлены на рис. 5. В диапазоне углов от 20° до 160° световой поток, формируемый коническим излучателем, превышает поток от сферического излучателя примерно в пять раз. При очевидном преимуществе конического излучателя перед сферическим в величине светового потока первый не лишен некоторых недостатков. Основным из них является необходимость прецизионной юстировки положения светового пятна от лазерного источника по отношению к вершине отражающего конуса для обеспечения азимутальной симметрии потока излучения.

Для юстировки лазерного пучка был изготовлен специализированный стенд (см. рис. 6). Юстировка проводилась в двух ортогональных плоскостях при помощи двух регулируемых зеркал, входящих в состав лазерного источника света. Для визуализации формы и профиля пучка лазерного излучения использовалась камера "Gentec-EO Beamage4M". Камера не только показывает форму пучка лазерного излучения, но и позволяет измерять его параметры (эллиптичность и диаметр) по заданному уровню энергии лазерного излучения. Схема оптических элементов, обеспечивающих перенос изображения со световода лазера на приемную матрицу камеры, показана в левой части рис. 6.

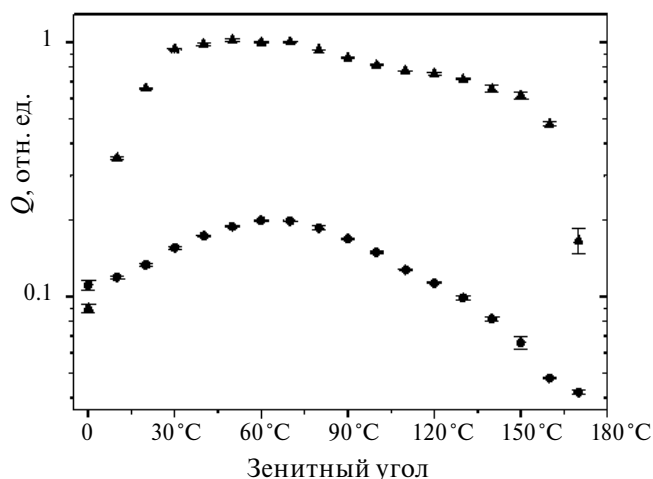


Рис. 5. Угловые характеристики сферического (кружки) и конусного (треугольники) излучателей.

В правой части рисунка приведены примеры изображения пучка на срезе световода до и после юстировки.

5. КОНФИГУРАЦИЯ ЛКС УСТАНОВКИ BAIKAL-GVD

Начало развертывания ЛКС установки Baikal-GVD относится к 2017 году, к моменту ввода в эксплуатацию второго кластера. Сейчас в состав ЛКС входит 7 лазерных станций (ЛС), обеспечивающих калибровку всех двенадцати кластеров телескопа. Размещение ЛС относительно кластеров показано на рис. 7. Состав и основные характеристики ЛС представлены в табл. 2.

Оборудование ЛС размещается на буйрепе, который крепится к якорю, установленному

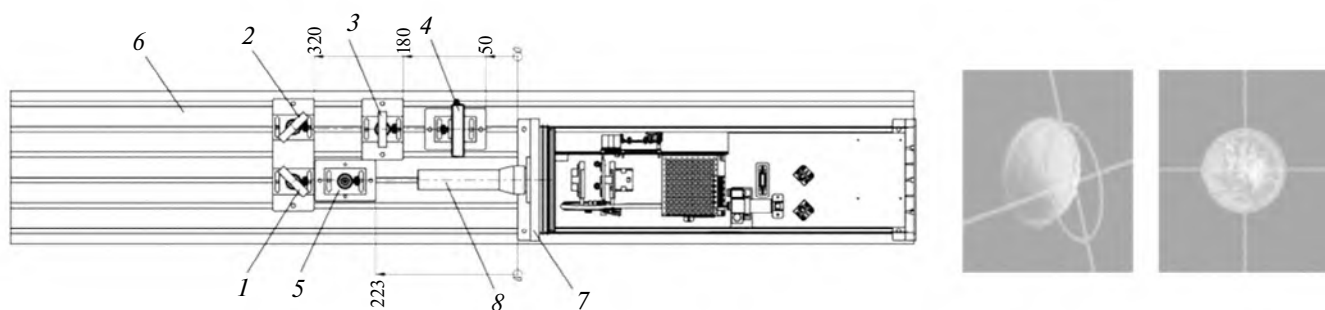


Рис. 6. Схема стенда для юстировки лазера (слева): 1 — отводная пластина, 2 — металлическое зеркало, 3 — собирающая линза, 4 — камера, 5 — вспомогательный держатель, 6 — плита из алюминиевого профиля, 7 — лазерный источник, 8 — световод. Примеры изображения пучка на срезе световода до и после юстировки (справа).

Таблица 2. Состав и характеристики лазерных станций

Номер станции	ЛС ₁	ЛС ₂	ЛС ₃	ЛС ₄	ЛС ₅	ЛС ₆	ЛС ₇
К-во лазеров	1	2	2	3	1	1	1
Номер кластера	3	4	7	10	9	11	12
К-во оптических модулей	0	0	0	0	36	36	36
Тип излучателя*	С	С	С	К	К	К	К
Тип канала управления	Eth	Eth	Eth	Eth	Eth	RS-485	RS-485
Напряжение электропитания	300 В	300 В	300 В	300 В	24 В	24 В	24 В

*С — сферический излучатель, К — конический излучатель.

на дне озера. Вертикальная ориентация буйрепа обеспечивается буйами, расположенными в его верхней части. Буйрепы с размещенным на них оборудованием формируют гирлянды телескопа. Из-за течений озера гирлянды могут значительно отклоняться от вертикали. Для определения положения гирлянды в режиме реального времени используется система позиционирования на основе акустических модемов (АМ), размещенных на гирлянде [4]. Минимальная версия ЛС включает в свой состав лазерный калибровочный источник, не менее двух АМ, и глубоководный модуль, управляющий работой лазера и АМ. Лазерный источник расположен в глубоководном корпусе (рис. 7).

Лазер, оснащенный излучателем (диффузным рассеивателем), ориентирован в направлении дна озера. С учетом неізотропной угловой характеристики чувствительности оптических модулей, установленных в телескопе фотокатодами вниз, это позволяет частично уравнивать световой поток, регистрируемый оптическими модулями, расположенных ниже и выше горизонта установки лазера. Модуль управления ЛС подключен к системе сбора данных одного из ближайших кластеров (номера соответствующих кластеров для каждой ЛС представлены в табл. 2). Электропитание ЛС (300 В) обеспечивает коммутатор, размещенный в центре управления кластером. Именно такую конфигурацию имеют первые три ЛС, которые от остальных отличаются только количеством лазеров. В этих ЛС обмен данными между модулем управления, который расположен в непосредственной близости от лазерного источника, и самим лазером осуществляется по каналу Ethernet (см. табл. 2).

В 2022 году конфигурация Baikal-GVD была модернизирована: было принято решение устанавливать на ЛС оптические модули. ЛС, оснащенная оптическими модулями, получила название межкластерной гирлянды [5]. Такой подход позволил существенно увеличить эффективность работы телескопа в режиме регистрации каскадов, сгенерированных в нейтринных взаимодействиях. Конфигурация регистрирующей системы межкластерной гирлянды в основном идентична базовым гирляндам кластера. Гирлянда состоит из трех секций (см. рис. 8). В состав каждой секции входит 12 оптических модулей и центральный модуль (ЦМ) управления секцией. Оптические модули подключаются к ЦМ глубоководными

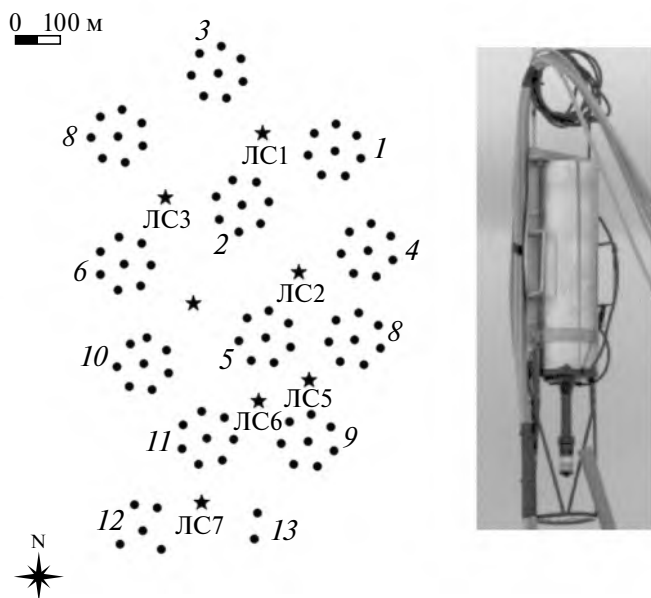


Рис 7. Лазерные станции (звездочки) в составе Baikal-GVD, установленные гирлянды (кружки) в конфигурации 2023 года (слева). Фотография лазерного источника в глубоководном корпусе перед погружением (справа).

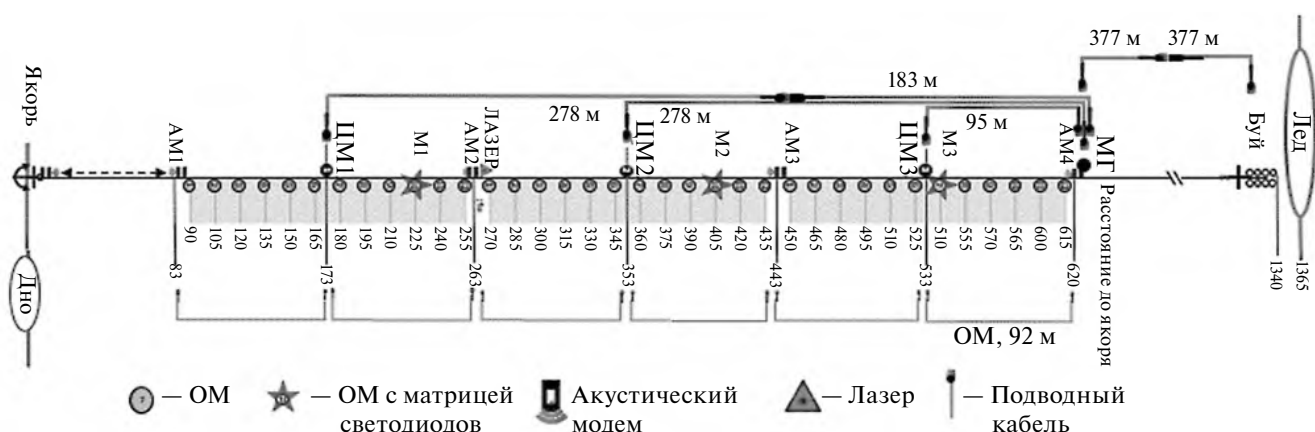


Рис. 8. Монтажная схема межкластерной гирлянды (лазерной станции).

кабелями. Управление работой секций, формирование триггера гирлянды и обмен информацией обеспечивает отдельный глубоководный электронный блок – модуль гирлянды (МГ). Межкластерная гирлянда подключается к центру управления кластера аналогично остальным восьми гирляндам. Данные от гирлянды передаются в центр кластера через удлинители Ethernet IEX402shDSL и затем транслируются на береговую станцию по оптоволоконной линии связи. В состав межкластерной гирлянды входят также 4 АМ, которые обеспечивают точность позиционирования оптических модулей около 0.3 м. АМ₁ и АМ₂ подключаются к ЦМ₁, АМ₃ и АМ₄ к ЦМ₃.

Лазерный калибровочный источник света размещается на глубине около 270 м от якоря и подключается к ЦМ₂. Смещение лазера от центра гирлянды в направлении дна озера обусловлено тем, что фотокатоды фотоэлектронных умножителей оптических модулей ориентированы в нижнем направлении. Чтобы унифицировать системы управления лазером и АМ, была модернизирована плата управления и электропитания лазера. В частности, интерфейс канала управления лазером Ethernet был заменен на RS485. Это позволило использовать в ЦМ₂ системы электропитания (24 В) и управления лазером (COM Server с интерфейсом RS485), полностью идентичные ЦМ₁ и ЦМ₃. ЛС₆ и ЛС₇ собраны в соответствии с представленной схемой и содержат по одному лазеру. В то же время в представленной конфигурации предусмотрена возможность установки на гирлянде до двух лазерных источников света, подключенных к ЦМ₂. Использование

интерфейса RS485, рассчитанного на передачу данных на расстояния более километра, и источника питания лазера с широким диапазоном входных напряжений (от 9 до 36 В) снимают ограничение на выбор месторасположения лазерного источника на гирлянде.

6. ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЛКС

Первые экспериментальные исследования с использованием лазерного источника света, разработанного и изготовленного в Германии для телескопа HT200 еще в прошлом веке, были проведены на телескопе Baikal-GVD в 2014 году. Максимальная интенсивность излучения источника составляла около 10^{14} фотонов во вспышке. Использование этого источника для имитации каскадов высокой энергии позволило оптимизировать методику реконструкции каскадных событий в нейтринном телескопе и оценить точность восстановления их пространственных координат и энергии [6]. Успешное применение лазера в этом эксперименте явилось одним из весомых аргументов для создания полномасштабной ЛКС установки Baikal-GVD.

Развитие современной версии ЛКС началось в 2016 году на базе лазерных источников российского производства (ООО “Алекс Лаб СТ”). Более чем семилетний опыт эксплуатации ЛКС показал достаточно высокую эффективность и надежность ее функционирования. Серии лазерных измерений проводились периодически – один-два раза в месяц – на протяжении всего времени работы ЛКС. Значительный временной

интервал между лазерными калибровочными сеансами определялся тем, что во время их проведения затруднена регистрация физических событий. Каждый лазерный калибровочный сеанс представляет собой набор автоматизированных измерений, последовательно проводимых на всех лазерах ЛКС. Программное обеспечение ЛКС дает возможность последовательного включения лазерных источников и задает режимы их работы: количество вспышек для каждого лазера, их период и уровень ослабления. В процессе проведения серии записывается информация о мощности каждой лазерной вспышки. В настоящее время для всех лазеров ЛКС проводится от 500 до 2000 измерений для каждого из 6 уровней ослабления с частотой 15 Гц. Продолжительность лазерной серии составляет около 2.5 часов. На рис. 9 проиллюстрирована процедура проведения серии измерений для лазера ЛС₆, подключенного к системе сбора данных кластера II. Контроль работы лазера осуществляется на основании анализа суммарного заряда, зарегистрированного всеми каналами кластера. Суммарный заряд, измеренный для шести различных уровней мощности лазерных сигналов, показан на рис. 9. Лазерные вспышки хорошо выделяются из фоновых событий, обусловленных свечением воды и атмосферными мюонами.

На основании данных серий лазерных измерений производится временная межкластерная калибровка всех кластеров телескопа. Для определения калибровочных параметров измеренное время регистрации сигналов оптических модулей, инициированных лазерными

вспышками, сопоставляется с ожидаемым. Ожидаемое время регистрации вычисляется на основании информации, получаемой от системы позиционирования телескопа. С учетом неопределенностей, связанных с измерениями положения лазеров и оптических модулей, точность межкластерной калибровки составляет величину около 2 нс. Данные межкластерной калибровки используются для реконструкции событий, регистрация которых осуществляется одновременно несколькими кластерами.

Помимо межкластерной временной калибровки, функцией ЛКС является контроль точности временной синхронизации кластеров [7]. В качестве параметра, характеризующего точность синхронизации, используется величина dt – среднеквадратичный разброс (RMS) разницы времен срабатываний каналов, расположенных на разных кластерах. Примеры распределений событий по величине dt , измеренных при проведении серий лазерных измерений на ЛС₅, представлены для кластеров 5, 8 и 9 на рис. 10. Точность временной синхронизации составила 2.1 нс. Эта величина определяется дискретностью времени фиксации триггерных сигналов (5 нс) и хорошо совпадает с ожидаемым значением.

Задача контроля характеристик измерительных каналов нейтринного телескопа требует от ЛКС необходимости засветки всех фотодетекторов установки. На рис. 11 представлен пример события, инициированного лазером, входящим в состав ЛС₆ на кластере 9. Лазер расположен на расстоянии 270 м от якоря гирлянды. Сработавшие каналы кластера выделены

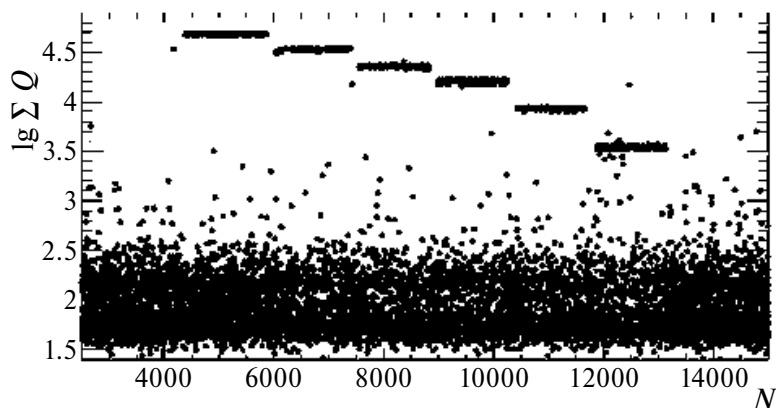


Рис. 9. Зависимость суммарного заряда сигналов в фотоэлектронах, регистрируемого всеми каналами кластера II, от номера события в режиме последовательного переключения каналов аттенюатора лазерного источника: от минимального до максимального уровня ослабления мощности излучения.

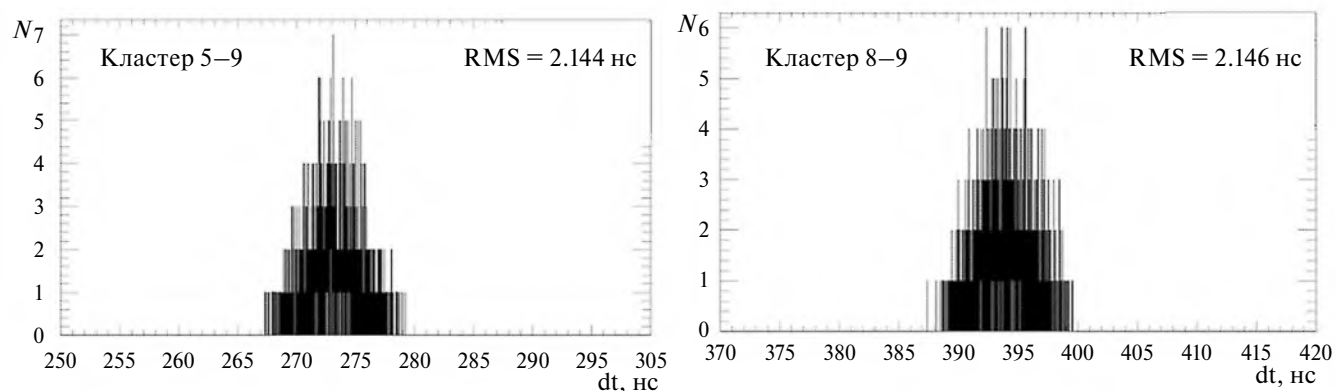


Рис. 10. Распределение событий по разнице времен регистрации сигналов dt каналами кластеров 5 и 9 (слева), 8 и 9 (справа).

кружками, площадь которых пропорциональна логарифму заряда зарегистрированного сигнала. Градации серого характеризуют время регистрации сигналов.

Лазерная вспышка надежно регистрируется всеми восемью гирляндами кластера. Один лазерный источник обеспечивает засветку более чем 80% каналов ближайших к нему гирлянд кластера и около половины каналов наиболее удаленных от лазера гирлянд (удаление от лазера примерно 145 м и 265 м соответственно). Два лазера, размещенные на разных горизонтах, при таком уровне мощности источника позволят засвечивать практически все каналы кластеров, прилегающих к ЛС.

ЛКС, обеспечивающая засветку всех каналов телескопа, позволяет сформировать комплексную систему контроля измерительной аппаратуры и условий регистрации физических событий в установке Baikal-GVD, включая калибровочные характеристики каналов, чувствительность фотодетекторов, уровень поглощения и рассеяния света в воде. В настоящее время разрабатываются методы измерения указанных выше параметров аппаратуры и водной среды. В частности, в 2022 году при помощи лазерных источников были проведены предварительные измерения длины ослабления света в воде. Полученные результаты согласуются в пределах 10% с измерениями, выполненными при помощи прибора BAIKAL5D [8]. Однако различие полученных разными методами результатов превышает ожидаемую статистическую погрешность, что требует проведения дополнительных модельных расчетов и натурных исследований.

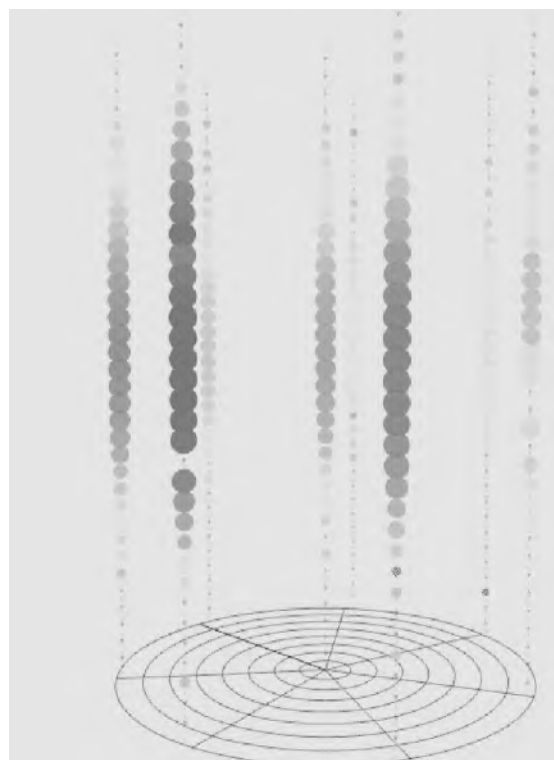


Рис. 11. Пример события, зарегистрированного кластером 9, при максимальной интенсивности лазерной вспышки. Кружками выделены сработавшие каналы кластера.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках программы развертывания нейтринного телескопа Baikal-GVD была разработана новая система калибровки глубоководной аппаратуры на основе лазерных источников света. В настоящее время в состав лазерных калибровочных станций входит 7 станций, на которых размещены 11 лазерных источников. Лазеры

излучают на длине волны 532 нм и оснащены системой управляемых аттенюаторов с шестью уровнями градации ослабления света. Высокая мощность источников (до 10^{15} фотонов на вспышку) и использование специально разработанных рассеивателей света позволяют при помощи двух лазеров, размещенных на одной лазерной станции, засвечивать все фотодетекторы ближайших к ним кластеров. Это обеспечивает возможность измерения ключевых характеристик нейтринного телескопа, таких как чувствительность фотодетекторов и уровень поглощения и рассеяния света в воде. На протяжении семи лет эксплуатации ЛКС показывала высокую надежность работы и обеспечивала выполнение своей основной функции – взаимной временной калибровки кластеров телескопа с наносекундной точностью.

Результаты исследований были получены с использованием материально-технической базы Байкальской нейтринной обсерватории и экспериментальных данных, накопленных глубоководным нейтринным телескопом Baikal-GVD.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baikal-GVD Collaboration: Avrorin A.D. et al.* // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. V. 273. P. 314. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.044>
2. *Baikal-GVD Collaboration: Avrorin A.D. et al.* // EPJ Web of Conf. 2016. V. 116. P. 01003. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201611601003>
3. *Baikal-GVD Collaboration: Avrorin A.D. et al.* // EPJ Web of Conf. 2016. V. 116. P. 5004. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201611605004>
4. *Baikal-GVD Collaboration: Avrorin A.D. et al.* // PoS ICRC2019. 2019. V. 358. P. 1012. <https://doi.org/10.22323/1.358.1012>
5. *Baikal-GVD Collaboration: Bardáčová Z. et al.* // PoS ICRC2023-987. 2023. V. 444. P. 987. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2309.17069>
6. *Avrorin A.V., Avrorin A.D., Aynutdinov V.M. et al.* // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. V. 273. P. 314. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.044>
7. *Aynutdinov V., Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D. et al.* // PoS ICRC2021. 2021. V. 395. P. 1067. <https://doi.org/10.22323/1.395.1067>
8. *Baikal-GVD Collaboration: Dvornický R. et al.* // PoS ICRC2023. 2023. V. 444. P. 977. <https://doi.org/10.22323/1.444.0977>

УДК 538.945.6

НЕВЫРОЖДЕННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СВЧ-УСИЛИТЕЛЬ НА КОНТАКТАХ ДЖОЗЕФСОНА Nb/AIO_x/Nb С КВАНТОВЫМ УРОВНЕМ ШУМОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ

© 2024 г. И. С. Беседин^а, И. Е. Пологов^а, Л. В. Филиппенко^б,
В. П. Кошелец^б, А. В. Карпов^{а, *}

^аНациональный исследовательский технологический университет МИСИС
Лаборатория сверхпроводниковых квантовых технологий
Россия, 119049, Москва, Ленинский просп., 4, с. 1

^бИнститут радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, к. 7

*e-mail: alexandre.karpov@yahoo.com

Поступила в редакцию 27.11.2023 г.

После доработки 30.05.2024 г.

Принята к публикации 11.09.2024 г.

Представлены результаты разработки сверхпроводящего параметрического СВЧ-усилителя на контакте Джозефсона (ДПУ), предназначенного, в частности, для считывания состояний сверхпроводящих кубитов. Продемонстрированы добавленный шум усилителя, близкий к квантовому пределу, и режим невырожденного четырехволнового усиления. Создание схемы ДПУ на основе ниобиевой технологии представляет значительный практический интерес в связи с долговечностью ниобиевых схем и с более высокой критической температурой материала по сравнению с распространенной алюминиевой технологией. Невырожденный режим работы ДПУ удобен для частотного разделения каналов сигнала и накачки. Микросхема усилителя состоит из четвертьволнового копланарного резонатора с массивом из трех СКВИДов.

DOI: 10.31857/S0032816224050067 EDN: ETYZJG

1. ВВЕДЕНИЕ

Считывание состояния квантовой системы — один из важнейших этапов любой работы в активно развивающейся области CQED (circuit quantum electrodynamics). Точное считывание необходимо при наблюдении квантовых прыжков [1], квантовых траекторий [2, 3], реализации квантовой коррекции ошибок [4] и наблюдении неклассических состояний света [5]. Мощность считывающего сигнала во всех этих приложениях очень мала (порядка нескольких фотонов в полосе), и сигнал должен быть усилен, чтобы быть обнаруженным измерительной аппаратурой. Как известно, любой усилитель добавляет к сигналу шум, и в случае

столь слабых сигналов вопрос о шумовой температуре усилителя встает особенно остро.

Минимально возможный добавленный шум усилителя (так называемый квантовый предел) равен $T_Q = hf / 2k_B$ [6], где h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, f — частота усиливаемого сигнала. На частоте 8 ГГц квантовый предел эквивалентной температуры шума усилителя составляет примерно 190 мК. Реальные усилители могут уступать идеальной схеме по ряду причин. Например, дополнительный шум в усилителе может быть обусловлен тепловым излучением элементов схемы, потерями в схеме, низкой квантовой эффективностью, дробовыми шумами, флуктуациями

и особенностями транспорта носителей в образце.

Параметрический СВЧ-усилитель на контакте Джозефсона (ДПУ) при температуре 10–50 мК и при оптимальном дизайне схемы может быть лишен всех этих дополнительных источников шума, он позволяет усиливать СВЧ-сигналы с минимальным добавлением шума – на уровне квантового предела шума. Тем не менее в реальных измерениях следует учитывать уровень шумов следующего за ДПУ каскада усиления, где обычно используются криогенные транзисторные усилители. При усилении ДПУ, равном 10 дБ, и при эквивалентной шумовой температуре последующего каскада, равной 3 К, вклад транзисторного усилителя в шумы цепочки может составить 300 мК, т. е. быть примерно равным $1.5T_0$ на 8 ГГц, тогда как при усилении ДПУ 20 дБ вклад будет 30 мК, т. е. малым по сравнению с T_0 .

В данной работе мы представляем результаты разработки ДПУ, сделанного из ниобия и состоящего из четвертьволнового копланарного резонатора с массивом из трех СКВИДов [7]. Мы демонстрируем наличие невырожденного четырехволнового усиления [8–12] и добавленный шум, близкий к квантовому пределу. Создание схемы ДПУ на основе ниобиевой технологии представляет значительный практический интерес в связи с ее долговечностью и с более высокой критической температурой материала по сравнению с аналогичными параметрами распространенной алюминиевой технологии. Невырожденный режим работы ДПУ

удобен для частотного разделения каналов сигнала и накачки.

2. ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦА И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Образец усилителя был изготовлен при помощи оптической литографии в стандартном Nb/AlOx/Nb-процессе [13, 14]. Принципиальная схема усилителя изображена на рис. 1а. Усиливаемый сигнал подается на вход усилителя через емкостной элемент связи, далее он поступает в копланарный четвертьволновый резонатор, нагруженный на массив из трех СКВИДов постоянного тока. Индуктивность контактов Джозефсона зависит от величины приложенного магнитного поля на СКВИДе. В результате рабочая частота усилителя перестраивается внешним магнитным полем. Обычно в эксперименте регистрируется ток через соленоид, создающий магнитное поле на СКВИДе в усилителе, и, как следствие, экспериментальные данные представляются как зависимость резонансной частоты схемы усилителя от тока через соленоид. Диапазон перестройки резонансной частоты схемы усилителя совпадает с рабочей полосой усилителя. Критический ток контактов Джозефсона был около 3.4 мкА. Сигнал накачки подается через отдельную копланарную линию передачи, индуктивно связанную со СКВИДами.

Корпус усилителя является частью испытательной установки (рис. 2). В зависимости от размера полости корпуса над образцом возможно возбуждение объемной моды, сильно

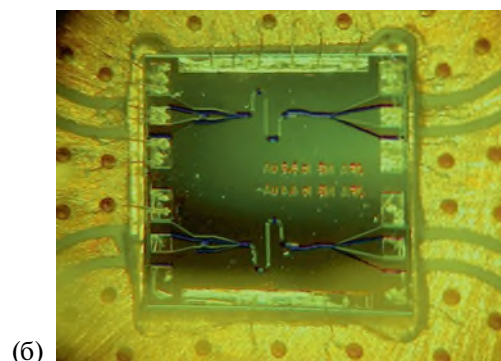
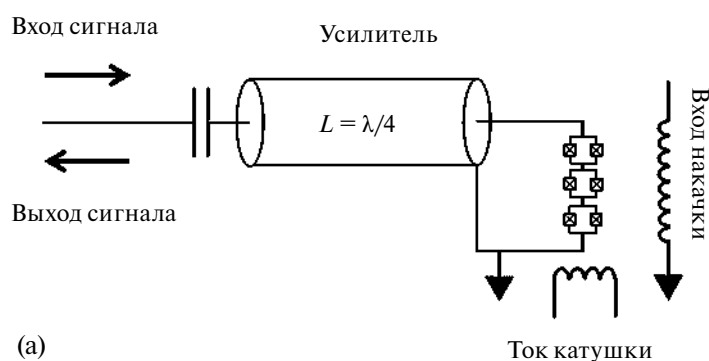


Рис. 1. Дизайн образца усилителя на контакте Джозефсона: **а** — принципиальная схема усилителя состоит из четвертьволнового резонатора и трех СКВИДов, сигнал и накачка подаются через два независимых канала; **б** — фотография образца с двумя схемами усилителя в экспериментальной установке. Размер чипа 4×4 мм². Вход сигнала — слева, вход накачки — справа.

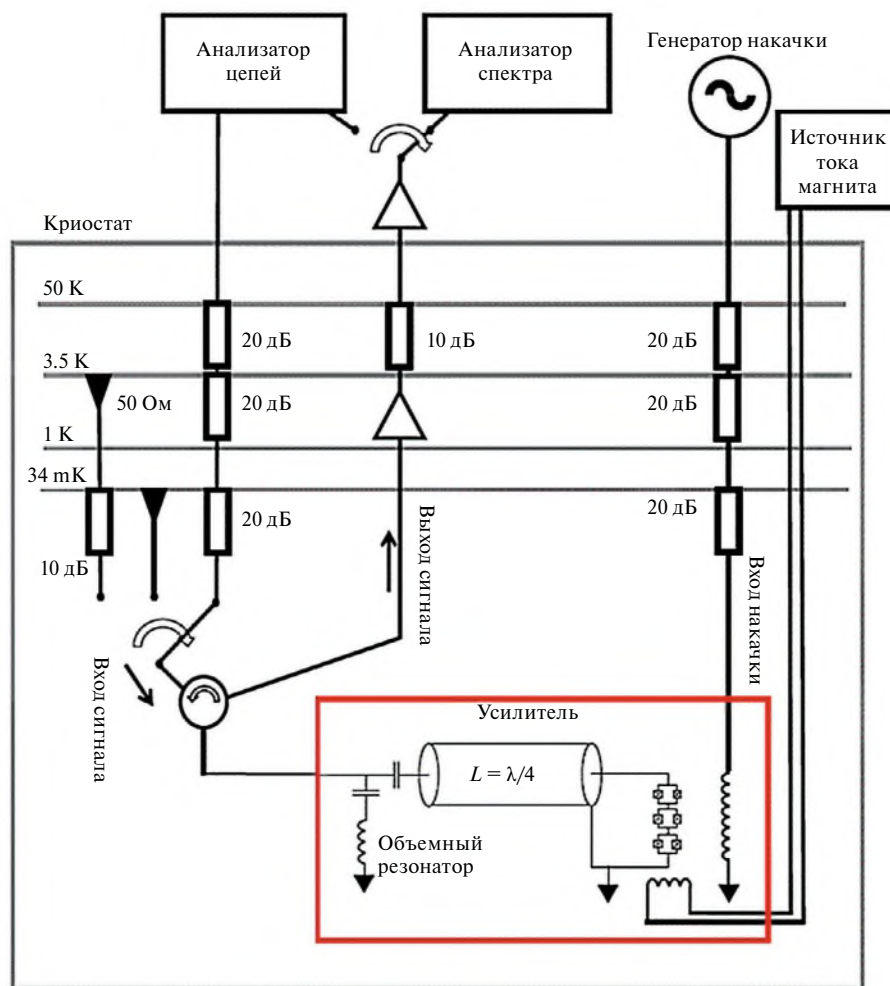


Рис. 2. Экспериментальная установка для измерения характеристик усилителя на контакте Джозефсона.

взаимодействующей со схемой испытуемого устройства (например, [15]). Мы проводили первичные испытания (рис. 3) в держателе, описанном в работе [15], с относительно высокой резонансной полосой полости (около 30 ГГц), заметно превышающей рабочие частоты усилителя. Для реализации невырожденного усилителя был использован корпус с размерами полости, обеспечивающими резонанс вблизи 7.9 ГГц. В этом случае за счет объемного резонанса корпуса была получена двухконтурная резонансная схема, необходимая для работы невырожденного усилителя.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Усилитель помещен в криостат и находится при температуре 34 мК. Сигнал накачки и сигнал от анализатора цепей поступают на вход

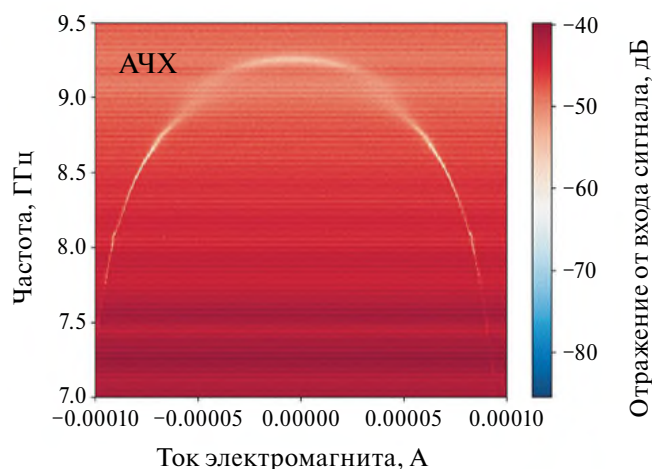


Рис. 3. Измеренная АЧХ цепи параметрического усилителя в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля (постоянного тока в соленоиде). Резонансная частота усилителя проявляется в виде особенности на плоскости коэффициентов отражения.

накачки и вход сигнала усилителя через охлаждаемые аттенюаторы, препятствующие прохождению тепловых шумов. Контакты Джозефсона включены в контур СКВИДа. Резонанс в полости над схемой усилителя представлен последовательным контуром. Источником калиброванного шума служат согласованные нагрузки, находящиеся при физических температурах 34 мК и 3.5 К. Для удобства эксперимента “горячая” нагрузка, температура которой составляет 3.5 К, подключена ко входу усилителя через охлажденный до 34 мК аттенюатор с ослаблением 10 дБ. Коэффициент усиления измеряется анализатором цепей; мощность шумов на выходе усилителя измеряется анализатором спектра.

3. ПЕРЕСТРОЙКА УСИЛИТЕЛЯ ПО ЧАСТОТЕ

В основе параметрического усилителя лежит эффект зависимости индуктивности СКВИДа, включенного в цепь микроволнового резонатора, от внешнего магнитного потока. Магнитное поле, проходящее через СКВИД, имеет постоянную и переменную компоненты. Постоянная компонента магнитного потока создается с помощью соленоида, намотанного вокруг держателя образца. Переменная компонента магнитного потока создается с помощью источника СВЧ-излучения, подключенного к порту накачки цепи параметрического усилителя.

Приложение внешнего магнитного поля к соленоиду уменьшает резонансную частоту резонатора. Зависимость резонансной частоты от приложенного поля определена методом измерения коэффициента отражения микроволнового излучения от входа сигнала параметрического усилителя при выключенной накачке.

Измеренные зависимости резонансной частоты усилителя от тока в управляющем соленоиде представлены на рис. 3. Данные получены как серии амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) схемы, измеренных при разных значениях тока в соленоиде. Ширина и интенсивность линии на плоскости АЧХ говорят о силе связи резонатора в схеме усилителя с источником сигнала. Исследованный образец имеет полосу перестройки от 7 ГГц до 9.2 ГГц и потенциально может усиливать в этом диапазоне, однако размытие отклика на АЧХ в полосе 8.5–9.2 ГГц может указывать на неоптимальную связь резонатора с источником сигнала в этом поддиапазоне.

Расчетная АЧХ параметрического усилителя с резонансом в полости корпуса (рис. 4) отличается расщеплением резонанса вблизи собственной частоты резонанса корпуса и иллюстрирует возможность реализации двухконтурной схемы невырожденного усилителя. Цветовая шкала рис. 4а показывает уровень коэффициента отражения от входа в схему

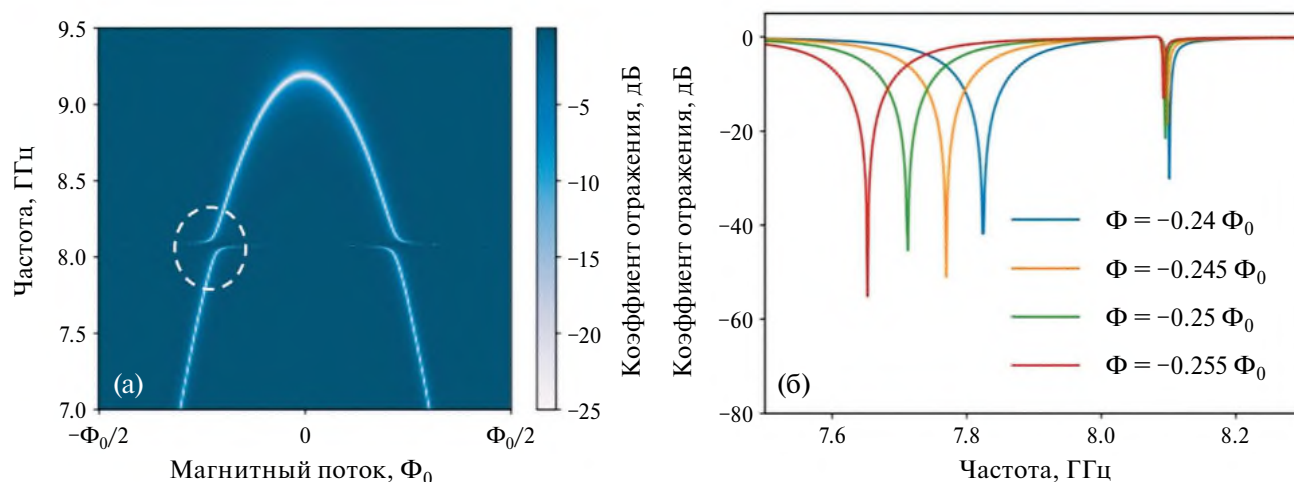


Рис. 4. а — Расчетная АЧХ входной цепи параметрического усилителя в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля для схемы с резонансом в полости корпуса, как в эксперименте на рис. 2. Область АЧХ, использованная для обеспечения невырожденного режима усилителя, выделена штриховой линией (соответствующий эксперимент представлен на рис. 6). **б** — Расчетный частотный отклик схемы усилителя при различных значениях магнитного потока в СКВИДах для области, выделенной штриховой линией на рис. 4а.

усилителя без накачки. Область расщепления резонанса выделена штриховой линией (рис. 4а). Расчет проводился для эквивалентной схемы рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения от входа схемы при различных значениях магнитного потока в СКВИДах (рис. 4б) в выделенной области демонстрирует возможность создания двухконтурной схемы, необходимой для невырожденного усилителя. Соответствующие эксперименты, подтверждающие предложенную модель, представлены ниже.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

С точки зрения применения, для улучшения точности единовременного считывания кубита важна задача оптимизации управляющих тока, частоты и мощности ДПУ. Измерение точности считывания состояния кубита достаточно трудоемко, так как оно требует одновременного управления и кубитом, и параметрическим усилителем. Близкой по смыслу величиной, характеризующей полезность усилителя для подобного применения, является отношение сигнал/шум. В линейном приближении эта характеристика имеет зависимость лишь от частоты сигнала. Линейная модель справедлива при малой мощности пробного сигнала. Характерной величиной уровня мощности, ниже которого справедливо линейное приближение, является мощность насыщения — точка компрессии 1 дБ.

При использовании параметрического усилителя для единовременного дисперсионного считывания состояния кубита полоса усилителя должна значительно превышать полосу считываемого сигнала, которая, в свою очередь, определяется полосой считываемого резонатора. Поэтому оптимизация частоты и мощности накачки, а также тока соленоида должна проводиться для разных частот пробного сигнала, мощность которого соответствует мощности считываемого сигнала. В данном эксперименте оптимизация проводилась в диапазоне частот 7.4–8.2 ГГц с мощностью пробного сигнала –120 дБм. Для определения относительной величины отношения сигнал/шум проводилось многократное измерение коэффициента прохождения с помощью векторного анализатора цепей. Отношение сигнал/шум пропорционально стандартному отклонению этой величины.

Результаты оптимизации параметров показаны на рис. 5. Как и ожидалось, для невырожденного усилителя частота накачки отличается от частоты сигнала на 150–200 МГц (рис. 5а).

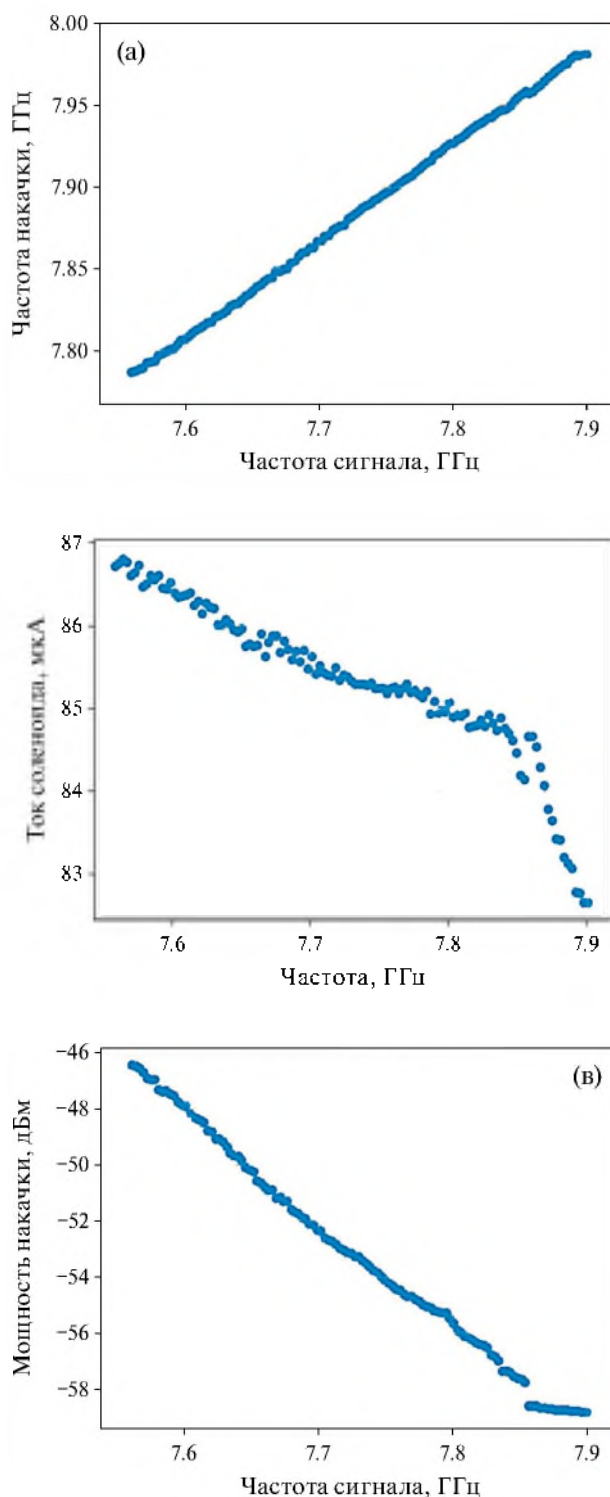


Рис. 5. Зависимость оптимальных параметров накачки и тока в электромагните от целевой частоты (частоты усиливаемого сигнала).

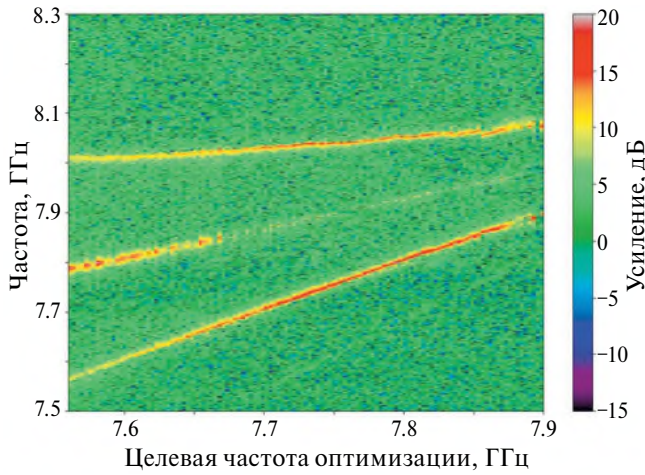


Рис. 6. Измеренные частотные зависимости усиления ДПУ для каждой целевой частоты оптимизации (при оптимальных параметрах режима из рис. 5). Усиление более 15 дБ наблюдается на выбранной для оптимизации частоте (нижняя красная полоска), а также на зеркальной частоте (верхняя красная полоска). Частота накачки лежит между нижней и верхней полосами усиления (средняя линия). Разница между частотой накачки и полосами усиления достигает 200 МГц.

Измеренные частотные зависимости усиления ДПУ для каждой целевой частоты оптимизации представлены на рис. 6. При измерениях использовались оптимальные параметры режима из рис. 5. Для каждой частоты оптимизации наблюдаются два максимума усиления (в полосе сигнала и в зеркальной), характерные для невырожденного параметрического усилителя. Усиление более 15 дБ наблюдается на выбранной для оптимизации частоте (нижняя красная полоска), а также на зеркальной частоте (верхняя красная полоска). Частота накачки лежит между нижней и верхней полосами усиления (средняя линия). Разница между частотой накачки и полосами усиления достигает 200 МГц, что достаточно для частотного разделения каналов сигнала и накачки.

5. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Измерения коэффициента усиления и шумовой температуры ДПУ проводились методом эталонных источников шумового сигнала. В качестве эталонного источника шума использовалось абсолютно черное тело, а именно две

согласованные нагрузки величиной 50 Ом, находящиеся при известной температуре с известными эффективными температурами. Нагрузки поочередно подключаются ко входу усилителя, при этом с помощью анализатора спектра измеряется мощность сигнала на выходе. Эталонные нагрузки излучают шумовой сигнал в широком диапазоне частот, в том числе и на зеркальной частоте. Поэтому следует учитывать, что шумовая мощность на выход параметрического усилителя поступает через сигнальный и через зеркальный каналы. Мощность, измеренная анализатором спектра в полосе частот B , для линейного параметрического усилителя описывается формулами

$$P_{1out} = G_S B k_B (T_{1in} + T_n) + (G_I - 1) B k_B (T_{1in}), \quad (1)$$

$$P_{2out} = G_S B k_B (T_{2in} + T_n) + (G_I - 1) B k_B (T_{2in}), \quad (2)$$

где G_S , G_I — усиление на частоте сигнала и на зеркальной частоте, T_{1in} и T_{2in} — эквивалентные шумовые температуры черного тела (в терминах Рэлея–Джинса). Измеряемая эквивалентная шумовая температура усилителя T_n характеризует канал сигнала. В случае, когда G_S , G_I равны по величине и заметно превышают 1:

$$P_{1out} = G B k_B (2T_{1in} + T_n) \quad (3)$$

$$P_{2out} = G B k_B (2T_{2in} + T_n), \quad (4)$$

что дает следующую эквивалентную шумовую температуру усилителя на частоте сигнала:

$$T_n = \frac{2(T_{1in} - T_{2in})}{\frac{P_{1out}}{P_{2out}} - 1}. \quad (5)$$

Мощность P_{1out} , P_{2out} измерена при двух различных температурах эталонного черного тела T_{1in} , T_{2in} , подключенного ко входу параметрического усилителя. Решение системы двух линейных уравнений (3) и (4) относительно неизвестных $G T_n$ и G чувствительно к ошибкам величин $T_{1in} - T_{2in}$ и $T_{1in} P_{2out} - T_{2in} P_{1out}$, поэтому желательно выбирать T_{1in} и T_{2in} таким образом, чтобы их разность и среднее были соразмерны с T_n .

Преимуществом описанного метода измерения шумовой температуры и коэффициента усиления является возможность получения абсолютных калиброванных на температуру

эталонной нагрузки значений. Недостатком метода является численная неустойчивость системы уравнений по отношению к флуктуациям мощности и ошибкам линейной модели. Для вычисления мощности шума эталонных нагрузок использовалась эффективная температура нагрузок T_{eff} , соответствующая спектральной плотности мощности шума в терминах Рэлея–Джинса. Величина T_{eff} вычислялась по соотношению Каллена и Велтона [16]:

$$T_{eff} = \frac{hf}{2k_B} \text{cth} \left(\frac{hf}{2k_B T} \right). \quad (6)$$

При частоте 8 ГГц эффективная температура холодной нагрузки T_{2in} была около 190 мК. “Горячая” нагрузка, находящаяся при температуре 3.5 К, присоединена к опорной плоскости перед усилителем через аттенюатор $L = 10$ дБ, находящийся при температуре 34 мК. Суммарная мощность шума “горячей” нагрузки получалась в результате сложения излучения холодного аттенюатора и ослабленного аттенюатором излучения нагрузки:

$$T_{lin} = \frac{T_{eff\ Hot}}{L} + T_{eff\ Cold} \left(1 - \frac{1}{L} \right). \quad (7)$$

При частоте 8 ГГц температура излучения от горячей нагрузки составила примерно $T_{lin} = 350 \text{ мК} + 170 \text{ мК} = 520 \text{ мК}$.

Другой подход к измерению шума и коэффициента усиления основан на измерении коэффициента прохождения сигнала с помощью векторного анализатора. Этот метод не требует решения уравнений и дает быстрый результат. Основной недостаток этого метода – получаемые значения усиления и шумовой температуры не абсолютные, а относительные. В принципе, сопоставляя уровень усиления с результатом, получаемым методом двух согласованных нагрузок при различных температурах, мы можем откалибровать этот результат. Второй метод использовался для быстрой диагностики усилителя.

Результаты измерения коэффициента усиления и эффективной шумовой температуры цепи, состоящей из параметрического усилителя и усилителя с высокой электронной подвижностью на ступени 3.5 К криостата, методом эталонных источников шумового сигнала показаны на рис. 7, 8 соответственно.

Видно, что усиление невырожденное [8, 10]: вместо одного лоренцевского пика с максимумом на частоте накачки наблюдаются два пика с равноудаленными от частоты накачки максимумами. Раздвоенный частотный отклик является характерной частотной характеристикой схемы, состоящей из двух связанных резонаторов, в данном случае схемы, составленной из объемного резонатора в корпусе усилителя и планарной схемы усилителя. В результате резонанс контура усилителя расщепляется на два,

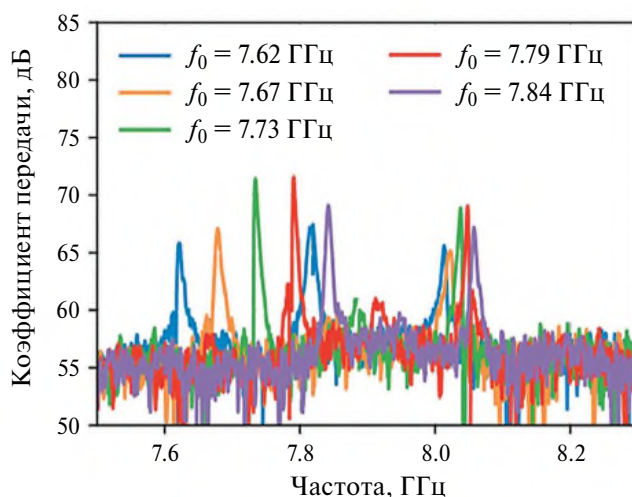


Рис. 7. Результат измерения коэффициента усиления цепи, состоящей из ДПУ и усилителя на транзисторе с высокой подвижностью электронов. Усиление определяется как превышение над калибровочной кривой, оно достигает 15–17 дБ. Целевая частота сигнала для оптимизации — f_0 .

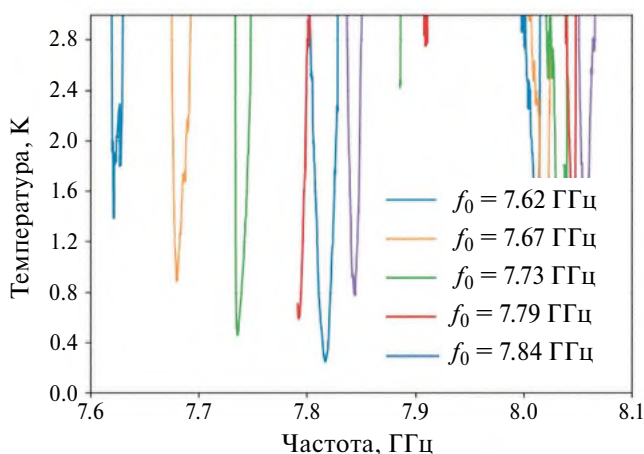


Рис. 8. Результат измерения эквивалентной шумовой температуры цепи, состоящей из ДПУ и усилителя на транзисторе с высокой подвижностью электронов. Целевая частота сигнала для оптимизации — f_0 .

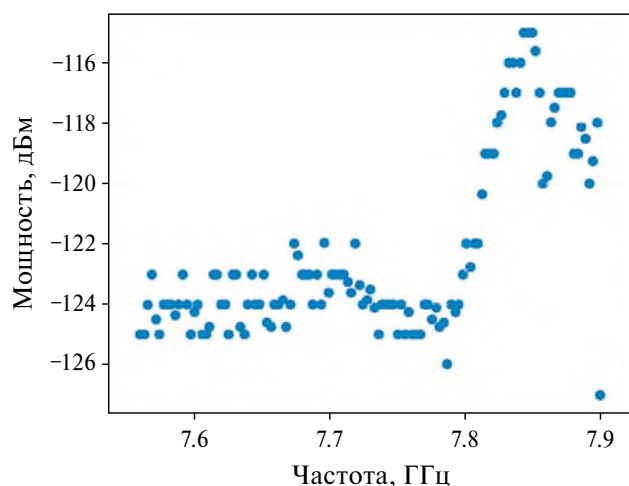


Рис. 9. Уровень мощности сигнала при компрессии 1 дБ в зависимости от частоты центра полосы усиления перестраиваемого параметрического усилителя.

тем самым меняя вид кривой усиления и полосу усиления [11, 12]. Невырожденное усиление является чрезвычайно удобным при использовании усилителя для измерения сверхпродающих кубитов. Поскольку накачка сильно отстроена от частоты сигнала, исключается ее влияние на исследуемую систему.

Полученная в эксперименте частотная зависимость коэффициента усиления (рис. 7) находится в хорошем соответствии с расчетным откликом для двухконтурной схемы невырожденного усилителя (рис. 4б). Частоты с максимальным усилением рис. 7 соответствуют частотам резонансных пиков рис. 4б.

Измеренное усиление достигает величины 15–17 дБ, а минимальный шум усилительной цепи приближается к 0.4–0.5 К. Здесь вклад транзисторного усилителя в измеренный шум системы около 0.2–0.3 К, тогда как добавленный шум ДПУ достигает 0.2 К и приближается к квантовому пределу для рабочей частоты 7.8 ГГц.

6. МОЩНОСТЬ НАСЫЩЕНИЯ

Мощность насыщения усилителя измерена с помощью векторного анализатора цепей. Абсолютные значения мощности получены из совмещения результатов измерений коэффициента усиления двумя методами. В качестве точки, соответствующей насыщению, была выбрана точка компрессии в 1 дБ, т.е. мощность на входе цепи параметрического усилителя, при

которой коэффициент усиления уменьшается на 1 дБ по сравнению с коэффициентом усиления в пределе малой мощности сигнала. Результаты измерения показаны на рис. 9.

Измеренное значение мощности насыщения составило -124 ± 2 дБм, что соответствует примерно 10 фотонам частоты сигнала при времени накопления 0.1 мкс. Достигнутые значения мощности насыщения позволяют использовать разработанный усилитель для определения квантового состояния кубита методом дисперсионного считывания.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены характеристики разработанного параметрического СВЧ-усилителя, состоящего из четвертьволнового копланарного резонатора с массивом из трех СКВИДов. Измеренные значения эквивалентной шумовой температуры разработанного СВЧ-усилителя на контакте Джозефсона по величине существенно меньше шумов криогенного усилителя на транзисторе с высокой подвижностью носителей заряда (2–3 К), это подтверждает полезность разработанного усилителя для построения схем считывания состояний кубитов. Наиболее достоверное измерение абсолютной величины эквивалентной шумовой температуры усилительной цепочки, состоящей из ДПУ и транзисторного усилителя, сделано методом эталонных источников шума. В качестве источника эталонного сигнала использовались два абсолютно черных тела (поглотителя) с эквивалентной температурой шума 190 мК и 520 мК. Минимальная измеренная шумовая температура усилителя приближается (с точностью измерений) к квантовому пределу, она составила 400–500 мК.

Продемонстрирован невырожденный режим работы усилителя, характерный для схемы, состоящей из двух связанных резонаторов. Частотное разделение полосы усиления и полосы накачки в невырожденном усилителе удобно для изоляции считываемого кубита от мощности накачки усилителя. Измеренный уровень мощности насыщения соответствует мощности сигнала примерно в 10 фотонов за время накопления 0.1 мкс, он достаточен для работы с типичной мощностью сигналов при считывании состояний кубитов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-30026, <https://rscf.ru/en/project/21-72-30026/>). Изготовление экспериментальных образцов сверхпроводящей микросхемы усилителя поддержано грантом Российского научного фонда (проект № 21-42-04421, <https://rscf.ru/project/21-42-04421/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gambetta J., Blais A., Boissonneault M., Houck A.A., Schuster D.I., Girvin S.M.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. P. 012112.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevA.77.012112>
2. *Roch N., Schwartz M.E., Motzoi F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 170501.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.170501>
3. *Weber S.J., Murch K.W., Kimchi-Schwartz M.E., Roch N., Siddiqi I.* // Compt. Rend. Phys. 2016. V. 17. P. 766.
<http://doi.org/10.1016/j.crhy.2016.07.007>
4. *Reed M.D., Dicarlo L., Nigg S.E., Sun L., Frunzio L., Girvin S.M., Schoelkopf R.J.* // Nature. 2012. V. 482. P. 382.
<http://doi.org/10.1038/nature10786>
5. *Eichler C., Bozyigit D., Lang C., Baur M., Steffen L., Fink J.M., Filipp S., Wallraff A.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 113601.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.113601>
6. *Clerk A.A., Devoret M.H., Girvin S.M., Marquardt F., Schoelkopf R.J.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1155.
<http://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1155>
7. *Eichler C., Wallraff A.* // EPJ Quantum Technol. 2014. V. 1. № 2.
<http://doi.org/10.1140/epjqt2>
8. *Eichler C., Salathe Y., Mlynek J., Schmidt S., Wallraff A.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 110502.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.110502>
9. *Roy A., Devoret M.* // Compt. Rend. Phys. 2016. V. 17(7). P. 740.
<http://doi.org/10.1016/j.crhy.2016.07.012>
10. *Devoret M., Roy A.* // Compt. Rend. Phys. 2016. V. 17. №. 7. P. 740.
<http://doi.org/10.1016/j.crhy.2016.07.012>
11. *Mutus J.Y., White T.C., Barends R. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 263513.
<http://doi.org/10.1063/1.4886408>
12. *Roy T., Kundu S., Chand M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 262601.
<http://doi.org/10.1063/1.4939148>
13. *Dmitriev P.N., Ermakov A.B., Kovalenko A.G. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. V. 9. P. 3970.
<http://doi.org/10.1109/77.783897>
14. *Filippenko L.V., Shitov S.V., Dmitriev P.N. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11. P. 816.
<http://doi.org/10.1109/77.919469>
15. *Averkin A.S., Karpov A., Shulga K., Glushkov E., Abramov N., Huebner U., Il'ichev E., Ustinov A.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 104702.
<https://doi.org/10.1063/1.4896830>
16. *Kerr A.R., Feldman Pan M.J. S.-K.* NRAO electronics division internal report № 304 (also distributed as MMA Memo № 161), 1996.
<https://www.gb.nrao.edu/electronics/edir/edir304.pdf>

УДК 621.375.7

ЧЕТЫРЕХФОТОННЫЙ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ
СВЧ-УСИЛИТЕЛЬ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ© 2024 г. А. А. Ломоносов^а, Р. В. Кубраков^а, Л. В. Филиппенко^а, Р. К. Козулин^а,
В. А. Крупенин^б, В. К. Корнев^б, М. А. Тарасов^{а, *}^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
Россия, 125009, Москва, Моховая, 11, с. 7^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

*e-mail: tarasov@hitech.cplire.ru

Поступила в редакцию 27.08.2024 г.

После доработки 06.09.2024 г.

Принята к публикации 11.09.2024 г.

Джозефсоновские параметрические усилители бегущей волны могут обладать широким частотным диапазоном усиления, высокой чувствительностью и низким уровнем шума, что делает их перспективными для квантовых вычислений, систем считывания матричных приемников, спектроскопии, однофотонных детекторов и др. В данной работе исследованы образцы параметрических усилителей бегущей волны на основе трехслойной структуры Nb/AlO_x/Nb типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) с единичной ячейкой типа SNAIL (Superconducting Nonlinear Asymmetric Inductive elements) из кинетической индуктивности четырех СИС-переходов и нелинейной индуктивности меньшего СИС-перехода. Ячейки поочередно включены в противофазе по магнитному потоку, за счет внешнего магнитного поля может быть реализован отрицательный знак нелинейности Керра и уменьшение рассогласования по фазе для частоты накачки, частоты сигнала и зеркальной частоты. Измерены спектры пропускания образцов при температурах 4.2 К и 2.8 К в диапазоне частот 0.1–6 ГГц.

DOI: 10.31857/S0032816224050075 EDN: ETWTMZ

1. ВВЕДЕНИЕ

В параметрическом усилителе на вход подается мощная волна накачки на частоте f_p вместе со слабым усиливаемым сигналом f_s . Электрический ток волны накачки модулирует нелинейную реактивность и путем смешения частот производит усиление сигнала на частоте f_s , а также генерацию зеркального сигнала на частоте f_r . Теория таких усилителей была создана в работе [1]. В нашем случае реализован усилитель с накачкой нелинейной индуктивности джозефсоновского перехода (ДП) сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС-переход, рис. 1) в длинной копланарной линии. Импеданс такой бесконечной линии без потерь составляет

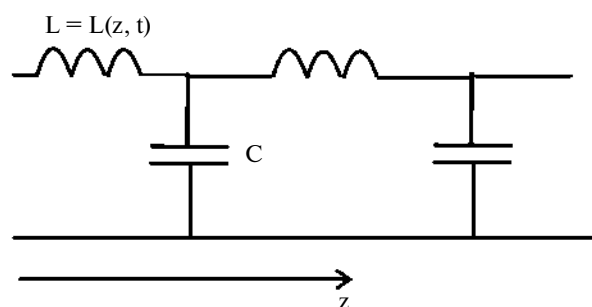


Рис. 1. Линия передачи с нелинейной индуктивностью.

$$Z_0 = \frac{i\omega L}{2} + \sqrt{\frac{L}{C} - \frac{\omega^2 L^2}{4}}$$

или

$$Z_0 = \rho_0 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{cp}} \right)^2} + i \frac{\omega}{\omega_{cp}} \right),$$

где волновое сопротивление

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

и частота среза

$$\omega_{cp} = \frac{2}{\sqrt{LC}},$$

а $|Z_0| = \rho_0$ и $\omega \leq \omega_{cp}$. Понятно, что импеданс такой линии всегда комплексный и невозможно полностью согласовать импедансы джозефсоновских параметрических усилителей бегущей волны (ДПУБВ) и действительный импеданс линии передачи сопротивлением 50 Ом во всем диапазоне частот (рис. 2).

Соотношения мощностей волны накачки, волны сигнала и зеркальной волны удовлетворяют уравнениям Мэнли–Роу. Они представляют собой энергетические соотношения для взаимодействия нескольких колебаний в нелинейных системах. Для параметрического усилителя на частоте накачки f_p , частоте сигнала f_s и зеркальной (холостой) частоте f_i они имеют вид

$$\frac{P_p}{f_p} = \frac{P_s}{f_s} = \frac{P_i}{f_i},$$

т.е. мощность от источника накачки перераспределяется в простейшем случае между двумя колебаниями. Для осуществления усиления сигнала требуется наличие еще одной волны в линии – холостой или зеркальной $f_i = f_p - f_s$. При этом для нелинейных элементов существуют две возможные схемы усиления сигнала: трехфотонная и четырехфотонная (рис. 3).

В зависимости от вида используемой нелинейности можно реализовать процесс четырехфотонного смешения, где соотношение между частотами имеет вид

$$2f_p = f_s + f_i, \quad (1)$$

или процесс трехфотонного смешения, где соотношение имеет вид

$$f_p = f_s + f_i. \quad (2)$$

Соотношения (1), (2) представляют собой закон сохранения энергии фотонов, участвующих в процессе смешения. Закон сохранения импульса требует аналогичного соотношения для волновых векторов k : в режиме четырехфотонного смешения

$$2k_p = k_s + k_i, \quad (3)$$

в режиме трехволнового смешения

$$k_p = k_s + k_i. \quad (4)$$

Соотношения (3), (4) также известны как условия фазового согласования, и их выполнение необходимо для усиления сигнала. Следует подчеркнуть, что генерация сигнала зеркальной частоты f_i и мощность усиленного сигнала линейно связаны, что следует из условий (1)–(4). Поэтому подавление зеркальной частоты f_i приведет к подавлению усиления сигнала f_s .

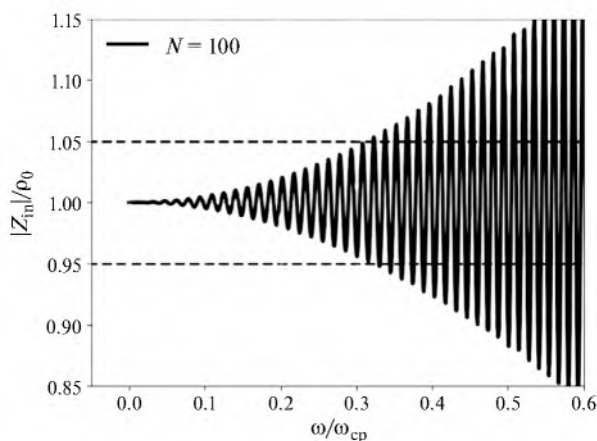
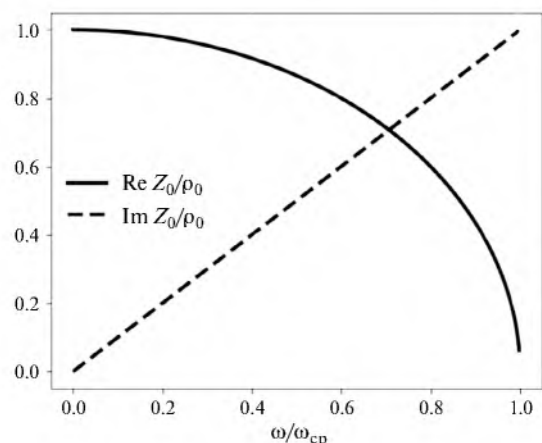


Рис. 2. Действительная и мнимая части импеданса непрерывной линии по простой формуле и расчет рассогласования импедансов дискретной линии с действительной нагрузкой [2].

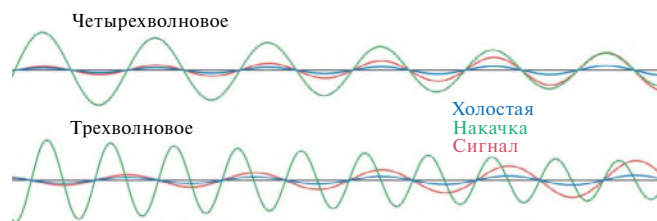


Рис. 3. Схематическое изображение усиления в двух режимах: четырехволновом и трехволновом.

Распространение волны напряжения в линии можно описать формулой

$$V_n(t) = V_0 \exp[i(\omega t - kxn)],$$

где $k = 2\pi/\lambda = \omega/v$ – волновое число, $xn = an$ – координата n -й ячейки. Нужно еще иметь в виду, что фазовая скорость уменьшается с частотой от

$$v_D(\omega = 0) = \frac{a\omega_{cp}}{2} = \frac{a}{\sqrt{LC}}$$

до 0.65 на частоте среза линии ω_{cp} . В обоих режимах энергия из волны накачки перекачивается сначала в зеркальную (холостую), потом обратно в сигнальную волну, происходит параметрическое усиление сигнала. В трехфотонном режиме один фотон накачки преобразуется в фотон сигнала и зеркальный фотон. В четырехфотонном режиме два фотона накачки преобразуются в фотон сигнала и зеркальный фотон. Следует подчеркнуть, что генерация сигнала зеркальной частоты f_I и мощность усиленного сигнала f_S линейно связаны, что следует из закона сохранения энергии в виде соотношений Мэнли–Роу

$$\frac{P_p}{f_p} = \frac{P_s}{f_s} = \frac{P_I}{f_I}.$$

Поэтому подавление зеркальной частоты f_I приведет к подавлению усиления сигнала f_S .

2. ОДИНОЧНАЯ ЯЧЕЙКА И ЦЕПОЧКА

Исследуемые ДПУБВ состоят из одиночных ячеек в виде сверхпроводящих квантовых интерферометров, СКВИДов. Рассмотрим несколько вариантов СКВИДов, поскольку они используются в разных вариантах дизайна ячеек параметрических усилителей (рис. 4):

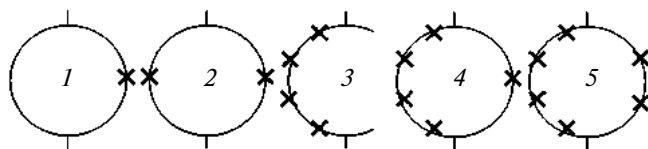


Рис. 4. Ячейки в виде ВЧ-СКВИДа (1), ПТ-СКВИДа (2), кинетической индуктивности из четырех ДП (3), SNAIL-структуры в виде СКВИДа с петлей из кинетической индуктивности четырех больших ДП и одним малым нелинейным ДП (4), то же с двумя малыми ДП (5).

ВЧ-СКВИД с одним ДП и индуктивной петлей, ПТ-СКВИД (СКВИД постоянного тока) с двумя ДП и индуктивной петлей, кинетическая индуктивность из четырех ДП, ВЧ-СКВИД с кинетической индуктивностью и одним малым ДП, ВЧ-СКВИД с кинетической индуктивностью петли и двумя ДП для увеличения нелинейности.

Разработаны и изготовлены образцы ДПУБВ типа SNAIL (Superconducting Nonlinear Asymmetric Inductive elements). Ячейка состоит из четырех переходов с одной стороны кольца и двух переходов с другими параметрами с другой стороны кольца (рис. 4, ячейка 5). Фактически, этот дизайн представляет собой ВЧ-СКВИД с кинетической индуктивностью (4 перехода слева) и составной джозефсоновский переход справа (рис. 6).

Большие СИС-переходы площадью 20 мкм^2 и маленькие переходы площадью 5 мкм^2 по расчету должны были иметь сопротивления порядка 100 Ом и 400 Ом, критические токи согласно теории Амбегаокара–Баратова должны быть 16 мкА и 4 мкА, джозефсоновские индуктивности 20 пГн и 80 пГн. Геометрическая индуктивность петли площадью 300 мкм^2 оценивалась как 25 пГн. Полная индуктивность петли, включая геометрическую индуктивность и индуктивность четырех ДП, составляет 150 пГн. Конденсаторы на землю площадью 250 мкм^2 рассчитаны на емкость 45 фФ. Импеданс копланарной линии с такими элементами оценивается как 60 Ом. Частота среза линии составит 60 ГГц, при этом плазменная частота с емкостью в петле 0.5 пФ составит 20 ГГц. Индуктивный параметр по расчету $\beta_L = L_{\text{loop}}/2L_{\text{junc}} = 150/160 = 0.93$, что реально меньше.

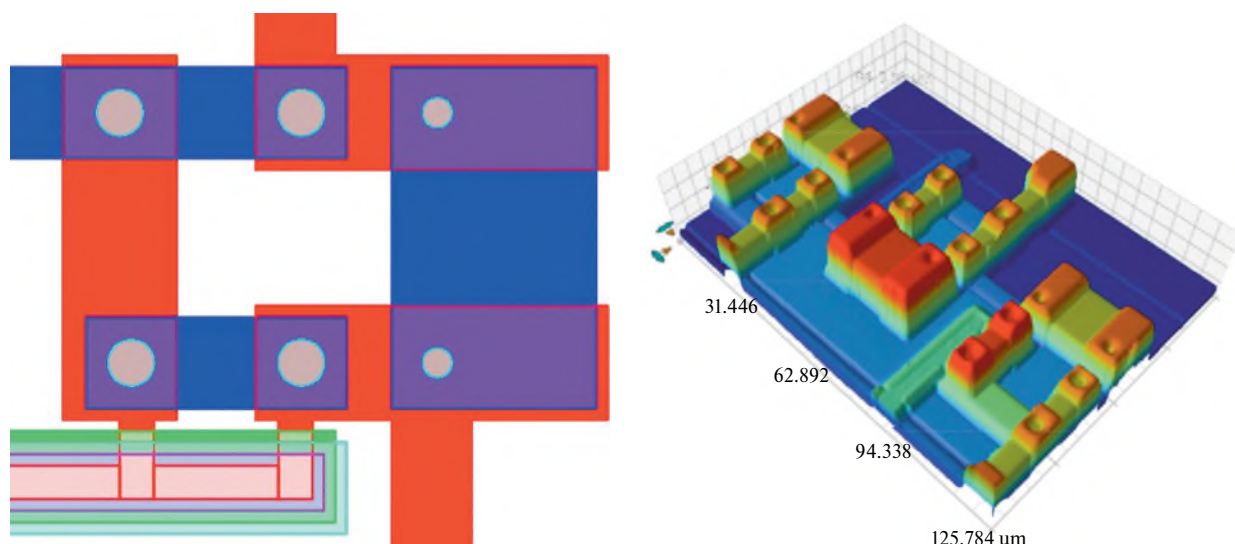


Рис. 5. Слева — схематическое изображение ячейки ДПУБВ типа SNAIL (красным и синим цветами обозначены сверхпроводящие уровни, серые круги — джозефсоновские переходы), справа — реальное изображение фрагмента изготовленной схемы в оптическом профилометре.

Каждая последующая ячейка симметрично развернута относительно оси, за счет магнитного поля может быть реализован отрицательный знак нелинейности Керра. Впервые такой режим для согласования фазы в четырехволновом ДПУБВ был предложен в теоретической работе [3]. Практическая реализация в работе [4] позволила реализовать согласование фаз 6 и 10 ГГц при накачке 8 ГГц и усиление более 20 дБ. Переменная полярность магнитного потока в соседних ячейках подавляет нежелательный процесс трехфотонного усиления и позволяет получить оптимальный четырехфотонный процесс. За счет чередующегося знака керровской фазовой модуляции снижается суммарное фазовое рассогласование. Достоинством такой конфигурации является возможность менять частоту накачки в широких пределах, в отличие от схемы с резонансными элементами для достижения фазового согласования, в которой частота накачки оказывается фиксированной.

Чип размером 7×7 мм² представляет собой 16 контактных площадок, между которыми расположены цепочки из ячеек различной длины: справа и слева короткие линии по 50 ячеек в каждой, посередине — длинная линия с 1000 ячеек. Кроме того, снизу чипа расположен одиночный СКВИД, чтобы обеспечить возможность его отдельного измерения. Таким образом, в каждом чипе находится более 6000 переходов.

Ранее в нашей работе [5] были исследованы образцы ДПУБВ с переходами на основе структуры $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$. Одним из наиболее важных параметров в выборе материала для изготовления ДПУБВ является критическая температура — у алюминия она составляет 1.18 К. Если брать ниобий в качестве материала для переходов, надо учесть, что его критическая температура составляет 9.2 К, а значит будет достаточным использование жидкого гелия для

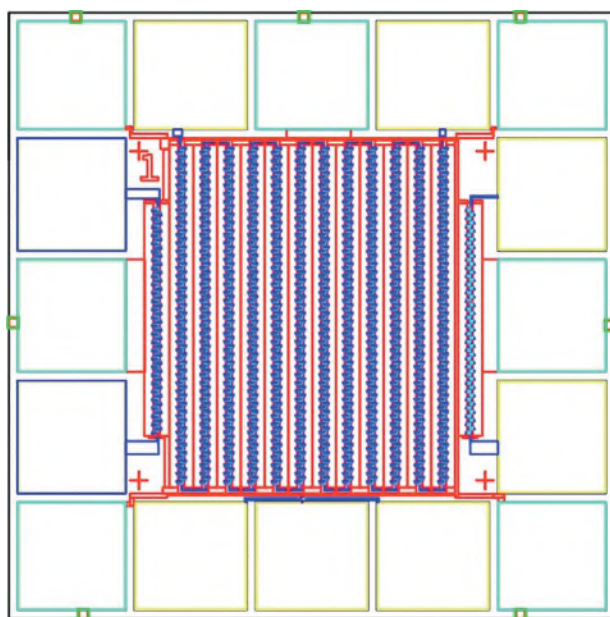


Рис. 6. Дизайн чипа ДПУБВ.

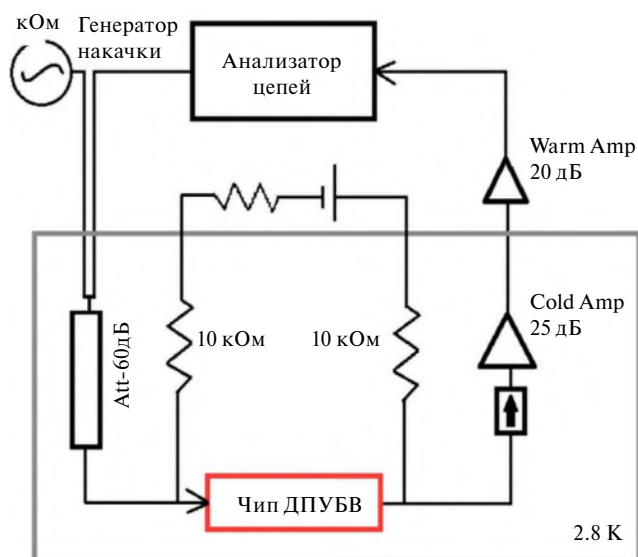


Рис. 7. Схема измерения в криостате Гиффорда–Мак-Магона.

достижения необходимых рабочих температур. Поэтому в качестве материалов для переходов параметрического усилителя была выбрана ниобиевая трехслойная структура $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$.

Предварительно все изготовленные в лаборатории образцы обмерялись в транспортном сосуде Дьюара при температуре жидкого гелия (4.2 К) с помощью криозонда; из них были отобраны наиболее подходящие чипы для измерения в криостате Гиффорда–Мак-Магона

при температуре 2.8 К. Криозонд представляет собой трубку с держателем образцов на одном конце; он снабжен магнитным экраном, предотвращающим внешние наводки и повышающим точность измерений. Принципиальная схема установки в криостате показана на рис. 7, фото монтажа холодной ступени – на рис. 8.

3. СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ В КРИОСТАТЕ

Снятие спектров пропускания чипа проводится с помощью отечественного векторного анализатора цепей Arinst VNA-PR1. В качестве генератора накачки использован HP8684B. Сигнал по коаксиальным кабелям идет внутрь криостата, он смешивается с волной накачки через тройник; далее волны попадают через холодный аттенюатор с суммарным ослаблением 60 дБ в чип усилителя; после прохождения волнами цепочки ячеек усилителя результат их взаимодействия попадает в вентиль и затем в холодный полупроводниковый усилитель (с усилением 25 дБ в диапазоне частот 2–6 ГГц); после выхода из холодной части сигнал попадает в теплый усилитель (с усилением 20 дБ до 6 ГГц) и возвращается в анализатор цепей. Чип также подключен через резисторы (по 10 кОм с каждой стороны) к разьему смещения и усиления на постоянном токе – это позволяет задавать смещение по постоянному

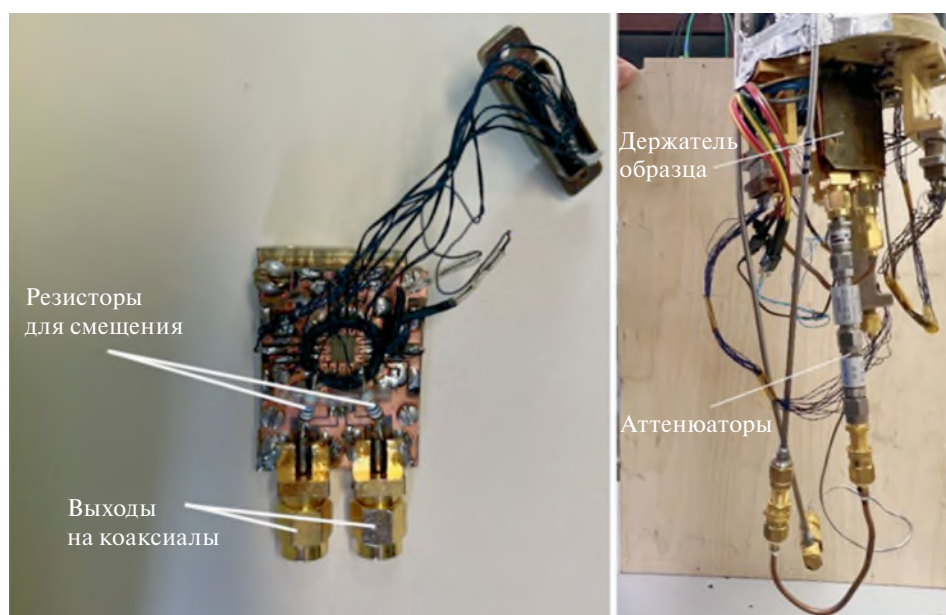


Рис. 8. Держатель образца слева и холодная плата справа.

току и снимать ВАХ-цепочки. На холодной пятке установки расположен также угольный термометр для измерения фактической температуры держателя образцов.

Ограничения по измеряемому спектру вносят два элемента установки. Во-первых, анализатор цепей снимает характеристики в частотном диапазоне от 500 до 6000 МГц; во-вторых, вентиль, установленный перед холодным усилителем имеет низкую пропускную способность при частотах ниже 2000 МГц. Поэтому итоговые характеристики образцов ограничиваются диапазоном 2–6 ГГц, с частотой накачки, задаваемой генератором (6.1 ГГц).

С помощью криозонда были сняты ВАХ образцов (рис. 9) и отобраны наиболее соответствующие требованиям эксперимента. Для лучших изготовленных структур сопротивление линии ДПУБВ при комнатной температуре превышает 600 кОм для длинной (1000 элементов) и 30 кОм для короткой (50 элементов) цепочек, сопротивление на землю превышает 2 МОм, что означает отсутствие как разрывов, так и закороток на общий электрод. Отобранный образец с дизайном типа SNAIL был помещен в установку криостата замкнутого цикла Гиффорда–Мак-Магона. Исследовались его спектр пропускания в отсутствие сигнала накачки и с накачкой 6.1 ГГц (рис. 10), а также аппроксимация этой зависимости кубическими кусочно-гладкими функциями (рис. 11). Изрезанная спектральная характеристика является типичной для устройств с сосредоточенными

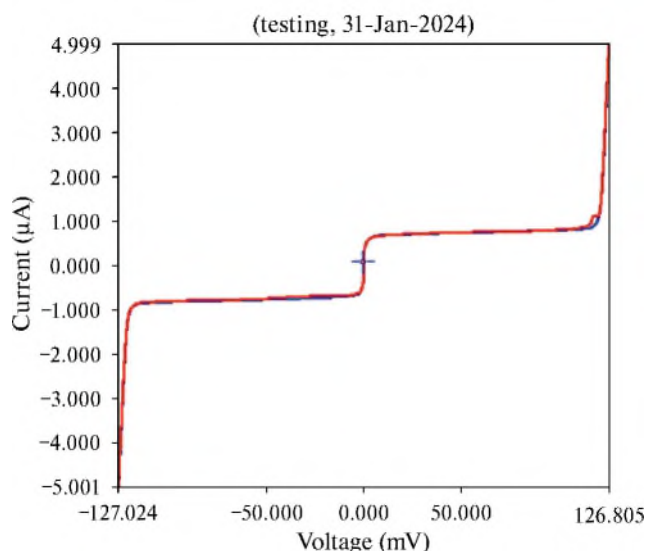


Рис. 9. Вольт-амперная характеристика короткой цепочки 50 ячеек SNAIL, расчетная суммарная щель $2.8 \cdot 4 \cdot 100 = 112$ мВ, измеренный критический ток 1 мкА.

элементами. В цепочке образца содержится более 6000 переходов, и спектр пропускания сильно зависит от частоты при таком количестве нелинейностей.

Чтобы сделать результат более наглядным, мы провели два варианта обработки данных: аппроксимирующее сглаживание характеристик и вычитание коэффициентов пропускания без накачки и с ней. Образец показал неравномерное усиление в полосе 2–6 ГГц. При этом в диапазоне от 5 до 6 ГГц усиление достигает 25 дБ. В данной конструкции присутствуют различные неоднородности в тракте и держателе

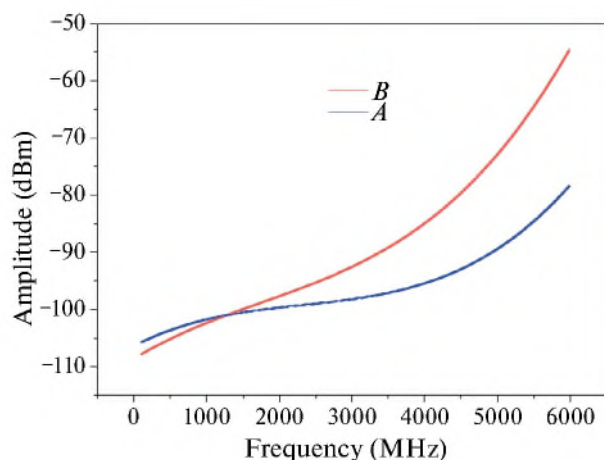


Рис. 10. Спектр на выходе образца с сигналом накачки 6.1 ГГц.

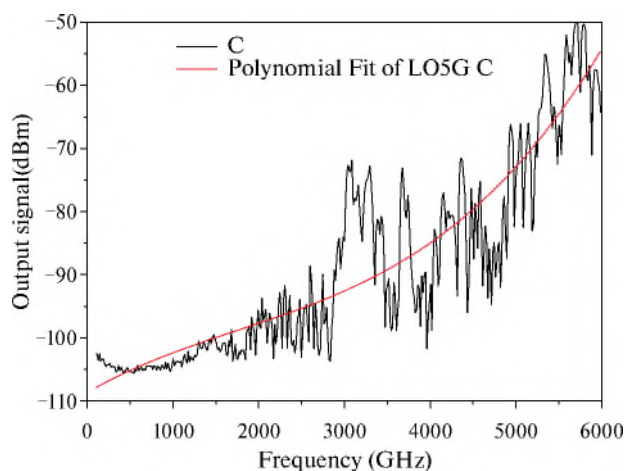


Рис. 11. Аппроксимация спектров пропускания ДПУБВ с включенной (А) и выключенной (В) накачкой 6.1 ГГц.

образцов, что приводит к появлению множества отражений.

от которой также происходит отражение распространяющихся волн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция и изготовлены образцы ДПУБВ с ячейкой в виде сверхпроводящего нелинейного асимметричного индуктивного элемента (SNAIL). На цепочке из 1000 элементов максимальное усиление достигает 20 дБ. Достаточно высокая неравномерность спектрального пропускания до 20 дБ объясняется рассогласованием импедансов по входу и выходу, поскольку невозможно добиться согласования чисто активного сопротивления 50 Ом по входу и выходу с принципиально комплексным сопротивлением искусственной линии передачи в виде цепочки чисто реактивных сосредоточенных элементов на всех частотах. Важно заметить, что под действием накачки индуктивность модулируется, что неизбежно вызывает вариации коэффициента отражения и усиления. Эту проблему можно решить с помощью балансного усилителя с двумя каналами усиления со сдвигом по фазе. Кроме того, каждая ячейка и разворот копланарной линии представляют собой неоднородность,

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке МНВО в рамках проекта № 075-15-2024-482.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cullen A. L.* //P roceedings of the IEE-Part B: Electronic and Communication Engineering. 1960. V. 107. № 32. P. 101.
<https://doi.org/10.1049/pi-b-2.1960.0085>
2. *Nikolaeva A.N. , Kornev V.K. , Kolotinskiy N.V.* // MDPI Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 8236.
<https://doi.org/10.3390/app13148236>
3. *Bell M.T. , Samolov A.* // Phys. Rev. Appl. 2015. V. 4. P. 024014.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.4.024014>
4. *Randavie A. , Esposito M. , Planat L. , Bonet E. , Naud C., Buisson O., Guichard W., Roch N.* // Nature Communications. 2022. V. 13. P. 737.
<https://doi.org/10.1038/s41467-022-29375-5>
5. *Тарасов М., Гунбина А., Лемзяков С., Нагирная Д., Фоминский М., Чекушкин А., Кошелец В., Голдобин Э.* // Физика твердого тела. 2021. Т. 63. № 9. С. 1223.

УДК 621.314

МЕТОД ОПТИМИЗАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЕМКОСТЕЙ КОНДЕНСАТОРОВ В СОСТАВЕ УМНОЖИТЕЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ ПО КРИТЕРИЮ МАССОМОЩНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

© 2024 г. Я. Е. Жарков^{а, *}, А. С. Кириллов^а, С. И. Мошкунов^а,
А. Б. Прокофьев^б, В. Ю. Хомич^а

^аИнститут электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук
Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18

^бСамарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева
Россия, 443086, Самара, Московское шоссе, 34

*e-mail: yarik77794@mail.ru

Поступила в редакцию 15.01.2024 г.

После доработки 17.03.2024 г.

Принята к публикации 27.07.2024 г.

Проведена численная оптимизация величин емкостей в составе умножителя напряжения путем параметрической оптимизации с применением программ *LTSpice* и *Matlab*. Определены оптимальное число каскадов устройства, характер распределения емкостей и значения емкостей конденсаторов в его составе для достижения требуемого выходного напряжения. Проведено сравнение оптимизационных распределений емкостей, полученных при использовании идеальных диодов и диодов на основе карбида кремния марки GB02SLT12-214. Показано, что распределение емкостей, полученное в результате решения задачи оптимизации, позволяет снизить массу устройства и потери энергии в диодах.

DOI: 10.31857/S0032816224050086 EDN: ETVIED

1. ВВЕДЕНИЕ

Умножитель напряжения является повышающим AC/DC-преобразователем, в состав которого входят пассивные элементы: диоды и конденсаторы. Данные устройства широко используются в разных областях физики и техники: в газовых лазерах [1], в источниках питания систем для генерации холодной плазмы [2], в системах питания на топливных элементах [3]. В частности, использование умножителя напряжения актуально при создании компактных источников питания для коронного разряда для очистки воздуха [4], электрической сепарации [5] и модификации поверхности [6, 7].

Перспективным применением умножителя напряжения является создание компактного источника питания для беспилотных летательных аппаратов с применением ионной тяги [8]:

плазменные актуаторы при малых размерах и весе позволяют достичь скорости потока электрического ветра более 1 м/с [9, 10], а вкупе с применением коронного разряда также обладают высокой энергоэффективностью [11]. Минимизация массогабаритных параметров источников питания для плазменных актуаторов позволит улучшить их аэродинамические свойства. Создание компактных источников питания ставит задачу оптимизации составляющих подсистем (инверторов, трансформаторов) в конструкции устройства по критерию массогабаритных показателей, что также затрагивает и структуру умножителя. Ввиду простоты конструкции рассматриваемого устройства задача оптимизации его массы сводится к выбору двух компонентов: диодов и конденсаторов. Одним из способов оптимизации массы и габаритов умножителя напряжения является

минимизация емкости конденсаторов, распределенных по каскадам (удвоителям напряжения) устройства.

В наиболее простом случае задача минимизации сводится к нахождению такого постоянного значения емкости, при котором удовлетворяются необходимые требования, предъявляемые к параметрам выходного напряжения умножителя [12–14]. Данное решение не является оптимальным с точки зрения массомощностного показателя, так как не принимает во внимание возможность варьирования емкости и, как следствие, массы каждого конденсатора умножителя в отдельности. Тем не менее решение задачи оптимизации емкостей при количестве оптимизируемых параметров, равном количеству конденсаторов, сопряжено со значительными временными затратами. Однако представление дискретной зависимости “емкость – порядковый номер конденсатора” в виде непрерывной функциональной зависимости позволяет сократить количество оптимизируемых параметров и значительно упростить задачу оптимизации программными методами [15].

Целью данной работы является создание метода оптимизации массогабаритных показателей умножителя напряжения, включающего определение минимального числа каскадов и распределения значений емкостей конденсаторов, позволяющих достичь заданного уровня выходного напряжения устройства.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ И ЗАДАЧА ОПТИМИЗАЦИИ

Для оптимизации массы умножителя напряжения была выбрана классическая топология умножителя напряжения (генератора Кокрофта–Уолтона), приведенная на рис. 1. Основные элементами данного устройства являются: источник питания переменного тока $\sim U$; емкости $C_1, \dots, C_N$, где N – порядковый номер емкости/диода; диоды $D_1, \dots, D_N$.

В настоящей работе моделирование проводилось для следующих входных параметров системы: напряжение на входе 950 В, электрическая частота 750 кГц, напряжение на выходе 10 кВ, мощность на нагрузке 100 Вт.

Выбор классической топологии устройства обосновывается возможностью представления распределения емкостей умножителя

напряжения в виде функции непрерывного вида. Исследование характера распределения емкостей умножителя проводилось с использованием полинома Бернштейна. Представление зависимости емкости конденсаторов от их порядкового номера является достаточно простым и эффективным способом по сравнению с перебором каждого значения в исследуемом диапазоне [14]. Использование полиномов Бернштейна также позволяет улучшить сходимость задачи оптимизации посредством наложения ограничения-неравенства на знак его коэффициентов.

Постановка задачи оптимизации массогабаритных показателей электрического устройства в настоящей работе проводилась по критерию минимизации суммы энергий емкостей при фиксированном диапазоне выходного напряжения, поскольку масса конденсаторов пропорциональна их емкости:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \Delta U_i^2 C_i \rightarrow \min, \\ U_{\text{вых}} = 10^4 \pm 5\%, \\ C_i = C_0 \sum_{k=0}^n \beta_k b_{k,n}(i), \\ b_{k,n}(i) = \binom{n}{k} i^k (1-i)^{n-k}, \end{cases} \quad (1)$$

где ΔU_i [В] – действующее значение разности потенциалов емкости; $U_{\text{вых}}$ [В] – выходное напряжение; C_i [Ф] – значение емкости; β – коэффициенты Безье, $b_{k,n}$ – базисные многочлены Бернштейна.

Поиск минимума суммарной электрической энергии емкостей для распределения емкостей при заданных ограничениях (1) проводился

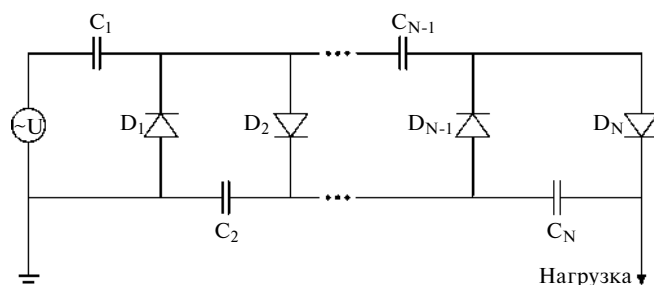


Рис. 1. Электрическая схема умножителя напряжения.

посредством применения интерфейса совокупности методов оптимизации *patternsearch*, встроенного в программу *Matlab* [15]. Блок-схема алгоритма оптимизации с применением интерфейса *patternsearch* приведена на рис. 2.

Входными параметрами для начала оптимизации являлись оптимальное количество каскадов умножителя, начальное приближение распределения емкостей, параметры источника питания и нагрузки.

На первом шаге решения задачи осуществлялось формирование *Netlist*-файла с использованием шаблона входных параметров. *Netlist*-файл служил для запуска программы *LTSpice* в консольном режиме под управлением виртуальной машины *Java* программы *Matlab*. Результаты расчета сохранялись в текстовый файл и импортировались в *Matlab* для анализа.

Описанная последовательность операций выполнялась при фиксированном значении

степени полинома Бернштейна. Доказательством нахождения оптимального распределения емкостей являлось отсутствие изменений в их форме при увеличении степени полинома.

При моделировании умножителя напряжения также важен учет паразитных параметров электрических компонентов, их предельных параметров работы. Тем не менее оптимизация распределения емкостей с использованием детализированных схем электрических компонентов сопряжено с высокими вычислительными затратами в отсутствие подходящего начального приближения. В связи с этим решение задачи для системы с идеальными компонентами было выбрано в качестве начального приближения для оптимизации при использовании детализированных схем электрических компонентов.

Таким образом, оптимизация емкостей конденсаторов решалась в два этапа. На первом этапе при использовании идеализированной схемы умножителя определялось оптимальное распределение емкостей в зависимости от их порядкового номера. На втором этапе полученное решение служило начальным приближением для минимизации энергии емкостей в модели с использованием детализированных электрических схем компонентов.

В результате расчета были получены осциллограммы выходного напряжения, число каскадов умножителя напряжения и определены величины емкостей конденсаторов в устройстве умножителя.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Начальным этапом численного моделирования является выбор оптимального количества каскадов устройства при постоянном значении емкости. Для этого был проведен анализ возможности достижения необходимого уровня напряжения 10 кВ с учетом падения напряжения на емкостях умножителя по выражению

$$U_{\text{вых}} = 2NU_{\text{вх}} - \frac{I_{\text{нагр}}}{6fC} (4N^3 + 3N^2 - N), \quad (2)$$

где N — число каскадов умножителя; $U_{\text{вых}}$ [В] — выходное напряжение; $I_{\text{нагр}}$ — ток нагрузки, равный 10 мА; f [Гц] — частота питания источника; C [Ф] — значение емкости.

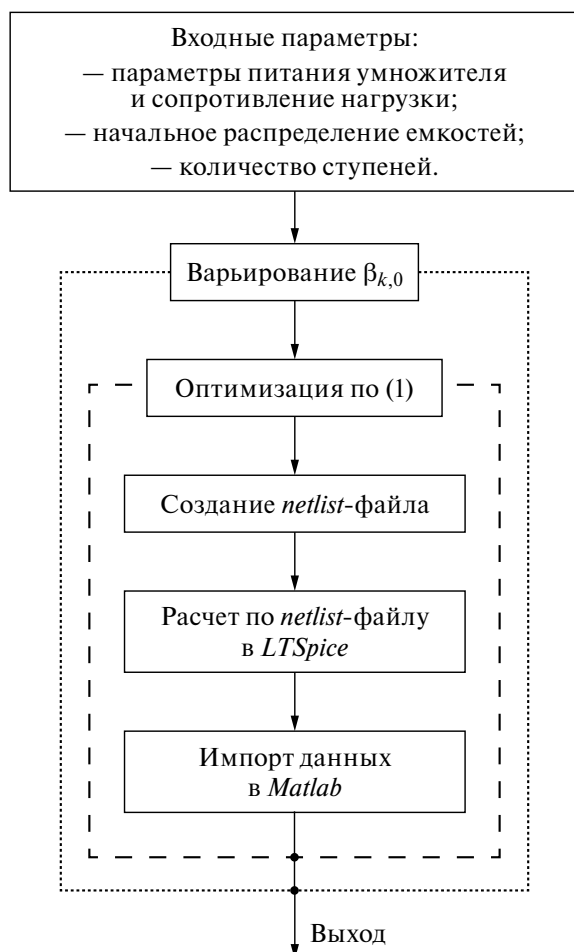


Рис. 2. Блок-схема программы.

Результаты выбора оптимального количества каскадов, согласно выражению (2), приведены на рис. 3. Согласно кривым, представленным на рис. 3а, минимальное число каскадов для достижения уровня выходного напряжения 10 кВ при заданном токе нагрузки равно 6. Увеличение количества каскадов умножителя свыше данного значения не является необходимым, так как приводит к увеличению общей электрической энергии (рис. 3б), запасенной в емкостях устройства и, как следствие, его массе.

Результаты решения задачи оптимизации для схемы замещения с применением идеализированной модели диодов программы *LTSpice* представлены на рис. 4. Кривая на рис. 4а демонстрирует, что напряжение на выходе умножителя достигает требуемого значения 10 кВ, а уровень пульсаций не превышает заданный диапазон 5%. На диаграмме, изображенной

на рис. 4б, показано распределение емкостей конденсаторов в зависимости от их порядкового номера в сравнении с емкостью при постоянном распределении. На рис. 4в приведена диаграмма суммарной электрической энергии

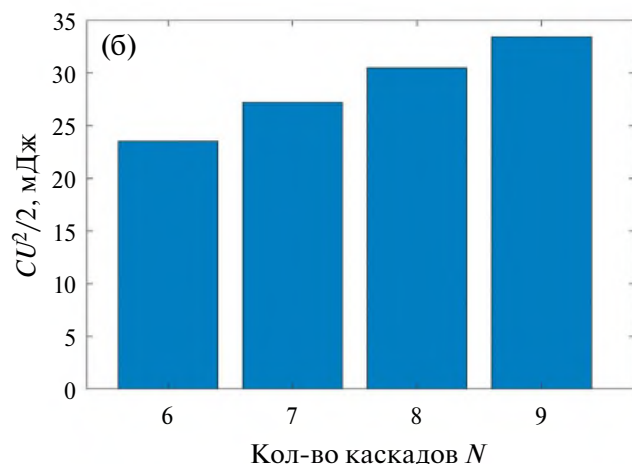
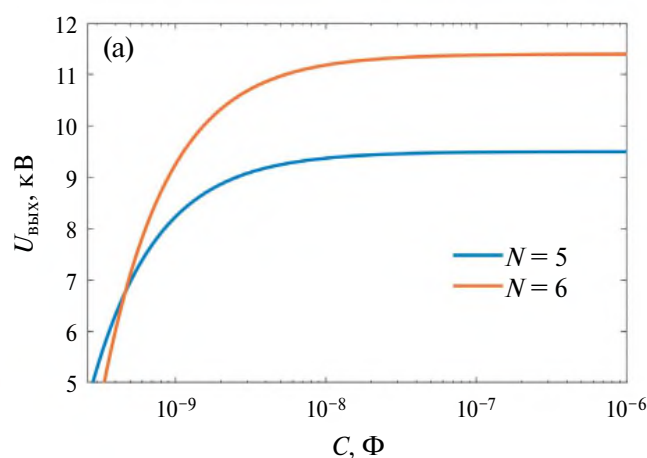


Рис. 3. Зависимость выходного напряжения от значения емкости при двух значениях количества каскадов (а) и суммарная средняя электрическая энергия емкостей в зависимости от количества каскадов (б).

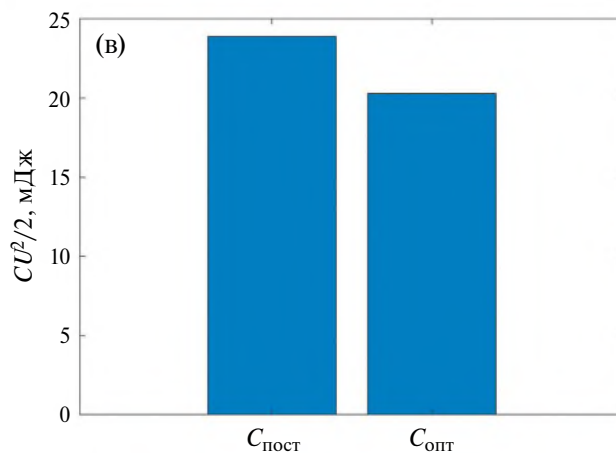
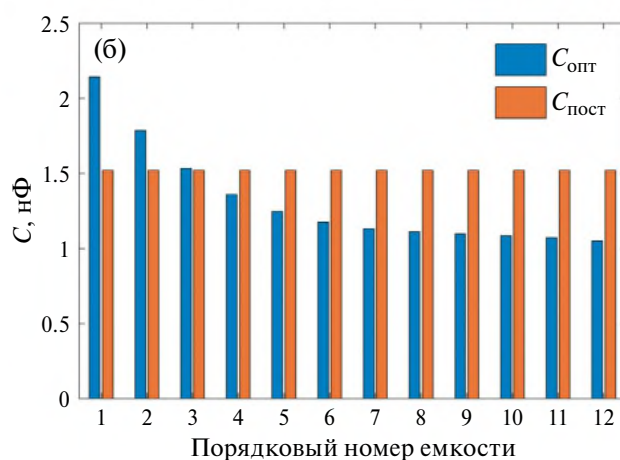
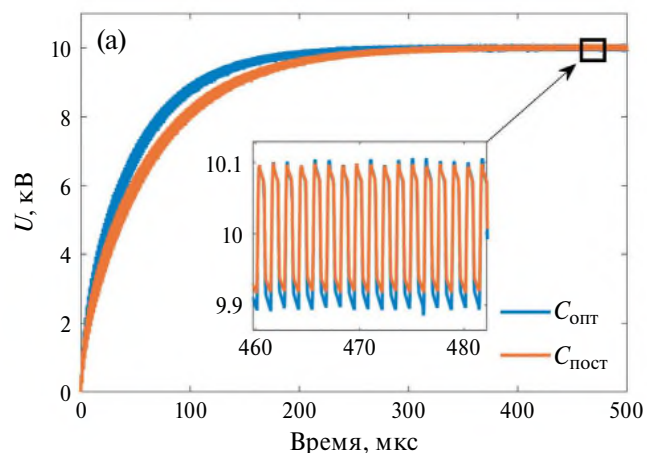


Рис. 4. Расчетные зависимости с использованием идеализированной модели диодов: а — осциллограмма напряжения на нагрузке, б — распределение емкостей, в — суммарная энергия.

для случаев оптимизационного и постоянного распределений. Использование оптимизации позволило уменьшить энергию на 15%.

Также из результатов, приведенных на рис. 4б, следует, что функция распределения емкостей умножителя напряжения носит убывающий характер. Последнее, в свою очередь, связано с компенсацией возрастающего характера падения напряжения на емкости умножителя в случае постоянного распределения.

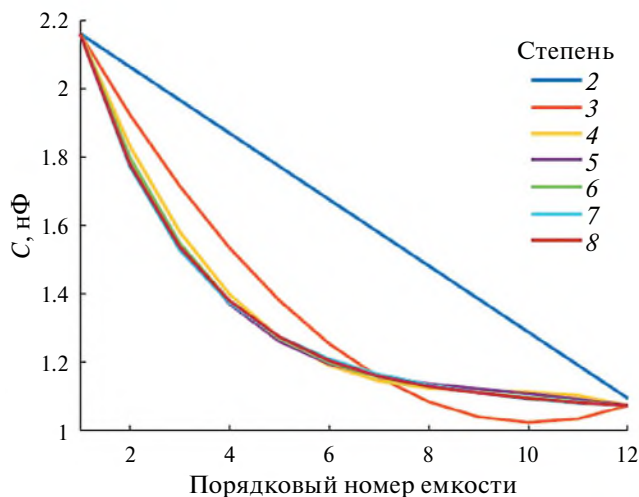


Рис. 5. Зависимости формы кривой Безье от порядкового номера конденсатора для разной степени полинома.

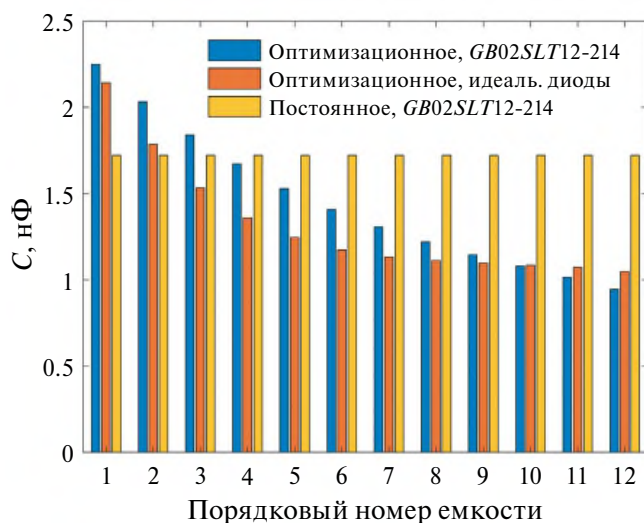


Рис. 6. Зависимости емкости конденсаторов от порядкового номера для случаев переменного и постоянного распределения при применении модели диодов GB02SLT12-214, а также идеализированной модели диодов.

Приведенные результаты были получены при решении задачи для полинома Бернштейна шестой степени, взятого в качестве нулевого приближения. Также интерес представляет анализ влияния степени полинома на результат решения задачи оптимизации, так как количество переменных для оптимизации непосредственно влияет на скорость получения результатов.

На рис. 5 приведены зависимости функции распределения емкостей конденсаторов от их порядкового номера для различных степеней полинома Бернштейна. Из приведенных кривых следует, что минимальной степенью многочлена для восстановления распределения является значение, равное 5. Увеличение степени полинома свыше 5 не приведет к качественному изменению характера формы, но увеличит расчетное время.

Следующим этапом работы являлась оптимизация умножителя напряжения с учетом детализированной схемы диодов с применением полученного начального приближения и минимальной степени полинома Бернштейна.

По полученным расчетным осциллограммам напряжений на емкостях и токов через диоды в идеализированном случае были выбраны малогабаритные диоды Шоттки на основе карбида кремния марки GB02SLT12-214: габаритные размеры составляют $4.597 \times 2.896 \times 2.438$ мм³, вес равен 0.3 г [16]. Для моделирования использовался Netlist-файл (уровень L_0), который был интегрирован в схему на рис. 1. При оптимизации с применением модели GB02SLT12-214 также учитывалось ограничение по максимальному значению обратного напряжения диодов, равному 1.2 кВ.

Результаты оптимизационного определения значения емкостей для случаев использования идеализированной модели диодов, а также для случаев постоянного и оптимизационного распределений с применением модели диодов GB02SLT12-214 приведены на рис. 6. В случае постоянного распределения при использовании модели GB02SLT12-214 минимальное значение емкости конденсаторов для достижения требуемого уровня напряжения 10 кВ равно 1.72 нФ.

Из приведенных результатов видно, что учет модели диодов при решении задачи оптимизации является необходимым шагом в связи с негативным влиянием потерь энергии в процессе изменения состояния диодов

и диссипацией обратного заряда. Эти процессы, в свою очередь, приводят к увеличению суммарной емкости умножителя напряжения при решении задачи оптимизации с условием фиксированного напряжения на выходе устройства.

Согласно диаграммам, приведенным на рис. 6, существует различие в формах оптимизационных распределений для случаев идеализированных диодов и при использовании модели *GB02SLT12–214*. В случае применения модели диодов уровня L_0 убывания емкости носит более равномерный характер, однако емкость конденсаторов в начале распределения выше. Данное отличие обосновывается необходимостью уменьшения динамического импеданса емкостей из-за влияния характеристик модели *GB02SLT12–214* в процессах перераспределения зарядов по каскадам умножителя.

На рис. 7а приведены расчетные осциллограммы выходных напряжений для случаев постоянного и оптимизированного распределений емкостей, отражена суммарная электрическая энергия (рис. 7б), запасенная в емкостях устройства, а также приведен уровень пульсации для двух расчетных случаев.

Из приведенных на рис. 7б зависимостей следует, что в случае оптимизированного переменного распределения емкостей суммарная электрическая энергия меньше на 15.8%, чем в случае постоянного распределения. Снижение уровня энергии, в свою очередь, приводит к более быстрому выходу устройства на установившийся режим работы, однако незначительно ($< 0.2\%$) увеличивает коэффициент пульсации выходного напряжения.

Для наиболее полной и корректной оценки массогабаритных показателей умножителя напряжения необходимым шагом является выбор конденсаторов устройства, которые являются наиболее близкими по емкости к полученному оптимальному распределению.

При выборе элементов также необходим учет разности потенциалов между узлами включения емкостей, которые приведены на рис. 8 для случаев постоянного и переменного распределений емкостей.

Из приведенного распределения напряжений следует, что в устройстве необходимо использовать конденсаторы с рабочим напряжением

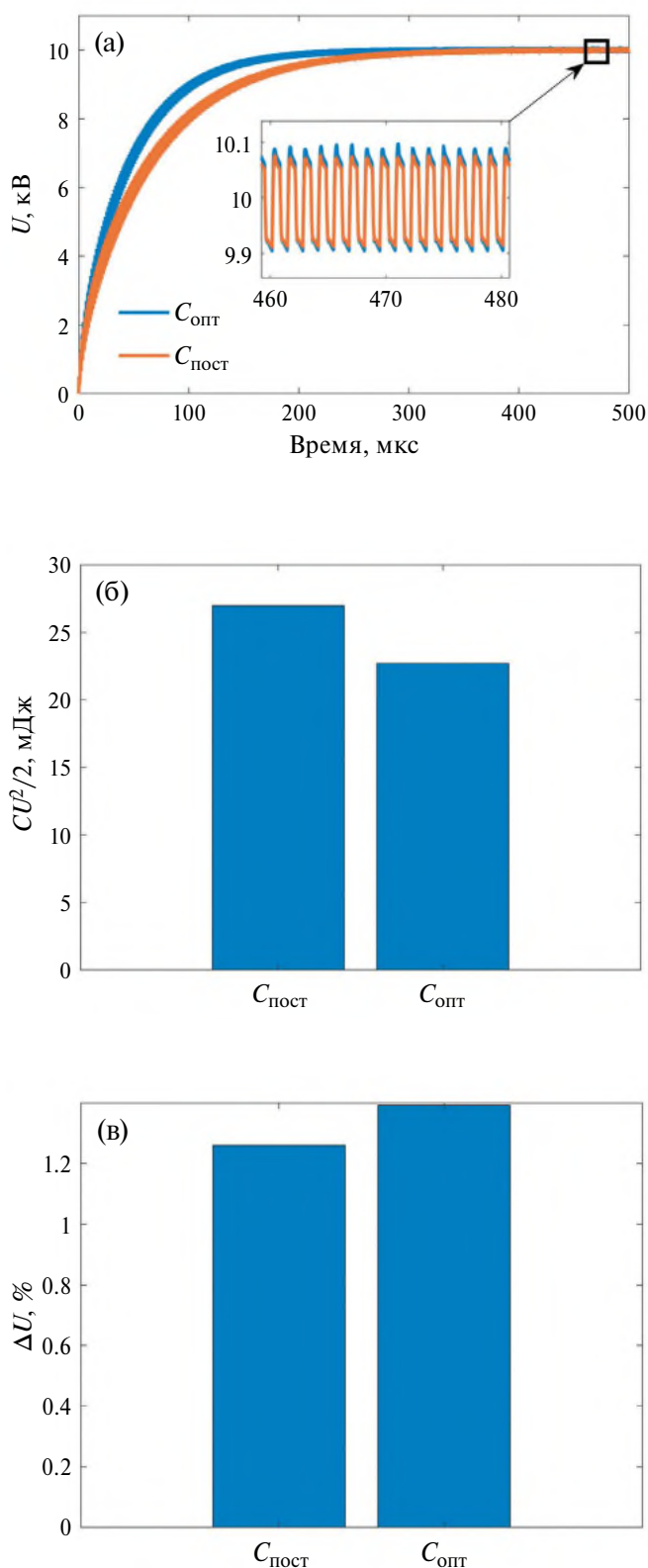


Рис. 7. Расчетные осциллограммы выходного напряжения умножителя (а), суммарная электрическая энергия устройства (б) и коэффициент пульсации (в) для случаев переменного и постоянного распределений емкостей при применении модели диодов *GB02SLT12–214*.

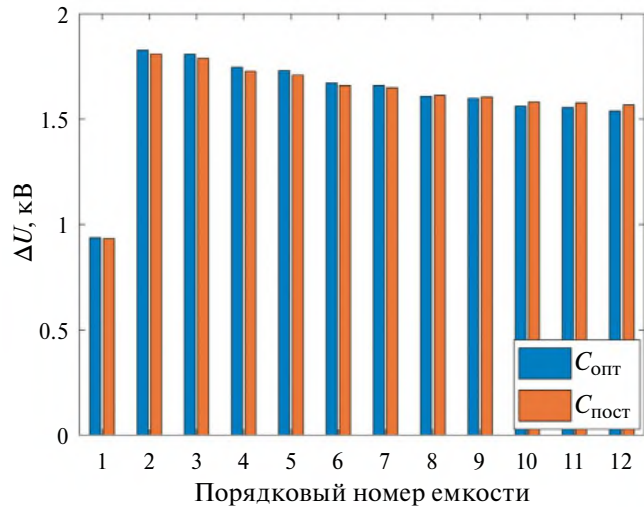


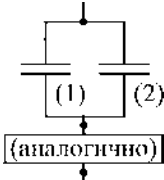
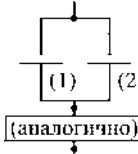
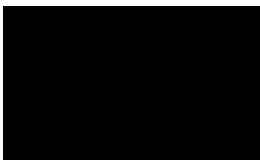
Рис. 8. Зависимость среднего напряжения на емкостях устройства при постоянном и переменном распределениях.

не менее 1 кВ за исключением первого конденсатора. Выбор конденсаторов осуществлялся с применением программной утилиты *SumSurfing*, представленной для открытого пользования производителем электронных компонентов *Murata*. В качестве основного материала для выбора компонентов использовался $C_0G (NP_0)$, так как при таком материале уровень напряжения и температурный режим оказывают малое влияние на емкость конденсатора. Выбор конденсаторов проводился среди элементов типа *SMD* в корпусе 1206 (3216M), так как данный формфактор корпуса позволяет достичь требуемого значения емкости с минимальным количеством используемых компонентов. Результаты выбора *SMD*-компонентов конденсаторов для постоянного и оптимизационного распределения сведены в табл. 1.

Таблица 1. Емкости и массы конденсаторов умножителя напряжения при оптимизационном распределении

Оптимизационное распределение						
№	C_{Σ} , пФ	Схема соединения	Серийный номер		C , пФ	W , мг
1	2270		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A221JW01	270	27
2	2000		GRM31C5C3A102JWA3		1000	38
3	1840		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
4	1695		(2)	GCM31B5C3A681JX01	680	29
5	1534		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A391JWA1	390	27
6	1410		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
7	1340		(2)	GRM31A5C3A680JW01	68	27
8	1235		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A821JWA3	820	38
9	1165		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A471JWA1	470	27
10	1090		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A331JWA1	330	27
			(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A181JW01	180	27

Таблица 1. (окончание)

Оптимизационное распределение						
№	C_{Σ} , пФ	Схема соединения	Серийный номер		C , пФ	W , мг
11	1000		GRM31C5C3A102JWA3		1000	38
12	910		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31C5C3A821JWA3	820	38
Постоянное распределение						
1	1800		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31C5C3A821JWA3	820	38
2–12	1735		(1)	GRM31C5C3A102JWA3	1000	38
			(2)	GRM31A5C3A471JWA1	470	27

Сравнение найденного при решении задачи минимизации распределения емкости и подобранного с использованием высоковольтных *SMD*-конденсаторов приведено на рис. 9.

Из приведенной диаграммы следует, что определенный ряд *SMD*-конденсаторов в корпусе 1206 позволяет достичь требуемых емкостей с достаточно высокой точностью.

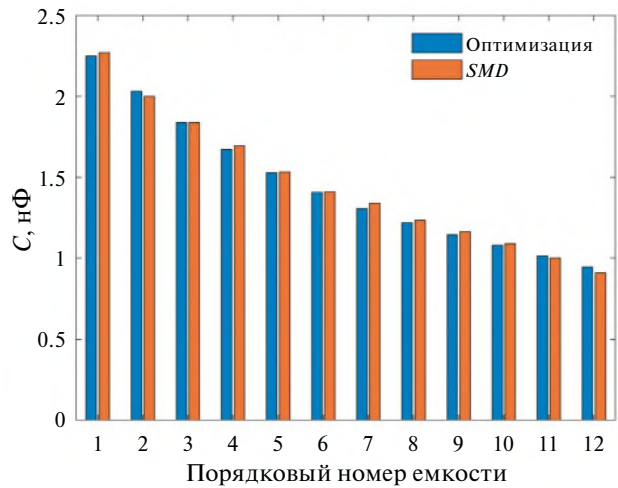


Рис. 9. Зависимости емкости от порядкового номера, найденные при решении задачи оптимизации и подобранные с использованием *SMD*-компонентов в корпусе 1206.

Результат определения суммарной массы умножителя напряжения для вариантов постоянного и оптимизированного распределения емкостей сведен в табл. 2. Исходя из полученных результатов, распределения емкостей позволяет снизить общую массу устройства примерно на 5.5%. Тем не менее, для рассматриваемого случая наибольший вклад в суммарную массу устройства вносят диоды – вклад их массы составляет 73% от общего.

Таблица 2. Суммарные массы компонентов умножителя напряжения

Масса	Постоянное распределение	Оптимизационное распределение
Конденсаторов, г	3.18	2.62
Диодов, г	7.2	
Общая, г	10.42	9.82

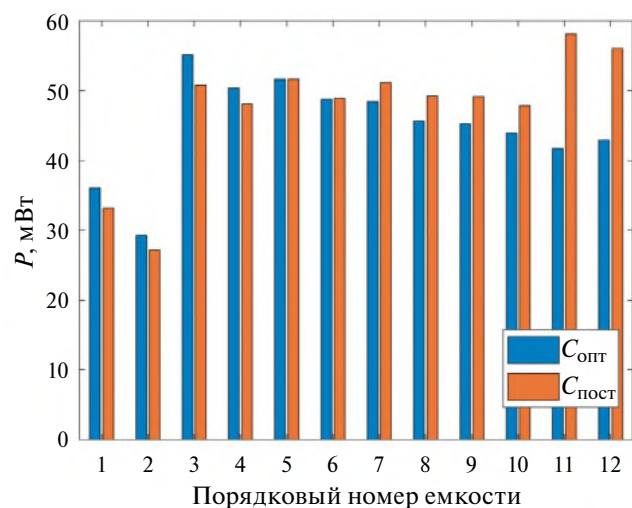


Рис. 10. Зависимости активных потерь на диодах в зависимости от порядкового номера при оптимизированном и постоянном распределении емкости.

На рис. 10 приведено распределение потерь в диодах в зависимости от их порядковых номеров (рис. 1). Из распределения следует, что оптимизация емкости позволяет снизить термическую нагрузку диодов. Для случая постоянной емкости суммарные потери энергии равны 0.57 Вт, в то время как при оптимизационном распределении они на 5% ниже и равны 0.54 Вт.

4. ВЫВОДЫ

В настоящей работе предложен численный метод оптимизации массомощностных показателей умножителя напряжения с применением программных пакетов *Matlab* и *LTSpice*. Предложенный метод использует аппроксимацию дискретного распределения “емкость конденсатора – порядковый номер” непрерывной функцией с применением полиномов Бернштейна.

С использованием предложенного метода проведена оптимизация распределения емкостей устройства при условиях синусоидального напряжения питания 950 В с частотой 750 кГц. Получено, что использование численной оптимизации позволяет снизить суммарную массу устройства на 5.5% в сравнении с постоянным значением емкости при равном числе конденсаторов и уровне выходного напряжения устройства. Показано, что процедура оптимизации также позволяет снизить потери энергии в диодах устройства на 5.5% для рассматриваемого случая.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант на проведение крупных научных проектов по приоритетным направлениям научно-технологического развития, соглашение № 075 15 2024 558).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iqbal S., Besar R.* // American Journal of Applied Sciences. 2007. V. 4. № 10. P. 795.
2. *Stoican O.S.* // Polymers. 2021. Vol. 13. № 13. P. 2132.
3. *Kwon J.M., Kwon B.H.* // IEEE Trans. Power Electron. 2009. V. 24. № 1. P. 108.
4. *Аверьянов А.В., Воронай Л.М., Гительман Е.Б., Плеханов А.А.* // Экология и промышленность России. 2014. № 3. С. 8. EDN RXCLAL
5. *Пелевин А.Е.* Магнитные и электрические методы обогащения. Магнитные методы обогащения: Учебник. Екатеринбург: Уральский государственный горный университет, 2018. ISBN 978-5-8019-0435-1. EDN PHCEVA
6. *Ананьев В.В., Перетокин Т.Н., Заиков Г.Е., Софьина С.Ю.* // Вестник Казанского технологического университета. 2014. № 3. С. 116.
7. *Ефремова А.А., Гарипова Л.Р., Григорьева А.Ю., Кузнецова О.П.* // Вестник Казанского технологического университета. 2015. № 11. С. 148.
8. *Xu H., He Y., Strobel K.L. et al.* // Nature. 2018. V. 563. P. 532.
9. *Мошкунев С.И., Небогаткин С.В., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А.* // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 32. ISSN 1996-0948
10. *Алешин Б.С., Курячий А.П., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Чернышев С.Л., Ямщиков В.А.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 1. С. 45.
11. *Defoot E., Benard N., Moreau E.* // Journal of Electrostatics. 2017. № 88. P. 35.
12. *Васюков И.В., Пузин В.С., Батюков А.В., Живодерников А.В.* // Известия высших учебных заведений. Электромеханика. 2018. Т. 61. № 5. С. 32. <https://doi.org/10.17213/0136-3360-2018-5-32-37>. EDN YLFAZF.
13. *Муравьев В.В., Корневский С.А.* // Доклады БГУИР. 2005. № 4 (12). С. 37.
14. *Мошкунев С.И., Хомич В.Ю.* Генераторы высоковольтных импульсов на основе составных твердотельных коммутаторов. Москва: Физматлит, 2018. ISBN 978-5-9221-1820-0. EDN YMIQZN.
15. *Powell M.J.D.* A Fast Algorithm for Nonlinearly Constrained Optimization Calculations. *Numerical Analysis. Lecture Notes in Mathematics*. V. 630 / Ed. by G.A. Watson, Springer-Verlag, 1978.
16. Техническая спецификация диода Шоттки на основе карбида кремния. <https://genesicsemi.com/sic-schottky-mps/GB02SLT12-214/GB02SLT12-214.pdf>

УДК 621.389

ОПИСАНИЕ ПРОТОТИПА СЧИТЫВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ ЕМКОСТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© 2024 г. Э. В. Аткин^{а, *}, Д. Д. Норманов^а, С. И. Ямалиев^а, А. Р. Серазетдинов^а,
А. А. Солин^{б, **}, Е. А. Усенко^{с, ***}

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

^бИнститут ядерных проблем Белорусского государственного университета
Беларусь, 220006, Минск, ул. Бобруйская, 11

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

*e-mail: evatkin@mephi.ru

**e-mail: solin@hep.by

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

Поступила в редакцию 07.12.2023 г.

После доработки 17.05.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

Представлено описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов на основе специализированной интегральной микросхемы (СИМС), разработанной специально для съема и предварительной обработки сигналов с плоских резистивных камер эксперимента SPD на строящемся коллайдере НИКА ОИЯИ (г. Дубна). Восьмиканальная микросхема оптимизирована для работы с детекторами, имеющими характеристический импеданс считывающих электродов в диапазоне 35–110 Ом при приведенном ко входу эквивалентном малом шумовом заряде не более 2500 электронов. В СИМС предусмотрены регулировки порога по величине приведенного ко входу заряда в диапазоне 10–450 фКл, гистерезиса пороговой характеристики в диапазоне 0–12%, а также времени расширения сигнала в диапазоне 0.5–100 нс. Схема была оптимизирована для уменьшения джиттера по переднему фронту (менее 10 пс) и энергопотребления (менее 25 мВт на один канал). Представлены структурная и электрическая схемы, показаны результаты моделирования ключевых сложно-функциональных блоков и общий вид топологии спроектированной СИМС.

DOI: 10.31857/S0032816224050093 EDN: ETUEEI

1. ВВЕДЕНИЕ

Современное поколение экспериментов на ускорительных комплексах требует увеличения числа каналов считывающей электроники и в целом повышения степени интеграции в первую очередь из-за значительно возросшей гранулярности детекторов. Это сопровождается ужесточением требований по многим аспектам, в том числе к функциональной сложности накамерной электроники, что может быть в полной мере реализовано только с использованием специализированных интегральных схем.

В данной статье представлена разработка специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для создания накамерной электроники эксперимента SPD (Spin Physics Detector) на строящемся коллайдере НИКА.

Развитие проектов и процессов проектирования полупроводников позволяет совершить важные сдвиги в развитии электроники. При этом разработка процессов КМОП (комментарная структура металл–оксид–полупроводник) и передовых технологий разварки кристаллов с низким уровнем паразитных

связей является одним из таких важных достижений, обеспечивающих переход к современным многоканальным электронным системам считывания.

Данная СИМС будет использоваться при создании накамерной электроники для плоских резистивных камер, времяпролетных измерений, а также для других применений. Микросхема оптимизирована для работы с детекторами, имеющими характеристический импеданс считывающих электродов в диапазоне 35–110 Ом, а также приведенный ко входу эквивалентный шумовой заряд не более 2500 электронов. В СИМС предусмотрены регулировки порога в диапазоне 10–450 фКл по значению приведенного ко входу заряда, а также времени расширения сигнала в диапазоне 0.5–100 нс. Схема была оптимизирована для уменьшения джиттера по переднему фронту (менее 10 пс) и энергопотребления (менее 25 мВт на один канал).

В задачи СИМС входят выполнение аналогового дифференциального считывания заряда с детектора частиц и дискриминация сигнала постоянным порогом, растяжение длительности импульса с сохранением пропорциональности ширины импульса от величины входного заряда, формирование выходных сигналов в различных стандартах, в том числе в уровнях LVDS (низковольтная дифференциальная передача сигналов), а также выработка сигнала ИЛИ по всем восьми каналам. В считывающей электронике, предназначенной для амплитудных измерений, существуют несколько известных подходов к измерению заряда – аналоговое пиковое детектирование, использование высокоскоростного сканирующего АЦП и использование метода преобразования заряда

во временной интервал. В представленной микросхеме используется последний метод, который дает возможность измерения амплитуды сигнала по его длительности. При этом передний фронт импульса несет точную временную информацию, а ширина импульса пропорциональна входному заряду [1, 2].

2. СТРУКТУРА МИКРОСХЕМЫ

В рамках продолжения работ по разработке микросхем для электроники физического эксперимента [3–6] представленная СИМС предназначена для съема и предварительной обработки сигналов с плоских резистивных камер (RPC) детекторов для эксперимента SPD на строящемся коллайдере тяжелых ионов НИКА, ОИЯИ (г. Дубна). Она содержит 8 каналов усилителей-дискриминаторов с функцией преобразования заряда во временной интервал.

В состав СИМС вошли следующие блоки (см. рис. 1):

- 1) ref tia – блок управления входным импедансом;
- 2) BGR – блок формирования опорных потенциалов для 8 каналов;
- 3) IBGR – блок задания дополнительного опорного тока для 8 каналов (в связи с наличием свободного пространства он сделан путем конфигурации bgr 600_900_1300_1400);
- 4) блок LVDS OR – блок сборки сигналов по логике ИЛИ.

Структурная схема отдельного канала представлена на рис. 2. Канал состоит из блоков предусилителя (preamp), дифференциальных усилительных каскадов (2x), блока расширителя

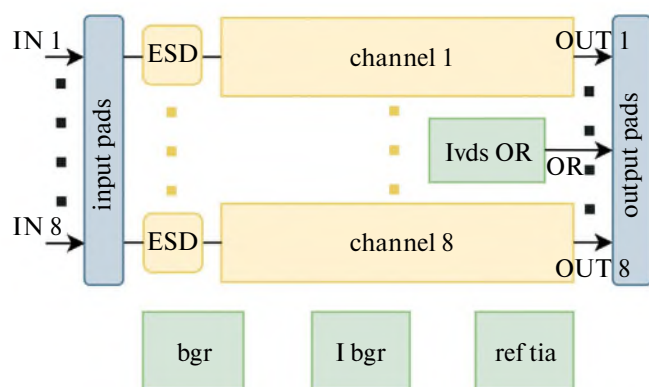


Рис. 1. Структура микросхемы.

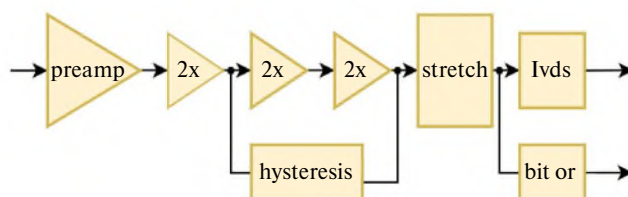


Рис. 2. Структурная схема одного канала.

импульсов (stretch), блока драйвера стандарта LVDS, блока гистерезиса (hysteresis) и бита или (bit or).

Канал предназначен для работы с катод-анодным разностным сигналом без средней точки (заземления), для него предусмотрена подстройка входного сопротивления с учетом волнового сопротивления RPC (около 50–60 Ом). Дискриминатор спроектирован со встроенным программируемым гистерезисом. Сигналы с дискриминатора поступают на расширитель выходного импульсного сигнала по заднему фронту с программированием по длительности.

3. ОСОБЕННОСТИ СЛОЖНО-ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ БЛОКОВ

Ключевой особенностью схемы предусилителя и его реализации в составе канала является возможность подстройки входного сопротивления каналов схемы путем изменения сопротивления внешнего резистора. Таким образом достигается лучшее согласование сигналов в усилительном тракте и обеспечивается компромисс по отношению сигнал/шум. На рис. 3 приведена зависимость эквивалентного шумового заряда (в тысячах электронов) от входной емкости детектора. Зависимость описывается формулой

$$ENC = 1.956 + 102 \cdot \text{эл.} / \text{пФ.}$$

Факторами, влияющими на эквивалентный шумовой заряд, являются режимы работы

входных транзисторов и транзисторов источника тока в трансимпедансном усилителе.

Блок подстройки входного сопротивления обеспечивает возможность согласования входного сопротивления усилительного тракта и сопротивления источника сигнала (см. рис. 4). Функциональным аналогом является схема, разработанная в ЦЕРН [1]. Для диапазона изменений сопротивления внешнего резистора от 40 до 80 Ом зависимость входного сопротивления канала имеет линейный характер, что позволяет согласовать его с сопротивлением источника сигнала. Блок подстройки представляет из себя линейный регулятор, ко входу которого подключается внешний резистор с сопротивлением, эквивалентным входному сопротивлению канала, а на выходе этого регулятора выдаются выходные режимные потенциалы источника тока трансимпедансного усилителя.

Схема расширителя устроена таким образом, чтобы была возможность плавного регулирования времени расширения сигнала от 0.5 до 100 нс. Она представляет собой дифференциальный вариант схемы, представленной в одном из последних прототипов микросхемы PADI [7]. Таким образом, можно добиться фиксированного расширения сигнала при всем динамическом режиме работы предусилителя (рис. 5).

За счет плавной регулировки этого тока через внешний потенциал происходит расширение сигнала в указанном диапазоне (см. рис. 6). Также предусмотрена возможность его отключения,

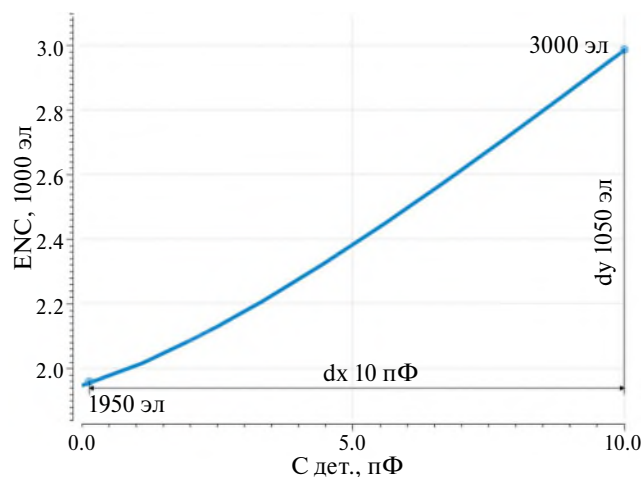


Рис. 3. Эквивалентный шумовой заряд в зависимости от емкости детектора.

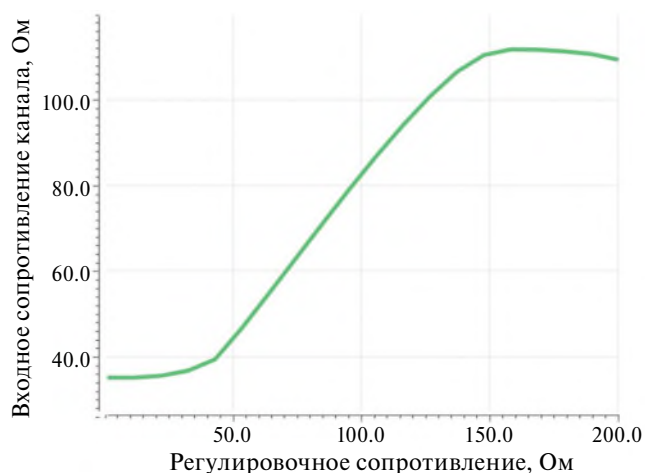


Рис. 4. Зависимость входного сопротивления от сопротивления регулирования.

в таком случае сигнал после каскадов усилителей, минуя расширитель, идет на вход LVDS-блока.

Блок ИЛИ собирает выходные сигналы блоков bitOR с восьми каналов СИМС. Таким образом, при наличии сигнала хотя бы в одном канале на выход ИЛИ будет передан импульс этого канала. В случае одновременного срабатывания нескольких каналов СИМС на выходе ИЛИ первый из пришедших импульсов сформирует передний фронт, а задний фронт сформирует сработавший канал с наибольшим зарядом.

Соответствие выходных уровней СИМС стандарту LVDS (или другим стандартам) осуществляется выбором соответствующих значений внешних сопротивлений нагрузки выходного каскада СИМС, а также заданием расчетного значения тока выходного каскада. Величина тока выходного каскада управляется внешним напряжением на соответствующем выводе СИМС. Блоки LVDS позволяют регулировать выходной ток в широком диапазоне, таким образом, схема может работать как в стандарте LVDS, так и в стандарте CML (Current Mode Logic).

На рис. 7 показаны типовые диаграммы сигналов в основных точках.

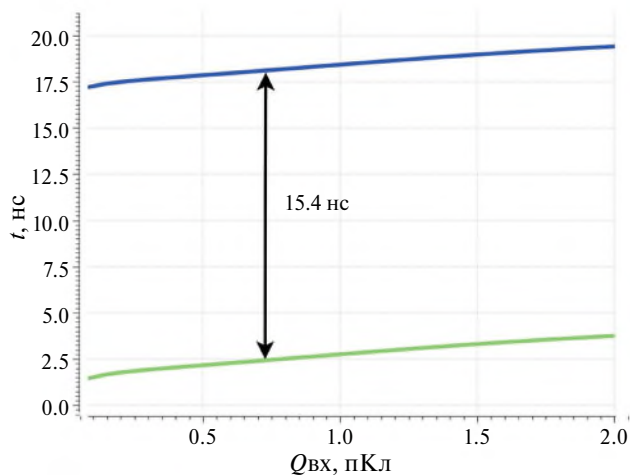


Рис. 5. Зависимость длительности импульса на выходе усилительных каскадов (зеленый) и расширителя (синий) в зависимости от входного заряда.

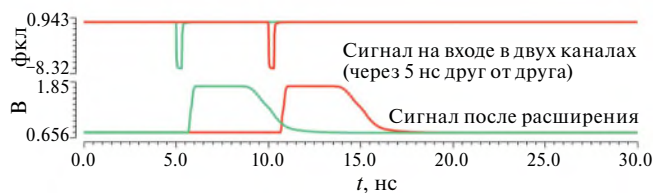


Рис. 6. Диаграмма сигналов на выходе расширителя двух каналов.

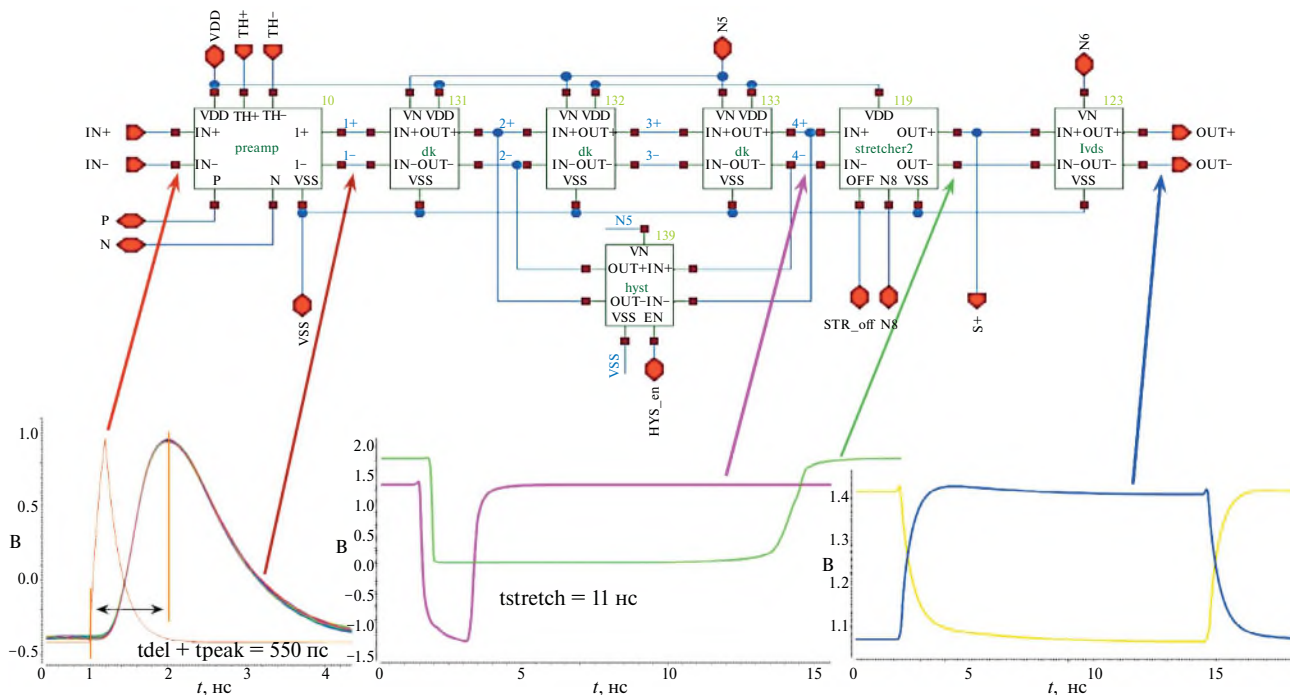


Рис. 7. Форма типовых сигналов в канале микросхемы.

4. СИГНАЛЬНЫЙ ОТКЛИК И ПАРАМЕТРЫ СИМС

На вход микросхемы поступает заряд. Его величина соответствует площади под левым графиком рис. 8, поделенной на входное сопротивление. На правом графике изображен отклик предусилителя.

На рис. 9 представлена топология микросхемы с контактными площадками. На ней обозначены все сложно-функциональные блоки, а именно, источники напряжения и тока (BGR, IBGR)

для аналоговых каналов и выходных интерфейсов и аналоговые каналы усилителя-дискриминатора. Размер макета (без контактных площадок) 3450×1500 мкм². Основные параметры микросхемы приведены в табл. 1.

Моделирование импульсного отклика каналов после получения одинаковых сигналов на входах всех восьми каналов в типовом случае представлено на рис. 10. Экстракция показала, что один сигнальный отклик выбивается. Это могло быть следствием краевых эффектов.

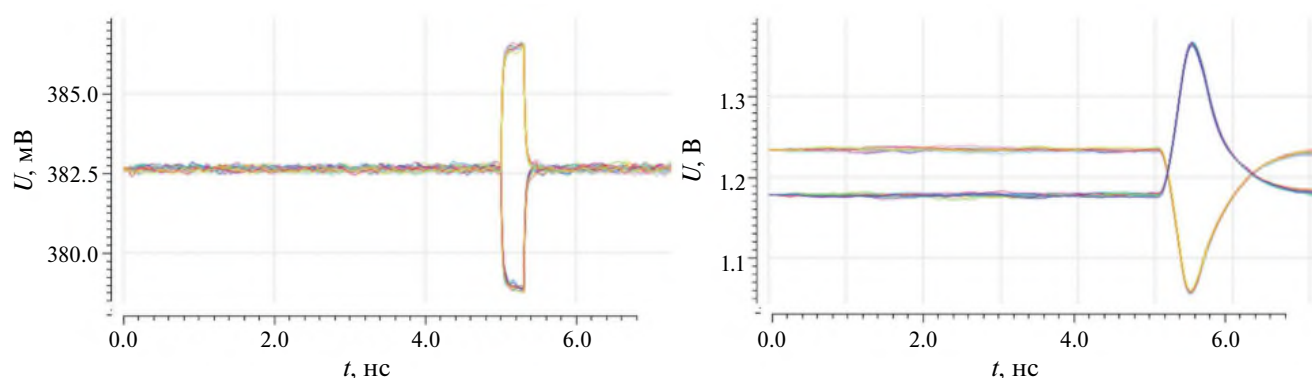


Рис. 8. Диаграммы сигналов на входе канала и на выходе предусилителя при проведении временного шумового анализа.

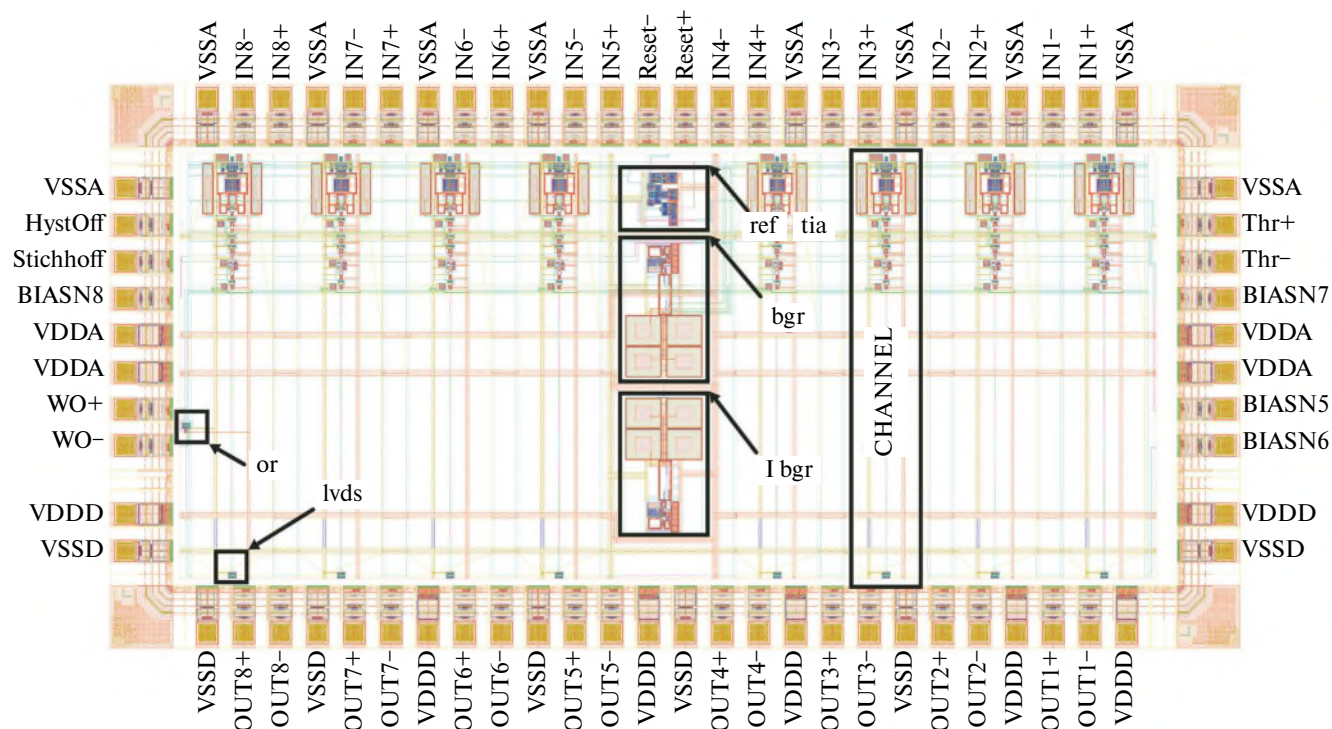


Рис. 9. Топология всей микросхемы SPD NINO.

Таблица 1. Характеристики спроектированной СИМС

Параметр	Значение
Технология	КМОП, 180 нм, АО “Микрон”
Напряжение питания, В	1.8
Число каналов	8
Время нарастания переходной характеристики, пс	500
Диапазон входных зарядов, фКл	10–2000
Собственный временной джиттер, пс	< 10
Шум при $C_{дет} = 0$, е	< 2000
Диапазон изменения входного гистерезиса, %	0–12
Межканальный кросс-ток, дБ	< 45
Ширина импульсов на входе расширителя, нс	0.5–3
Диапазон расширения импульсов на выходе, нс	0.5–100
Выходной каскад	Парафазный, открытые стоки
Размер кристалла микросхемы, мм ²	2 × 4
Потребляемая мощность чипа, мВт	204

Влияние краевых эффектов можно уменьшить, разместив реплики аналоговых каналов по краям. На рис. 10 красным отмечен сигнал на выходе при моделировании электрической схемы, а синим – на выходе экстрагированной топологии. Голубым отмечен экстрагированный выход восьмого канала, который отстает на 10 пс от остальных семи каналов.

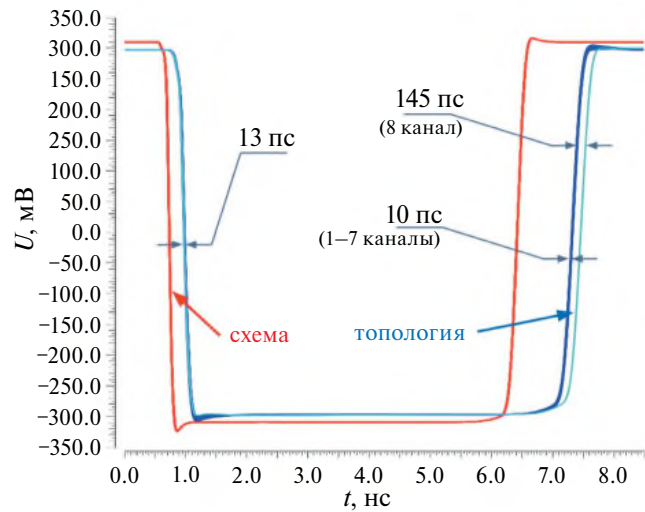


Рис. 10. Импульсный отклик на LVDS-выходе каналов микросхемы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлены результаты проектирования специализированной интегральной микросхемы SPD NINO. Микросхема предназначена для дифференциального съема и предварительной обработки сигналов от RPC-детекторов. Представлены разработанные схемы узлов и результаты их моделирования в пакете сквозного проектирования Cadence Virtuoso. Микросхема изготовлена на фабрике по КМОП-технологии с проектной нормой 180 нм АО “Микрон”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение от 11.03.24 г. № 075-02-2024-1525) в рамках реализации федерального проекта “Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности” государственной программы “Научно-технологическое развитие Российской Федерации”. Производство интегральной микросхемы было выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках федерального проекта “Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности” по государственному заданию на выполнение научно-исследовательской работы “Разработка методики

прототипирования электронной компонентной базы на отечественных микроэлектронных производствах на основе сервиса MPW (FSMR2023-0008)».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anghinolfi F., Jarron P., Krummenacher F., Usenko E., Williams M.C.S.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. V. 51. № 5. P.1974.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2004.836048>
2. *Wong W.S., Alozy J., Ballabriga R. et al.* // Radiat. Meas. 2020. V. 131. P. 106230.
<http://doi.org/10.1016/j.radmeas.2019.106230>
3. *Atkin E., Azarov D., Ivanov P., Normanov D., Serazetdinov A., Shumikhin V.* // Russ. Microelectron. 2022. V. 51. P. 111.
<http://doi.org/10.1134/S1063739722020032>
4. *Shumikhin V., Atkin E., Azarov D., Ivanov P., Normanov D., Serazetdinov A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. № 1. P. 012068.
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012068>
5. *Atkin E., Azarov D., Ivanov P., Normanov D., Serazetdinov A., Shumikhin V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. P. 012072.
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012072>
6. *Atkin E., Bulbakov I., Malankin E., Ivanov P., Normanov D., Petrovskiy S., Shumikhin V., Ivanov V., Voronin A., Samsonov V.* // IEEE 30th International Conference on Microelectronics (MIEL). 2017. P. 225.
<http://doi.org/10.1109/MIEL.2017.8190108>
7. *Ciobanu M., Marghitu O., Constantinescu V. et al.* // IEEE Trans Nucl Sci. 2021. V. 68. № 6. P. 1325.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2021.3073487>

УДК 621.373.5

ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ КВАЗИПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

© 2024 г. С. В. Коротков^а, *, А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

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

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

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 16.05.2024 г.

Принята к публикации 03.07.2024 г.

Разработан генератор мощных наносекундных импульсов, содержащий накопительный конденсатор, отрезок коаксиального кабеля, а также замыкающий и размыкающий полупроводниковые ключи. При напряжении зарядки накопительного конденсатора 12 кВ генератор позволяет коммутировать в нагрузку 75 Ом квазипрямоугольные импульсы напряжения с амплитудой около 26 кВ, фронтом длительностью примерно 4 нс и спадом длительностью примерно 6 нс. Длительность импульсов по полувысоте составляет около 45 нс, “джиттер” относительно внешнего запускающего сигнала менее 2 нс. Показана возможность увеличения выходной мощности генератора и длительности импульсов выходного напряжения.

DOI: 10.31857/S0032816224050106 EDN: ETCIUA

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время высоковольтные импульсы наносекундной длительности используются во многих областях науки и техники, например, для создания высоковольтных электрических разрядов в технологических и экспериментальных устройствах. Высокая надежность электроразрядных устройств может быть обеспечена, когда высокое напряжение прикладывается к межэлектродному промежутку в течение достаточно длительного времени, которое определяется разбросом моментов пробоя. В устройствах с большим межэлектродным расстоянием оно может составлять десятки нс.

Для создания мощных наносекундных разрядов широко применяются генераторы на основе емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) и замыкающего ключа, способные формировать медленно спадающие импульсы высокого напряжения с длительностью десятки и сотни нс. Их основным недостатком является то, что величина входного напряжения, определяемая напряжением зарядки ЕНЭ, должна превышать

амплитуду выходного импульса напряжения. В этой связи определенным преимуществом обладают генераторы на основе индуктивного накопителя энергии (ИНЭ) и прерывателя тока, в которых амплитуда выходных импульсов напряжения может быть существенно больше величины входного напряжения.

Хорошо известны генераторы высоковольтных наносекундных импульсов с прерывателями тока в виде блоков последовательно соединенных диодов с временем выключения порядка наносекунд. В качестве таких диодов используются диоды DSRD [1], а также SOS-диоды [2], которые способны эффективно работать при более высокой, по сравнению с DSRD, плотности тока, но которые имеют несколько большее время выключения.

В генераторе с диодным прерывателем тока коммутируемая в нагрузку энергия исходно накапливается в сравнительно низковольтном накопительном конденсаторе. Когда происходит разряд конденсатора, то через диодные структуры прерывателя в прямом направлении

протекает ток с принципиально малой длительностью (не более 300–400 нс), который позволяет накопить заряд вблизи эмиттеров диодных структур. Затем по цепи, содержащей диодный прерыватель и ИНЭ, пропускается быстро нарастающий ток с противоположной полярностью. При этом из диодных структур выносятся накопленный заряд, они выключаются и протекающий через диодный прерыватель ток I_D коммутируется в параллельную цепь нагрузки.

Определенным недостатком генераторов с ИНЭ является то, что после достижения максимального значения выходной импульс напряжения экспоненциально убывает с постоянной времени $T = L/Z$ (L – индуктивность ИНЭ, Z – сопротивление нагрузки). Таким образом, медленный спад выходного напряжения, требуемый для обеспечения надежного разряда при нестабильной задержке пробоя межэлектродного промежутка, может быть получен только при большой индуктивности L . В результате при формировании мощного импульса тока I_D сложным становится обеспечение его принципиально малой длительности, необходимой для быстрого выключения диодов.

Этот недостаток устранен в разработанном генераторе.

2. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Электрическая схема разработанного генератора приведена на рис. 1. Она построена на основе схемы, рассмотренной в работе [3]. Формирование наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы осуществляется с помощью накопительного конденсатора C_1 , замыкающего ключа SID в виде блока последовательно соединенных динисторов с ударной

ионизацией [4], формирующей линии в виде отрезка коаксиального кабеля (КК) и прерывателя тока в виде блока DSRD.

Принцип работы генератора заключается в следующем. В исходном состоянии накопительный конденсатор C_1 заряжен до напряжения питания U_0 . После включения блока SID он перезарядается. Ток перезарядки протекает через индуктивность L_1 , а также по цепи DRSD-КК- C_2 . Длительность этого процесса значительно превышает время пробега электромагнитной волны по кабелю КК, поэтому основное влияние на процесс перезарядки C_1 оказывает индуктивность кабеля. Протекающий через DSRD и КК ток обеспечивает зарядку конденсатора C_2 и накопление заряда в диодных структурах блока DSRD. Затем через выходную цепь, содержащую кабель КК и блок DSRD, протекает ток разряда конденсаторов C_1 , C_2 , который выносит из диодных структур накопленный заряд. Когда блок DSRD выключается, в нагрузку Z через коаксиальный кабель КК₁ коммутируется энергия, накопленная в кабеле КК и в монтажных индуктивностях элементов выходной цепи. При этом на нагрузке формируется квазипрямоугольный импульс напряжения.

Для включения блока SID используется описанная в работе [5] цепь управления ЦУ. Она выполнена аналогично основной цепи генератора и содержит маломощный диодный прерыватель тока, замыкающий ключ в виде тиристора и накопительный конденсатор, исходно заряженный до напряжения 2 кВ. ЦУ формирует импульс запускающего напряжения с фронтом длительностью примерно 3 нс, амплитуда которого существенно (примерно в 2 раза) превышает величину напряжения, приложенного

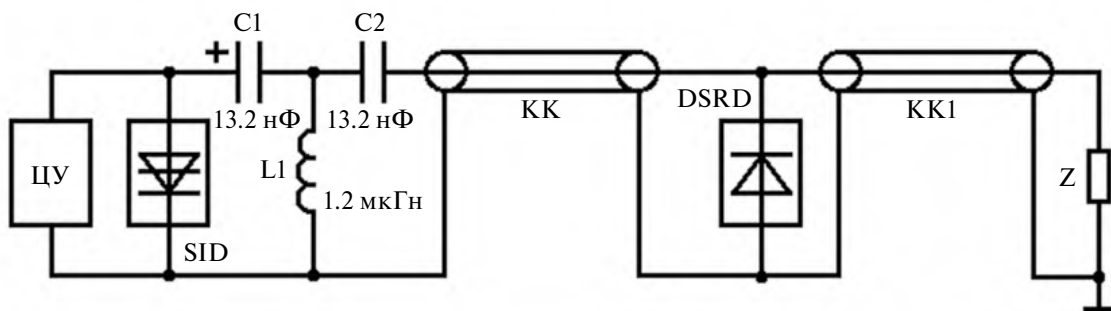


Рис. 1. Электрическая схема генератора наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы. КК: РК75-7-11, длина 4 м; SID: диаметр структур 16 мм, 6 шт. последовательно; DSRD: диаметр структур 20 мм, 48 шт. последовательно.

к блоку SID. При этом в динисторных структурах этого блока инициируется процесс ударной ионизации, обеспечивающий их переключение в хорошо проводящее состояние за время менее 1 нс. Затем высокая проводимость динисторных структур поддерживается благодаря инъекции носителей из эмиттерных областей.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 2 приведены осциллограммы тока I_D через блок DSRD и напряжения U_D на блоке DSRD, полученные при подключении к выходу кабеля КК₁ резистора $Z = 75$ Ом. На рис. 3 приведена осциллограмма импульса напряжения U_Z на резисторе Z . Колебания на кривой I_D обусловлены волновыми свойствами кабеля КК. Всплески напряжения на кривых U_D , U_Z определяются влиянием монтажных индуктивностей элементов выходной цепи генератора.

Как следует из осциллограмм, амплитуда и длительность прямого тока через блок DSRD составляют соответственно примерно 400 А и примерно 270 нс. Блок DSRD выключается примерно через 200 нс после коммутации в него обратного тока при амплитуде этого тока примерно 550 А. Амплитуда импульса напряжения на нагрузке составляет около 26 кВ, длительность фронта примерно 4 нс, длительность спада примерно 6 нс, длительность импульса по полувысоте около 45 нс.

Представленные осциллограммы были получены при зарядке конденсатора C_1 до напряжения $U_0 = 12$ кВ с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS3052C с полосой 500 МГц. Для измерения тока использовался пояс Роговского, который был калиброван с помощью датчика тока, полученного от Pearson Electronics, Inc. (модель 410). Для измерения напряжения использовался пробник Tektronix P6015A. Нагрузка была выполнена в виде сборки малоиндуктивных резисторов типа ТВО, обеспечивающих возможность работы генератора на частоте 500 Гц.

В процессе экспериментов была определена нестабильность фронта импульса напряжения на нагрузке относительно фронта импульса управления замыкающего ключа цепи ЦУ. При 5процентной точности установки напряжений зарядки конденсатора C_1 и накопительного

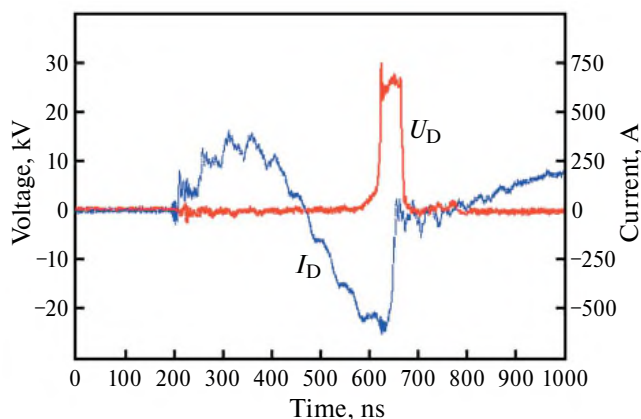


Рис. 2. Осциллограммы тока I_D через блок DSRD и напряжения U_D на этом блоке.

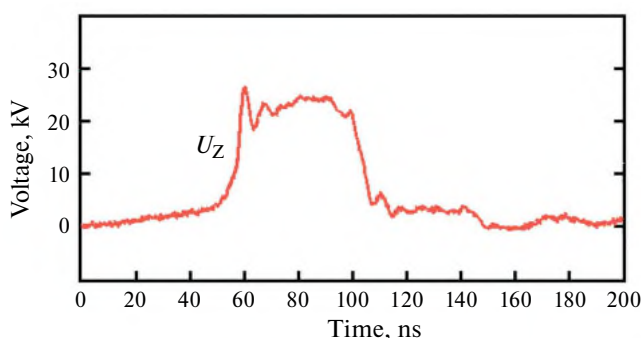


Рис. 3. Осциллограмма напряжения U_Z на нагрузке $Z = 75$ Ом.

конденсатора цепи ЦУ разброс моментов приложения к нагрузке импульсов высокого напряжения не превышал 2 нс.

На рис. 4, 5 приведены осциллограммы, иллюстрирующие работу альтернативного генератора, в котором вместо коаксиального кабеля КК

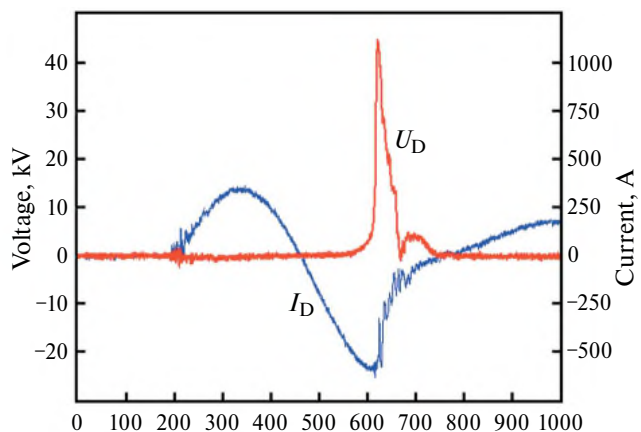


Рис. 4. Осциллограммы тока I_D через блок DSRD и напряжения U_D на этом блоке при замене кабеля на индуктивность.

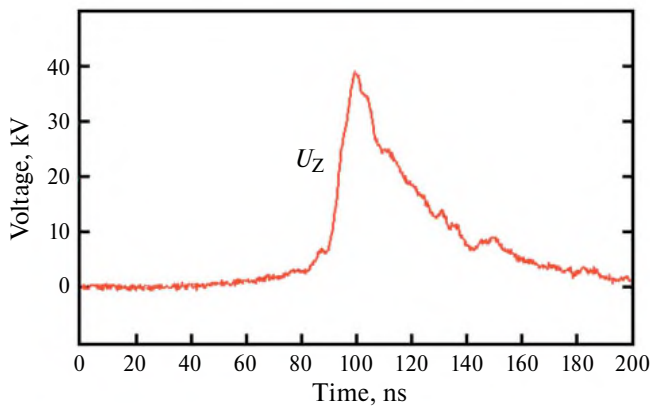


Рис. 5. Осциллограмма напряжения U_Z на нагрузке $Z = 75$ Ом при замене кабеля на индуктивность.

использовалась индуктивность, эквивалентная индуктивности этого кабеля.

При сравнении осциллограмм на рис. 3, 5 видно, что использование коаксиального кабеля позволяет увеличить длительность импульса U_Z по полувысоте с 25 нс до 45 нс.

На рис. 6, 7 приведены осциллограммы напряжений U_D на блоке DSRD и напряжения U_K на конце кабеля KK_1 , полученные, когда нагрузка Z была отключена.

На рис. 8, 9 показаны осциллограммы напряжения U_D на блоке DSRD и напряжения U_Z на нагрузке, полученные при использовании в качестве нагрузки искрового разрядника, заполненного атмосферным воздухом.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, разработанный генератор на основе малогабаритных блоков SID и DSRD позволяет формировать на нагрузке 75 Ом импульсы напряжения квазипрямоугольной формы с амплитудой около 26 кВ и длительностью по полувысоте примерно 45 нс. Длительности фронта и спада импульсов составляют соответственно примерно 4 нс и примерно 6 нс, нестабильность фронта относительно внешнего запускающего сигнала не превышает 2 нс.

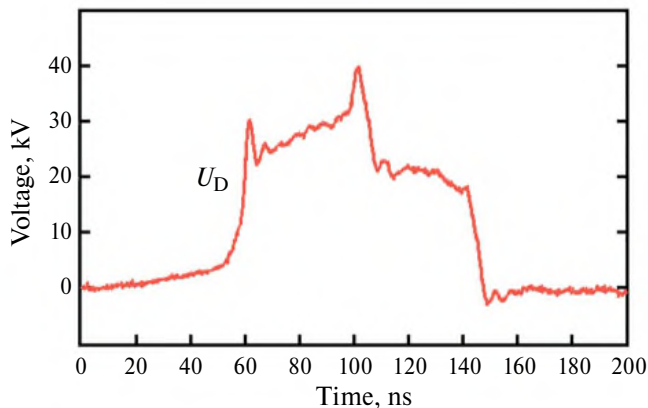


Рис. 6. Осциллограмма напряжения U_D на блоке DSRD при отключенной нагрузке.

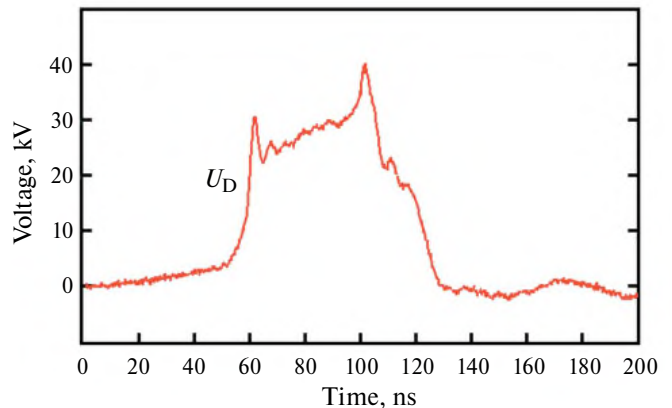


Рис. 8. Осциллограмма напряжения U_D на блоке DSRD при использовании разрядника.

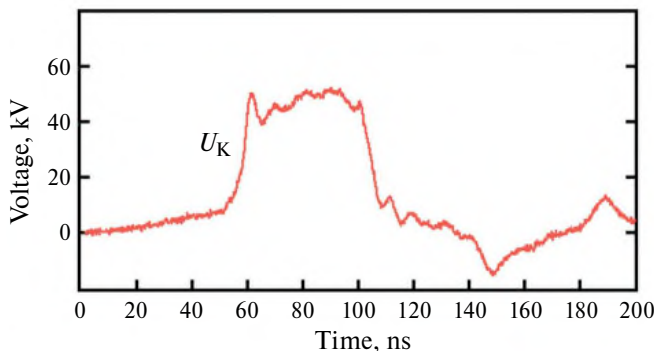


Рис. 7. Осциллограмма напряжения U_K на конце кабеля KK_1 при отключенной нагрузке.

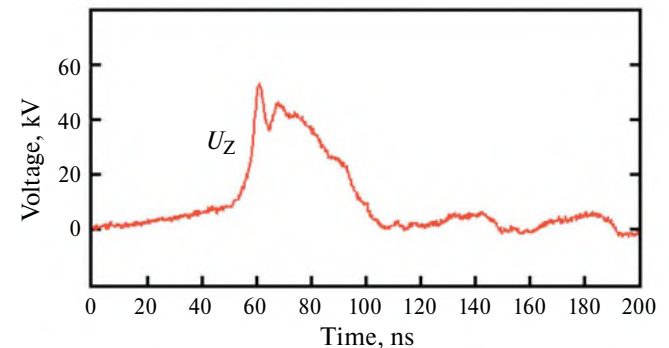


Рис. 9. Осциллограмма напряжения на разряднике, подключенном к концу кабеля KK_1 .

Принципы построения разработанного генератора обеспечивают возможность увеличения выходной мощности и длительности импульсов выходного напряжения.

Выходная мощность генератора может быть увеличена при увеличении выходного тока путем увеличения напряжения зарядки накопительного конденсатора C_1 . Возникающая при этом задача разработки более мощных блоков SID и DSRD может быть решена при использовании в этих блоках большего количества последовательно соединенных диодных и диносторных структур, а также при увеличении рабочей площади этих структур и при использовании параллельного соединения блоков.

Длительность импульсов выходного напряжения может быть увеличена путем увеличения длины кабеля КК. Поскольку при этом

увеличивается его индуктивность, принципиально малая длительность тока через блок DSRD может быть достигнута при уменьшении емкости конденсатора C_1 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grekhov I.V., Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Shenderov S.V. // Solid-State Electron. 1985. V. 28. P. 597.
2. Рукин С.Н. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 5.
3. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Zhmodikov A.L. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2022. V. 50. P. 954. [https://doi.org/ 10.1109/TPS.2022.3156386](https://doi.org/10.1109/TPS.2022.3156386)
4. Korotkov S.V., Yu.V. Aristov, Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Rev. Sci. Instr. 2020. V. 91. P. 084704. [https://doi.org/ 10.1063/5.0015284](https://doi.org/10.1063/5.0015284)
5. Коротков С. В., Аристов Ю.В., Козлов К.А. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 70. [https://doi.org/ 10.31857/S0032816223040134](https://doi.org/10.31857/S0032816223040134)

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.52

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНОДА УПРАВЛЯЕМОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДНИКА В КАЧЕСТВЕ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА

© 2024 г. С. Г. Давыдов^а, А. Н. Долгов^а, А. А. Козлов^а,
В. О. Ревазов^а, Р. Х. Якубов^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова (ВНИИА)
Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22
e-mail: vniia@vniia.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.
После доработки 14.02.2024 г.
Принята к публикации 06.03.2024 г.

Использование одного из электродов малогабаритного вакуумного искрового разрядника в качестве одиночного зонда Ленгмюра позволило, не нарушая условий формирования иницирующего разряда, зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и плазмы, эмиттируемые из системы поджига, и измерить их основные параметры. Обнаружена эмиссия надтепловых электронов и ионов турбулентной плазмы. Методом интегрирования по времени сигнала с зонда подтверждена гипотеза о том, что аномально большой ионный ток насыщения на зонд связан с раскачкой в плазме электростатических колебаний. Обнаружены признаки макроскопического разделения зарядов на переднем фронте плазменного потока. Проведена оценка энергий надтепловых частиц, электронной температуры и плотности эмиттируемой плазмы. Зондовый метод показал себя вполне надежным и продуктивным инструментом для изучения быстропротекающих процессов.

DOI: 10.31857/S0032816224050119 EDN: ESWSAH

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстродействующие малогабаритные вакуумные разрядники находят применение везде, где требуется коммутировать высоковольтные силовоточные цепи, отличающиеся низкой индуктивностью, например, при проведении фундаментальных физических исследований в области экстремальных состояний вещества [1] и для скоростного фотографирования быстропротекающих процессов [2–4]. Соответственно, физические процессы, протекающие в малогабаритном вакуумном разряднике и определяющие его свойства как коммутатора, представляют определенный интерес.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемый в проведенных исследованиях компактный управляемый вакуумный

разрядник представляет собой трехэлектродную коаксиальную систему, основными элементами которой являются анод, катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод (рис. 1).

Разрядное устройство размещалось в герметичном корпусе (с давлением не более 10^{-3} мм рт. ст.) и подвергалось “тренировке” — с одной стороны, для очистки от сорбированного газа и диэлектрических пленок на поверхности электродов, с другой стороны, для нанесения на боковую поверхность диэлектрической шайбы нанометрического проводящего слоя из материала электродов. Это известная технология, широко применяемая при иницировании высоковольтных вакуумных разрядов, например в разрядах типа “плазменный фокус” [5]. Электроды были выполнены из магниевого сплава,

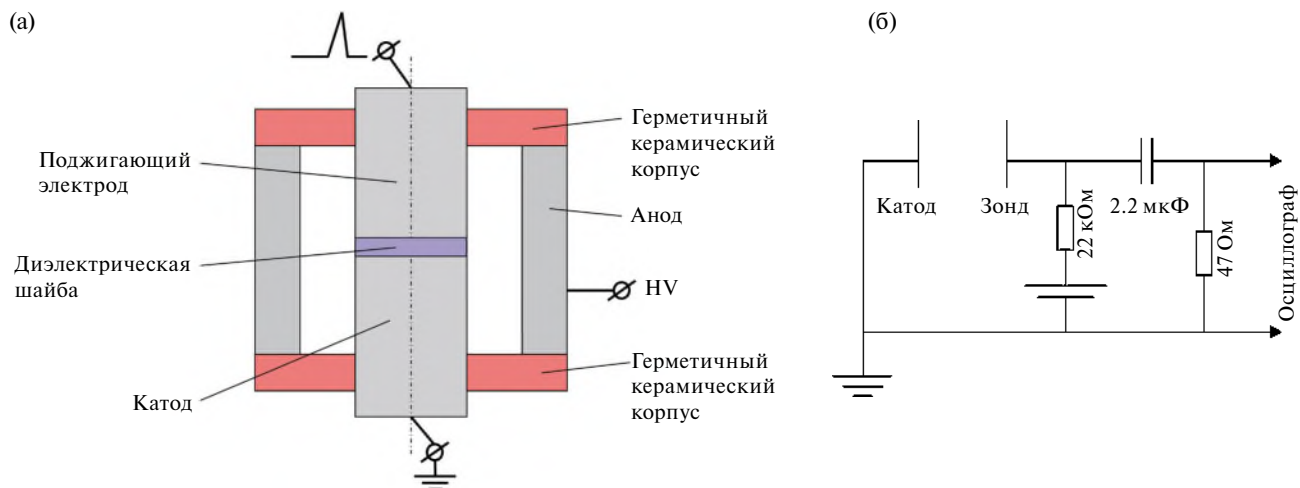


Рис. 1. Принципиальная конструкция компактного управляемого вакуумного разрядника (а) и электрическая схема зондовых измерений (б).

диэлектрическая шайба выполнялась из корунда. Диаметр внутренних цилиндрических электродов составлял $2r = 9$ мм. Внешний электрод в виде полого цилиндра имел внутренний диаметр на $2d = 2$ мм больше, чем диаметр внутреннего электрода. Высота внешнего электрода $h = 8$ мм. Толщина диэлектрической шайбы составляла 1 мм. Все указанные элементы разрядного устройства (кроме анода) поджимались вдоль оси для создания между ними плотного контакта, что контролировалось визуально с помощью оптического микроскопа МБС9 при 14–100кратном увеличении.

Для инициирования разряда на поджигающий электрод подается положительный относительно катода (катод заземлен) импульс напряжения амплитудой 3.5 кВ и крутизной $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы, и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод–анод. Амплитуда силы тока поджига составляла 3–4 А при длительности импульса тока около 30 нс. Если скорость нарастания потенциала на поджигающем электроде оказывалась ниже некоторой оптимальной, то разряд в промежутке катод–анод с большой вероятностью развивался не сразу, а при повторных пробоях по поверхности диэлектрика. Таким образом, время задержки между первым пробоем, т. е. стартом процесса коммутации, и началом протекания тока в промежутке катод–анод оказывается довольно значительным, порядка нескольких микросекунд, и, кроме того, это время испытывает большой разброс. В том случае, когда скорость нарастания потенциала

оказывается близкой к оптимальной, разряд в промежутке катод–анод развивается после первого пробоя по поверхности диэлектрика. Если скорость нарастания потенциала на поджигающем электроде оказывается выше оптимальной, то форма импульса тока в коммутируемой разрядником цепи сильно искажается дополнительными пробоями по поверхности диэлектрика. В процессе проведения описанных ниже экспериментов мы использовали режим поджига, т. е. пробоя по диэлектрической поверхности, когда скорость нарастания потенциала поджигающего электрода оказывается близкой к оптимальной.

Процессы в системе поджига оказывают, пожалуй, решающее влияние на надежность срабатывания разрядника и быстроту коммутации промежутка катод–анод. Поэтому физические процессы, протекающие при пробое по поверхности диэлектрика, вызывают особый интерес. Для исследования динамики и измерения параметров корпускулярных потоков, образующихся при пробое по диэлектрической поверхности между катодом и поджигающим электродом, была применена методика электростатического зонда, причем в качестве зонда был использован один из электродов разрядника, а именно анод. Данный выбор позволил нам разместить зонд непосредственно вблизи зоны исследуемого разряда, но в то же время не нарушить особенности конструкции разрядника, что могло бы привести к изменению протекающих при его срабатывании процессов. Электрическая схема зондовых измерений приведена на рис. 1. Синхронно с сигналом с зонда регистрировался

ток в цепи поджига. В качестве положительного тока на зонд принимался ток электронов. Потенциал зонда в процессе проведения эксперимента ограничивался как максимальным напряжением на выходе источника в цепи зонда ($U_{\max} = 500$ В), так и напряжением зажигания самостоятельного разряда между поджигающим электродом и зондом ($U_{\text{ign}} \geq 100$ В). Серия осциллограмм сигналов с зонда, снятая для возможно более широкого интервала значений потенциала зонда, позволяла ввиду достаточно хорошей повторяемости сигнала построить набор вольт-амперных характеристик (ВАХ) для различных моментов времени, отсчитываемых от начала протекания тока в цепи поджига (или старта отсчета времени).

Исследователи, использующие в своих работах в качестве средства диагностики нестационарной плазмы зонды Ленгмюра, отмечают, что наличие высокочастотных колебаний в плазме приводит к искажениям ВАХ зонда, причем в первую очередь это касается ионной ветви ВАХ и часто выражается в виде регистрации аномально больших ионных токов насыщения, сравнимых по величине с электронными токами насыщения [6–8]. С целью оценки возможностей достоверной интерпретации ВАХ в условиях описываемых экспериментов было принято решение о проведении на первом этапе регистрации сигналов с зонда с интегрированием по времени. Предполагалось, что интегрирование сигнала снимет его зависимость от наличия турбулентности в плазме. В результате на первом этапе экспериментов в электрическую схему зондовых измерений была введена интегрирующая емкость $C = 20$ нФ параллельно согласующему сопротивлению $R = 47$ Ом в цепи зонда, через которое протекал ток поступающих на зонд заряженных частиц (характерное время RC-цепочки составляет примерно 1 мкс).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На осциллограммах проинтегрированного сигнала с зонда на фоне непрерывной корпускулярной эмиссии, начинающейся непосредственно с момента инициирования разряда в системе поджига, можно выделить четыре основные группы заряженных частиц.

В течение первых примерно 10 нс после появления тока в цепи поджига сигнал с зонда фиксирует поток электронов,

причем вплоть до тормозящего потенциала зонда $\phi_p = 500$ В. Средний электронный ток за указанный временной интервал составил порядка 0.3 А.

В интервале 10–20 нс после старта сигнал с зонда фиксирует преобладающий поток ионов, который постепенно ослабевает с ростом потенциала зонда, обращаясь в нуль при потенциале зонда $\phi_p \approx +200$ В. Усредненный по времени ионный ток насыщения достигал порядка 0.4 А.

Третий и четвертый всплески сигнала с зонда соответствуют моментам времени примерно 120 нс и 240 нс после старта. Вид интегральных ВАХ (их можно было бы назвать по аналогии вольт-кулоновскими характеристиками – ВКХ) свидетельствует о преобладающем влиянии на их формирование квазинейтрального плазменного потока. Наличие ступеньки в области электронной ветви означает, что речь идет именно о потоке, который обладает довольно значительной скоростью, по-видимому, существенно превышающей ионно-звуковую скорость [9]. Построение электронной ветви ВКХ в полулогарифмическом масштабе дало следующий результат. Для указанных интервалов времени усредненный электронный ток насыщения, определяемый по излому на электронной ветви [10, 11], составлял в обоих случаях примерно 2 А. Электронная температура, определяемая по наклону электронной ветви ВКХ [10–11], составляла около 10–14 и 3–5 эВ соответственно. Отношение проинтегрированных электронного и ионного токов насыщения для ВКХ равно примерно 150 (рис. 2, 3).

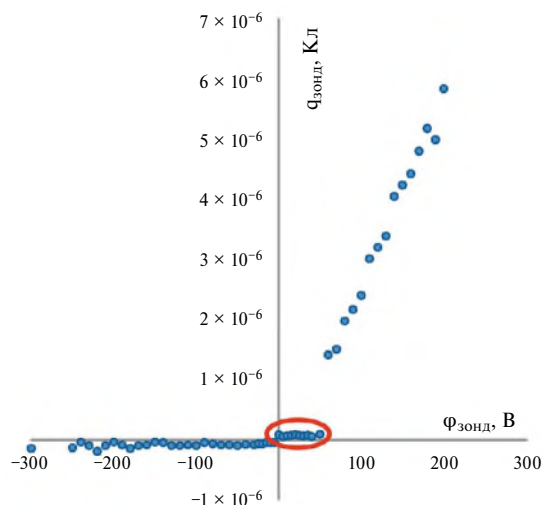


Рис. 2. ВКХ разряда (интегрирование по первым 240 нс после старта). Выделена “ступенька” на графике.

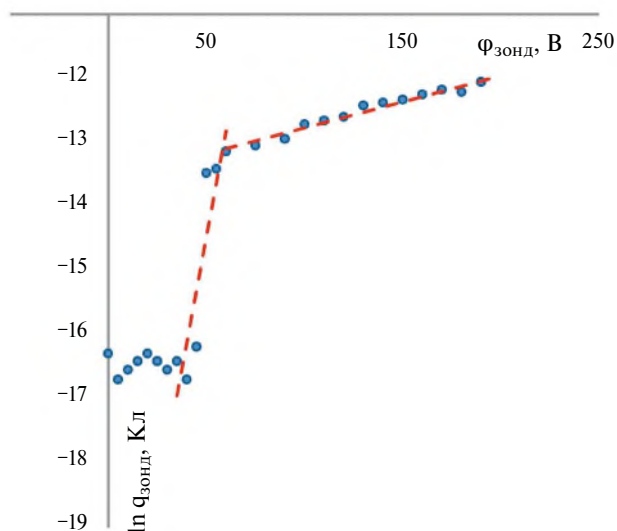


Рис. 3. Электронная ветвь ВКХ в полулогарифмическом масштабе (интегрирование по первым 240 нс после старта).

На втором этапе экспериментов проводилась регистрация сигнала с зонда без интегрирования во времени. Получены следующие результаты.

Примерно через 2 нс после старта наблюдается поток электронов (рис. 4), параметры которого практически не изменяются в пределах значений потенциала от -300 до $+300$ В. Фиксируемый ток электронов на зонд составлял около 0.1 – 0.4 А.

Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов (рис. 5), параметры которого практически остаются неизменными в том же интервале значений потенциала зонда. Фиксируемый ток ионов на зонд составлял около 0.2 – 0.8 А.

Зарегистрированные в моменты времени 20, 40, 70, 120 и 240 нс после старта ВАХ соответствуют присутствию квазинейтральной плазмы

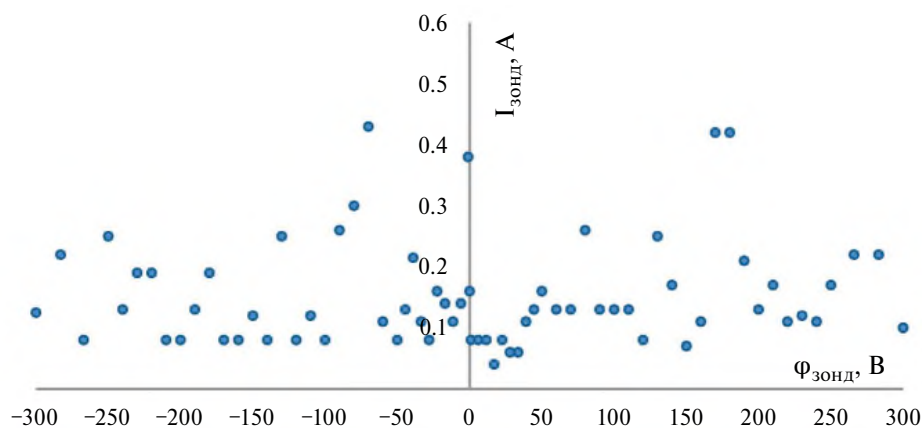


Рис. 4. ВАХ, зарегистрированная примерно через 2 нс после старта.

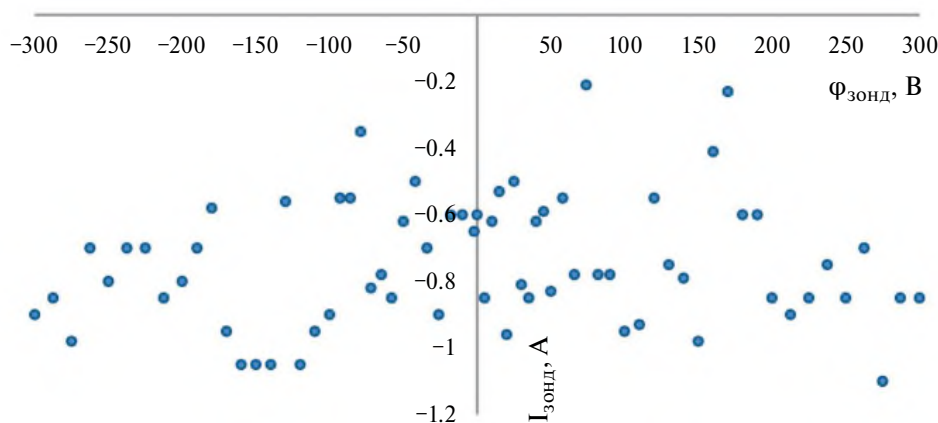


Рис. 5. ВАХ, зарегистрированная примерно через 6 нс после старта.

в окрестностях зонда. Типичные ВАХ приведены на рис. 6–9, причем в моменты времени 70, 120 и 240 нс после старта наличие отчетливо наблюдаемой ступеньки на электронной ветви ВАХ говорит о регистрации плазменного потока, движущегося с высокой по сравнению с ионно-звуковой скоростью [9]. В более ранние моменты времени (20 и 40 нс после старта) соответствующая ступенька отсутствует. Ионная ветвь характеристики для каждого из указанных моментов времени демонстрирует anomalously большой ионный ток, если сравнивать вид полученной характеристики с видом ВАХ, отвечающей классической теории зонда, и учитывать теоретически ожидаемое в этом случае отношение электронного и ионного токов насыщения

$$\frac{I_{es}}{I_{is}} = \left(\frac{M_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где M_i и m_e — массы иона и электрона соответственно.

Построение электронной ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе дало следующий результат. В момент времени 20 нс после старта электронная температура оценивается как 10–25 эВ, электронный ток насыщения на зонд составляет примерно 1 А. В момент времени 40 нс после старта эти величины составляют

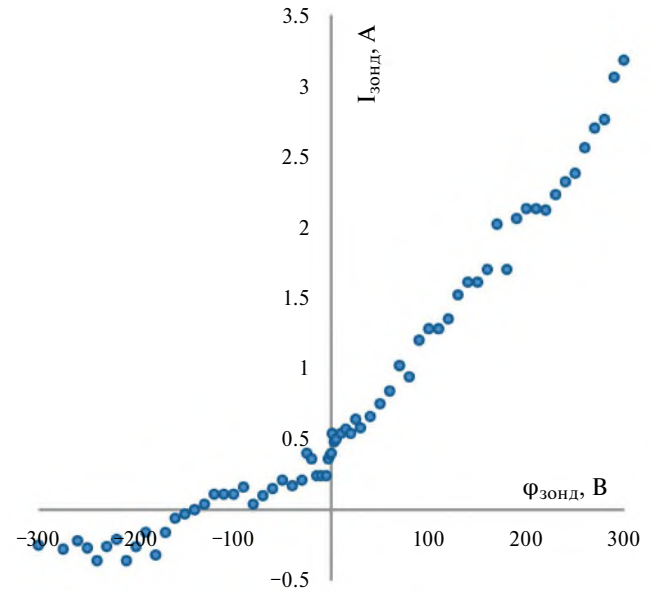


Рис. 6. ВАХ, зарегистрированная через 40 нс после старта.

соответственно около 4 эВ и около 3 А. В моменты времени 70 и 120 нс после старта эти величины имеют следующие значения: 4–6 эВ, около 1 А и не более 2 эВ, около 1.5 А соответственно. Как видим, усредненные и мгновенные значения определяемых электронных температур и токов насыщения не противоречат друг другу.

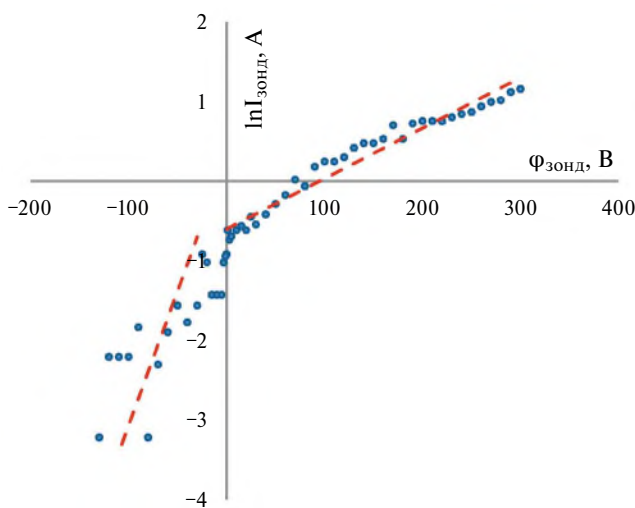


Рис. 7. Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 40 нс после старта, в полулогарифмическом масштабе.

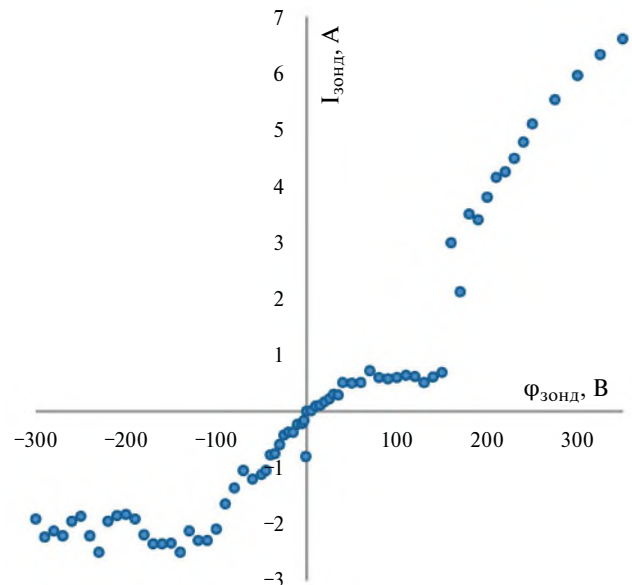


Рис. 8. ВАХ, зарегистрированная через 70 нс после старта.

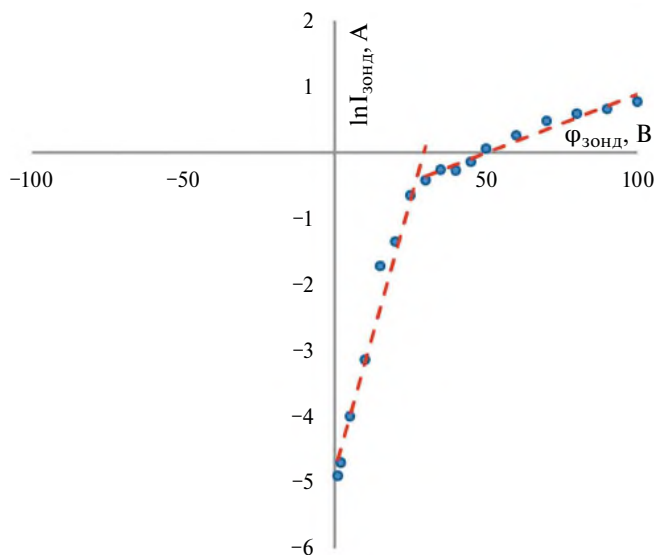


Рис. 9. Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 70 нс после старта, в полулогарифмическом масштабе.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Оценку концентрации электронов в плазме, окружающей зонд, по-видимому, следует проводить так же, как и в случае плоского зонда в разреженной плазме, используя соотношение для силы электронного тока насыщения

$$I_{es} = en_e e V_e < V_e > \frac{S_p}{4}, \quad (2)$$

где e — элементарный электрический заряд; n_e — концентрация электронов;

$$V_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

V_e — средняя скорость хаотического движения максвеллизированных электронов; k — постоянная Больцмана; m_e — масса электрона; T_e — электронная температура; $S_p = 2\pi rh$ — площадь собирающей поверхности зонда (внутренняя поверхность анода в нашем случае, $\rho = r + d$). В качестве оценки плотности плазмы в моменты времени 20, 40, 70 и 120 нс после старта получим следующие величины: $5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и около $1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ соответственно. Естественно, это усредненные по пространству значения. Регистрируемые сила тока в разряде по поверхности диэлектрика и его продолжительность соответствуют параметрам искрового разряда. Разлет вещества в этих условиях происходит по имеющимся данным примерно

изотропно [12]. Оценки показывают, что реальная концентрация заряженных частиц, достигающих зонда, в таком случае вряд ли будет превышать приведенные выше значения более чем на порядок величины.

Радиус Дебая для регистрируемой плазмы с учетом сделанных замечаний и при очевидном условии, что температура ионов не превышает температуру электронов, составит

$$r_D \approx \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 Z n_e} \right)^{1/2} \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ м}, \quad (4)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, Z — средняя кратность ионизации атомарных частиц (можем положить $Z \approx 1$ в нашем случае без особого ущерба для дальнейших рассуждений) [13]. Ширина зазора между внутренним и внешним электродами удовлетворяет условию $d \gg r_D$, из чего следует, что зонд работает в режиме тонкого переходного призондового слоя [9–11],

$$h, r + d \gg r_D, \quad (5)$$

и формула (2) была справедливо выбрана для расчета концентрации электронов в плазме.

Оценим длину свободного пробега электронов в плазме. При рассеянии электронов на ионах длину свободного пробега можно оценить, используя известное приближение для усредненного по максвелловскому распределению сечения кулоновского рассеяния [14]:

$$\lambda \approx \frac{1}{n_e \sigma}, \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{\Lambda}{\pi} \left(\frac{Ze^2}{2\epsilon_0 m_e V_e^2} \right)^2, \quad (7)$$

где $\Lambda \approx 10$ — кулоновский логарифм. В интервале характерных энергий, регистрируемых для электронов, равных 2–30 эВ, длина свободного пробега составит $\lambda \approx 1-10^2 \text{ м}$. Не стоит забывать о наличии остаточного газа с концентрацией нейтральных молекул порядка $n_0 \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и сечением рассеяния $\sigma_0 \approx 10^{-19} \text{ м}^2$, что соответствует длине свободного пробега около 1 м. Таким образом, выполняется соотношение

$$\lambda \gg h, r_D, \quad (8)$$

т.е. зонд работает в бесстолкновительном режиме [9–11], следовательно, он вносит в плазму пренебрежимо малые возмущения, и мы

с полным правом можем воспользоваться для интерпретации полученных результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для электронной ветви ВАХ.

Временное разрешение ленгмюровского зонда (время установления дебаевской экранировки) можно оценить следующим образом [9]:

$$\tau = \frac{1}{\omega_0}, \quad (9)$$

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где ω_0 — круговая частота ленгмюровских колебаний. В наших условиях $\tau \approx 10^{-10} - 10^{-9}$ с. Иной подход предлагает автор работы [15]: в качестве оценки нижнего предела временного разрешения зонда Ленгмюра следует принимать время прохождения ионами переходного слоя. При температуре ионов порядка 2–5 эВ скорость ионов магния составит порядка $6 \cdot 10^3$ м/с, а указанное время прохождения переходного слоя будет иметь порядок $10^{-9} - 10^{-8}$ с. Следовательно, мы имеем право проводить зондовые измерения в указанных выше временных рамках, по крайней мере, когда речь идет о плазме. На переднем фронте регистрируемого корпускулярного потока зонд работает как коллектор набегающих заряженных частиц, и нет необходимости ждать формирования переходного плазменного слоя. Изменение напряжения на емкости в цепи зонда, определяющей его потенциал, в процессе поступления заряженных частиц на зонд при создаваемом частицами токе примерно 1 А за время порядка 10^{-8} с составляет величину около 10^{-2} В, которой вполне можно пренебречь. Вероятное искажение потенциала зонда, обусловленное индуктивностью в цепи зонда примерно 10^{-9} Гн, при изменении тока на зонд порядка 1 А за время около $10^{-9} - 10^{-8}$ с составит порядка $10^{-1} - 1$ В и также вряд ли заметным образом отразится на результатах измерений.

Сравнение полученных ВКХ и ВАХ показывает, что ожидаемый эффект от интегрирования сигнала с зонда себя проявил. Действительно, вместо аномальной величины отношения электронного и ионного токов насыщения $I_{es}/I_{is} \approx 1$ было получено отношение соответствующих зарядов (или, другими словами, отношение усредненных за достаточно большой интервал времени электронного и ионного

токов насыщения) $q_{es}/q_{is} \approx 150 - 170$, которое, правда, не дотягивает до величины, отвечающей разряду в среде паров материала катода — магния ($(M_i/m_e)^{1/2} = 213$). Однако стоит вспомнить, что регистрируемая усредненная концентрация заряженных частиц много меньше концентрации частиц остаточного газа, который как раз и может оказаться основной плазмообразующей средой разряда. Величина отношения $(M_i/m_e)^{1/2}$ для атомарного водорода составляет 43, для азота и кислорода, соответственно, 163 и 173. Таким образом, наблюдаемая при регистрации проинтегрированного сигнала с зонда величина отношения q_{es}/q_{is} может являться некоторым подтверждением предположения о том, что основу среды разряда, по крайней мере, на начальной его стадии создает остаточный газ. Кроме того, эмитируемый из области разряда поток надтепловых электронов осуществляет ионизацию остаточного газа, и образованная таким образом в окрестностях зонда плазма регистрируется зондом. Кстати, в этой ситуации понятно, что сначала зонд должен регистрировать относительно медленно движущуюся плазму (фактически — неподвижную), а только затем спустя некоторое время — поток плазмы, движущейся со сверхзвуковой скоростью. Действительно, концентрацию заряженных частиц, полученных путем ионизации остаточного газа потоком надтепловых электронов, можно оценить следующим образом:

$$n \approx n_0 \sigma_0 d \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}. \quad (11)$$

Результат, как видим, близок к регистрируемым величинам. Количество необходимых для этого надтепловых электронов оценим по верхнему пределу:

$$N_e \approx 2\pi r d h n \approx 2 \cdot 10^9. \quad (12)$$

Количество имеющихся надтепловых электронов по результатам зондовых измерений можно оценить величиной порядка 10^{10} частиц.

Наблюдаемое приближение характера зависимостей к теоретически ожидаемому для разреженной нетурбулентной плазмы при переходе от ВАХ к ВКХ (которую можно рассматривать в качестве усредненной по времени характеристики) свидетельствует в пользу сделанного предположения о том, что аномально большие ионные токи, регистрируемые при снятии ВАХ, в нашем случае обязаны своим появлением расщепке колебаний в исследуемой плазме.

Фиксируемые токи на зонд при получении ВАХ соответствуют средним значениям, получаемым при обработке ВКХ. Следовательно, заметного искажения электронной ветви и переходной области характеристики зонда не происходило.

Итак, проведенные зондовые исследования позволяют реконструировать следующую картину корпускулярной эмиссии из области пробоя по поверхности диэлектрика. Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига на расстоянии 1 мм в радиальном направлении от области пробоя фиксируется появление потока электронов с энергиями более 500 эВ. Поток электронов наблюдается примерно до момента времени 10 нс после старта. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов с энергиями более 300 эВ. Ионный ток достигает примерно той же величины, что и ток электронов. С течением времени энергия ионов падает, и к моменту времени 30–40 нс после старта функция распределения ионов по энергиям охватывает интервал от 40 до 200 эВ. Таким образом, мы наблюдаем, по-видимому, сначала эмиссию электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде, а затем происходит эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля эмитированных электронов.

Примерно с момента времени 20 нс после старта ВАХ зонда приобретает вид, характерный для потока плазмы, сначала распространяющегося со скоростью порядка или меньше скорости ионного звука (отсутствует ступенька на электронной ветви ВАХ), а затем с момента времени примерно 70 нс после старта со скоростью, значительно превышающей скорость ионного звука (присутствует весьма заметная ступенька на электронной ветви ВАХ) [9]. Оценка скорости плазменного потока, исходящая из длины промежутка между областью разряда и зондом, и времени достижения плазмой поверхности зонда с учетом того, что плазма ускоряется непосредственно с момента начала искрового разряда по поверхности диэлектрика, т. е. с момента возникновения центров взрывной электронной эмиссии, дает величину примерно $1.4 \cdot 10^4$ м/с [12]. Полученная таким образом величина скорости переднего

фронта катодного факела заставляет предположить, что она является результатом реализации процесса амбиполярной диффузии плазмы в вакуум. В пользу данного предположения свидетельствует характер изменения со временем регистрируемого плавающего потенциала зонда. Вначале при регистрации потока плазмы он всегда оказывается отрицательным, затем он стремится к нулю. Это может свидетельствовать о пространственном разделении зарядов в плазме, причем на переднем фронте, по-видимому, преобладает заряд электронов.

Нельзя исключить и того, что достаточно позднее формирование сверхзвукового плазменного потока, не связанного с эмитируемыми электронами, обусловлено газокINETическим ускорением в области разряда у поверхности диэлектрика в результате разогрева плазмы в разряде. В пользу данного предположения говорит значительная длительность существования сверхзвукового потока плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования искрового пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме была использована методика одиночного электростатического зонда Ленгмюра. Амплитуда силы тока в разряде составляла 3–4 А при длительности импульса тока около 30 нс.

Зонд представлял собой полый цилиндр, окружающий область разряда и размещенный на расстоянии примерно 1 мм от места пробоя по поверхности диэлектрика. Выбранная диагностическая методика позволила зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и турбулентной плазмы из области разряда и измерить их основные параметры. При этом оказалось, что эта методика вполне надежна и продуктивна для изучения быстротекающих процессов.

Зарегистрированные в наших экспериментах ВАХ имеют одну и ту же отличительную черту — аномально большой ионный ток насыщения и большие флуктуации этого тока. Искажение ВАХ зонда авторы связывают с раскачкой в плазме электростатических колебаний. С целью скомпенсировать влияние колебаний и одновременно получить подтверждение данной гипотезы был применен метод временного интегрирования сигнала с зонда.

Общая картина наблюдавшихся процессов непротиворечива и выглядит следующим образом. Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига фиксируется распространение из области пробоя потока электронов с энергиями более 500 эВ, сила тока которых составляет порядка 0.3 А. Поток электронов наблюдается примерно до момента времени 10 нс после старта. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов с энергиями более 300 эВ. Ионный ток может достигать примерно той же величины (порядка 0.4 А), что и ток электронов. С течением времени энергия ионов падает, и к моменту времени 30–40 нс после старта функция распределения ионов по энергиям охватывает интервал от 40 до 200 эВ. Таким образом, мы сначала наблюдаем, по-видимому, эмиссию электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде, а затем происходит эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля эмиттированных электронов. Примерно с момента времени 20 нс после старта корпускулярный поток преобразуется в поток плазмы, распространяющийся с околосвуковой скоростью (затем с момента времени примерно 70 нс после старта скорость этого потока плазмы значительно превышает скорость ионного звука). Наблюдается падение электронной температуры с 10–25 эВ до величин не более 2 эВ в течение интервала времени 120 нс после старта. Что касается электронной концентрации, то сначала происходит всплеск (около 40 нс после старта), а затем также монотонное падение, что вполне согласуется с продолжительностью протекания тока в системе поджига.

Наблюдается достаточно позднее формирование сверхзвукового плазменного потока, не связанное с эмитируемыми из плазмы катодного факела электронами. Вероятно, оно может быть обусловлено как газокINETическим ускорением в области разряда у поверхности диэлектрика

в результате разогрева плазмы в разряде, так и процессом амбиполярной диффузии плазмы в вакуум.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baginski T.A., Thomas K.A.* // IEEE Trans. Power Elec. 2009. V. 24. № 1. P. 253.
<https://doi.org/10.1109/TPEL.2008.2005411>
2. *Coaker B.M., Xu N.S., Jones F.J., Latham R.V.* // IEEE Trans. Diel. Elec. Ins. 1995. V. 2. № 2. P. 210.
<https://doi.org/10.1109/94.388242>
3. *Асюнин В.И., Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Пшеничный А.А.*
4. *Якубов Р.Х.* // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 605.
5. *Асюнин В.И., Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Пшеничный А.А., Якубов Р.Х.* // ПТЭ. 2015. № 1. С. 70.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010140>
6. *Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И.* // Итоги науки и техники. Серия: Физика плазмы. 1981. Т. 2. С. 80.
7. *Ji H., Toyama H., Yamagishi K., Shinohara S., Fujisawa A., Miyamoto K.* // Rev. Sci. Instrum. 1991. V. 62. № 10. P. 2326.
<https://doi.org/10.1063/1.1142294>
8. *Schubert M.R., Endler M., Thomsen H.* // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 053505.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.2740785>
9. *Лебо А.И., Лебо И.Г.* // Материалы Международной научно-технической конференции INTERMATIC–2013. М.: МИРЭА. Часть 1. С. 173.
10. *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. Москва: Атомиздат, 1969.
11. *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. LXXXI. № 3. С. 409.
12. *Ершов А.П.* Метод электрических зондов Ленгмюра. Москва: Физический факультет МГУ, 2007.
13. *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. Москва: Наука. 2000.
14. *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физике плазмы. Москва: Атомиздат, 1968.
15. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. Москва: МИФИ, 2007.
16. *Plasma diagnostics* / Ed. by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Pub. Co., 1968

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.07+539.1.043+621.384

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕР-ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В МИКРОЭЛЕКТРОННОМ УСТРОЙСТВЕ

© 2024 г. К. В. Сафронов^а, *, В. А. Флегентов^а, С. А. Горохов^а,
Н. Н. Шамаева^а, А. С. Тищенко^а, Д. О. Замураев^а, А. Л. Шамраев^а,
С. Ф. Ковалёва^а, Н. А. Фёдоров^а, С. М. Дубровских^а, А. С. Пилипенко^а,
А. С. Кустов^а, Е. А. Шibaков^а, А. В. Потапов^а

*^аВсероссийский научно-исследовательский институт технической физики
им. академика Е.И. Забабахина Российского федерального ядерного центра
Россия, 456770, Снежинск, Челябинская область, ул. Васильева, 13*

**e-mail: dep5@vniitf.ru*

Поступила в редакцию 20.01.2023 г.

После доработки 04.03.2024 г.

Принята к публикации 09.05.2024 г.

На фемтосекундной лазерной установке мощностью 200 ТВт проведены эксперименты по облучению пучками ускоренных лазером протонов микроконтроллера, изготовленного по топологической норме 180 нм. Частицы с энергиями до 6 МэВ генерировались на тыльной поверхности алюминиевых фольг толщиной 6 мкм. После облучения в памяти микроконтроллера зарегистрированы сбои. Установлено, что сбои носят характер одиночных радиационных эффектов, восстановлено сечение данных эффектов. Проведенные эксперименты демонстрируют возможность применения лазерных ускорителей для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронных устройствах под действием низкоэнергетичных протонов.

DOI: 10.31857/S0032816224050129 EDN: ESSIOA

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие ионизирующего излучения космического пространства на микроэлектронные устройства бортовой аппаратуры является одной из основных причин выхода из строя космических спутников. Попадание даже одной заряженной частицы в чувствительную область микросхемы способно привести к переключению состояния отдельного транзистора, либо при определенных условиях к полной потере его работоспособности — так называемый одиночный радиационный эффект (ОРЭ) (single event effect, SEE). Продолжающееся развитие космической отрасли требует повышения производительности бортовой аппаратуры, что приводит к необходимости применения микросхем со все

меньшими размерами отдельных элементов. С уменьшением топологических норм происходит снижение критического заряда, необходимого для переключения состояния отдельного транзистора на кристалле [1], и, следовательно, повышение чувствительности микросхем к ОРЭ. Ранее считалось, что ОРЭ вызывают тяжелые ионы с энергиями более 1 МэВ/нуклон, а также протоны с энергиями более 30 МэВ. Однако за последние 15 лет появились работы, свидетельствующие о том, что в микросхемах с топологией менее 90 нм ОРЭ могут вызывать протоны с энергиями около 1 МэВ [2–9] (так называемые низкоэнергетичные протоны, НЭП). Проблема усугубляется тем, что чувствительность микроэлектронных устройств к низкоэнергетичным частицам оказалась на 4 порядка

выше по сравнению с областью высоких энергий [4]. НЭП могут вносить существенный вклад в полную скорость отказов микросхем космических аппаратов на различных орбитах [10].

Радиочастотные ускорители, применяемые в настоящее время для испытаний космической микроэлектроники, рассчитаны на генерацию протонов с энергиями от нескольких десятков до сотен МэВ [11], поэтому плохо подходят для получения НЭП. В последние 20 лет большое внимание научного сообщества привлекают лазерные методы ускорения заряженных частиц. На мощных лазерных установках петаваттного класса (10^{15} Вт) продемонстрирована генерация пучков протонов с энергиями до примерно 100 МэВ [12–14]. Малогабаритные лазеры с Ti: Sa активными элементами, обладающие пиковой мощностью до 200 ТВт, позволяют создавать пучки протонов с энергиями от менее 1 МэВ до примерно 20 МэВ [15–18] посредством хорошо изученного механизма ускорения в слое разделения зарядов у тыльной поверхности мишени (target normal sheath acceleration, TNSA) [19]. Таким образом, лазерные ускорители можно применять для исследований ОРЭ при воздействии НЭП на изделия микроэлектронной техники. В данной работе мы подтверждаем данный тезис. Представляемые эксперименты показали, что пучки протонов с энергиями около 1 МэВ, генерируемые фемтосекундным лазером с пиковой мощностью 100 ТВт, при облучении микроэлектронного устройства вызывают в нем ОРЭ.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проведены на фемтосекундной установке Ti:Sa при энергии лазерных импульсов на мишени (0.1–2) Дж, длительности (25–30) фс. Схема экспериментов представлена на рис. 1. Контраст основного фемтосекундного импульса по отношению к пьедесталу усиленного спонтанного излучения длительностью около 5 нс составлял примерно 10^9 (по интенсивности). В качестве мишеней использовались алюминиевые фольги толщиной 6 мкм. Лазерный импульс направлялся на мишень по нормали к поверхности посредством внеосевого параболического зеркала $f/2$. Наведение на мишень перед каждым выстрелом осуществлялось посредством непрерывного HeNe-лазера ($\lambda = 632$ нм). Пучок HeNe-лазера предварительно совмещался по расходимости и по направлению с пучком рабочего лазера на входе в вакуумную мишенную камеру. Диаметр фокального пятна по измерениям в пучке HeNe-лазера составлял 3 мкм на полувысоте, что обеспечивает пиковую интенсивность в фокальном пятне на мишени до $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см² (содержание энергии лазерного импульса в фокальном пятне 50%).

Плотности потока протонов, эмитируемых с тыльной поверхности мишени, измерялись посредством времяпролетного спектрометра (ВПС) с кремниевым полупроводниковым детектором ФДУК 1УВСКМ (ООО “Техноэксан”, временное разрешение около 2.5 нс). Для

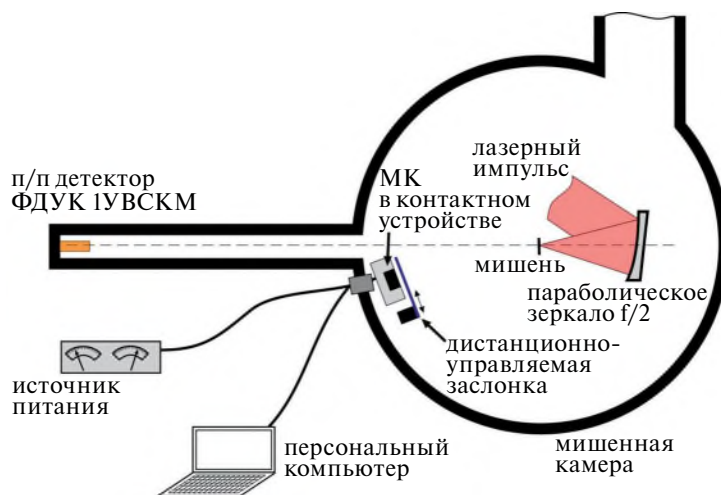


Рис. 1. Схема экспериментов.

защиты от видимого света и низкоэнергетичных частиц входная диафрагма детектора закрывалась алюминиевой фольгой толщиной 6 мкм. Детектор устанавливался на расстоянии 1449 мм от мишени. Посредством ВПС были измерены параметры пучков частиц, эмитированных в направлении нормали к мишени, а также под углом 10° к нормали (под этим углом впоследствии был установлен исследуемый объект).

В качестве исследуемого объекта был выбран микроконтроллер (МК) с ARM-ядром. Исследуемый объект устанавливался внутри мишенной камеры на пути протонного пучка, эмитируемого с тыльной поверхности мишени в момент облучения лазерным импульсом. Микроконтроллер выполнен по технологии “объемный кремний” с топологической нормой 180 нм. Металлическая защитная крышка МК толщиной около 0.5 мм непрозрачна для ускоренных лазером протонов, поэтому она перед экспериментами была удалена механическим способом. Кристалл МК располагался на расстоянии 377 мм от мишени под углом 10° к ее нормали. Микроконтроллер устанавливался в контактное устройство, к которому через вакуумный разъем подключался источник питания и персональный компьютер для записи/считывания данных. Для защиты от электромагнитного импульса, возникающего на мишени во время лазерного выстрела, все электрические провода и контактное устройство внутри мишенной камеры были тщательно обернуты алюминиевой фольгой толщиной 15 мкм. Перед кристаллом МК был установлен фильтр из алюминиевой фольги толщиной 6 мкм. В ходе экспериментов исследовалось возникновение сбоев во встроенной памяти (ОЗУ) МК объемом 32 кБ. Перед каждым выстрелом лазера все ячейки ОЗУ инициализировались значениями 0хAAAAAAAA. Количество сбоев под действием ускоренных лазером протонов определялось при побитном сравнении массивов записанных перед экспериментом и считанных после эксперимента данных. Перед кристаллом МК внутри мишенной камеры была установлена дистанционно-управляемая заслонка из лавсановой пленки толщиной 400 мкм. Закрытая заслонка не пропускает протоны с энергиями менее 6 МэВ, но прозрачна для электромагнитного излучения, генерируемого в мишени во время выстрела. Исследования сбоев в МК проводились при полностью открытой заслонке. Однако

в ходе экспериментов регулярно производились выстрелы при закрытой заслонке. В этих опытах при любых параметрах лазерного импульса сбой не наблюдались. Данный факт свидетельствует о том, что регистрируемые при открытой заслонке сбой вызваны именно ускоренными протонами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения с применением ВПС показали, что пучки ускоренных протонов обладают широким спектром экспоненциальной формы с некоторой максимальной энергией (для примера на рис. 2 изображен спектр, полученный в одном из экспериментов). На рис. 3 представлены зависимости максимальной энергии протонов в пучке $E_{p,max}$ и флюенсов частиц Φ_p , эмитированных под углами 0° и 10° , от энергии лазерного импульса E_{las} . Флюенсы рассчитывались интегрированием спектров по энергии протонов:

$$\Phi_p = \frac{dN_p}{d\Omega} = \int_0^{E_{p,max}} \frac{dN_p}{dE_p d\Omega} dE_p.$$

Максимальная энергия частиц при обоих углах наблюдения проявляет степенную зависимость от энергии лазерного импульса с показателем степени 0.8. Но флюенсы протонов зависят от энергии E_{las} различным образом. Если в центре пучка (под углом 0°) количество частиц растет линейно с энергией лазерного импульса, то под углом 10° наблюдается более резкий экспоненциальный рост. Этот факт, вероятно, связан с увеличением углового раствора

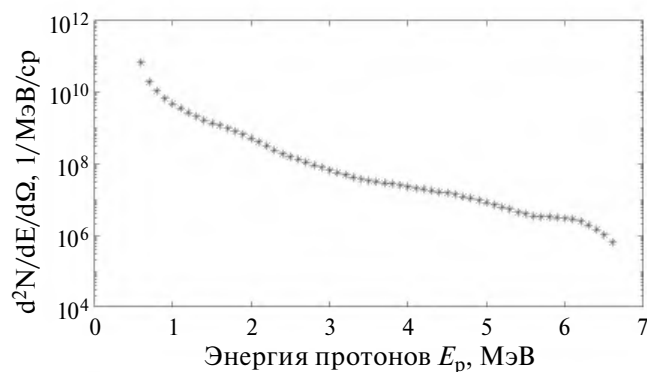


Рис. 2. Спектр протонов в эксперименте №804-04 при энергии лазерного импульса на мишени 1.60 Дж. Измерения выполнены под углом 10° к нормали мишени.

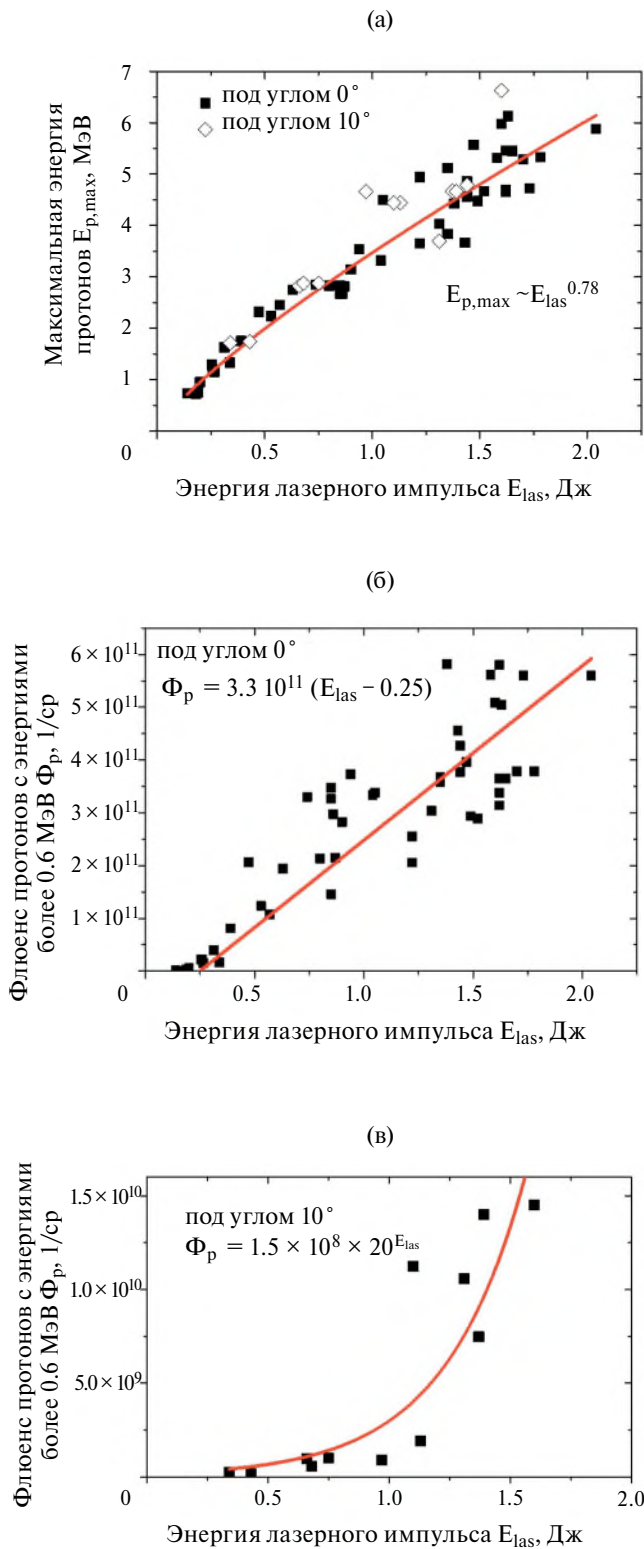


Рис. 3. Зависимости максимальной энергии протонов (а), флюенса протонов, эмитируемых по нормали к мишени (б), флюенса протонов, эмитируемых под углом 10° к нормали мишени (в) от энергии лазерного импульса. Сплошные линии — аппроксимации с параметрами, указанными на соответствующих графиках.

пучка протонов при росте энергии лазерного импульса.

Испытания стойкости микроэлектронных устройств к ОРЭ на традиционных ускорителях проводятся при плотностях потока частиц, обеспечивающих отсутствие объемных радиационных эффектов, связанных с мощностью дозы. Но лазерные ускорители генерируют короткие пучки с высокими плотностями потока. Поэтому при будущих испытаниях с применением мощных лазеров необходимо принимать меры по снижению плотностей потока на исследуемых устройствах: увеличивать расстояние, использовать тонкие фольги в качестве ослабителей пучков. В данной работе исследуемый микроконтроллер был установлен под углом 10° к нормали мишени, где согласно измерениям посредством ВПС флюенс частиц на 1–2 порядка ниже, чем в центре пучка.

После установки микроконтроллера были проведены измерения зависимости количества возникающих в исследуемом объекте сбоев N_{err} от энергии лазерного импульса. Эксперименты были выполнены при номинальном напряжении питания МК $U_{nom} = 1.8$ В. При энергиях лазерного импульса более 0.75 Дж наблюдается экспоненциальный рост количества сбоев (см. рис. 4), что коррелирует с измерениями флюенса (см. рис. 3в). В опытах при меньших энергиях ошибки в памяти МК не регистрировались, так как ожидаемое количество N_{err} менее 1.

Выполненные измерения позволяют оценить сечение эффекта возникновения сбоев в памяти МК, которое равно отношению количества ошибок в памяти МК к флюенсу протонов:

$$\sigma_p^{err} = \frac{N_{err}}{\Phi_p} \frac{R^2}{N_{bit}} = (5 \pm 1) \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{В}, \quad (1)$$

где $R = 37.7$ см — расстояние от мишени до кристалла МК, $N_{bit} = 256$ кбит — количество ячеек в памяти МК.

Спектры ускоренных лазером протонов, восстановленные из измерений ВПС, позволяют определить плотность потока протонов и мощность поглощенной дозы в различных слоях микросхемы. На рис. 5 представлены зависимости мощности поглощенной дозы на поверхности МК (после прохождения 6 мкм алюминиевого фильтра) и в чувствительном слое (после прохождения дополнительно 10.6 мкм

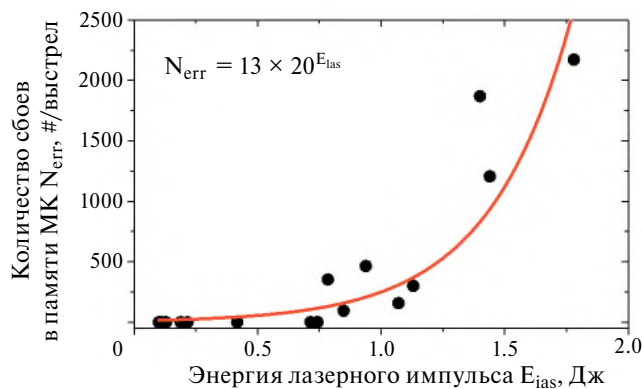


Рис. 4. Зависимость количества сбоев в памяти МК после облучения пучком лазерно-ускоренных протонов от энергии лазерного импульса. Сплошная линия — аппроксимация экспоненциальной функцией.

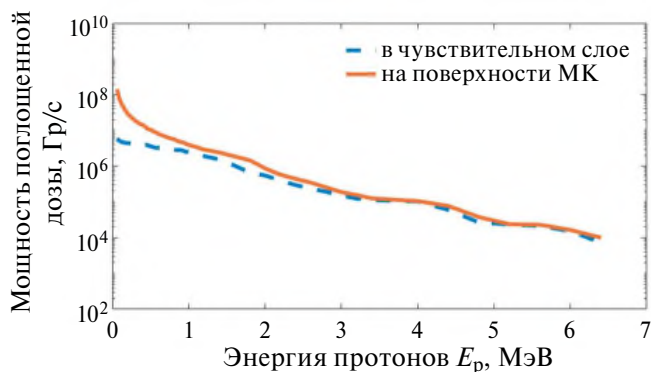


Рис. 5. Зависимость мощности поглощенной дозы на поверхности МК и в чувствительной области (на глубине 10.6 мкм) от энергии протонов. Расчет выполнен для спектра протонов, зарегистрированного в эксперименте №804-04 (см. рис. 2).

слоя изоляции SiO_2) от энергии частиц. Зависимости рассчитаны для спектра, изображенного на рис. 2 с использованием данных по пробегам протонов из SRIM [20]. Отметим также, что расчет не учитывает торможение частиц в слоях металлизации, расположенных внутри изоляционного слоя, поэтому его надо рассматривать как оценку сверху.

Пороговое значение мощности дозы для массового сбоя ячеек памяти по эффекту мощности дозы (порог бессбойной работы, ПБР) было измерено ранее на импульсной рентгеновской установке и для данного МК составляет $(3 \pm 1) \cdot 10^7$ Гр/с. Таким образом, в экспериментах на лазерном ускорителе превышение ПБР происходит только в приповерхностном слое МК. Надпороговую мощность дозы формируют протоны, обладающие на поверхности МК энергиями менее 0.2 МэВ (соответствует энергии 0.65 МэВ вблизи источника). Пробег этих частиц в SiO_2 согласно SRIM составляет менее 2 мкм. В чувствительной области МК мощность дозы более чем в 5 раз ниже ПБР.

Ионизационное торможение протонов в слоях МК перед чувствительным объемом, вызывает протекание импульсного тока в цепи питания, что в свою очередь может приводить к просадке напряжения на транзисторах ячеек памяти [21] и, как следствие, повышению чувствительности к одиночным сбоям. Выполненные в некоторых экспериментах измерения показали, что амплитуда импульса тока в цепи питания МК во время облучения пучком ускоренных лазером

протонов составляет до $I_p \approx 0.1$ А. В свою очередь, в исследованиях на импульсной рентгеновской установке было установлено, что при массовом сбое ячеек памяти, обусловленном объемными радиационными эффектами, в цепи питания МК протекает ток с амплитудой $I_{thr} = 0.8$ А. Таким образом, импульс ионизационного тока, образующийся при облучении МК протонами лазерного ускорителя, недостаточен для сбоя ячеек МК за счет объемных радиационных эффектов, однако связанная с ним просадка напряжения питания может повышать чувствительность микросхемы к ОРЭ. Причем даже небольшое снижение напряжения может приводить к существенному росту количества сбоев, так как чувствительность к ОРЭ зависит от напряжения питания экспоненциально [2, 22, 23]. Величину просадки напряжения ΔU_S в экспериментах на лазерном ускорителе можно оценить в предположении, что она пропорциональна радиационно-индуцированному току, тогда

$$\Delta U_S = (U_{nom} - U_0) \frac{I_p}{I_{thr}} \approx 0.16 \text{ В},$$

где $U_0 = 0.5$ В — напряжения удержания состояния ячеек памяти данного МК.

Для того чтобы оценить вклад объемных радиационных эффектов, была проведена серия экспериментов, в которой измерялась чувствительность МК к сбоям при различных напряжениях питания. В этой серии, чтобы не допустить слишком большого количества ошибок

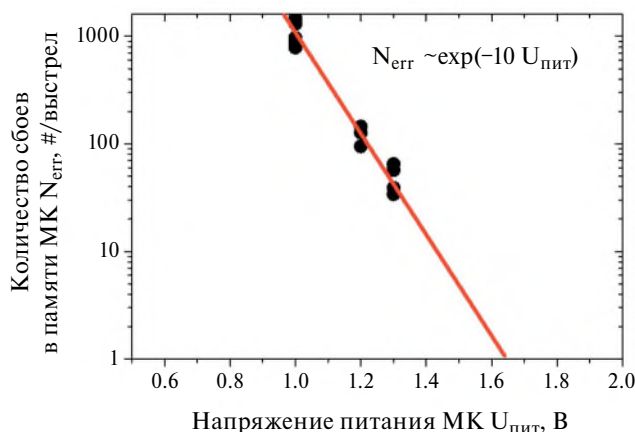


Рис. 6. Зависимость количества сбоев от напряжения питания МК. Эксперименты проведены при энергиях лазерного импульса от 1.4 до 1.7 Дж. Сплошная линия – аппроксимация экспоненциальной функцией.

при малых напряжениях, перед микросхемой была установлена свинцовая пластина толщиной 500 мкм с отверстием диаметром 1 мм напротив центра кристалла МК. Отверстие было закрыто алюминиевым фильтром толщиной 6 мкм. Для анализа были выбраны данные экспериментов, в которых энергия лазерного импульса была примерно одинаковой (от 1.4 до 1.7 Дж). Измерения показали, что чувствительность МК к протонам лазерного ускорителя растет экспоненциально при снижении напряжения питания (см. рис. 6). Это свидетельствует о том, что регистрируемые сбои носят характер одиночных радиационных эффектов. Снижение напряжения питания на 0.16 В приводит к увеличению чувствительности МК к ОРЭ в 5 раз.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование сбоев, возникающих в ячейках памяти микроэлектронного устройства при облучении низкоэнергетичными протонами лазерного ускорителя. Восстановлено сечение сбоев при номинальном напряжении питания исследуемого объекта. Установлено, что количество регистрируемых после облучения сбоев растет экспоненциально при снижении напряжения питания, что является свидетельством одиночного характера радиационных эффектов. Вследствие высокой плотности потока протонов, обеспечиваемой лазерным ускорителем, в верхних слоях

металлизации возникают ионизационно-индуцированные токи, которые приводят к просадке напряжения в цепи питания и повышению чувствительности к одиночным сбоям. В будущих исследованиях на лазерных ускорителях рекомендуется снижать поток частиц на исследуемом объекте. Этого можно добиться, например, применением фильтров из металлических фольг, а также размещением испытываемых устройств на достаточном удалении от лазерной мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kobayashi D. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2021. V. 68. № 2. P. 124.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2020.3044659>
2. Rodbell K.P., Heidel D.F., Tang H.H.K. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. 54. P. 2474.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2007.909845>
3. Heidel D.F., Marshall P.W., LaBel K.A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 3394.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2008.2005499>
4. Sierawski B.D., Pellish J.A., Reed R.A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. P. 3085.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2009.2032545>
5. Lawrence R.K., Ross J.F., Haddad N.F., Reed R.A., Albrecht D.R. // IEEE Radiation Effects Data Workshop, Quebec. 2009. P.123.
<http://doi.org/10.1109/REDW.2009.5336302>
6. Cannon E.H., Cabanas-Holmen M., Wert J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. V. 57. P. 3493.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2010.2086482>
7. Pellish J.A., Marshall P.W., Rodbell K.P. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2014. V. 61. P. 2896.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2014.2369171>
8. Ye B., Liu J., Wang T.S. et al. // Nucl. Instrum. Meth. B. 2017. V. 406. P. 443.
<http://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.162>
9. Akhmetov A.O., Sorokoumov G.S., Smolin A.A., Bobrovsky D.V., Boychenko D.V., Nikiforov A.Y., Shemyakov A.E. // Proc. 31th Int. Conf. on Microelectronics (MIEL). Nis, Serbia. 2019. P. 107.
<http://doi.org/10.1109/MIEL.2019.8889634>
10. Dodds N.A., Schwank J.R., Shaneyfelt M.R. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2014. V. 61 P. 2904.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2014.2364953>
11. Радиационная стойкость изделий ЭКБ. / Под ред. А.И. Чумакова, М.: НИЯУ МИФИ, 2015.
12. Kim I.J., Pae K.H., Choi I.W. et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 070701.
<http://doi.org/10.1063/1.4958654>
13. Wagner F., Deppert O., Brabetz C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 205002.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.205002>

14. *Higginson A., Gray R.J., King M. et al.* // Nature Comm. 2018. V. 9. P. 724.
<http://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9>
15. *Zeil K, Kraft S.D., Bock S et al.* // New J. Phys. 2010. V. 12. P. 045015.
<http://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045015>
16. *Neely D., Foster P., Robinson A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 021502.
<http://doi.org/10.1063/1.2220011>
17. *Pirozhkov A.S., Mori M., Yogo A. et al.* // Proc. SPIE 7354. 2009. P. 735414.
<http://doi.org/10.1117/12.820635>
18. *Nishiuchi M., Daito I., Ikegami M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 061107.
<http://doi.org/10.1063/1.3078291>
19. *Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E. et al.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 542.
<http://doi.org/10.1063/1.1333697>
20. *Ziegler J.F., Biersak J.P., Littmark U.* The stopping and Range of Ions in Solids. Vol. 1. New York: Pergamon, 1985. P. 53.
21. *Ackermann M.R., Mikawa R.E., Massengill L.W., Diehl S.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1986. V. 33. № 6. P. 1524.
<http://doi.org/10.1109/TNS.1986.4334635>
22. *King M.P., Reed R.A., Welleret R.A. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. V. 60. №6. P. 4122.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2013.2286523>
23. *Sierawski B.D., Mendenhall M.H., Reed R.A. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 57. P. 3273. 2010.
<http://doi.org/10.1109/TNS.2010.2080689>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.396.9

**РАЗРАБОТКА БЫСТРОГО МОНИТОРА ПОЛОЖЕНИЯ
И ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ
БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ**

© 2024 г. В. М. Аульченко^a, А. Е. Винник^d, А. А. Глушак^{a, b, c, d, e, f},
А. Н. Зарубин^d, М. А. Корниевский^{a, c, f}, М. С. Скакунов^d,
О. П. Толбанов^d, А. В. Тяжев^d, Л. И. Шехтман^{a, b, d, f, *}

^aИнститут ядерной физики имени Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет,
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

^cНовосибирский государственный технический университет
Россия, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

^dТомский государственный университет
Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

^eЦентр коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов”
Института катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630559, Новосибирская обл., р.п. Кольцово, пр. Никольский, 1

^fИнститут химии твердого тела и механохимии
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 18

*e-mail: L.I.Shekhtman@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 23.10.2023 г.

После доработки 25.06.2024 г.

Принята к публикации 05.08.2024 г.

Представлена предлагаемая концепция конструкции и устройства электроники быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения. В качестве возможных детекторов для быстрого монитора пучка в статье исследуются сенсоры на основе радиационно-стойких материалов, лейкосапфира и карбида кремния. Испытания детекторов на основе лейкосапфира и карбида кремния показали, что оба материала подходят в качестве фотодетекторов для регистрации быстрых сигналов от коротких вспышек белого пучка синхротронного излучения от каждого густка электронов в накопителе. Токовые импульсы, генерируемые детекторами на основе этих материалов, имеют длительность до 20 нс. При этом сигнал, генерируемый сенсором на основе карбида кремния, превышает соответствующий сигнал от сенсора на основе лейкосапфира в 3.9 раза при условии одинаковой толщины сенсоров.

DOI: 10.31857/S0032816224050139 EDN: ESQPFQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение быстропротекающих процессов на пучках синхротронного излучения (СИ) в Центре коллективного пользования Сибирский центр синхротронного

и терагерцевого излучения в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН ведется уже более 20 лет [1–5]. Для этих целей на накопителях ВЭППЗ и ВЭПП4М были созданы экспериментальные станции “Субмикросекундная

диагностика” (ВЭППЗ) и “Экстремальное состояние вещества” (ВЭПП4) [6, 7]. Быстропротекающим считается процесс, при котором объект исследования движется со скоростью не менее 1 км/с. При проведении экспериментов по изучению таких процессов необходима регистрация синхротронного излучения от отдельных сгустков электронов. Поскольку отдельные сгустки электронов генерируют короткие вспышки СИ (примерно 1 нс в ВЭППЗ и примерно 100 пс в ВЭПП4М), объект исследования за это время сдвигается на 1–10 мкм на станции ВЭППЗ и на 0.1–1 мкм на станции ВЭПП4М. Таким образом, если регистрировать сигналы от отдельных сгустков независимо, не смешивая их, то можно получить серию изображений с высоким пространственным разрешением и временным разрешением, которое определяется длительностью вспышек СИ. При этом детектор должен обеспечивать пространственное разрешение на уровне 10 мкм и обеспечивать регистрацию изображения за время между вспышками СИ от отдельных сгустков. Это время равно 125 нс на ВЭППЗ (режим с двумя сгустками в кольце) и примерно 200 нс на ВЭПП4М (режим с шестью сгустками в кольце). Для работы в таком режиме был создан газовый детектор DIMEX-G (DIMEX – Detector for imaging of explosions, G – газовый) [8–11]. Детектор DIMEX-G представляет собой однокоординатную ионизационную камеру высокого давления с регистрацией сигнала с помощью микрополосковой структуры. Рабочим газом является смесь $\text{Xe} + 25\% \text{CO}_2$ при абсолютном давлении 7 атм. Пучок СИ попадает в камеру высокого давления через бериллиевое окно толщиной 1 мм. Электроны первичной ионизации, образованные при поглощении СИ, дрейфуют под действием сильного электрического

поля в сторону полосковой структуры с шагом полосок 150 мкм и длиной 30 мм. Полоски считывающей структуры направлены вдоль направления пучка СИ. Полосковая структура экранирована сеткой Фриша, которая исключает регистрацию сигнала от положительных ионов. Каждая полоска считывающей структуры подключена ко входу канала регистрации, который интегрирует заряд, наведенный при дрейфе ионизации, образованной при поглощении СИ, и в течение 100 нс записывает его в аналоговую память в специализированной интегральной схеме регистрации DMXG64B, разработанной для этого проекта. Всего детектор DIMEX-G имеет 330 каналов регистрации и по 100 аналоговых ячеек памяти в каждом канале. Более подробно устройство DIMEX-G и его основные характеристики описаны в работах [8–11]. Важной характеристикой детектора является максимальный поток фотонов, который может быть зарегистрирован в одном канале от одной вспышки СИ, генерируемой отдельным сгустком электронов. Эта величина фактически определяет величину наилучшей относительной точности измерения величины сигнала. Поскольку газовый детектор имеет существенные ограничения по величине максимального регистрируемого потока СИ пространственного и временного разрешения, в настоящее время ведется разработка нового детектора, основанного на кремниевом микрополосковом сенсоре, DIMEX-Si [12–16]. Новый детектор позволит на два порядка повысить максимальный регистрируемый поток фотонов СИ и, соответственно, на порядок повысить точность измерения сигнала. Сравнение основных характеристик детекторов DIMEX-G и DIMEX-Si приведено в табл. 1. Здесь под максимальным регистрируемым потоком имеется в виду поток

Таблица 1. Сравнение основных характеристик детекторов DIMEX-G и DIMEX-Si

	DIMEX-G	DIMEX-Si
Максимальный регистрируемый поток (фотонов/канал/сгусток)	2000	100000
Шаг каналов, мкм	150	50
Число каналов	330	1024
Пространственное разрешение, мкм	250	70
Число кадров	100	100
Максимальная частота записи кадров, МГц	10	50
Чувствительный материал	$\text{Xe} + 25\% \text{CO}_2$, 7 атм	Кремний

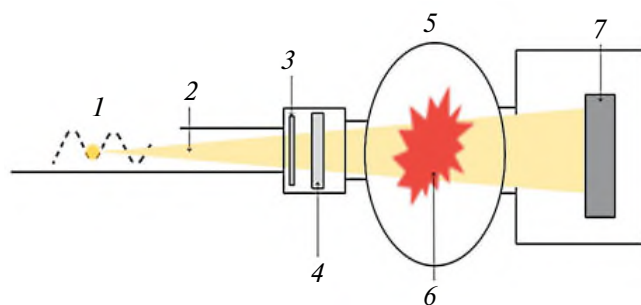


Рис. 1. Схема эксперимента по изучению быстропротекающих процессов на пучке СИ: 1 — источник СИ, 2 — белый пучок СИ, 3 — быстрый затвор, 4 — коллиматор, 5 — взрывная камера, 6 — взрывающийся образец, 7 — детектор.

фотонов, который может быть зарегистрирован детектором в одном канале регистрации в линейном режиме от одной вспышки СИ, генерируемой сгустком электронов в накопителе. При превышении этого потока в детекторе (или в электронике регистрации) возникают нелинейные эффекты и регистрируемый сигнал перестает линейно зависеть от потока фотонов на входе в детектор. Каналы регистрации в детекторе DIMEX-G и DIMEX-Si имеют различную ширину и, соответственно, различный шаг. Под пространственным разрешением детекторов понимается полная ширина на половине высоты функции отклика детектора на тонкий пучок, измеренная методом непрозрачного края (подробное описание методики этих измерений см. в работах [8–11] для DIMEX-G и в работах [12–16] для DIMEX-Si). Число кадров — это число аналоговых ячеек памяти в канале регистрации, в которые записывается измеренный сигнал. В процессе эксперимента детектор совершает 100 измерений, которые записываются в аналоговые ячейки каналов в интегральных схемах регистрации. После окончания эксперимента эта информация оцифровывается и передается в управляющий компьютер. Максимальная частота записи кадров — это максимальная частота, с которой сигнал может записываться в ячейки аналоговой памяти в интегральной схеме регистрации.

В настоящее время в Новосибирской области идет строительство нового источника СИ СКИФ. В числе экспериментальных станций первой очереди предполагается создание станции 1–3 “Быстропротекающие процессы” [17, 18], для которой также создаются детекторы DIMEX-G и DIMEX-Si.

Схема экспериментов по изучению быстропротекающих процессов, которая применяется на экспериментальных станциях на ВЭППЗ и ВЭПП4М, показана на рис. 1. Похожая схема планируется также на станции “Быстропротекающие процессы” на источнике СИ СКИФ.

Синхротронное излучение из вигглера после прохождения через основной затвор канала (не показан на рисунке) попадает на быстрый затвор. Быстрый затвор представляет собой вращающийся диск со щелью, периодически открывающей пучок СИ на время около 100 мкс, которое в несколько раз превышает время проведения эксперимента. При этом средняя мощность в пучке СИ уменьшается примерно в 100 раз. На станциях на ВЭППЗ и ВЭПП4М быстрый затвор установлен после вывода пучка из вакуумной части канала в специальном радиационно-защищенном блоке. На СКИФ мощность в пучке СИ настолько высока, что выведение пучка через окно вакуумной части канала в атмосферу невозможно без его ослабления быстрым затвором, поэтому быстрый затвор будет находиться в вакууме. После быстрого затвора пучок попадает на коллиматор, который задает высоту пучка, проходящего через объект исследования, находящийся во взрывной камере. При взрыве или прохождении ударной волны образец частично поглощает СИ. Теневую картину этого процесса регистрирует детектор. Поскольку вспышки СИ очень короткие (0.1–1 нс), теневое изображение на детекторе не успевает размазаться из-за движения объекта. Детектор успевает записывать сигнал в память за время между вспышками СИ от отдельных сгустков.

Как следует из табл. 1, максимальный регистрируемый поток в детекторе DIMEX-Si достигает величины 10^5 фотонов/канал/сгусток. Таким образом, этот детектор позволит улучшить относительную точность измерения сигнала примерно до 0.3%. При этом станут существенными систематические погрешности, связанные со смещением пучка СИ и изменением его интенсивности от сгустка к сгустку. Рассмотрим, какие смещения пучка по координате и по углу будут приводить к относительному изменению потока СИ на величину, сравнимую с относительной точностью измерения сигнала $3 \cdot 10^{-3}$. Поставим ограничение на относительное изменение потока на уровне 10^{-3} .

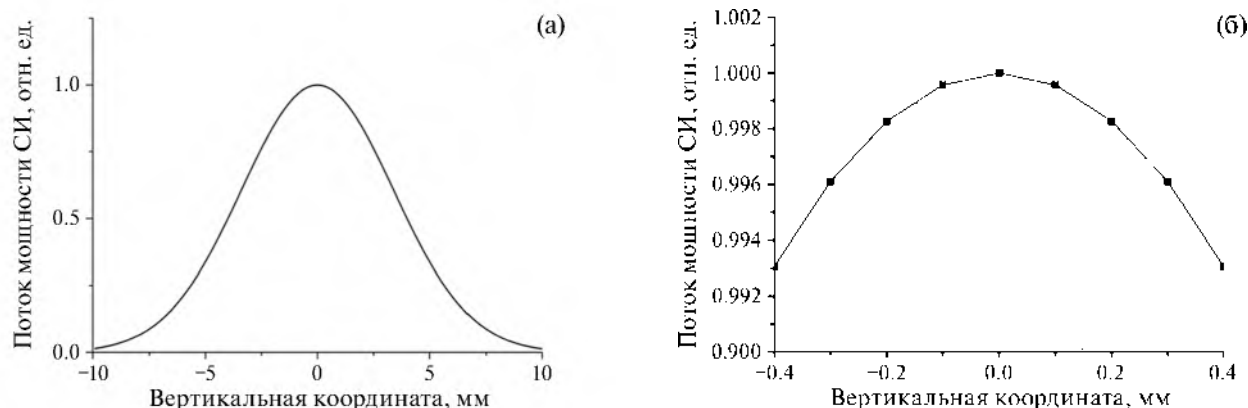


Рис. 2. Зависимость плотности мощности в пучке СИ от вертикальной координаты на станции “Экстремальное состояние вещества” на ВЭПП-4М. Энергия пучка электронов в накопителе 4.5 ГэВ, расстояние от источника 43 м: **а** – весь пучок СИ; **б** – центральная часть пучка, пунктирными линиями обозначены границы, где поток мощности уменьшается на 0.001 относительно максимума.

Пучок СИ в направлении, перпендикулярном плоскости вигглера, имеет форму распределения Гаусса со стандартным отклонением $1/\gamma$ (γ – релятивистский фактор, отношение энергии электронов к массе покоя электрона) по углу. На рис. 2а приведена зависимость потока мощности в пучке СИ от координаты в вертикальном направлении перед детектором на станции “Экстремальное состояние вещества” на ВЭПП-4М при полностью разведенном основном коллиматоре. На рис. 1а показан пучок СИ полностью, на рис. 2б показана центральная часть, где выделены границы понижения потока мощности на 0.001 относительно максимума. Видно, что к такому снижению потока мощности приводит смещение пучка СИ по вертикали примерно на 150 мкм или отклонение вертикального угла на $3.5 \cdot 10^{-6}$ рад. Отклонения пучка СИ, превышающие эти величины, будут приводить к систематическим погрешностям в измерении величины сигнала, сравнимым со статистической ошибкой. Допустимые отклонения пучка, особенно по углу, очень малы, и с большой вероятностью пучок не удастся стабилизировать с такой точностью, и он будет отклоняться от стандартной орбиты на величины, превышающие установленные ограничения. Для коррекции ошибок в измерении сигнала, возникающих из-за смещения пучка СИ, необходимо создать быстрый монитор положения и интенсивности пучка СИ, который будет установлен перед основным коллиматором станции до или после быстрого затвора. Такой монитор должен обеспечивать измерение

сигнала от каждой вспышки СИ, генерируемой отдельным ступком электронов с относительной точностью не хуже 0.001, и относительного положения пучка СИ по вертикали с точностью не хуже 150 мкм. Поскольку период следования ступков в кольце СКИФ в специальном режиме для экспериментов по изучению быстропротекающих процессов будет около 50 нс [17, 18], быстродействие чувствительных датчиков монитора и электроники регистрации должно обеспечивать надежную регистрацию сигналов в пределах этого временного интервала.

В настоящей статье описано предлагаемое устройство быстрого монитора положения пучка, анализируется возможная радиационная нагрузка на датчики быстрого монитора. В качестве радиационно-стойких датчиков предлагаются сенсоры на основе лейкосапфира или карбида кремния. Приводятся результаты исследования свойств этих материалов и первые результаты измерений сигналов от белого пучка СИ в сенсорах.

2. УСТРОЙСТВО БЫСТРОГО МОНИТОРА ПОЛОЖЕНИЯ И ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА СИ

Блок-схема устройства быстрого монитора положения и интенсивности пучка СИ, который предполагается установить перед основным коллиматором станции на ВЭПП 4М и на СКИФ, показана на рис. 3. Корпус монитора представляет собой раму, на которой

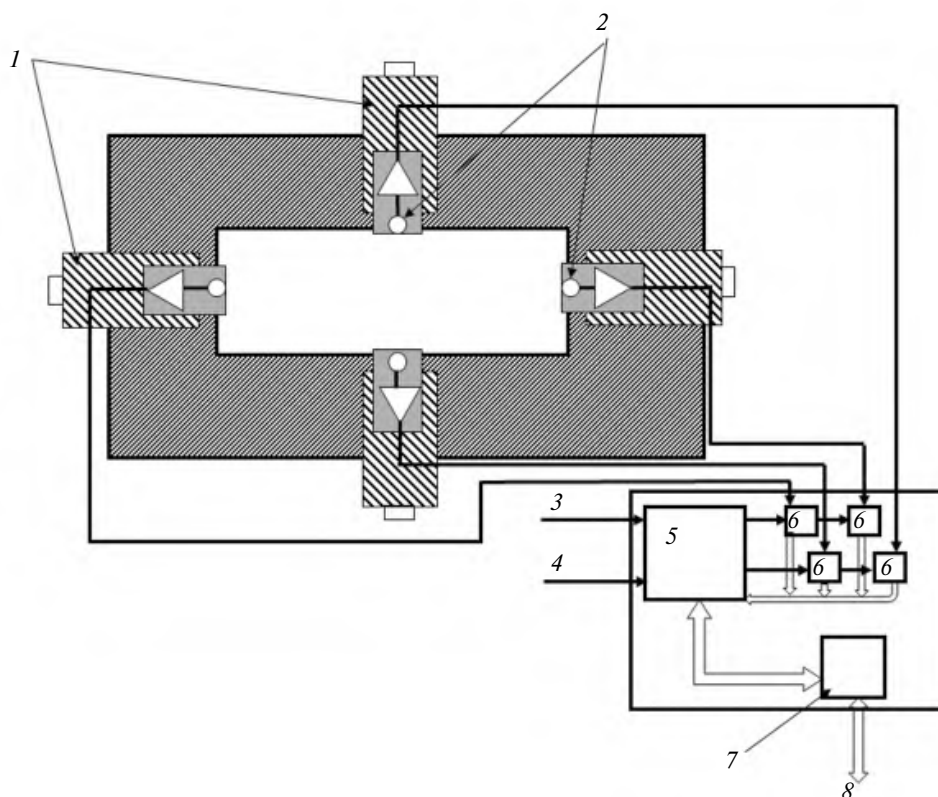


Рис. 3. Блок-схема быстрого монитора положения и интенсивности пучка СИ: 1 – линейные трансляторы 2 – фотодетекторы 3 – синхронизация СКИФ 4 – запуск детектора 5 – ПЛИС 6 – АЦП 7 – интерфейс Ethernet 8 – связь с управляющим компьютером.

на линейных трансляторах закреплены четыре одноканальных сенсора с усилителями, регистрирующие поток СИ на краях прямого пучка сверху, снизу, справа и слева. Центральное отверстие в корпусе должно полностью пропускать белый пучок СИ, который на станции ВЭПП4М имеет размер $60 \times 10 \text{ мм}^2$, а на станции “Быстропротекающие процессы” СКИФ будет иметь размер $100 \times 20 \text{ мм}^2$. Импульсы тока от отдельных вспышек СИ, соответствующих пролету сгустков электронов через вигглер, преобразуются усилителями в импульсы напряжения и передаются на входы АЦП для оцифровки. Величины сигналов от сенсоров монитора в цифровом коде записываются в программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС) синхронно с пролетом сгустков через вигглер станции. Цикл сбора данных начинается по сигналу запуска детектора, поступающего с блока синхронизации экспериментальной секции, который формируется в соответствии со сценарием эксперимента по сигналам от быстрого затвора станции, синхроимпульсу от накопителя СКИФ, сигналу на инициацию

заряда и сигналу от датчика, сигнализирующего о прохождении фронта детонации по заряду. ПЛИС также получает синхроимпульс от накопителя СКИФ, который нужен для синхронизации работы монитора пучка с пролетом сгустков электронов через вигглер. Монитор пучка СИ измеряет сигналы от вспышек СИ за несколько оборотов пучка и для улучшения статистической точности измерений усредняет данные, полученные для каждого сгустка в накопительном кольце. После заданного количества оборотов пучка измерение заканчивается и полученные данные передаются в управляющий компьютер. Таким образом, монитор положения пучка измеряет поток СИ в четырех точках на краях пучка сверху, снизу, справа и слева, регистрируя сигнал от каждой вспышки СИ, соответствующей отдельному сгустку электронов в накопителе. При этом изменение соотношения сигналов от разных сторон пучка свидетельствует о смещении положения пучка, а изменение суммы сигналов говорит об изменении полного потока СИ в пучке.

Для того чтобы сигналы от сенсоров зависели от малых перемещений пучка СИ, нужно, чтобы монитор положения пучка был расположен до основного коллиматора. Схема расположения монитора показана на рис. 4.

На рис. 4 края пучка СИ, где поток мощности излучения снижается, обозначены более светлым оттенком. Сенсоры монитора пучка должны быть расположены на краях пучка СИ (см. рис. 2), для того чтобы при малых смещениях пучка соотношение сигналов в них существенно менялось. Поскольку сенсоры расположены на линейных трансляторах, перед началом работ должна проводиться процедура калибровки, при которой будет измеряться зависимость величины сигнала от положения сенсора и выбираться такое положение, при котором сигнал значительно меняется при смещениях на величину порядка 100 мкм. Это и будет означать, что сенсор находится на краю пучка. Точное положение сенсоров, их конфигурация (форма электродов, толщина, площадь активной поверхности) и материал будут являться предметом дальнейших экспериментальных исследований. Наиболее важным вопросом сейчас является выбор материала сенсоров. Основным фактором, определяющим выбор материала, является радиационная стойкость.

Проведем оценку радиационной нагрузки на сенсоры монитора пучка СИ в предположении об использовании в качестве сенсоров кремниевых пин-диодов. Спектры СИ на станции “Экстремальное состояние вещества” на ВЭПП-4М и на станции “Быстропротекающие процессы” ЦКП СКИФ, рассчитанные программой ХОР2.3 [19], показаны на рис. 5. Средняя энергия фотонов в спектре примерно равна 25 кэВ. Для оценки величины плотности потока фотонов в центральной плоскости пучка СИ будем считать, что основной детектор DIMEX-Si регистрирует 10^5 фотонов в канале шириной 50 мкм от каждой вспышки СИ, генерируемой отдельным сгустком электронов в вигглере. Квантовая эффективность детектора DIMEX-Si для белого пучка на станции ВЭПП-4М составляет около 40% (см. [10] и библиографию в ней). Площадь канала DIMEX-Si равна $0.05 \times 1 \text{ мм}^2$. Тогда плотность потока фотонов в центральной плоскости пучка СИ, падающего на детектор, составляет 250000 фотонов/ $(0.05 \times 1 \text{ мм}^2)$ от каждого сгустка электронов в накопителе. В СКИФ сгустки будут

следовать через 50 нс. Тогда плотность потока фотонов составит $250000/(0.05 \cdot 5 \cdot 10^{-8})$ фотонов/ $(\text{мм}^2 \cdot \text{с}) = 10^{14}$ фотонов/ $(\text{мм}^2 \cdot \text{с})$. Для приближенной оценки будем считать, что все фотоны имеют энергию 25 кэВ. Линейный коэффициент поглощения в кремнии при энергии 25 кэВ равен 4.7 см^{-1} (учитывается только фотоэффект). Если считать, что кремниевый сенсор (пин-диод) имеет толщину 1 мм, то в нем поглощается $(1 - \exp(-4.7 \cdot 0.1)) \approx 0.37$ от падающего на сенсор пучка, что равно $3.7 \cdot 10^{13}$ фотонов/ $(\text{мм}^2 \cdot \text{с})$. Умножая на 25000 эВ и на $1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ}$, получаем плотность потока мощности,

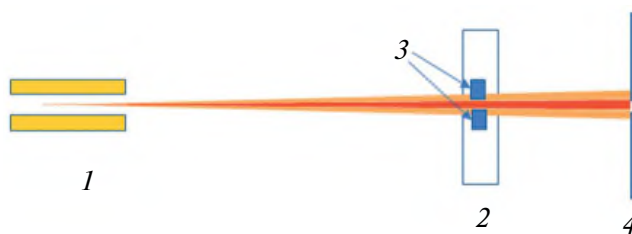


Рис. 4. Схема расположения монитора пучка СИ: 1 – вигглер 2 – монитор положения пучка СИ 3 – сенсоры монитора положения пучка СИ 4 – основной коллиматор.

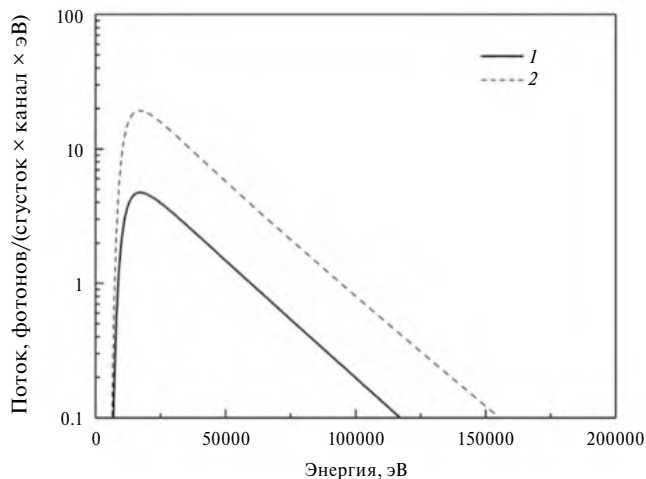


Рис. 5. Спектры синхротронного излучения на станции “Быстропротекающие процессы” ЦКП СКИФ (кривая 1) и на станции “Экстремальное состояние вещества” на ВЭПП-4М (кривая 2). СКИФ – энергия пучка 3 ГэВ, ток 5 мА в сгустке, вигглер – 40 полюсов 4.2 Тл, расстояние до детектора 100 м. ВЭПП-4М – энергия пучка 4.5 ГэВ, ток 10 мА в сгустке, вигглер 9 полюсов (2 полюса 1.2 Тл, 7 полюсов 2 Тл), расстояние до детектора 43 м. Материалы в канале – 6.7 мм Ве и 2 м воздуха. Площадь канала детектора $0.5 \times 0.05 \text{ мм}^2$.

выделяемую в сенсоре, около 0.15 Вт/мм^2 . Делением на массу одного кубического миллиметра кремния $2.3 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$ получим мощность дозы, равную $65\,000 \text{ Гр/с}$. Сенсоры быстрого монитора пучка будут установлены в канале СИ станции до быстрого затвора на краях пучка, как показано на рис. 4. Если предположить, что в каждом измерении пучок будет открыт не более, чем на одну секунду, сенсор монитора получает мощность дозы в 10 раз меньшую, чем основной детектор DIMEX-Si в центре пучка, и для одного эксперимента нужно будет провести не менее 10 измерений с учетом необходимых калибровок, то за один эксперимент сенсоры монитора пучка будут получать до $6.5 \cdot 10^4 \text{ Гр}$ поглощенной дозы. Всего на один год экспериментаторы на станции запрашивают 50 смен по 12 часов. Если в течение одной смены будет проводиться в среднем 10 экспериментов, то за год сенсоры монитора пучка будут получать до $3.3 \cdot 10^7 \text{ Гр}$. Очевидно, что при такой величине годовой поглощенной дозы, выделяемой в кремниевом сенсоре, пин-диоды не могут быть использованы в качестве сенсоров быстрого монитора положения пучка СИ, поскольку существенная деградация свойств у них наблюдается уже при дозе $10\text{--}100 \text{ кГр}$ (см., например, обзор [20] и библиографию в нем). Сенсоры для быстрого монитора пучка должны быть изготовлены из материалов, с одной стороны, позволяющих получить достаточный

по величине импульс тока от каждой вспышки СИ и, с другой стороны, обладающих исключительно высокой радиационной стойкостью. В качестве возможных вариантов материалов для изготовления таких сенсоров были рассмотрены монокристаллический сапфир (лейкосапфир) и карбид кремния.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ФОТОТОКА СЕНСОРОВ ИЗ САПФИРА И КАРБИДА КРЕМНИЯ

Для предварительной оценки свойств карбида кремния и сапфира было решено измерить и сравнить фототок в тестовых образцах, изготовленных из этих материалов. Экспериментальные образцы SiC и сапфировых сенсоров были изготовлены из пластин диаметром 50 мм толщиной 320 мкм (SiC), 150 мкм и 100 мкм (сапфир). Для неразрушающего контроля распределения фоточувствительности по пластинам объемного нелегированного карбида кремния (SiC) и монокристаллического сапфира (лейкосапфира) обе поверхности пластин были металлизированы. Между противоположными поверхностями пластин с помощью пружинных контактов прикладывалось напряжение 500 В. Измерение распределения фототока проводилось при облучении потоком рентгеновских квантов через отверстие диаметром 5 мм и 25 мм при напряжении и токе рентгеновской

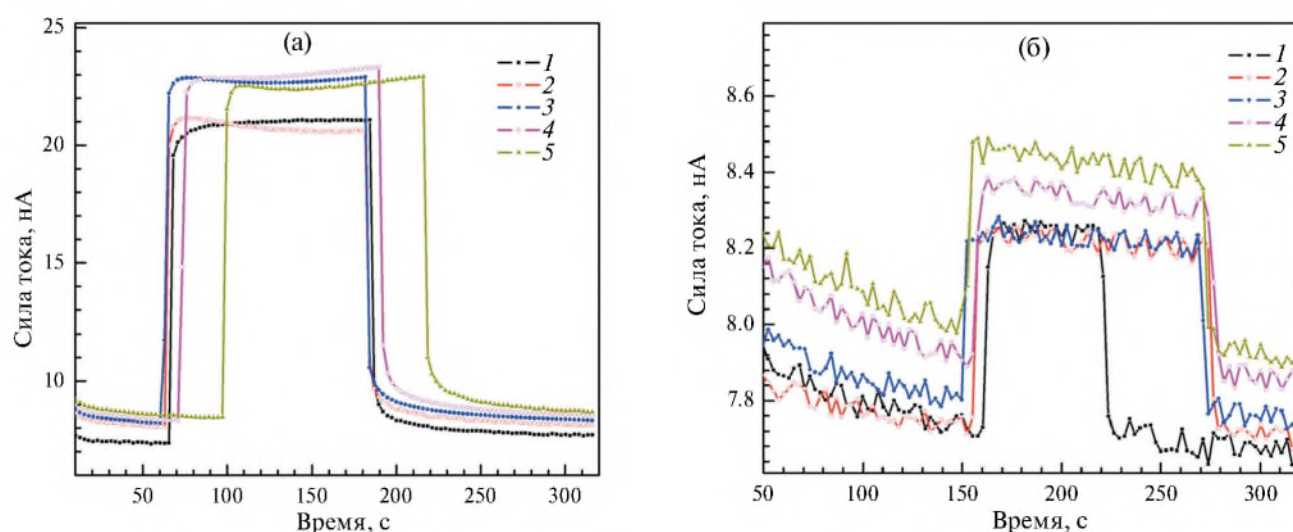


Рис. 6. Величина фототока при облучении SiC-сенсоров, диаметр облучаемой области 25 мм (а) и 5 мм (б). Пластина SiC имеет толщину 320 мкм. Напряжение на сенсоре 500 В, ток трубки 500 мкА: 1 — центр пластины, 2 — 10 мм выше от центра, 3 — 10 мм справа от центра, 4 — 10 мм ниже от центра, 5 — 10 мм слева от центра.

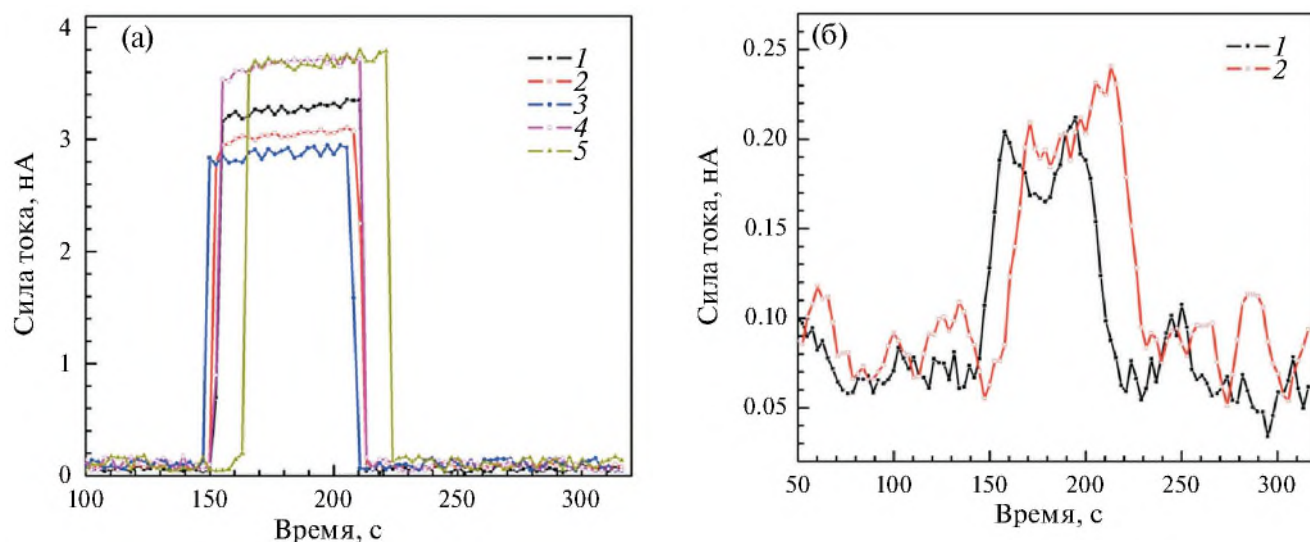


Рис. 7. Величина фототока при облучении сапфировых сенсоров, диаметр облучаемой области 25 мм (а) и 5 мм (б). Пластина сафира имеет толщину 150 мкм. Напряжение на сенсоре 500 В, ток трубки 500 мкА: 1 – центр пластины, 2 – 10 мм выше от центра, 3 – 10 мм справа от центра, 4 – 10 мм ниже от центра, 5 – 10 мм слева от центра.

трубки 60 кВ и 500 мкА соответственно. При этом сначала на контакт подавалось напряжение, а затем (после стабилизации темнового тока) подавалось напряжение на рентгеновскую трубку. В пределах поля облучения поток рентгеновских фотонов был однородным. Ток через образец измерялся с помощью источника-измерителя Keithly 2410. После каждого измерения напряжение на рентгеновской трубке и на исследуемой пластине выключалось, пластина смещалась и измерение проводилось на новой позиции. Результаты измерений распределения фототока для SiC и сапфировых сенсоров приведены на рис. 6, 7 соответственно.

Анализ данных на рис. 6, 7 позволяет сделать выводы, что при напряжении 500 В и облучении катода средняя плотность фототока для SiC-сенсоров толщиной 320 мкм составляет (28 ± 1) пА/мм² при облучении пучком с диаметром поперечного сечения 25 мм и (23 ± 1) пА/мм² при облучении пучком с диаметром поперечного сечения 5 мм. Для сапфировых сенсоров толщиной 150 мкм средняя плотность фототока составляет (6.60 ± 0.66) пА/мм² при облучении пучком с диаметром поперечного сечения 25 мм и (6.62 ± 0.66) пА/мм² при облучении пучком с диаметром поперечного сечения 5 мм.

На рис. 6, 7 также видно, что имеется неоднородность фототока по пластине, которая составляет от 10% для пластины карбида кремния до 25% для пластины лейкосапфира.

3. ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ ОТ БЕЛОГО ПУЧКА СИ В СЕНСОРАХ НА ОСНОВЕ ЛЕЙКОСАПФИРА И КАРБИДА КРЕМНИЯ

Для проведения измерений на прямом пучке СИ были подготовлены сенсоры на основе лейкосапфира толщиной 150 мкм и карбида кремния толщиной 320 мкм. Основной целью экспериментов на прямом пучке СИ являлось измерение формы импульса фототока от отдельной вспышки СИ. Для использования карбида кремния или сафира в качестве материалов для изготовления сенсоров для быстрого монитора надо убедиться в том, что в сигнале отсутствуют медленные компоненты и что он полностью укладывается внутри промежутка времени 50 нс, необходимого для работы на СКИФ. Для этого, в частности, необходимо, чтобы емкость сенсора была достаточно малой. С этой целью для измерений на прямом пучке СИ были изготовлены микрополосковые сенсоры.

Для этого металлические контакты пластин, использовавшихся для измерения однородности фототока, стравливались и на пластинах изготавливалась микрополосковая структура. На каждую из сторон пластин методом магнетронного распыления были нанесены пленки из алюминия толщиной 1 мкм. Затем на одну из сторон пластин наносилась фоторезистивная

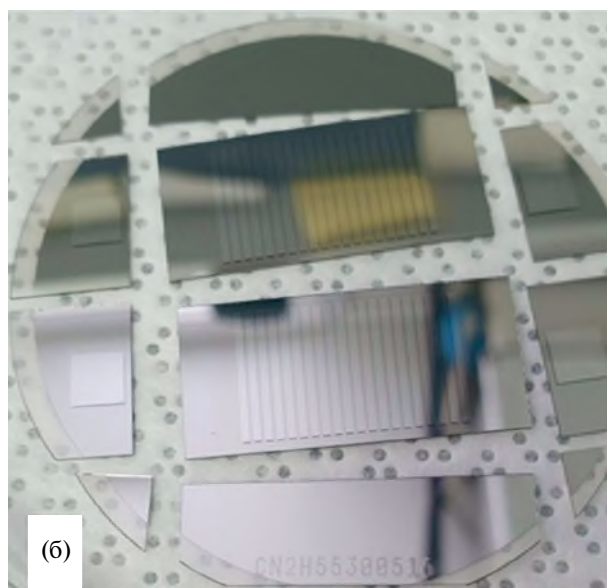
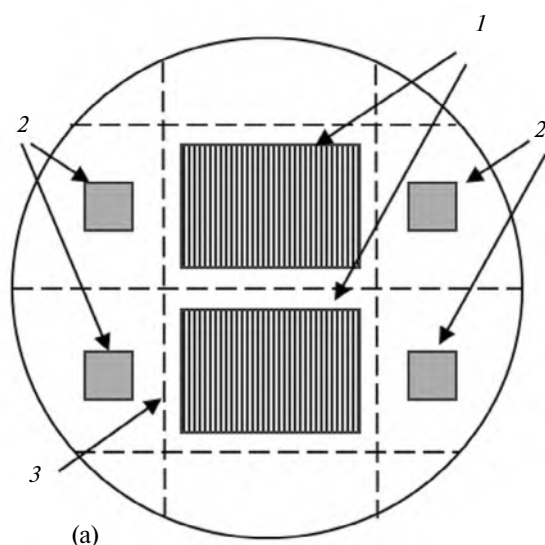


Рис. 8. а – Схема расположения сенсоров на пластине: 1 – микрополосковые сенсоры, 2 – рад-сенсоры, 3 – линии разреза; б – фотография пластины карбида кремния с микрополосковыми и рад-сенсорами.

маска с последующим травлением слоя алюминия для формирования заданной топологии контактов: микрополосковых сенсоров и рад-сенсоров, имеющих контакт в виде квадрата с размерами $4.7 \times 4.7 \text{ мм}^2$ и $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$ для SiC-сенсоров и сапфировых соответственно. На заключительном этапе пластины разрезались дисковой резкой на отдельные кристаллы: рад-сенсоров с размерами $6.0 \times 6.0 \text{ мм}^2$ (SiC)

и $3.0 \times 3.0 \text{ мм}^2$ (сапфир), а также микрополосковых сенсоров (рис. 8). Параметры микрополосковых сенсоров следующие: количество полосок – 20 шт., длина полоски – 12 мм, ее ширина – 0.7 мм, шаг полосок – 1 мм, толщина металла на полосках и общем контакте – 1.2 мкм.

Сенсор приклеивался к печатной плате проводящей эпоксидной смолой так, чтобы сторона с общим электродом находилась в контакте с соответствующим электродом печатной платы, а полосковая структура – сверху. Схема присоединения электродов к источнику высокого напряжения и к осциллографу показана на рис. 9. Общий электрод через защитный резистор номиналом 10 кОм через высоковольтный разъем присоединен к стабилизированному источнику высокого напряжения. Одна из центральных полосок через гасящий резистор величиной 500 Ом соединена со входом осциллографа с нагрузкой 50 Ом. Соседние полоски с центральной соединены заземленным контактом.

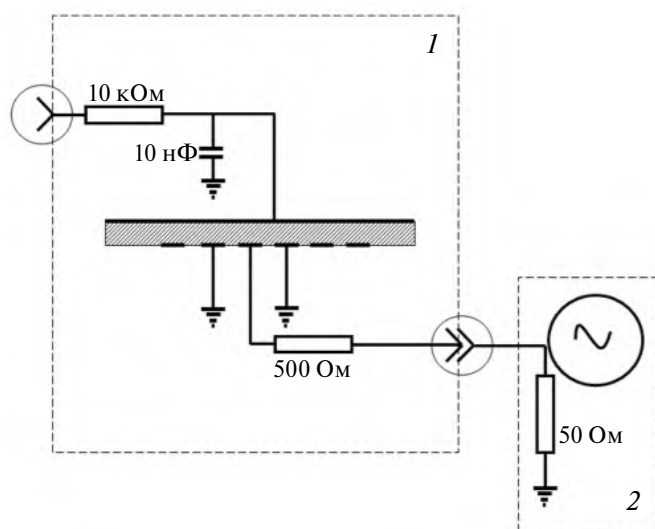


Рис. 9. Схема присоединения сенсора из лейкосапфира или карбида кремния к источнику высокого напряжения и к осциллографу: 1 – корпус сенсора, 2 – осциллограф.

Гасящий резистор, включенный последовательно с сенсором, необходим для подавления колебательного переходного процесса, возникающего после импульса тока от вспышки СИ из-за паразитной индуктивности и достаточно большой емкости сенсора. Измерения проводились на станции “Субмикросекундная диагностика” Сибирского центра синхротронного и терагерцевого излучения ИЯФ СО РАН

на накопителе ВЭПП-3. Облучение проводилось белым пучком СИ, который в сечении имеет форму прямоугольника 0.9×20 мм². Размер области облучения в одном направлении ограничивался размером пучка 0.9 мм, а в другом направлении — длиной полосы 1.2 мм. Площадь облучения составляла 0.9×12 мм². Плоскость сенсора перпендикулярна плоскости пучка СИ, полосы расположены параллельно пучку, облучалась только одна полоска, подключенная к осциллографу. Для измерений использовался осциллограф Keysight DSOS054A с полосой пропускания 500 МГц. На рис. 10 показан спектр излучения в белом пучке СИ из 2Т-шифтера ВЭПП-3, рассчитанный с помощью программы ХОР2.3.

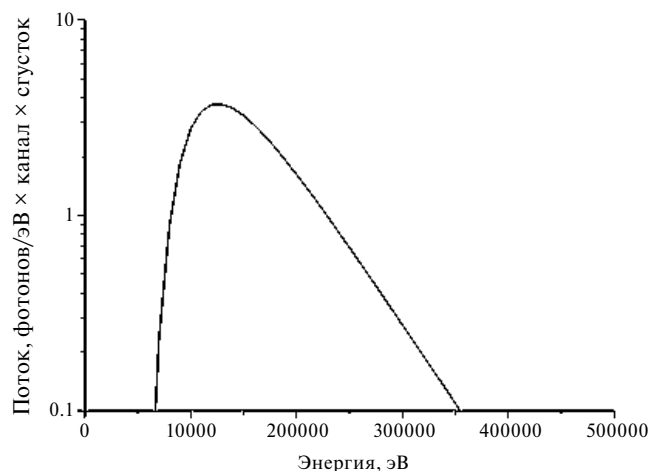


Рис. 10. Спектр излучения в белом пучке СИ ВЭПП-3. Энергия электронов 2 ГэВ, магнитное поле 2 Тл, ток пучка 100 мА.

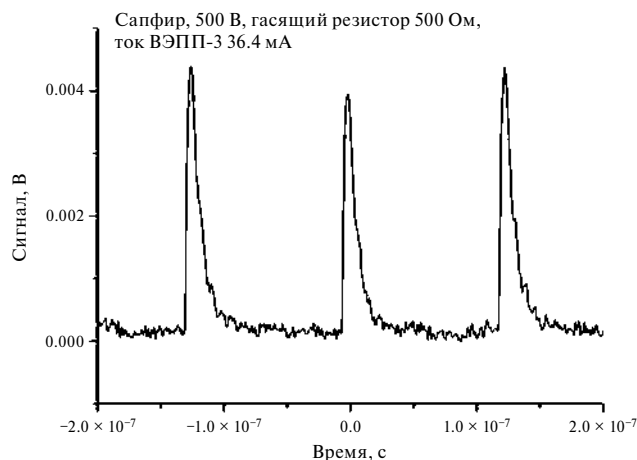


Рис. 12. Сигнал от вспышек СИ с сенсора из лейкосапфира с гасящим резистором 500 Ом. Напряжение на сенсоре 500 В, ток в меньшем сгустке 29.3 мА.

На рис. 11, 12 показаны результаты измерений сигналов с сенсора из лейкосапфира от последовательных вспышек СИ без гасящего резистора (рис. 11) и с гасящим резистором (рис. 12).

В кольце ВЭПП-3 циркулирует два сгустка через 125 нс. На рис. 11, 12 видны сигналы от трех вспышек СИ. Токи в сгустках различаются, на рисунках указан ток в меньшем сгустке. Включение в измерительную цепь гасящего резистора сопротивлением 500 Ом приводит к подавлению колебательного процесса ценой небольшого замедления сигнала и соответствующего уменьшения значения сигнала в пике. Более подробно форма сигнала с сенсора из лейкосапфира показана на рис. 13 для двух значений напряжения на сенсоре.

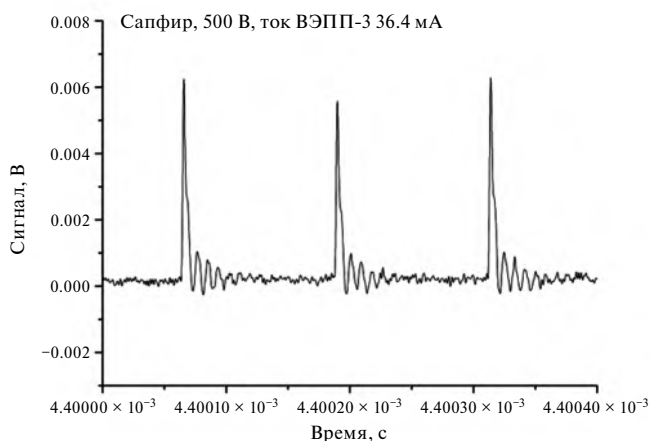


Рис. 11. Сигнал от вспышек СИ с сенсора из лейкосапфира без гасящего резистора. Напряжение на сенсоре 500 В, ток в меньшем сгустке 36.4 мА.

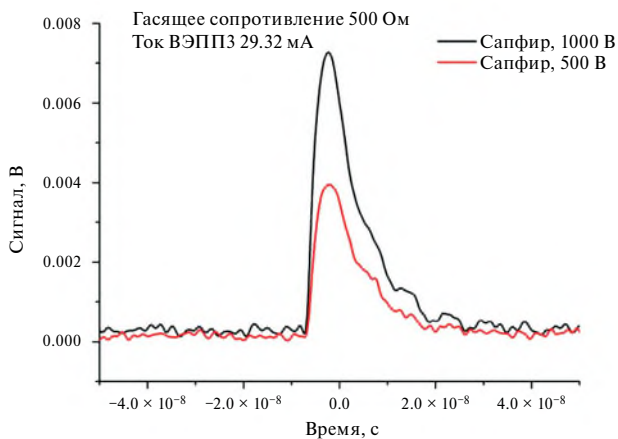


Рис. 13. Сигналы от сенсора из лейкосапфира при различных значениях напряжения на сенсоре.

На рис. 13 видно, что с увеличением напряжения на сенсоре форма сигнала не меняется, а его величина растет. Результаты аналогичных измерений для сенсора из карбида кремния приведены на рис. 14.

Из сравнения рис. 14, 13 следует, что сигнал от сенсора из карбида кремния существенно быстрее, чем сигнал от сенсора из лейкосапфира. Длительность переднего фронта сигнала от лейкосапфира равна примерно 5 нс, тогда как для карбида кремния эта величина

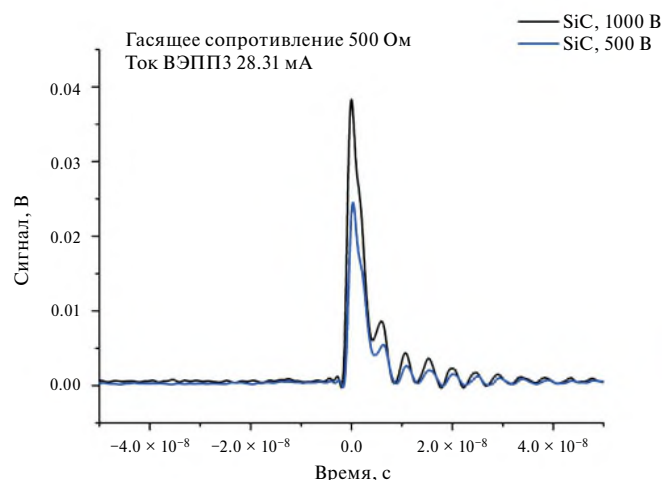


Рис. 14. Сигналы от сенсора из карбида кремния при различных значениях напряжения на сенсоре.

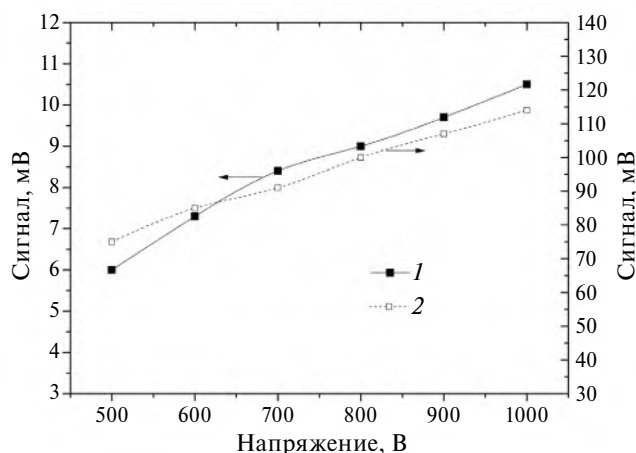


Рис. 15. Величина сигнала от полоски в пике для сенсора из лейкосапфира толщиной 150 мкм (кривая 1, левая шкала) и карбида кремния толщиной 320 мкм (кривая 2, правая шкала). Ток электронного сгустка в ВЭПП-3 составляет 35.4 мА, площадь облучения равна $0.9 \times 12 \text{ мм}^2$.

составляет около 2 нс. В последнем случае нужно учесть возможное влияние полосы пропускания осциллографа 500 МГц, так что длительность переднего фронта в случае карбида кремния может быть меньше 2 нс. Длительность заднего фронта для сенсора из карбида кремния равна 10 нс, тогда как для сапфира эта величина составляет более 20 нс. Следует отметить, что различие временных характеристик сигналов от двух сенсоров, по-видимому, связано с различием в емкости полоски, подключенной к измерительной цепи. Действительно, толщина сенсора из лейкосапфира в 2.1 раза меньше, чем толщина сенсора из карбида кремния, а диэлектрическая проницаемость лейкосапфира на 15% больше, чем у карбида кремния. Это приводит к тому, что емкость полоски в случае лейкосапфира в 2.5 раза выше, чем для карбида кремния.

Зависимость величины сигнала от полоски сенсора из лейкосапфира и карбида кремния от напряжения на сенсоре приведена на рис. 15. Зависимости для двух материалов сенсора ведут себя практически одинаково, при этом отношение величин сигнала в пике равно примерно 12.

Однако, поскольку форма сигналов от сенсоров из разных материалов разная, правильнее сравнивать полный заряд, образовавшийся от вспышки СИ в сенсоре. Интегрируя зависимость сигнала от времени для обоих сенсоров и учитывая, что сигнал измеряется на нагрузке 50 Ом, можно получить зависимость полного заряда, образовавшегося в сенсоре, от напряжения (рис. 16).

Ход зависимости образующегося заряда от напряжения на сенсоре для двух различных материалов существенно различается, что свидетельствует об изменении формы сигнала с увеличением напряжения на сенсоре из карбида кремния. Отношение величины образовавшегося заряда в сенсоре из карбида кремния к соответствующей величине в сенсоре из лейкосапфира для максимального приложенного напряжения 1000 В составляет примерно 5.5. При этом отношение величины выделенной энергии в карбиде кремния толщиной 320 мкм к соответствующей величине в сапфире толщиной 150 мкм, рассчитанное для спектра, приведенного на рис. 10, равно 1.4. Таким образом, при одинаковой толщине сенсоров заряд, собираемый на одну полоску в сенсоре из карбида

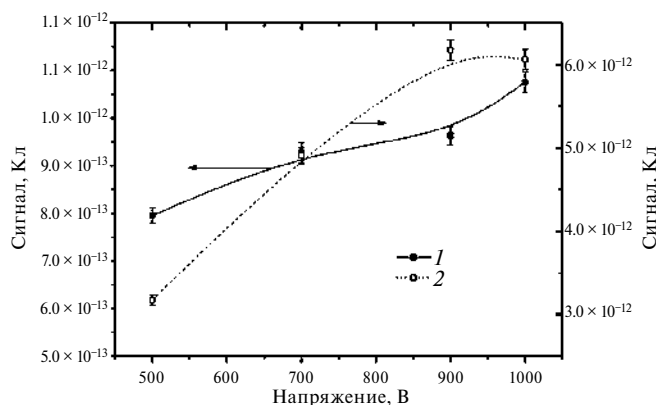


Рис. 16. Зависимость полного заряда, образующегося в сенсоре из лейкосапфира (кривая 1, левая шкала) и карбида кремния (кривая 2, правая шкала), от напряжения на сенсоре.

кремния, превышает соответствующую величину для сенсора из лейкосапфира в 3.9 раза.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На станции 1–3 “Быстропротекающие процессы” ЦКП СКИФ будет установлен быстрый монитор положения и интенсивности пучка СИ, необходимый для коррекции погрешностей измерения сигнала детекторами DIMEX в экспериментах по изучению быстропротекающих процессов. Поскольку фотодетекторы быстрого монитора будут подвергаться воздействию значительной радиационной нагрузки, которая составит по грубой оценке до $3 \cdot 10^7$ Гр/год, необходимо применение радиационно-стойких материалов для изготовления детекторов монитора. Испытания детекторов на основе лейкосапфира и карбида кремния показали, что оба материала подходят в качестве фотодетекторов для регистрации быстрых сигналов от коротких вспышек белого пучка СИ от каждого сгустка электронов в накопителе. Токовые импульсы, генерируемые детекторами на основе этих материалов, имеют длительность до 20 нс. При этом сигнал, генерируемый сенсором на основе карбида кремния, превышает соответствующий сигнал от сенсора на основе лейкосапфира в 3.9 раза при условии одинаковой толщины сенсоров. В дальнейшем планируется продолжить изучение факторов, влияющих на величину сигнала в карбиде кремния и сапфире, также как и радиационную стойкость этих материалов, однако уже сейчас понятно, что карбид

кремния может быть успешно применен для детекторов быстрого монитора положения и интенсивности пучка СИ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа по созданию электроники быстрого монитора положения и интенсивности пучка СИ выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (грант 23-72-00060). Подготовка сенсоров на основе лейкосапфира и карбида кремния, планирование и проведение измерений на пучке СИ выполнены при частичной поддержке Правительства Российской Федерации (постановление № 220 от 09 апреля 2010 г., соглашение 075-15-2022-1132 от 01.07.2022 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аульченко В.М., Жуланов В.В., Кулипанов Г.Н. и др. // УФН. 2018. Т. 188. № 6. С. 577. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038339>
2. Aulchenko V.M., Baru S.E., Evdakov O.V. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2010. V. 623. P. 600. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.083>
3. Aulchenko V., Ponomarev S., Shekhtman L. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2003. V. 513. P. 388. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2003.08.067>
4. Shekhtman L.I., Aulchenko V.M., Bondar A.E. et al. // J. Instrum. 2012. V. 7. P. C03021. <http://doi.org/10.1088/1748-0221/7/03/C03021>
5. Aulchenko V., Papushev P., Ponomarev S., Shekhtman L., Zhulanov V. // J. Synchrotron Rad. 2003. V. 10. P. 361. <http://doi.org/10.1107/S0909049503009142>
6. Tolochko B.P., Kosov A.V., Evdakov O.V. et al. // Physics Procedia. 2016. V. 84. P. 427. <http://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.072>
7. Piminov P.A., Baranov G.N., Bogomyagkov A.V. et al. // Physics Procedia. 2016. V. 84. P. 19. <https://doi.org/10.1016/J.PHPRO.2016.11.005>
8. Aulchenko A., Zhulanov V., Shekhtman L. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2005. V. 543. P. 350. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.254>
9. Aulchenko V.M., Evdakov O.V., Shekhtman L.I. et al. // J. Instrum. 2008. V. 3. P05005. <http://doi.org/10.1088/1748-0221/3/05/P05005>
10. Aulchenko V.M., Evdakov O.V., Shekhtman L.I. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2009. V. 603. P. 73. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.163>
11. Аульченко В.М., О.В. Евдоков, Жогин И.Л. и др. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 20. <http://doi.org/10.1134/S0020441210030036>

12. *Shekhtman L.I., Aulchenko V.M., Kudryavtsev V.N. et al.* // Physics Procedia. 2016. V. 84. P. 189. <http://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.033>
13. *Aulchenko V.M., Prueel E.R., Shekhtman L.I. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 169. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.096>
14. *Шехтман Л.И., Аульченко В.М., Жуланов В.В. и др.* // Известия РАН. Серия Физическая. 2019. Т. 83. № 2. С. 269 <http://doi.org/10.3103/S1062873819020254>
15. *Shekhtman L.I., Aulchenko V.M., Kudryavtsev V.N. et al.* // AIP Conf. Proc. 2020. V. 2299. P. 050004. <http://doi.org/10.1063/5.0030393>
16. *Shekhtman L., Aulchenko V., Kudashkin D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2020. V. 958. P. 162655. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162655>
17. *Рубцов И.А., Зубавичус Я.В., Тен К.А. и др.* // Известия РАН. Серия Физическая. 2023. Т. 87. № 5. С. 680. <http://dx.doi.org/10.3103/S1062873822701751>
18. <https://srf-skif.ru/index.php>
19. <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/хор2.4>.
20. *Зебрев Г.И.* Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах высокой степени интеграции. НИЯУ МИФИ. 2010. http://www.нано-е.рф/uploads/files/Zebrev_Radiacionnye_effekty.pdf?ysclid=lrpzxtxbdy 14794400

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 533.9.082

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

© 2024 г. Г. Х. Салахутдинов^{а, *}, К. А. Иванов^{б, с}, И. Г. Григорьева^а,
В. В. Кушин^а, А. А. Рупасов^с, И. Н. Цымбалов^д, А. Б. Савельев-Трофимов^{б, с},
И. А. Бусыгина^а, П. Ю. Наумов^а

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

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

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

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

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 10.01.2024 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 11.03.2024 г.

Описана и экспериментально апробирована методика, предназначенная для проведения исследований спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы в широком диапазоне энергий квантов от 1 кэВ до почти 1 МэВ на основе термолюминесцентных детекторов из фторида лития LiF(Mg,Ti). Одновременно проводились измерения полупроводниковыми детекторами матричного типа. Результаты измерений параметров плазмы при воздействии фемтосекундного импульса с пиковой интенсивностью около 10^{18} Вт/см² на металлическую (медную) мишень демонстрируют хорошее совпадение данных с приборов разных типов как с точки зрения определения формы спектра, так и коэффициента преобразования энергии лазерного импульса в поток квантов. Получены оценки температуры горячих электронов, которая превышает 100 кэВ, определен поток квантов *K*-линий меди, который превышает 10^9 за выстрел. Рассмотрены преимущества и ограничения методик измерения спектра в задачах лазерно-плазменного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0032816224050146 **EDN:** ESONOM

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы. Рентгеновская диагностика плазменных объектов является важным источником информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах [1–5]. Один

из перспективных типов источников рентгеновского излучения широкого спектрального диапазона основан на высокоинтенсивном лазерно-плазменном воздействии, при котором в формируемой плазме возможно эффективное ускорение электронов с энергией от десятков кэВ до сотен МэВ и генерация рентгеновских квантов с энергией более одного МэВ [1, 2]. Благодаря прогрессу в развитии фемтосекундных лазерных установок нового поколения,

способных генерировать импульсы с высокой частотой повторения и с высокой пиковой мощностью, лазерно-плазменные источники рентгеновского излучения нашли применение в задачах рентгенографии с высоким пространственным и временным разрешением, в рентгеновской спектроскопии и в астрофизике [1–6].

Стоит отметить, что наряду с источниками тормозного и характеристического излучения, получаемыми при воздействии лазерного излучения на плотные мишени (твердотельные [7], жидкие [8], структурированные [9, 10]), также появляются полностью оптические источники, где кванты высокой энергии образуются при бетатронных осцилляциях электронов [11] или в процессе обратного комптоновского рассеяния [12].

Особенность таких источников заключается в сверхмалой длительности рентгеновской вспышки, которая сравнима с длительностью лазерного импульса (100 фс и менее) [9]. Регистрация рентгеновских квантов в таких условиях оказывается затрудненной в силу того, что в пределах одного короткого импульса образуются также заряженные частицы (электроны, ионы). Одновременно формируются импульсы сильной электромагнитной наводки, способные создать значительные помехи на выходе детектора.

Для спектromетрии рентгеновского излучения лазерной плазмы применяются различные типы многоканальных спектрометров, принцип действия которых основан либо на разделении квантов разных энергий в пространстве (кристалл – дифракционные спектрометры), либо на использовании разных типов рентгеновских фильтров: (“серые” фильтры, *K*-фильтры, фильтры Росса), либо на детектировании одиночных квантов. Характерной особенностью большинства детекторов является относительно узкий диапазон измеряемых энергий, что вынуждает использовать сразу несколько каналов измерения. Наряду с этим неизбежно возникает проблема восстановления спектра из показаний детекторов, увеличивающая ошибку измерения.

Целью настоящей работы является измерение рентгеновского излучения из лазерной плазмы, формируемой на поверхности твердотельной металлической мишени из меди фемтосекундным лазерным импульсом с пиковой

интенсивностью около 10^{18} Вт/см². В измерениях использован набор полупроводниковых детекторов матричного типа, настроенных на режим счета отдельных квантов, а также термолюминесцентные детекторы (ТЛД) для проведения спектromетрии на основе метода “серых” фильтров [13], что дает возможность повысить надежность получаемых результатов. Получены спектры рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы в диапазоне энергий квантов $2 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 800 \text{ кэВ}$. Проведены оценки эффективности передачи энергии лазерного импульса в рентгеновские кванты. Рассмотрены достоинства и ограничения методик детектирования. Несмотря на ограниченное энергетическое разрешение, ТЛД могут применяться для накопления данных в ограниченном количестве лазерных импульсов в новых экспериментах, например, на лазерах петаваттного уровня мощности [14] или с использованием уникальных мишеней [15].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве источника основного лазерного импульса в экспериментах использовалась лазерная система Ti: Sa физического факультета МГУ мощностью около 0.5 ТВт (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса на мишени – 20 мДж, длительность импульса 50 фс). Фокусировка на поверхность медной мишени под углом 45 градусов к нормали осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом ($F/D = 6$) в пятно около 4 мкм диаметром по полувысоте, что обеспечивало пиковую интенсивность на уровне 10^{18} Вт/см². Эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением около 10^{-2} Торр. Условная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а.

Измерение спектра рентгеновского излучения из формируемой лазерной плазмы проводилось парой полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов, работающих в режиме детектирования отдельных квантов. Такой режим достигался подбором и установкой фильтров ослабления и коллиматоров между источником излучения и детектором. В диапазоне энергий 4–30 кэВ измерения проводились охлаждаемой рентгеновской ПЗС-камерой

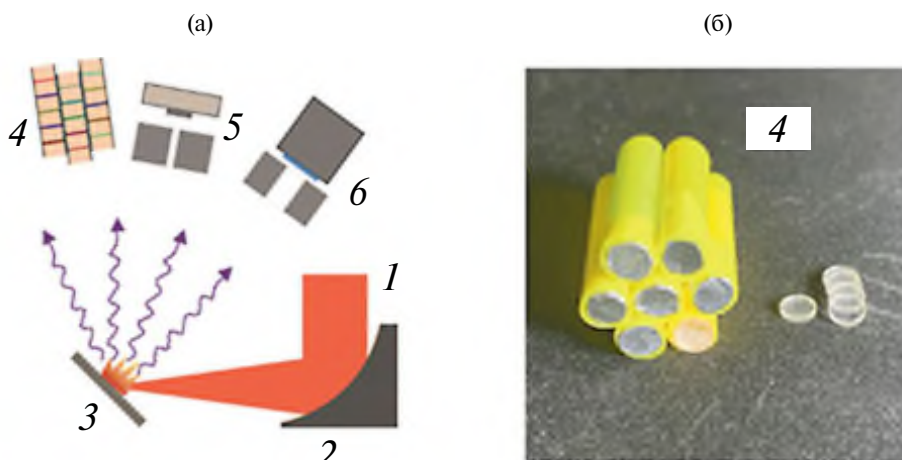


Рис. 1. а — Условная схема экспериментальной установки, б — сборка термоллюминесцентных детекторов: 1 — лазерный импульс, 2 — фокусирующая оптика, 3 — мишень, 4 — спектрометр на основе ТЛД, 5 — детектор MediPix, 6 — ПЗС-матрица с обратной засветкой.

GreatEyes 1024 1024 BI DD с обратной засветкой (толщина активного слоя кремния — 40 мкм, 1 млн пикселей с шагом 13 мкм, энергетическое разрешение около 300 эВ). В более высокоэнергетическом диапазоне 50–1000 кэВ использовался детектор MediPix TPX2 сенсором CdTe толщиной 1 мм (65 тысяч пикселей с шагом 55 мкм, энергетическое разрешение около 10 кэВ). В области энергии квантов выше 100 кэВ ослабление потока излучения при прохождении через вещество детектора в основном определяется комптоновским рассеянием. Исходные спектры плазмы были восстановлены методом Монте-Карло, нормированы на один выстрел и пересчитаны в полный телесный

угол в предположении изотропного распределения рентгеновского излучения в пространстве. На рис. 2 приведены кривые спектральной чувствительности полупроводниковых детекторов с учетом установленных фильтров. Накопление данных проходило в серии из 20 тысяч последовательных лазерных выстрелов с флуктуацией энергии импульса, не превышающей 20%.

Кроме полупроводниковых детекторов, был разработан и изготовлен семиканальный малогабаритный помехоустойчивый спектрометр (диаметр 20 мм, длина 20 мм) на основе термоллюминесцентных детекторов для исследования спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 2–800 кэВ в интегральном режиме.

Принцип действия термоллюминесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при дополнительном возбуждении. В случае термоллюминесцентных детекторов дополнительное возбуждение вызывается нагревом. При нагреве облученного образца термоллюминесцентного детектора при температуре 240–300°C (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термоллюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения.

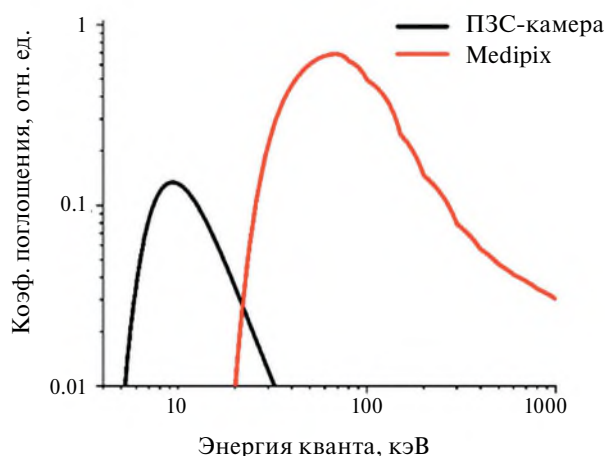


Рис. 2. Спектральная чувствительность регистрации квантов для двух полупроводниковых детекторов.

Конструктивно термолюминесцентные детекторы выполняются в виде диска с диаметром порядка $\varnothing$ 5 мм и высотой 0.9 мм. Термолюминесцентные детекторы LiF(Mg, Ti) не чувствительны к электромагнитным наводкам, практически не чувствительны к ультрафиолетовому излучению, не имеют мертвого поверхностного слоя, имеют линейный отклик в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв) [16].

Конструкция созданного спектрометра представляла собой соединение семи отдельных каналов регистрации рентгеновского излучения (рис. 1б). Каналы спектрометра построены по схеме: фильтр поглощения + детектор (сборка из 5 расположенных друг за другом детекторов LiF(Mg, Ti)). Сборки детекторов LiF(Mg, Ti) в канале крепились за фильтрами ослабления разной толщины, изготовленных из различного материала (Al, Pb).

Первый канал спектрометра был без фильтра ослабления и использовался для регистрации энергии поглощения всего спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы (значение J_0). Второй, третий, четвертый каналы имели фильтры ослабления из алюминия толщиной 4 мкм, 32 мкм и 60 мкм. С пятого по седьмой каналы спектрометра имели фильтры ослабления из свинца толщиной 1, 4 и 6 мм соответственно. Каналы с фильтрами ослабления из алюминия и свинца измеряли энергию рентгеновского излучения плазмы, поглощенную в детекторах, после прохождения фильтра ослабления (значение J_{Al} , J_{Pb} соответственно). Кривые ослабления рис. 3а, б строились по показаниям каналов с фильтрами ослабления из алюминия и свинца

соответственно, J_{Al}/J_0 , J_{Pb}/J_0 . Кривая ослабления на рис. 3в получена на основе показаний детекторов фторида лития LiF(Mg, Ti) первого канала спектрометра.

В первом канале термолюминесцентные детекторы LiF(Mg, Ti) выполняли одновременно роль фильтров для измерения кривой ослабления. Алгоритм, используемый для построения кривой ослабления на рис. 3в, детально описан в работе [17–19]. Кривая ослабления строилась по показаниям термолюминесцентных детекторов с учетом их толщины. Первая точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов $\sum J_{LiF}$ 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 строилась кривая ослабления $J_{LiF}/\sum J_{LiF}$ (рис. 3в).

Для измерения спектра в более мягком диапазоне (2–15 кэВ) использовались фильтры поглощения из алюминия. Для измерения спектра в диапазоне энергий квантов от 10 кэВ до 50 кэВ использовались показания детекторов фторида лития LiF(Mg, Ti) первого канала спектрометра. Для измерения жесткой составляющей рентгеновского излучения (30–800 кэВ) в каналах спектрометра использовались фильтры поглощения из свинца.

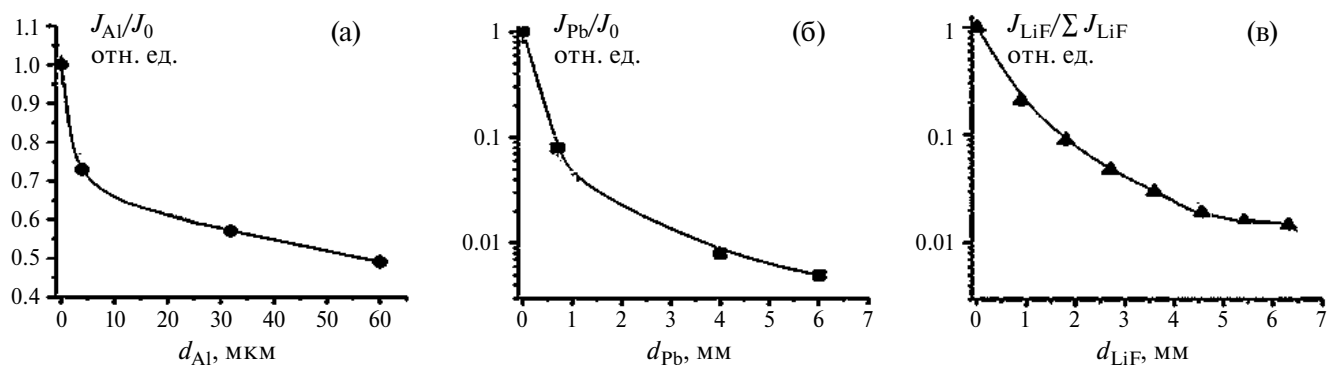


Рис. 3. Измеренные типичные кривые ослабления фильтрами, изготовленными из различных материалов: а – алюминий, б – свинец, в – фторида лития.

Получаемые методом фильтров кривые ослабления рентгеновского излучения непосредственно не дают самого спектра этого излучения. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [16–20]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет линейную зависимость от толщины фильтра, что позволяет определить вклад определенной энергии рентгеновского излучения в исследуемый спектр рентгеновского излучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При взаимодействии лазерного импульса с пиковой интенсивностью около 10^{18} Вт/см² с плазмой твердотельной мишени характерны механизмы ускорения частиц без столкновений (пондеромоторное ускорение [21], резонансное поглощение и вакуумный нагрев [2, 22]), приводящие к появлению на фоне тепловых электронов горячей электронной компоненты с квазitemпературой, достигающей сотен кэВ [1–10]). Число таких быстрых электронов относительно невелико [23], но они ответственны не только за испускание квантов с высокой энергией при торможении в толще мишени, но и за генерацию характеристического излучения. Обе спектральные составляющие хорошо видны в абсолютных спектрах, измеренных с помощью полупроводниковых детекторов в разных энергетических диапазонах (рис. 4 красные кривые). На рис. 4а

видна пара линий, соответствующих K_{α} - и K_{β} -переходам меди (8.05 и 8.9 кэВ соответственно). Количество квантов с энергией 8.05 кэВ достигает $5 \cdot 10^9$ в каждом лазерном выстреле, а коэффициент преобразования энергии импульса в кванты в диапазоне 5–1000 кэВ оценивается как $1.5 \pm 0.5\%$. Температуры хвостовой части рентгеновского спектра достаточно хорошо согласуется с температурой быстрых электронов в плазме, что дает возможность определения последней. Так, температура горячих электронов T_h , получаемая при аппроксимации высокоэнергетичной части спектра (рис. 4б) функцией вида $W(E) \sim \exp(-E/T_h)$ [24] составляет 115 ± 10 кэВ. Полупроводниковые детекторы обладают высоким энергетическим разрешением (менее 500 кэВ для ПЗС-камеры и около 10 кэВ для MediPix). Но при этом требуется проведение измерений в режиме счета отдельных квантов рентгеновского излучения с применением коллиматоров и фильтров, что отражается на скорости накопления данных и диапазоне измеряемых энергий. Ограниченность толщины чувствительного слоя полупроводниковых детекторов также определяет невысокую эффективность регистрации. В совокупности это отражается на невысокой достоверности восстановления спектра в области менее 3 кэВ, 10–20 кэВ, а также свыше 200 кэВ. Тем не менее огибающая спектра может быть восстановлена.

На рис. 4 приведены спектры, восстановленные по методу эффективных энергий и нормированные на полный телесный угол спектры с помощью спектрометра на основе детекторов LiF(Mg, Ti) (выделены черным цветом). В силу

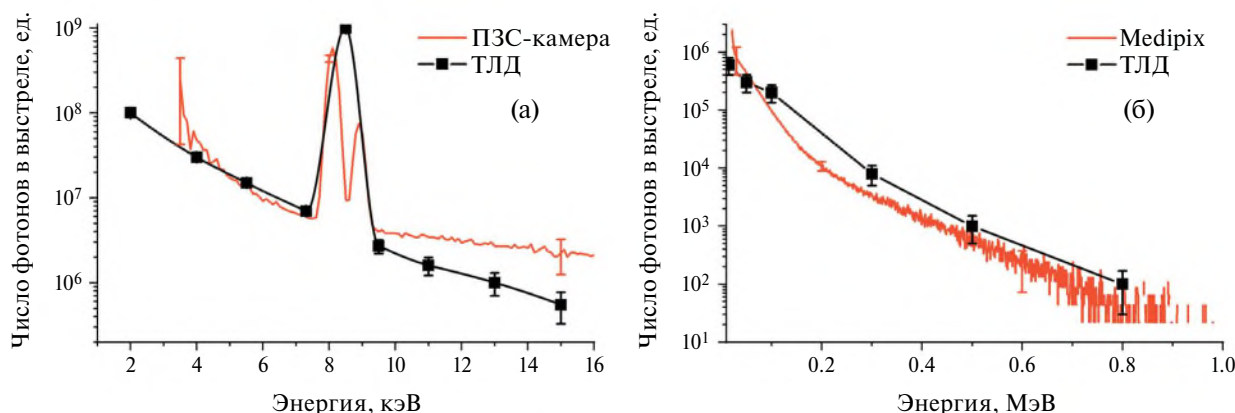


Рис. 4. Результаты измерений рентгеновского излучения с помощью спектрометров на основе полупроводниковых детекторов (кривые красного цвета) и на основе детекторов LiF(Mg,Ti) (кривые черного цвета) в диапазонах 2–15 кэВ (а) и 20–1000 кэВ (б).

невысокой разрешающей способности не удается различить отдельно пики K_{α} - и K_{β} -линий. Тем не менее всплеск показаний, соответствующих характеристическим квантам, восстанавливается достаточно достоверно, интегральный поток квантов линий K -серии достигает 10^9 , что разумно согласуется с данными ПЗС-матрицы. В области высоких энергий спектр тянется до почти 800 кэВ согласно показаниям ТЛД, что соответствует данным полупроводникового детектора. Оценка температуры горячих электронов в плазме составляет около 100 ± 20 эВ при коэффициенте преобразования в рентгеновские кванты около 0.5% в области до 1 МэВ. Далее уровень сигнала уже слабо отличим от уровня шума в силу экспоненциального характера спада распределения квантов по энергиям.

Повышение статистики, вероятно, позволило бы зарегистрировать сигнал, соответствующий и более высоким значениям энергии квантов. Тем не менее важно отметить, что спектр в области до 100 кэВ может быть измерен ТЛД с высокой точностью при гораздо меньшей статистике. Это представляет значительный интерес для исследований плазмы в ограниченном числе импульсов в задачах, где применяются, например, уникальные мишени (разного рода наноструктуры, пены и т.д.), а также при работе с лазерными системами петаваттного уровня мощности в режиме одиночных импульсов [25]. Термолюминесцентный детектор фторида лития LiF(Mg, Ti) может быть размещен в непосредственной близости от источника по сравнению с полупроводниковыми детекторами, что дает возможность покрыть широкий телесный угол регистрации при ограниченном наборе детекторов и также повысить статистику.

Термолюминесцентный детектор за счет своей невосприимчивости к оптическому излучению имеет преимущество при измерении квантов с малой энергией (до 1 кэВ) в лазерно-плазменных экспериментах, где поток квантов сонаправлен с оптическим излучением (например, при генерации бетатронного излучения). Стоит отметить общую неприхотливость такого детектора, простоту его использования [16].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено измерение спектрального состава рентгеновского излучения плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом

с пиковой интенсивностью около 10^{18} Вт/см² на поверхности металлической мишени, с помощью двух методик регистрации квантов рентгеновского излучения. Первый метод основан на прямом детектировании в режиме счета отдельных квантов полупроводниковыми приборами матричного типа. В основе второго подхода лежат интегральные измерения по методу “серых” фильтров с помощью термолюминесцентных детекторов LiF(Mg, Ti). После обработки результатов измерения установлено, что оба приборных комплекса работают в хорошем согласии друг с другом. Определена форма спектра и измерена характерная температура высокоэнергетической части, которая составляет около 100 кэВ. Установлен общий поток квантов в интервале энергией от 2 до 800 кэВ. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в рентгеновское излучение составляет около $1.5 \pm 0.5\%$.

Показано, что термолюминесцентные детекторы фторида лития LiF(Mg, Ti) могут применяться для спектрометрии релятивистской лазерной плазмы. При этом использование такого метода регистрации позволяет получать надежные результаты. Несмотря на не очень хорошее энергетическое разрешение, такого рода детекторы могут успешно измерять форму спектра и проводить оценки температуры. Неприхотливость и дешевизна детекторов LiF(Mg, Ti) допускает внедрение сразу нескольких каналов диагностики в случае анизотропного распределения квантов. Важно отметить и невосприимчивость детекторов LiF(Mg, Ti) к оптическому излучению, что представляет интерес для регистрации квантов невысокой энергии (до 1 кэВ), для новых экспериментов по генерации рентгеновского излучения при бетатронных осцилляциях лазерно-ускоренных частиц в плазменном канале, диагностике протяженности плазменных каналов и достигаемой в них пиковой интенсивности лазерного излучения по спектрам и выходу рентгеновского излучения, исследованию мягких компонент при взаимодействии электронных пучков с мишенями конверторами и в других задачах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа с термолюминесцентными детекторами была выполнена в рамках программы НИЯУ МИФИ “Приоритет 2030”. Экспериментальные измерения спектров рентгеновского излучения и оценка

применимости детекторов в новых экспериментах выполнены в рамках проекта РНФ 22-79-10087 с применением оборудования, приобретенного при поддержке национального проекта “Наука и университеты” Министерства образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Faure J., Gustas D., Guenot D., Vernier A., Böhle F. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019. V. 61. P. 014012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae047>
2. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, London, 2005, p. 127.
3. Borm B., Khaghani D., Neumayer P. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 023109.
<https://doi.org/10.1063/1.5081800>
4. Barbato F., Batani D., Mancelli D., Trela J., Zeraouli G., Boutoux G., Neumayer P., Atzeni S., Schiavi A., Volpe L., Bagnoud V., Brabetz C., Zielbauer B., Bradford P., Woolsey N., Borm B., Antonelli L. // *J. Instrum.* 2019. V. 14. P. C03005.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/C03005>
5. Крюков П.Г. // *Успехи физических наук*. 2015. Т. 185. № 8. С. 817.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201508b.0817>
6. Ivanov K.A., Gavrilin M., Volkov R.V. // *Laser Physics Letters*. 2021. V. 18. 075401.
<http://dx.doi.org/10.1088/1612-202x/ac034a>
7. Huang K., Li M.H., Yan W.C., Guo X., Li D.Z., Chen Y.P., Ma Y., Zhao J.R., Li Y.F., Zhang J., Chen L.M. // *Rev. Sci. Instrum.* 2014. V. 85. P. 113304.
<https://doi.org/10.1063/1.4901519>
8. Ivanov K.A., Uryupina D.S., Volkov R.V., Shkurinov A.P., Ozheredov I.A., Paskhalov A.A., Eremin N.V., Savel'ev A.B. // *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A*. 2011. V. 653 P. 58.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.160>
9. Hollinger R., Bargsten C., Shlyaptsev V.N., Kaymak V., Pukhov A., Capeluto M. G., Wang S., Rockwood A., Wang Y., Townsend A., Prieto A., Stockton P., Curtis A., Rocca J. J. // *Optica*. 2017. V. 4. P. 1344.
<https://doi.org/10.1364/optica.4.001344>
10. Ivanov K.A., Gozhev D.A., Rodichkina S.P., Makarov S.V., Makarov S.S., Dubatkov M.A., Pikuz S.A., Presnov D.E., Paskhalov A.A., Eremin N.V., Brantov A.V., Bychenkov V.Y., Volkov R.V., Timoshenko V.Y., Kudryashov S.I., Savel'ev A.B. // *Appl. Phys. B*. 2017. V. 123. P. 252.
<https://doi.org/10.1007/s00340-017-6826-4>
11. Wenz J., Schleede S., Khrennikov K. // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. P. 7568.
<https://doi.org/10.1038/ncomms8568>
12. Hansheng Ye, Yuqiu Gu, Quanping Fan, Xiaohui Zhang, Shaoyi Wang, Fang Tan, Jie Zhang, Yue Yang, Yonghong Yan, Jiaying Wen, Yuchi Wu, Wei Lu, Wenhui Huang, Weimin Zhou // *AIP Advances*. 2023. V. 13. P. 035330.
<https://doi.org/10.1063/5.0130819>
13. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2015. № 2. С. 89.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
14. Stafford A., Safronova A.S., Faenov A.Y. // *Laser Part. Beams*. 2017. V. 35. P. 92.
<https://doi.org/10.1017/S026303461600077X>
15. Eftekhari-Zadeh E., Blümcke M.S., Samsonova Z., Loetzsch R., Uschmann I., Zapf M., Ronning C., Rosmej O.N., Kartashov D., Spielmann C. // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 013301.
<https://doi.org/10.1063/5.0064364>
16. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2015. № 1. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
17. Ефимов Н.Е., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Крат С.А., Пришвицын А.С., Алиева А.И., Савелов А.С., Курко Д.Л., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2023. № 2. С. 73.
18. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2023. № 4. С. 79.
19. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2018. № 1. P. 84
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010135>
20. Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // *ПТЭ*. 2022. № 4. С. 90.
<https://doi.org/10.31857/s0032816222040115>
21. Malka G., Miquel J.L. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. 75.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.75>
22. Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E., Danson C.N., Fews A.P., Glinsky M.E., Hammel B.A., Lee P., Norreys P.A., Tatarakis M. // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 4. P. 447.
<https://doi.org/10.1063/1.872103>
23. Reich Ch., Gibbon P., Uschmann I., Förster E. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 4846.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846>
24. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Turinge A.A., Brantov A.V., Uryupina D.S., Volkov R.V., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. // *Contrib. Plasma Phys.* 2013. V. 53. P. 116.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201310023>
25. Horst F., Fehrenbacher G., Radon T., Kozlova E., Rosmej O., Czarnecki D., Schrenk O., Breckow J., Zink K. // *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A*. 2015. V. 782. P. 69.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.02.010>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 539.1.074.3

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ МАГНИТАХ ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2024 г. В. Н. Алферов^а, А. Н. Васильев^{а, б}, Д. А. Васильев^а,
В. А. Кормилицын^а, А. В. Лутчев^{а, *}, А. П. Мещанин^а, Н. Г. Минаев^а,
В. В. Мочалов^{а, б}, В. Л. Рыков^б, А. Д. Рябов^а, Т. Д. Рябова^а,
П. А. Семенов^{а, б}, В. А. Соловьев^а, В. Н. Федорченко^а, А. Н. Холкин^а

^аИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логонова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 142281, Протвино, Московская обл., пл. Науки, 1

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

*e-mail: lutchев@ihep.ru

Поступила в редакцию 24.01.2024 г.

После доработки 19.02.2024 г.

Принята к публикации 11.03.2024 г.

Приведено описание системы магнитных измерений в больших объемах на основе датчиков Холла, разработанной в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ, вместе с примером ее практического использования для измерения топографии поля спектрометрического магнита эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. В этих измерениях особое внимание было уделено калибровкам, контролю за стабильностью параметров, точности позиционирования датчиков в апертуре магнита и их ориентации. Представлены также дальнейшее развитие системы и изучение ее возможностей для улучшения точности и сокращения времени измерений и в целом для повышения гибкости в применениях.

DOI: 10.31857/S0032816224050152 EDN: ESJCIN

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкоапертурные спектрометрические магниты являются неотъемлемой частью физических установок с большим угловым акцептансом на ускорителях. Магнитное поле в них, отклоняющее вторичные заряженные частицы, обычно занимает большой объем, до нескольких кубических метров, и, как правило, является существенно неоднородным. Рис. 1 дает представление о том, как выглядит такой типичный магнит [1].

Погрешности в знании отклоняющей силы магнита в его рабочей апертуре напрямую отражаются на важнейшей физической характеристике спектрометра — его импульсном

разрешении, т. е. на ошибках измерения импульсов заряженных вторичных частиц. Поэтому точность знания топографии поля должна быть, во всяком случае, не хуже целевой точности импульсного разрешения. В эксперименте СПАСЧАРМ (спиновые асимметрии в образовании чармония) например, требуется, чтобы импульсное разрешение для частиц с импульсами до 10 ГэВ/с было не хуже, чем $\pm 0.4\%$ [2]. Следовательно, с некоторым запасом на другие источники ошибок, отклоняющая сила спектрометрического магнита СПАСЧАРМ вдоль любой траектории в пределах акцептанса должна быть известна с погрешностью не более $\pm(0.2–0.3)\%$.

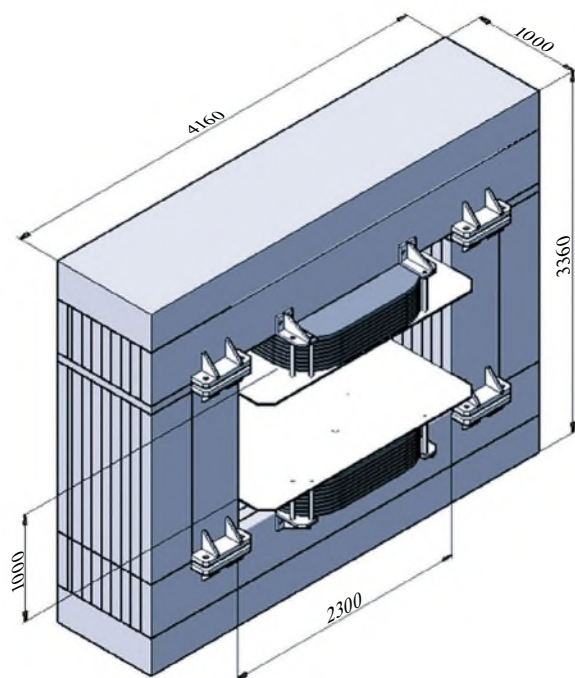


Рис. 1. Широкоапертурный спектрометрический магнит эксперимента СПАСЧАРМ. Стальные экраны для защиты трековых детекторов от рассеянного магнитного поля не показаны.

Столь высокая точность в довольно сложной геометрии магнитов обычно обеспечивается сочетанием численных расчетов и последующим сопоставлением их с магнитными измерениями в рабочей апертуре или как минимум в значительной ее части. Как правило, в расчетах присутствуют неопределенности, связанные с плохим знанием магнитных характеристик использованных материалов, а также с абстрагированием от мелких деталей реальной конструкции. При необходимости результаты магнитных измерений используются для корректировки расчетной картины.

В данной работе описана система магнитных измерений (СМИ) на базе датчиков Холла, разработанная и созданная в НИЦ “Курчатовский Институт” – ИФВЭ. Представленная здесь СМИ предназначена для восстановления топографии поля в больших объемах. Приведены результаты ее использования в измерениях на спектрометрическом магните [1] эксперимента СПАСЧАРМ [2]. Предыдущая версия этой СМИ использовалась для получения карты поля большого магнита установки спектрометр с вершинным детектором (СВД) [3, 4]. По оценкам авторов, достигнутая тогда

относительная точность измерений поля составила около $\pm(1-5)\%$, что в абсолютных единицах равно $\pm(5-8)$ мТл.

В последующем в рамках развития настоящей СМИ в нее был внесен ряд усовершенствований. В частности, были добавлены и испытаны прецизионное автоматическое перемещение вертикальной кассеты с датчиками Холла вдоль второй горизонтальной оси, а также возможность проведения измерений в процессе непрерывного движения датчиков.

В измерениях топографии магнитного поля спектрометрического магнита СПАСЧАРМ в большей части рабочего объема вдали от острых ребер и углов стальных полюсов была достигнута точность измерений около ± 1 мТл, что составляет $\pm 0.2\%$ от индукции 0.54 Тл в центре магнита. Вблизи ребер и углов, где очень высока чувствительность к позиционированию датчиков, погрешности несколько больше: до ± 2 мТл, т.е. до $\pm 0.4\%$ от поля в центре. Важнейшим условием для получения таких результатов был, прежде всего, постоянный контроль за стабильностью всех составляющих системы от вариаций поля магнита и чувствительности датчиков Холла до повторяемости их позиционирования в рабочем объеме. Кроме того, при обработке данных были извлечены и приняты во внимание коррекции на индивидуальную ориентацию каждого датчика, а также учтены нелинейности каналов измерений, полученные в результате их калибровки в магните с хорошей однородностью поля. Важную часть работы составила прецизионная геометрическая привязка расчетной и измеренной карт поля по комбинации двух подходов: по наилучшему наложению карт друг на друга и по результатам прямых геодезических измерений.

2. ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Датчики

Измерение всех трех компонент индукции магнитного поля выполнялось сборками полупроводниковых арсенид-галлиевых датчиков Холла производства ООО “Вега-Флекс”. Каждая сборка содержит три датчика типа ПХЭ602817В со следующими характеристиками:

- ток питания: 100 мА;

- магнитная чувствительность при $B = 0.1$ Тл: 60–75 мкВ/мТл;
- входное сопротивление: 4.5 Ом;
- температурный коэффициент чувствительности: $-0.004\%/^{\circ}\text{C}$.

Тройка датчиков для трех координат монтируется в центре квадратного контейнера из капслона размером 40×40 мм². Контейнеры с датчиками устанавливаются в желоб алюминиевой кассеты.

2.2. Электроника каналов измерения сигналов с датчиков

Электроника измерения сигналов с датчиков Холла состоит из трех 24канальных блоков ДХ24, подключенных к промышленному компьютеру NISE3145 по интерфейсам USB. Блок ДХ24 имеет:

- 24 входных канала с предварительным усилением на микросхемах AD620 и трех АЦП типа ADS1278 с одновременной выборкой каналов на входе, частота оцифровки сигналов: 12 кГц, диапазон измеряемых напряжений составляет ± 125 мВ, коэффициент усиления канала равен 20;
- встроенный стабильный источник тока 100 мА для питания датчиков Холла;
- АЦП типа LTC2400 для контроля тока;
- два канала измерения температуры: на кассете с датчиками Холла и в блоке электроники используются полупроводниковые интегральные микросхемы — термодатчики типа AD592, обеспечивающие точность измерений $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$;
- в системе также присутствует канал для считывания показаний монитора тока питания магнита.

Во время работы системы оцифровка сигналов на выходах усилителей осуществляется с частотой $f_D = 12$ кГц. Результаты последовательных оцифровок аппаратным образом усредняются по интервалу между считываниями этих средних значений. Частота считываний f_R , кратно меньшая f_D , задается программным образом. Усреднение оцифрованных сигналов по временным интервалам $1/f_R$ ведет к зависимости, пропорциональной $\sqrt{f_R / f_D}$ для стохастических флуктуаций (шумов) считываемых данных. В представленных ниже измерениях на спектрометрическом магните СПАСЧАРМ при частоте $f_R = 500$ Гц среднеквадратичные значения шумов измерительных каналов

датчиков Холла, приведенные к входам усилителей, варьировались в диапазоне 2–4 мкВ, что в единицах индукции магнитного поля соответствует примерно 0.03–0.07 мТл. Оцененные по тем же измерениям относительные среднеквадратичные шумы источников токов питания датчиков на частоте считывания $f_R = 500$ Гц лежали в интервале $(0.35–2.6) \cdot 10^{-4}$, что при токе 100 мА соответствует 3.5–26 мкА.

Считывание и запись мониторов тока и температуры осуществляются синхронно и вместе с измерениями поля датчиками Холла.

2.3 Механизм крепления и перемещения контейнеров с датчиками Холла

Система крепления датчиков Холла и их перемещения в рабочей области подробно описана в публикациях [3, 4], хотя механика этой системы всегда создается под геометрию конкретного магнита.

В измерениях на магните СПАСЧАРМ 22 контейнера с датчиками были установлены в желоб прямоугольной алюминиевой кассеты с поперечными размерами 50×60 мм² и длиной 88 см. Контейнеры в кассете устанавливаются вплотную друг к другу. Таким образом, дистанция между соседними сборками датчиков вдоль кассеты составляет 40 мм. Специальные ЯМР-измерения в рабочем поле магнита СПАСЧАРМ показали, что относительные искажения поля материалом кассеты и всем содержимым контейнеров не превышают 0.01%, т.е. пренебрежимо малы на уровне целевой точности измерений $\pm(0.2–0.3)\%$.

Механика перемещения датчиков Холла в апертуре магнита СПАСЧАРМ схематически показана на рис. 2. Вся система смонтирована на тележке, которая способна перемещаться по двум рельсам вдоль горизонтальной продольной оси Z . Она приводится в движение двумя шаговыми двигателями, расположенными вне магнитного поля, с помощью тросиков из нержавеющей стали диаметром 2 мм, перекинутых на дальнем от двигателя конце через барабан. Таким способом обеспечивается синхронное перемещение краев широкой тележки. Шаговые двигатели FL60STH86 с шагом по окружности 1 мм для перемещения тележки управляются одним контроллером. Полный ход тележки вдоль оси Z составляет 2000 мм. Для

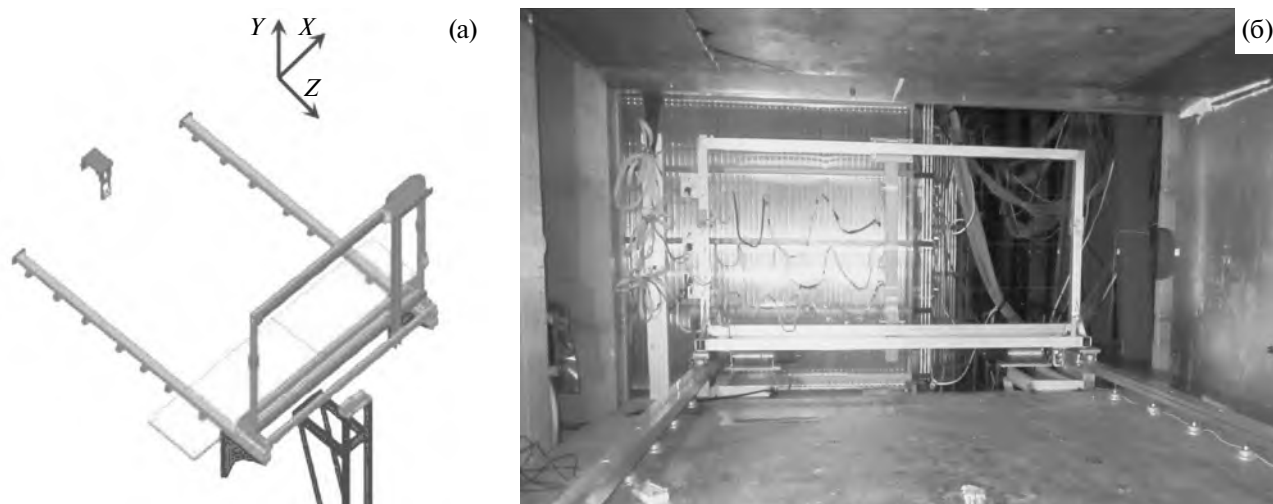


Рис. 2. Слева: схематический вид тележки с кассетой и датчиками Холла на рельсах. Справа: фото системы магнитных измерений внутри спектрометрического магнита СПАСЧАРМ. В принятой и показанной здесь правой декартовой системе координат ось Z направлена вниз по пучку, ось Y – вертикально вверх, а ось X – горизонтально поперек пучка. За начало координат обычно выбирается центр магнита.

контроля крайних положений используются концевые выключатели.

Кассета с датчиками установлена на подвижной каретке, которая перемещается горизонтально в поперечной плоскости вдоль оси X с полным ходом 1280 мм. В измерениях на магнитах СВД [3, 4] и СПАСЧАРМ [1, 2] перемещение и позиционирование каретки вдоль оси X осуществлялись вручную.

2.4. Калибровка датчиков Холла

Калибровка датчиков Холла была проведена на ускорительном дипольном магните [5] длиной 6 м с размерами апертуры $190 \times 64 \text{ мм}^2$. Кассета с датчиками Холла располагалась в апертуре горизонтально. Датчики для измерения X - и Z -компонент индукции калибровались в штатной сборке кассеты с контейнерами; кассета укладывалась на тот или иной бок, чтобы соответствующие датчики были ориентированы на измерение вертикального поля магнита. Для калибровки же Y -датчиков, в штатной сборке ориентированных вдоль кассеты, контейнеры с датчиками Холла вынимались и вновь вставлялись в кассету, но после поворота их на 90° . На концах кассеты в фиксированных положениях были размещены два ЯМР-датчика [6], на показания которых нормировались калибровки. Предварительно теми же ЯМР-датчиками было измерено распределение поля в зоне расположения калибруемых датчиков

Холла. Неоднородность в поперечном сечении оказалась пренебрежимо маленькой – на уровне не более 0.01%. В продольном же направлении относительные вариации поля на длине кассеты с датчиками Холла достигали примерно 0.35%. Они были учтены в анализе данных.

Измерения в магните были проведены на двадцати двух уровнях поля в диапазоне индукций от -0.8 до $+0.8$ Тл. К ним следует добавить еще измерение пьедесталов в нулевом поле вне магнита. На рис. 3 слева на примере одного из Y -датчиков показана зависимость истинной – по ЯМР-зондам – магнитной индукции B в точке нахождения этого датчика от значения b_y , полученного в измерениях самим датчиком Холла в предположении его линейности с коэффициентом чувствительности из заводского паспорта.

Визуально зависимость $B(b_y)$ очень близка к линейной. Однако подгонки этих характеристик линейными функциями для всех двадцати двух Y -датчиков дают картину невязок, показанную в средней рамке, на которой отчетливо видно систематическое поведение отклонений с изменением величины поля. Для большинства датчиков величина этих отклонений укладывается примерно в ± 2 мТл. Но для нескольких датчиков отклонения в 2–3 раза больше. В правой рамке рис. 3 показаны подобные же невязки, но после фитирования тех же зависимостей полиномами более высокого порядка:

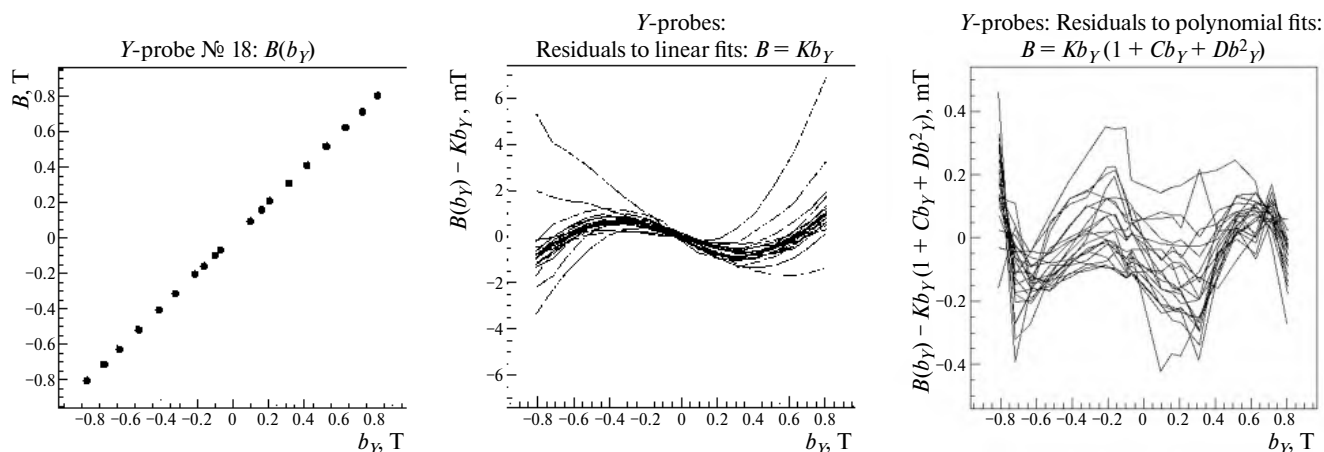


Рис. 3. Слева: измеренная зависимость $B(b_Y)$ для Y-датчика №18. В середине: невязки к подгонкам линейными зависимостями измеренных значений $B(b_Y)$ для всех Y-датчиков. Справа: невязки для подгонок тех же значений $B(b_Y)$ функцией (1).

$$B(b_Y) = P + Kb_Y(1 + Cb_Y + Db_Y^2). \quad (1)$$

Во всех фитах константы P были зафиксированы и равны значениям пьедесталов, измеренным в нулевом поле вне магнита. Видно, что все невязки упали до вполне приемлемого уровня — не более ± 0.4 мТл, что составляет около $\pm 0.07\%$ от индукции в центре магнита СПАСЧАРМ. Калибровочные поправки, полученные из подгонок полиномами (1) для каждого из 66 датчиков, в дальнейшем использовались в анализе магнитных измерений на спектрометрическом магните СПАСЧАРМ. Стоит отметить, что все найденные константы K оказались несколько меньше единицы, в основном на 0.5–1.5%, хотя есть несколько датчиков, отклонившихся в ту же сторону на 2–3%.

Для измерения топографии магнитного поля с точностью $\pm(0.2-0.3)\%$ необходимо измерение ориентации каждого датчика Холла в принятой системе координат с ошибкой не более $\pm(2-3)$ мрад $\approx \pm(0.1-0.15)^\circ$, потому что на практике представляется маловероятным выдержать столь высокий допуск на однородность ориентации миниатюрных датчиков при наклеивании их на поверхности. В калибровочных измерениях источником информация об истинной ориентации датчиков являются отклики этих датчиков на вертикальное поле магнита, когда они направлены на измерение горизонтальных компонент. Чтобы уменьшить ошибки углового позиционирования кассеты в целом по отношению к направлению поля, измерения были сделаны во всех восьми ее возможных

положениях в апертуре магнита. В дальнейшем при обработке рабочих измерений на магните СПАСЧАРМ выяснилось, однако, что точность этих измерений недостаточно высока. Причиной тому явились, по-видимому, погрешности углового позиционирования кассеты в калибровочном магните, а также то обстоятельство, что конфигурация кассеты с контейнерами при калибровке Y-датчиков отличалась от штатной в рабочих измерениях на магните СПАСЧАРМ. Поэтому окончательную картину по ориентации датчиков Холла пришлось реконструировать уже в процессе анализа рабочих данных (см. разд. 3.2).

3. ИЗМЕРЕНИЯ ТОПОГРАФИИ ПОЛЯ МАГНИТА СПАСЧАРМ

Преимущественно вертикальное поле спектрометрического магнита СПАСЧАРМ [1, 2] (рис. 1) формируется двумя стальными полюсами размерами $X_p \times Z_p = 0.8 \times 1$ м² с зазором между ними $Y_A = 1$ м. Магнитный поток замыкается через две симметричные ветви стального ярма сечением 0.85×1 м² каждая. Полный горизонтальный размер апертюры между щеками ярма $X_A = 2.3$ м. Обмотка магнита состоит из двух катушек, охватывающих полюса и включенных параллельно. На некотором расстоянии вверх по пучку от центра магнита при $Z \approx -0.81$ м размещен стальной “передний” экран толщиной 100 мм с окном размерами $X_{Sl} \times Y_{Sl} = 2.3 \times 0.6$ м² для защиты трековых детекторов от рассеянного магнитного поля. Для тех же целей ниже

по пучку от центра магнита при $Z \approx +1.1$ м установлен сдвоенный “задний” экран из двух листов железа толщиной 50 мм каждый со значительно большим окном: $X_{S2} \times Y_{S2} = 2.3 \times 1.05$ м².

Измерения топографии магнитного поля с помощью представленной здесь СМИ были выполнены при номинальном токе питания магнита 1 кА/виток обмотки на решетке с шагом 4 см по каждой из координат в рабочем объеме размерами $X_f \times Y_f \times Z_f = 124 \times 84 \times 196$ см³, который практически полностью перекрывает рабочий угловой аксептанс до ± 110 мрад [1, 2] установки СПАСЧАРМ для вторичных частиц в обеих плоскостях (XZ и YZ). К сожалению, область измерений вдоль оси Z была ограничена невозможностью продвинуть СМИ в штатной конфигурации вверх по пучку за передний экран, расположенный при $Z \approx -0.81$ м. Представление о том, как выглядит поле магнита СПАСЧАРМ в нескольких плоскостях, дает рис. 4.

Процедура измерения топографии поля в рабочем объеме состояла из серии прогонов кассеты с датчиками Холла вдоль оси Z вверх по пучку и обратно в тридцати двух фиксированных поперечных горизонтальных X -положениях

каретки, которые устанавливались вручную по линейке. Измерения поля осуществлялись во время $50 \times 2 = 100$ остановок движения по Z с интервалом 4 см. В каждой остановке в течение примерно двух секунд проводилось по 1000 синхронных считываний данных с каждого из 66 датчиков Холла. Синхронно с ними считывались и записывались показания токовых мониторов и температурных датчиков. Полный цикл измерений был выполнен примерно за 10 часов работы в течение одного дня, не считая нескольких дней подготовки и настройки системы. В частности, во время настройки СМИ до и после измерений были уточнены в обесточенном магните и, где необходимо, откорректированы значения пьедесталов всех измерительных каналов.

3.1. Временная стабильность измерительных каналов и точность позиционирования датчиков

Контроль стабильности системы в целом и отдельных ее составляющих было уделено особое внимание. В дополнение к непрерывному мониторингованию тока питания магнита

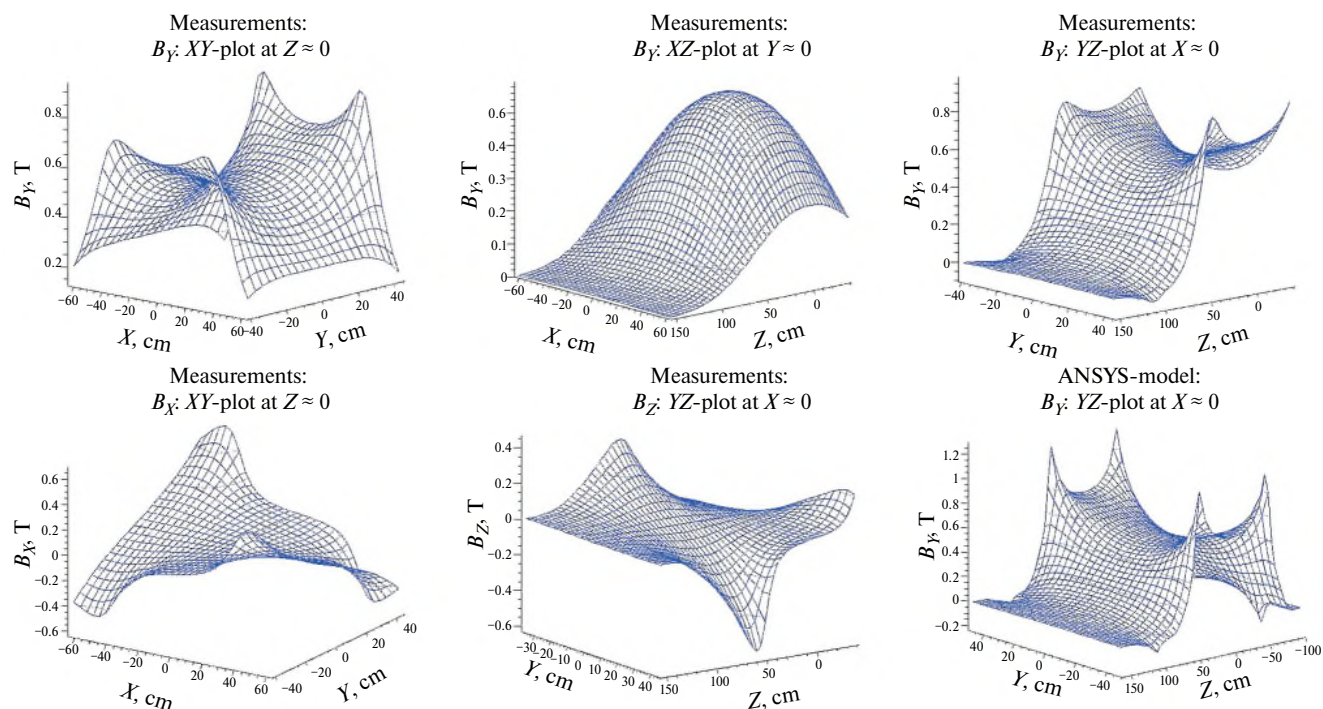


Рис. 4. Некоторые распределения поля в апертуре магнита в плоскостях, проходящих через его центр. Пять из шести распределений взяты из измерений, а шестое (в правом нижнем углу) – результат численного моделирования [2] с использованием программы ANSYS [7]. Начало координат выбрано в центре магнита, т.е. на середине прямого отрезка, соединяющего центры полюсов.

дрейф самого поля в течение всего цикла измерений отслеживался двумя ЯМР-датчиками [6], зафиксированными в центрах полюсов. На их показания осуществлялась и нормировка абсолютной величины магнитной индукции. По данным ЯМР вариации поля магнита за 10 часов измерений не превысили 0.02%.

Для оценки стабильности измерительных каналов и позиционирования кассеты прогоны для нескольких одних и тех же значений X -координаты были повторены по 2–3 раза: в начале, в середине и в конце цикла измерений. Вариации чувствительности каналов оценивались из сравнения показаний датчиков Холла в области экстремумов зависимостей $B(Z)$ для соответствующих компонент индукции, где производная dB/dZ близка к нулю. Оцененная таким образом стабильность каналов измерений оказалась очень хорошей: вариации показаний не превышали ± 0.2 мТл, что составляет менее $\pm 0.04\%$ от величины поля в центре магнита.

Повторяемость позиционирования датчиков вдоль координаты Z была оценена как по вариациям положений экстремумов зависимостей $B(Z)$ путем фитирования их окрестностей параболками, так и из разностей показаний датчиков в зонах, где производные dB/dZ , напротив, максимальны. Было установлено, что в проходах вверх по пучку вдоль оси Z повторяемость Z -позиционирования была не хуже, чем ± 0.1 мм. Вдали от полюсов магнита, где градиенты dB/dZ не превышают 1 мТл/мм, такие смещения ведут к пренебрежимо малым ошибкам измерения, не более ± 0.1 мТл. Вблизи же ребер и углов полюсов, где градиенты достигают примерно 5 мТл/мм, ошибка возрастала до ± 0.5 мТл, т. е. до $\pm 0.1\%$ от величины индукции в центре магнита. Точность и повторяемость позиционирования проходов по координате X , которая выставлялась вручную по линейке, были оценены таким же образом. Они оказались заметно хуже, чем по Z , на уровне примерно $\pm(0.4–0.5)$ мм.

Было проведено сравнение позиционирования датчиков также в проходах вверх по пучку и обратно. Здесь картина оказалась несколько иной. В данных явно был виден люфт до 2–3 мм в виде “отставания” тележки в проходах “обратно”. Более того, величина этого отставания зависела как от X -координаты прохода, так и от позиции датчика Холла в кассете по вертикали, т. е., по-видимому, в обратных проходах

возникал горизонтальный перекося тележки, а также несколько изменялся еще и наклон кассеты. Учет всех этих люфтов и перекося, а также их повторяемости и временной стабильности, сильно усложнил бы и удлинил обработку данных. Но главное, что в этом не было никакой необходимости в свете того, что в проходах вверх по пучку система показала очень высокую стабильность и повторяемость. Поэтому в анализе данные из “обратных” проходов кассеты не использовались.

3.2 Тонкая настройка взаимной ориентации датчиков Холла

Как было отмечено выше в разд. 2.4, точность измерений взаимной ориентации датчиков Холла во время калибровки оказалась недостаточно высокой. Иллюстрацией является рис. 5, где на трех картинках в верхней строке Y -датчик № 3 явно выпадает из плавной зависимости $B_Y(X, Y, Z)$ вдоль координаты Y , чего не может быть для гармонической функции вдали от проводников с током и от ферромагнитных полюсов. При этом в области, где компонента B_Z отрицательна, Y -датчик № 3 проваливается в сравнении с соседними датчиками № 2 и № 4, а там, где B_Z положительна, выскакивает вверх. Эти нерегулярности были устранены (нижняя строка рис. 5) внесением единственной поправки в предположении, что Y -датчик № 3 повернут в YZ -плоскости относительно соседей на 41 мрад $\approx 2.35^\circ$.

Заметим, что на рис. 5–7 используются рабочие координаты X_{pos} , $Y_{pos} = Probe\ No$ и Z_{stop} , которые принимают целочисленные значения в узлах измерительной решетки с шагами $S_x = 4.01$ см, $S_y = 4.00$ см, $S_z = 4.04$ см. Они связаны с обычными X -, Y -, Z -координатами соотношениями, полученными из геометрической привязки (см. ниже разд. 3.3): $X \simeq S_x X_{pos} - 74.18$ см; $Y \simeq -S_y Y_{pos} + 48.26$ см; $Z \simeq -S_z Z_{stop} + 157.49$ см;

Необходимость дополнительной коррекции взаимной ориентации датчиков стала очевидной после изучения распределений для компонент B_x и B_z , показанных, например, в верхней строке рис. 6. Выбранные для этой иллюстрации плоскости являются плоскостями антисимметрии для меняющих знак компонент B_x и B_z . Следовательно, в этих плоскостях значения B_x и B_z близки к нулю. Точного равенства нулю ожидать, конечно, не следует, прежде

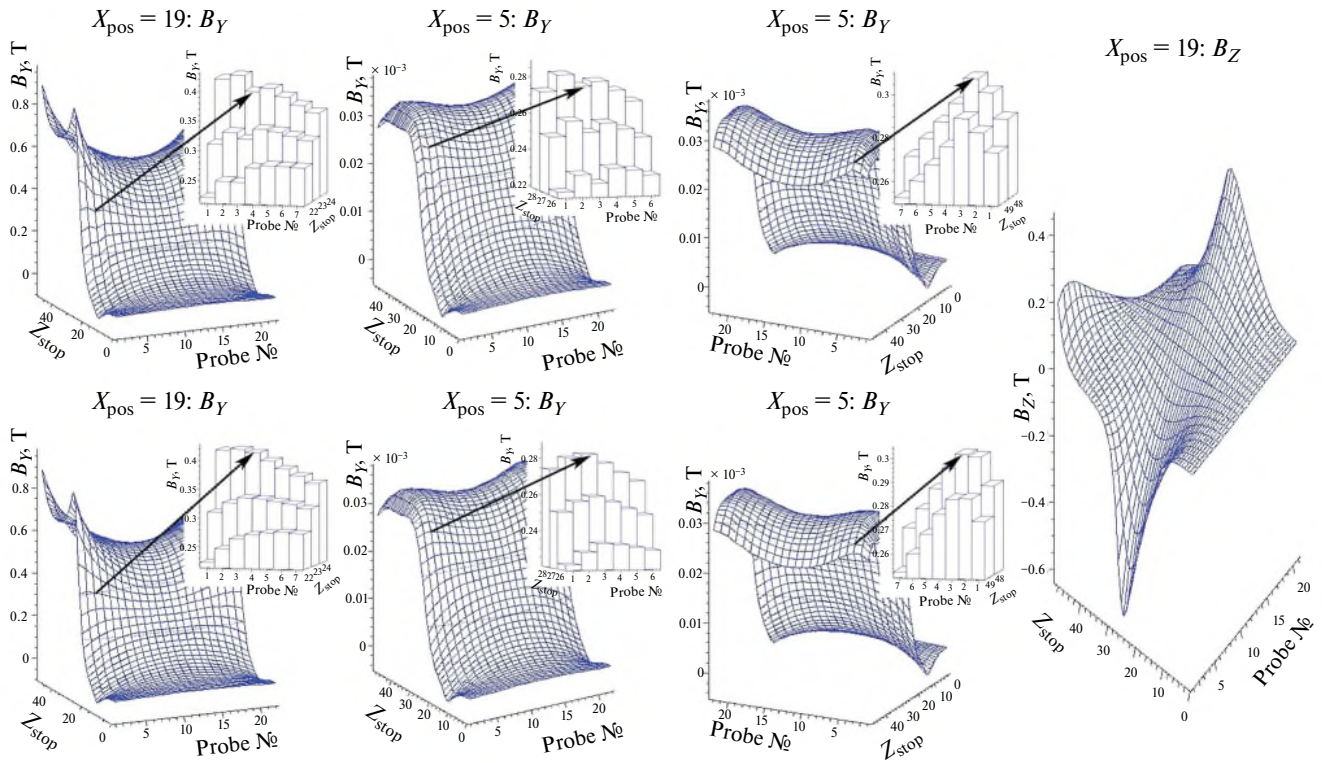


Рис. 5. Иллюстрации к поправкам на ориентацию Y -датчика №3: верхняя строка — до корректировки угла α_{YZ} (см. обозначения в уравнениях (2)); нижняя строка — после корректировки. Первый столбец слева — B_Y в YZ -сечении при $X_{pos} = 19$ (середина апертуры) с крупным планом для интервала $22 \leq Z_{stop} \leq 24$; второй столбец — B_Y в YZ -сечении при $X_{pos} = 5$ (край апертуры по оси X) с крупным планом для интервала $26 \leq Z_{stop} \leq 28$; третий столбец — другой ракурс того же YZ -сечения при $X_{pos} = 5$, но с крупным планом для интервала $48 \leq Z_{stop} \leq 49$. На крайнем справа рисунке показано распределение продольной компоненты поля B_Z в YZ -сечении при $X_{pos} = 19$.

всего, из-за неизбежно присутствующих смещений и перекосов осей системы перемещения относительно осей симметрии поля. Видно, что абсолютные величины B_X и B_Z здесь действительно на порядок и более меньше, чем в других областях апертуры (см., например, рис. 4). Но их распределения очень далеки от гладких: имеются прыжки для B_X от датчика к датчику примерно до 6 мТл, а для B_Z — до 20 и даже 30–40 мТл (датчик из уже знакомой нам тройки № 3). Стоит подчеркнуть, что такие нерегулярности не могли быть вызваны здесь ни уходом пьедесталов, которые были выровнены с точностью до десятых долей мТл, ни плаванием калибровочных коэффициентов, которые для создания столь сильного эффекта должны были бы уйти на десятки процентов. Таким образом, для исправления картины и здесь остается единственный инструмент: настройка углов взаимной ориентации датчиков Холла.

Результаты работы по исправлению распределений для тех же плоскостей показаны в нижней

строке рис. 6. Видно, что операция вполне удалась, и распределения стали довольно гладкими. На начальной стадии она заключалась в “ручной работе” по коррекции по соседям нескольких особо выпадающих датчиков, в частности Z -датчиков №№ 3, 11 и 18. Далее использовалась процедура сглаживания распределений с помощью аппроксимации их полиномами, которую иллюстрирует рис. 7.

В этой процедуре выбирается несколько точек в плоскости XZ , где все компоненты поля большие и с ясно обозначенными Y -зависимостями $B_X(Y_{pos})$, $B_Y(Y_{pos})$, $B_Z(Y_{pos})$. Распределения, показанные на рис. 6, для этих целей не годятся, потому что из-за неизвестных перекосов систем координат “правильное” поведение функций $B_X(Y)$ и $B_Z(Y)$ вблизи плоскостей антисимметрии может быть весьма причудливым и практически непредсказуемым. На рис. 7 в нижней строке эти зависимости выбраны в точке $X_{pos} = 7$, $Z_{stop} = 27$. Затем эти распределения фитируются, например, полиномами невысокой степени $f_X(Y_{pos})$, $f_Y(Y_{pos})$

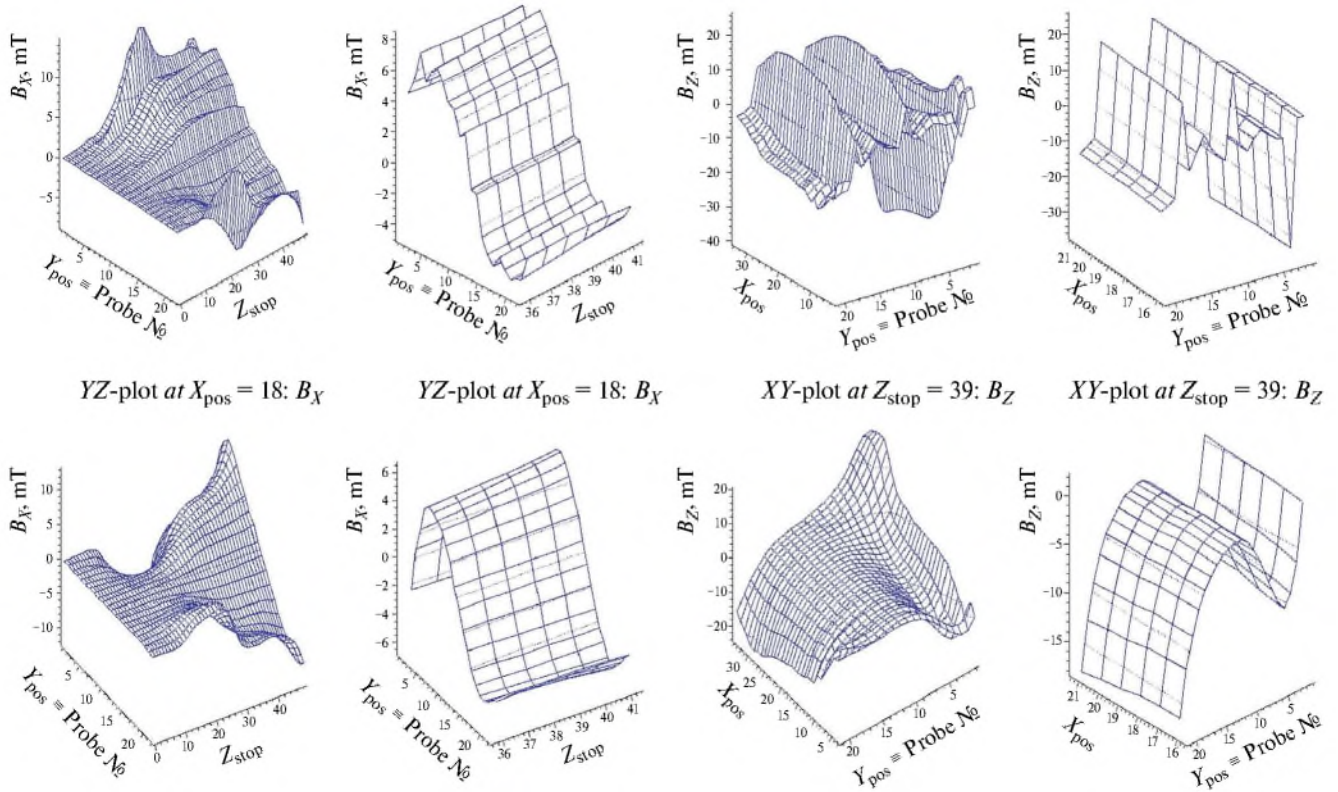


Рис. 6. Некоторые распределения для измеренных B_X - и B_Z -компонент поля с взаимной ориентацией датчиков из калибровок (верхняя строка) и с исправленной ориентацией по данным рабочих измерений на магните СПАСЧАРМ (нижняя строка). В первом слева столбце представлена компонента B_X в YZ -плоскости при $X_{pos} = 18$, а во втором столбце – область $36 \leq Z_{stop} \leq 41$, вырезанная из этих распределений. В третьем слева столбце показана компонента B_Z в XY -плоскости при $Z_{stop} = 39$, а в крайнем правом столбце – область $16 \leq X_{pos} \leq 21$, вырезанная из этих распределений.

и $f_Z(Y_{pos})$, и для каждого датчика вычисляются разности

$$\begin{aligned}\Delta B_X^i &= B_X(Y_{pos}^i) - f_X(Y_{pos}^i), \\ \Delta B_Y^i &= B_Y(Y_{pos}^i) - f_Y(Y_{pos}^i), \\ \Delta B_Z^i &= B_Z(Y_{pos}^i) - f_Z(Y_{pos}^i), \\ i &= 1, 2, \dots, 22.\end{aligned}$$

В предположении, что за все ΔB ответственны исключительно 6 углов поворотов датчиков α , получаем для них следующие уравнения:

$$\begin{aligned}\Delta B_X^i &= \alpha_{XY} B_Y(Y_{pos}^i) + \alpha_{XZ} B_Z(Y_{pos}^i), \\ \Delta B_Y^i &= \alpha_{YX} B_X(Y_{pos}^i) + \alpha_{YZ} B_Z(Y_{pos}^i), \\ \Delta B_Z^i &= \alpha_{ZX} B_X(Y_{pos}^i) + \alpha_{ZY} B_Y(Y_{pos}^i), \\ i &= 1, 2, \dots, 22.\end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, в каждой XZ -точке для каждого датчика Холла получается по одному

уравнению для двух неизвестных – углов поворота α данного датчика в двух плоскостях относительно других датчиков. В результате осуществления такой процедуры более, чем в двух XZ -точках, с существенно различающимся поведением зависимостей $B_X(Y_{pos})$, $B_Y(Y_{pos})$ и $B_Z(Y_{pos})$ получаются переопределенные системы из более, чем двух уравнений для каждой пары неизвестных, которые решаются, например, методом наименьших квадратов. В обсуждаемом здесь анализе сглаживание проводилось не менее, чем по четырем XZ -позициям. Правильный выбор набора XZ -точек для сглаживания является здесь абсолютно критичным для того, чтобы надежно отделить последствия неточного знания ориентации датчиков от последствий ошибок в чувствительности каналов измерений и в знании их пьедесталов.

Результатом описанной выше процедуры является приведение ориентации всех датчиков, исходно предназначенных для измерения одной и той же компоненты поля, к некой

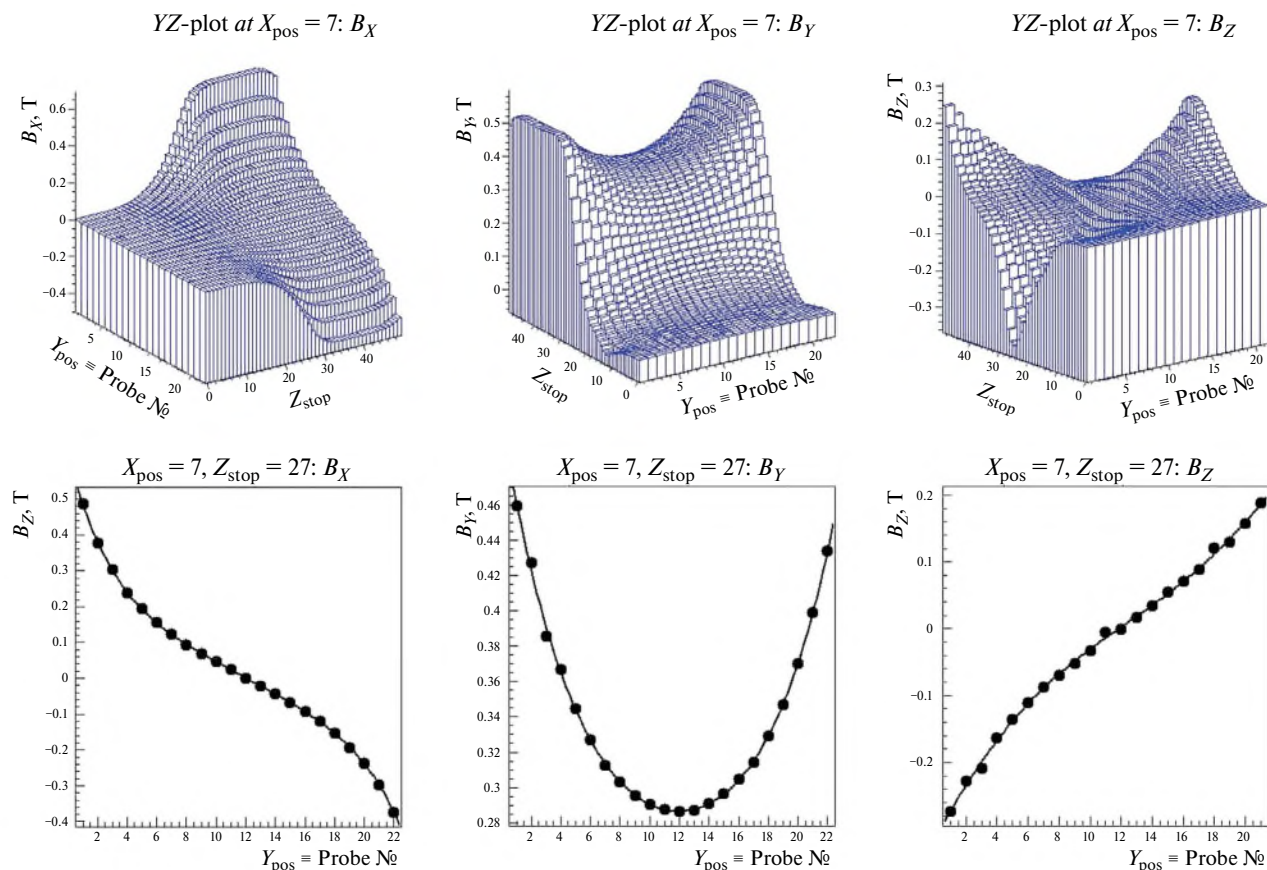


Рис. 7. Иллюстрация к процедуре коррекции взаимной ориентации датчиков путем сглаживания измеренных распределений поля в магните СПАСЧАРМ. Все показанные в нижней строке подгонки полиномами сделаны в предположении одинаковых ошибок для всех точек.

“усредненной” единой плоскости. Ориентация же самих этих трех плоскостей определяется на стадии глобальной геометрической привязки СМИ к системе координат магнита (разд. 3.3 ниже).

На рис. 8 приведено сравнение углов поворотов α , полученных в калибровках (разд. 2.4) и на рабочих данных. Видно, что как сами величины углов, так и, для некоторых групп датчиков, их разности с калибровочными измерениями весьма значительны и достигают $50 \text{ мрад} \approx 3^\circ$.

3.3. Сравнение расчетов и измерений и геометрическая привязка

На стадии проектирования и оптимизации параметров спектрометрического магнита СПАСЧАРМ были выполнены многочисленные численные расчеты его поля методом конечных элементов с использованием программы ANSYS [7]. Результаты таких расчетов для

некоторых режимов питания магнита приведены в работе [2]. Для сравнения расчетной и измеренной карт магнитного поля необходимо прежде всего расположить в расчетной декартовой системе координат координатную систему перемещения датчиков Холла, строго говоря, не являющуюся ортогональной и даже, как оказалось, оси которой не являются строго прямолинейными. Упомянутые особенности были выявлены уже в прямых геодезических измерениях по привязке системы перемещения к железу спектрометрического магнита при помощи линейки и лазерного дальномера типа *Leica DISTO*.

На следующем этапе была осуществлена подгонка расчетов и измерений методом наименьших квадратов с использованием двадцати четырех свободных параметров: 23 геометрических, таких как три шага измерительной решетки; три относительных сдвига координат; углы между осями и поправки на отклонения их от прямолинейности; углы ориентации средних по датчикам плоскостей измерения в расчетной

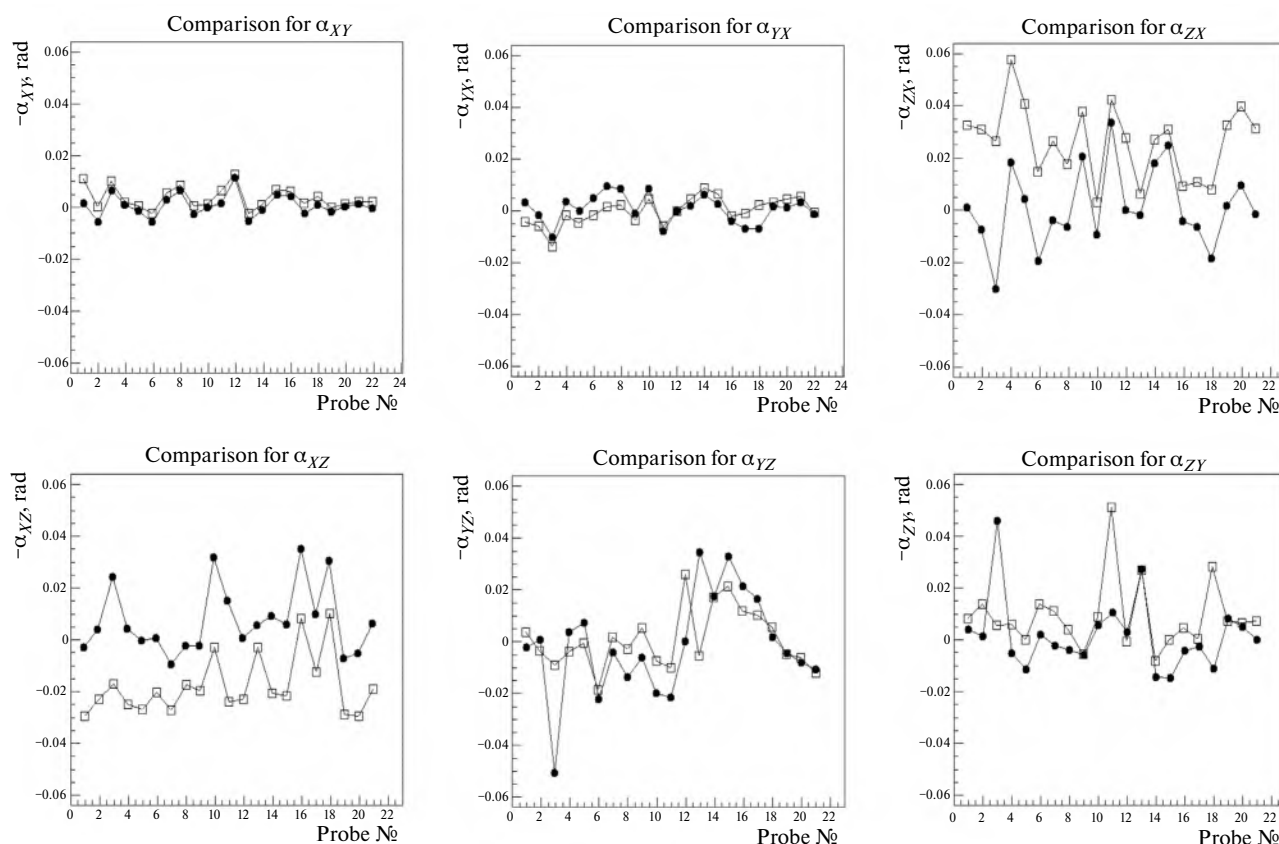


Рис. 8. Сравнение относительных углов поворота датчиков, найденных в калибровочных измерениях (графы с маркерами в виде незаполненных квадратов) и в результате настройки по рабочим измерениям на магните СПАСЧАРМ (графы с маркерами в виде заполненных кружков).

системе и др. плюс абсолютная нормировка величины индукции. Были рассмотрены несколько вариантов подгонки: по всему измеренному объему — всего 101920 пар чисел для сравнения; по центральной полосе $|Y| < 30$ см, все точки которой удалены от полюсов не менее, чем на 20 см, — 70560 пар чисел; по центральной выборке с участием только двух поперечных компонент индукции B_X и B_Y — 47040 пар чисел.

По фитам в центральной полосе значения найденных геометрических параметров вполне удовлетворительно согласуются с прямыми геодезическими измерениями. Так, цифры для положения центральной седловины компоненты B_Y вдоль горизонтальной оси X совпали с точностью до 0.1 мм, по вертикали Y — с точностью 0.5–1 мм, расхождение же вдоль продольной оси Z составило 2–5 мм. По другим геометрическим параметрам также имеется согласие в пределах ожидаемых ошибок геодезических измерений.

В центральной полосе вдали от полюсов среднеквадратичное отклонение (RMS) расчетов

и измерений по двум поперечным компонентам дает оценку погрешности измерений $\delta B \approx \pm 0.95$ мТл, т. е. примерно $\pm 0.18\%$ от индукции 0.54 Тл в центре магнита, а по всему измеренному объему $\delta B \approx \pm 1.9$ мТл $\approx \pm 0.35\%$. Ухудшение RMS около полюсов связано с более высокой чувствительностью там к позиционированию датчиков, а также с ухудшением точности расчетов вблизи острых ребер и углов ферромагнитных полюсов. Включение в подгонку продольной компоненты B_Z еще несколько ухудшает цифры по δB : примерно до ± 1.1 и ± 2.3 мТл соответственно. Здесь главным виновником является, по-видимому, повышенная чувствительность расчетной B_Z к граничным условиям в области защитных экранов, особенно переднего, расположенного близко к центру магнита и частично перекрывающего его апертуру. Однако и требования к точности знания компоненты B_Z сильно пониженные, поскольку ее вклад в отклонение вторичных заряженных частиц пропорционален квадрату угла вылета

частицы относительно исходного пучка, что даже на границе акцептанса установки ± 110 мрад дает ослабление требований к точности измерений B_Z почти в 100 раз в сравнении с двумя другими компонентами.

Некоторые иллюстрации к сравнению расчетов и измерений представлены на рис. 9 в терминах интегралов поля вдоль оси Z . Показаны только две поперечные компоненты, которые вносят доминирующий вклад в отклонение в магните заряженных частиц, летящих под малыми углами к оси Z . По среднеквадратичным отклонениям от нуля для всей показанной XY -плоскости имеет место согласие в пределах $\pm 0.3\%$ для интеграла от B_X и в пределах $\pm 0.18\%$ — от B_Y . Вдали же от полюсов при $|Y| < 30$ см согласие лучше: около $\pm 0.14\%$ для обеих компонент.

По абсолютной нормировке в среднем по объему расчетная и измеренная магнитные индукции практически совпали: разница составляет 0.13% при ошибке процедуры сравнения,

оцененной как $\pm 0.15\%$. Измеренная индукция в центре магнита равна 0.5398 ± 0.0004 Тл, а интеграл поля вдоль оси магнита равен 0.703 ± 0.001 Тл·м. Отсюда оценка эффективной длины поля магнита: примерно 1.3 м. Величина рассеянного поля в зоне ближайшего трекового детектора выше по пучку достигает 15–17 мТл, а в зоне ближайшего детектора ниже по пучку — около 0.2 мТл.

4. ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Как неоднократно отмечалось выше, высокая точность, стабильность и предсказуемость позиционирования датчиков Холла являются абсолютно необходимыми условиями достижения высокой точности магнитных измерений. В измерениях на спектрометрическом магните СПАСЧАРМ механика автоматического перемещения датчиков вдоль одной

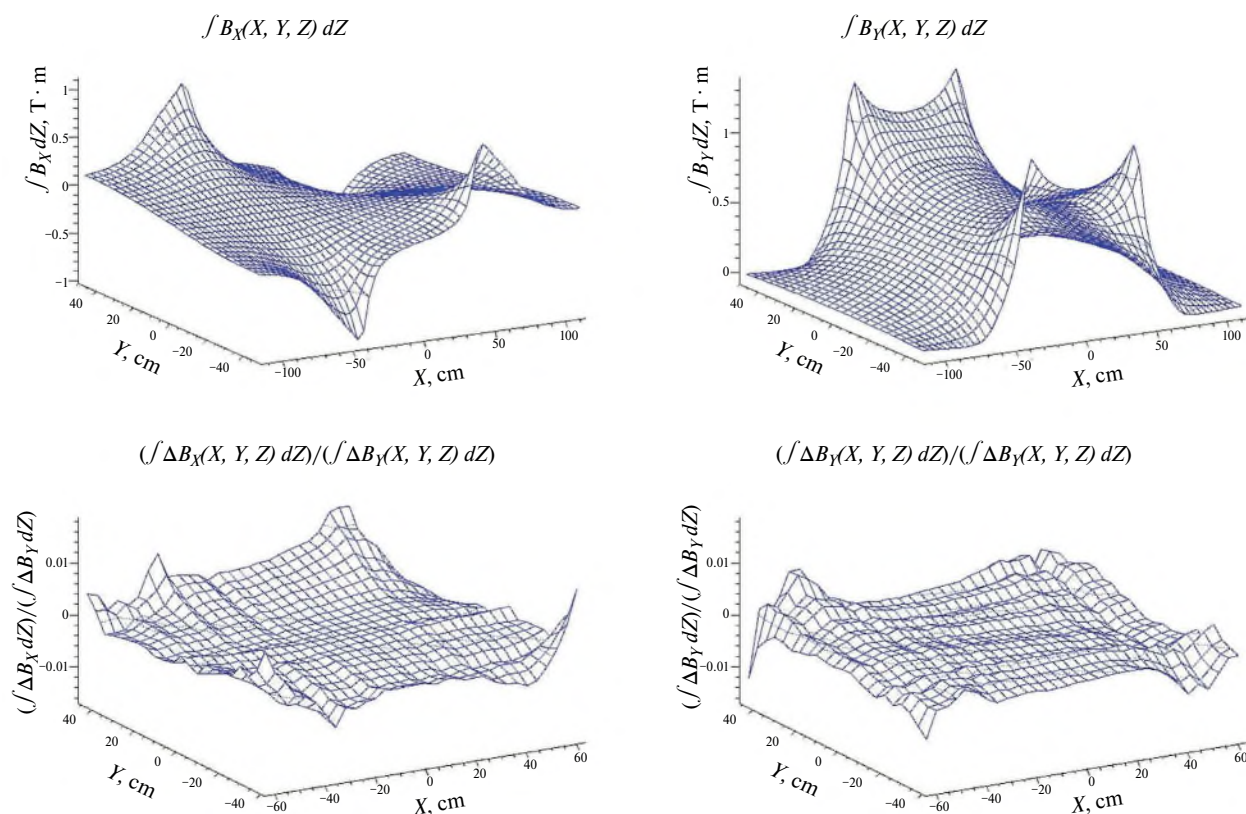


Рис. 9. Иллюстрация к степени согласия расчетов и измерений по интегралам вдоль оси Z (параллельно пучку) от поперечных компонент поля B_X и B_Y . Верхняя строка: расчетные распределения интегралов в поперечной плоскости XY для полной апертуры магнита. Нижняя строка: относительные разности между расчетными и измеренными интегралами, нормированные на интегралы от основной компоненты B_Y , для части апертуры, где были сделаны измерения. Обозначение: $\Delta B(X, Y, Z) = B_{\text{расчет}}(X, Y, Z) - B_{\text{измерения}}(X, Y, Z)$.

из горизонтальных осей, оси Z , продемонстрировала очень хорошую стабильность и повторяемость позиционирования кассеты — значительно лучше, чем ручное позиционирование по другой горизонтальной оси — оси X . В рамках модернизации настоящей системы магнитных измерений было введено и отлажено автоматическое перемещение кассеты с датчиками также и вдоль второй горизонтальной оси с использованием точно такой же механики привода, как и вдоль оси Z . Несомненно, это позволит улучшить точность будущих измерений, а также практически исключить затраты времени на ручное перемещение каретки.

В измерениях на магните СПАСЧАРМ, а также ранее на магните СВД [3, 4] считывание (опрос) показаний датчиков Холла осуществлялось во время остановок кассеты с датчиками в узлах решетки. Однако дизайн настоящей СМИ позволяет производить считывание и в движении без остановки тележки, что придает дополнительную гибкость в использовании системы и, как правило, ведет к сокращению времени измерений.

На рис. 10 показано сравнение использования СМИ в двух режимах на примере измерения остаточного поля в обесточенном магните СПАСЧАРМ: слева — со считываниями показаний датчиков в “статике” во время остановок

кассеты в узлах решетки с шагом 4 см; справа — в движении кассеты вдоль оси Z с постоянной скоростью около 5 см/с. Частота опроса в обоих режимах была одинаковой и равной 50 Гц. В статике в каждой секундной остановке проводилось по 50 считываний.

Следует отметить прежде всего, что время измерений в движении на длине 96 см составило меньше 20 секунд, в то время как статические измерения заняли 181 секунду, т. е. почти в 10 раз больше. Из них $1 \times 25 = 25$ секунд ушло на 25 считываний в каждой остановке. Но главная потеря времени в статическом режиме была из-за существенно меньшей средней скорости перемещения тележки, которая составляла всего примерно 0.6 см/с и ограничивалась опасностью неприемлемого раскачивания системы в режиме постоянных ускорений и торможений тележки. В другом же режиме плавное ускорение до 5 см/с и успокоение колебаний системы в начале движения занимали около (3–4) с на длине примерно (10–15) см, и далее кассета двигалась с постоянной скоростью.

При измерениях в движении результат каждого отдельного считывания представляет собой фактически среднее значение показаний каждого из датчиков Холла за время $1/f_R$, которое в представленном здесь исследовании составляло 0.02 с. При скорости 5 см/с это соответствует

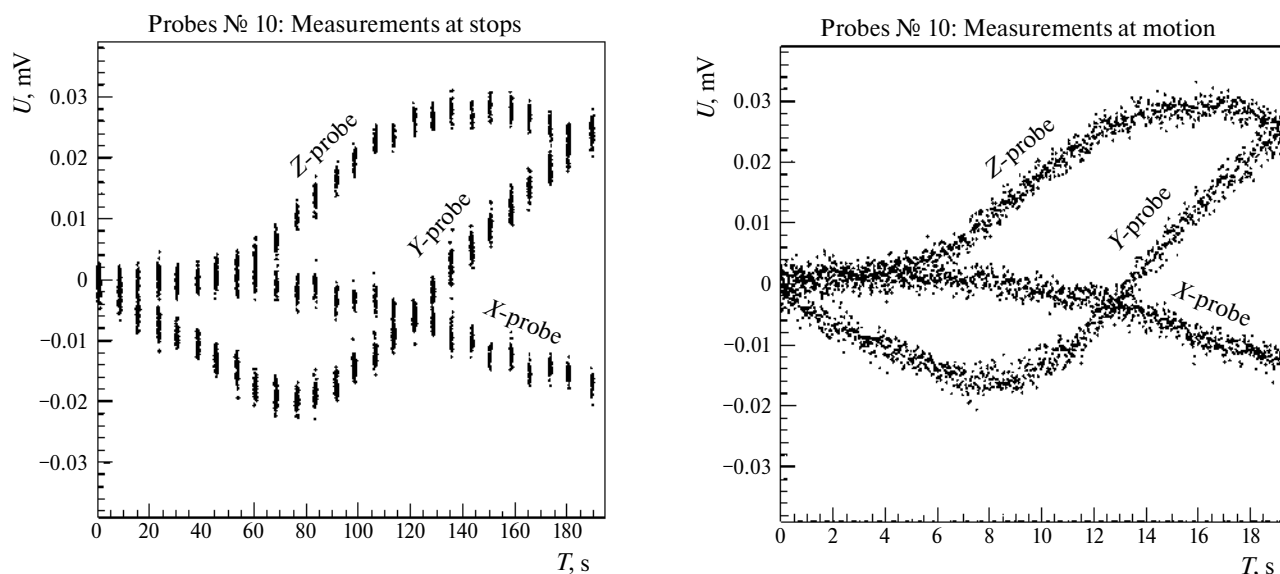


Рис. 10. Сравнение работы трех датчиков Холла из группы № 10 в остаточном поле обесточенного магнита СПАСЧАРМ на длине 96 см при считывании сигналов во время 25 остановок кассеты с шагом 4 см (слева) и в непрерывном движении вдоль оси Z со скоростью примерно 5 см/с (справа). В обоих режимах частота считываний $f_R = 50$ Гц. Каждая точка на графиках представляет собой единичное считывание.

усреднению магнитной индукции по отрезкам оси Z длиной 1 мм, что вполне приемлемо в большинстве практических задач. В частности, если бы основные измерения на магните СПАСЧАРМ осуществлялись в таком режиме, то относительная ошибка каждого считывания, ассоциированная с усреднением даже по более длинным отрезкам, например до 10 мм, нигде не превысила бы $0.01 \text{ мТл} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ от индукции в центре магнита.

Можно было бы ожидать, что при измерениях в движении возрастут шумы из-за наводок от цепей управления шаговыми двигателями, работающими одновременно с измерениями поля. В проведенном эксперименте никакой значимой разницы в уровне шумов в режимах с остановками и в движении обнаружено не было. Для датчиков из группы № 10, показанных на рис. 10, среднеквадратичные флуктуации на частоте считывания $f_R = 50 \text{ Гц}$ в обоих случаях практически одинаковы и укладываются в диапазон 1.3–1.5 мкВ. Такой уровень шумов близок, но несколько выше, чем 0.8–1.1 мкВ, предсказываемых частотной зависимостью стохастических шумов (см. раздел 2.2), пропорциональной $\sqrt{f_R / f_D}$, из наблюдаемых ранее 2.5–3.5 мкВ на частоте $f_R = 500 \text{ Гц}$. Причиной расхождения является присутствие в шумах когерентных низкочастотных компонент, не подчиняющихся зависимости, пропорциональной $\sqrt{f_R / f_D}$.

Таким образом, с точки зрения как шумов, так и усреднения поля по отрезкам любой длины до 10 мм и даже более, режим работы со считыванием показаний датчиков Холла в движении без остановок кассеты выглядит вполне приемлемым в практическом плане и даже предпочтительным для типичных задач применения обсуждаемой здесь СМИ. Параметры конкретного режима работы — скорость движения, частота считываний, их аппаратное или программное усреднение и пр. — определяются условиями и целями решаемой задачи и задаются программными установками.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлена многоканальная система магнитных измерений поля в больших объемах на основе датчиков Холла, разработанная и созданная в НИЦ “Курчатовский Институт” — ИФВЭ. Эта система дважды была

успешно использована для измерений топографии поля в широкоапертурных спектрометрических магнитах физических установок СВД [3, 4] и СПАСЧАРМ [1, 2] на ускорителе У70 ИФВЭ. В описанных здесь измерениях для эксперимента СПАСЧАРМ была достигнута относительная точность восстановления магнитной индукции и ее отклоняющей силы для заряженных частиц на уровне $\pm(0.15\text{--}0.3)\%$. Это обеспечивает потенциальную возможность достижения целевой точности $\pm 0.4\%$ [2] и лучше в измерениях импульсов заряженных вторичных частиц.

Здесь представлены также дальнейшее развитие настоящей СМИ и изучение ее возможностей для уменьшения погрешностей и сокращения времени измерений. В частности, показано, что режим со считыванием показаний датчиков Холла в движении позволяет существенно сократить время измерений, обеспечивая при этом достаточную точность при квазинепрерывном покрытии данными вдоль оси движения с требуемыми частотой считывания и длиной усреднения показаний датчиков. Несомненным достоинством представленной здесь СМИ является ее высокая гибкость, позволяющая легко подстраивать параметры системы под конкретные задачи заданием соответствующих программных установок.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность АИ. Иваненко за помощь в калибровочных измерениях на магните УНК, а также В.Н. Рядовикову за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана и частично профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ, проект “Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной” № FSWU2023-0073. Работа выполнена в НИЦ КИ-ИФВЭ при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 22-12-00164).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meshchanin A.P., Vasiliev A.N., Goncharenko Yu.M. et al. Magnets of the SPASCHARM Experiment at the U-70 Accelerator Facility // Physics of Atomic Nuclei. 2022. V. 85. №. 12. P. 2043. <https://doi.org/10.1134/S1063778822100386>

2. *Абрамов В.В., Ажгирей И.Л., Борисов А.А. и др.* Концептуальный проект эксперимента СПАС-ЧАРМ // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. № 1. С. 6.
3. *Алферов В.Н., Васильев Д.А., Головкин В.Ф. и др.* Система измерения магнитного поля установки СВД-2 // ПТЭ. 2019. № 3. С. 157.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030121>
4. *Алферов В.Н., Васильев Д.А., Головкин В.Ф. и др.* Измерение магнитного поля установки СВД-2. Препринт ИФВЭ 2018-2, Протвино, 2018.
5. *Балбеков В.И., Герцев К.Ф., Смирнов Н.Л., Трофимов С.В.* Измерение нелинейностей магнитного поля диполей УНК методом гармонического анализа. Препринт ИФВЭ УНК, 1982.
6. *Карнов Г.В., Медведко А.С., Шубин Е.И.* Прецизионные магнитометры на основе ЯМР в стандарте VME. Препринт ИЯФ СО АН РФ 2004-55, Новосибирск, 2004.
7. *Lee H.-H.* Finite Element Simulations with Ansys Workbench 17. SDC Publications. 2017. P.50. ISBN 978-1-63057-088-0.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 53.082.74

ИЗМЕРЕНИЕ КРИВЫХ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ: СРАВНЕНИЕ МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОГОНКИ И ВИБРАЦИОННОГО МАГНИТОМЕТРА

© 2024 г. А. В. Лебедев^{а, *}

^а*Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук
Россия, 614018, Пермь, ул. Королева, 1*

^{*}*e-mail: lav@icmm.ru*

Поступила в редакцию 15.03.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

Предложена конструкция установки для измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки. На установке, описанной в данной работе, исследовались как классические магнитные жидкости, так и образцы, полученные их отверждением. Результаты сравниваются с данными, полученными с помощью вибрационного магнитометра: намагниченность магнитной жидкости вибрационным магнитометром имеет существенно заниженные величины по сравнению с дифференциальным методом, однако при измерениях намагниченности отвержденного образца магнитной жидкости наблюдается полное совпадение результатов. Обнаруженное расхождение объяснено образованием в магнитной жидкости агрегатов из частиц под действием магнитного поля. Выполненные оценки относительного запаздывания движения агрегатов согласуются с наблюдаемым расхождением в величине намагниченности.

DOI: 10.31857/S0032816224050167 EDN: ESAUSN

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день метод вибрирующего образца является, наверное, самым распространенным способом измерения намагниченности. Поэтому вибрационный магнитометр стал практически стандартным прибором для любой лаборатории, так или иначе связанной с магнитными измерениями. Очевидные простота и удобство использования стандартного серийного оборудования вызывают соблазн применять его в любом подходящем случае, что может служить причиной серьезных методических ошибок. В частности, к таким ошибкам приводит измерение с помощью вибрационного магнитометра кривых намагничивания магнитных жидкостей [1]. В научной литературе можно найти десятки работ по магнитным жидкостям, в которых используется вибрационный магнитометр. Правда, иногда в литературе встречаются сомнения в адекватности таких результатов [2]. Так,

в приведенном примере речь идет о несущественных деталях, наподобие неполного заполнения измерительного контейнера.

В данной работе проводится сравнение результатов измерения кривых намагничивания магнитных жидкостей на вибрационном магнитометре и методом дифференциальной прогонки. Использовались как классические магнитные жидкости [3], так и образцы, приготовленные из них путем отверждения. Оказалось, что результаты измерения кривых намагничивания магнитных жидкостей на вибрационном магнитометре существенно ниже значений, полученных методом дифференциальной прогонки.

2. ВИБРАЦИОННЫЙ МАГНИТОМЕТР

К сожалению, в нашем распоряжении не было готового серийного вибрационного магнитометра заводского изготовления, например

магнитометра LakeShore 8600 Series VSM. По этой причине был изготовлен магнитометр собственной конструкции. Этот процесс не представляет собой большой проблемы, если в распоряжении имеется готовый электромагнит [4]. Была выбрана общепринятая схема Фонера [5, 6]. Образец имел форму цилиндра диаметром и высотой 5 мм. Частота вибраций составляла обычно 36 Гц или 72 Гц. Калибровка чувствительности магнитометра проводилась по сигналу, индуцируемому постоянным неодимовым магнитом диаметром и высотой 4 мм. Проверка всей системы в целом осуществлялась путем измерения намагниченности никелевой пластины диаметром 7 мм и толщиной 0.5 мм. Расхождение со справочным значением намагниченности насыщения составило 0.2%.

3. МЕТОД ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОГОНКИ

В методе дифференциальной прогонки основным экспериментально измеряемым параметром является дифференциальная восприимчивость образца магнитной жидкости в зависимости от напряженности внешнего постоянного поля. Полная кривая намагничивания получается путем численного интегрирования зависимости $\chi(H)$. Данная методика в основном пригодна для исследования безгистерезисных кривых намагничивания, какими и являются кривые намагничивания магнитных жидкостей. По сравнению с вибрационным магнитометром метод дифференциальной прогонки имеет одно неоспоримое преимущество: он позволяет с высокой точностью построить асимптотику намагниченности в сильных полях, без надежного знания которой невозможно выполнить гранулометрический анализ магнитных жидкостей [7].

Схема измерения дифференциальной восприимчивости магнитной жидкости в подмагничивающем поле во многом аналогична схеме измерения начальной восприимчивости в переменном поле [8]. Здесь также образец жидкости в цилиндрической ампуле помещается внутри измерительной катушки, последовательно с которой включается дополнительная катушка для компенсации сигнала в случае отсутствия образца жидкости. Она же используется для контроля амплитуды переменного зондирующего поля. Магнитное поле состоит из двух

компонент: постоянной и слабой переменной. Для создания магнитного поля используется соленоид с жидкостным охлаждением, позволяющим корректно учитывать размагничивающий фактор образца.

Измерительная и компенсационная катушки наматывались поверх тонкостенных латунных трубок диаметром $D = 5$ мм и длиной $L = 98$ мм. Намотка производилась в 4 слоя по 1750 витков в каждой катушке. Намагничивающий соленоид длиной 300 мм имел 16 слоев провода диаметром 1 мм с прокладками через 2 слоя. Неоднородность поля в середине соленоида не превышала 1% на длине измерительных пробирок. Для отведения выделяющегося тепла сквозь обмотку соленоида прокачивалось трансформаторное масло. Максимальная отводимая мощность составляла 6 кВт. Для создания зондирующего переменного поля поверх корпуса соленоида была намотана дополнительная обмотка, питаемая от мощного усилителя постоянного тока. Частота зондирующего поля выбиралась в пределах 0.2–10 Гц в зависимости от свойств образца. Амплитуда поля менялась от 200 А/м в слабых подмагничивающих полях до 3 кА/м в сильных.

На рис. 1 представлен схематический разрез средней части соленоида с измерительной

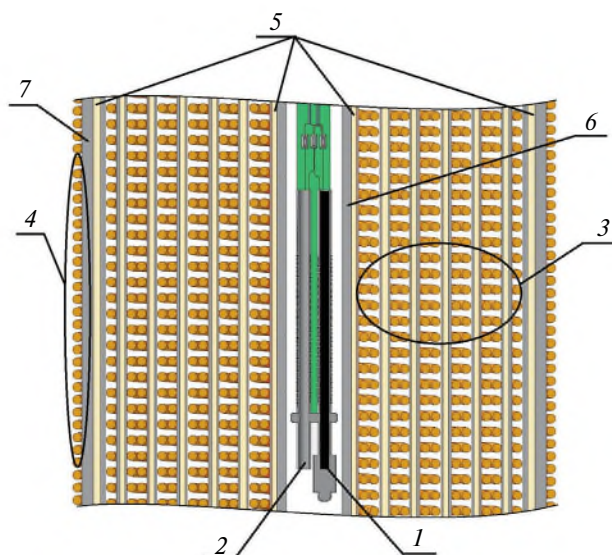


Рис. 1. Схематический разрез центральной части соленоида: 1 – трубка с магнитной жидкостью и измерительной катушкой; 2 – трубка с компенсационной катушкой; 3 – обмотка для создания постоянного поля; 4 – обмотка для зондирующего переменного поля; 5 – трансформаторное масло; 6 – внутренний цилиндр; 7 – внешний цилиндр.

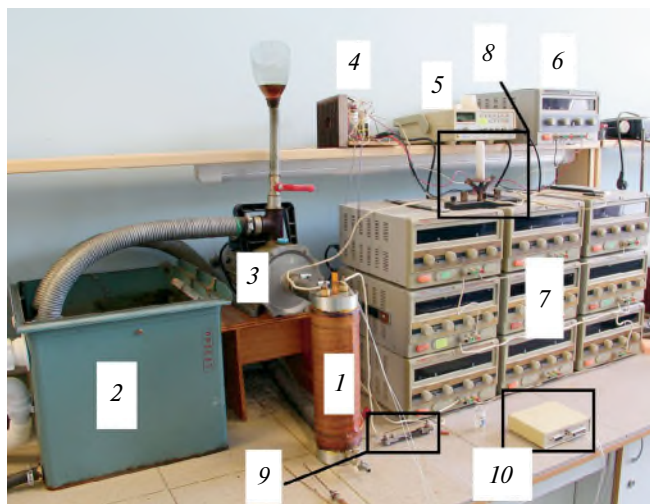


Рис. 2. Общий вид установки для измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки: 1 – соленоид, 2 – теплообменник; 3 – насос; 4 – мощный усилитель постоянного тока; 5 – генератор; 6, 7 – источники питания; 8 – ключ; 9 – токовый шунт; 10 – 24-разрядный аналого-цифровой преобразователь.

ячейкой. На рис. 2 представлен общий вид установки для измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки.

Сигналы с измерительной и компенсационной катушек регистрировались с помощью 24-разрядного аналого-цифрового преобразователя. Величина дифференциальной восприимчивости определялась из отношения разностного сигнала катушек (ΔU) к компенсационному сигналу (U_{com}): $\chi = \sigma \Delta U / U_{\text{com}}$, где σ – отношение средней площади витка компенсационной катушки к площади сечения образца. Калибровка площади компенсационной катушки проводилась путем регистрации ее сигнала при питании соленоида известным переменным током. Систематическая погрешность измерения дифференциальной восприимчивости не выше 1%. Случайная погрешность менее 0.2%.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМАГНИЧИВАЮЩЕГО ФАКТОРА ОБРАЗЦА

Основной проблемой в магнитных измерениях является нахождение размагничивающего фактора образца κ , который, согласно определению, связывает между собой поле, действующее внутри образца, с внешним магнитным полем и намагниченностью образца:

$$H = H_0 - \kappa \cdot M(H). \quad (1)$$

При измерениях восприимчивости на описываемой установке возникает один довольно любопытный парадокс, связанный с влиянием размагничивающих полей образца. Поскольку измерительная и компенсационная катушки расположены вплотную к друг другу, сигнал, индуцируемый в компенсационной катушке, определяется не только внешним полем, но и полями размагничивания образца жидкости, т.е. при регистрации сигнала, индуцируемого в компенсационной катушке зондирующим полем, фактически измеряется зондирующее поле, действующее внутри образца. Это прямо следует из граничного условия непрерывности касательной компоненты напряженности магнитного поля. Таким образом, из отношения напряжений $\Delta U / U_{\text{com}}$ находится истинная восприимчивость образца магнитной жидкости (без влияния размагничивающего фактора).

Аналитические выражения для размагничивающего фактора известны либо для эллипсоида, либо для цилиндра в пределах бесконечно малой или бесконечно большой восприимчивости [9]. Поскольку в нашем случае восприимчивость принимает промежуточные значения, для нахождения размагничивающего фактора были выполнены отдельные опыты на образце жидкости с рекордно высоким значением восприимчивости. Восприимчивость образца изменялась включением слабого подмагничивающего поля. При этом величина сигнала, индуцируемого в компенсационной катушке, менялась в зависимости от величины восприимчивости образца. Эксперимент проводился при постоянной величине зондирующего поля. Тогда относительное изменение амплитуды компенсационного сигнала можно связать с произведением размагничивающего фактора и восприимчивости образца жидкости. Если продифференцировать выражение (1) по величине внутреннего поля H , то можно увидеть, что величина компенсационного сигнала убывает с ростом восприимчивости образца и его размагничивающего фактора:

$$1 = \frac{dH_0}{dH} - \kappa \frac{dM(H)}{dH} \Rightarrow \frac{dH_0}{dH} - 1 = \kappa \chi(H).$$

При дифференцировании размагничивающий фактор полагается постоянным, поскольку

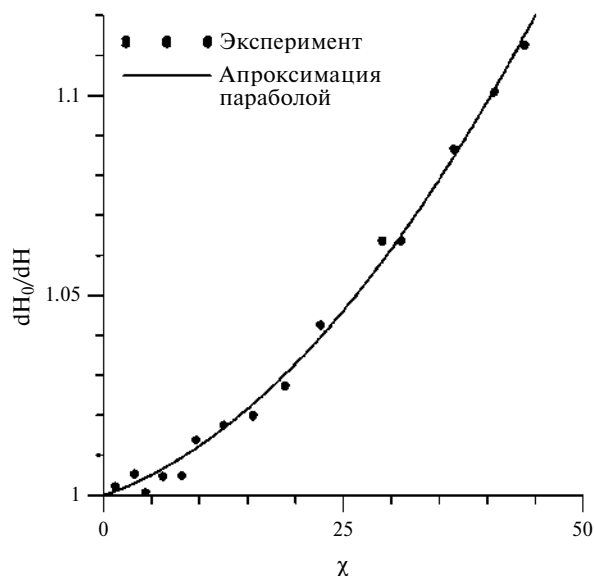


Рис. 3. Относительное изменение сигнала компенсационной катушки, пропорционального амплитуде зондирующего поля внутри образца, в зависимости от восприимчивости образца магнитной жидкости.

он зависит от восприимчивости образца и его дифференцирование дает вторую производную от намагниченности, т. е. в этом случае возникает превышение точности.

Полученные результаты представлены на рис. 3. Из него видно, что убывание компенсационного сигнала с ростом восприимчивости магнитной жидкости хорошо аппроксимируется параболической зависимостью. В этом случае размагничивающий фактор является линейной функцией восприимчивости образца:

$$\kappa(\chi) = 4.1 \cdot 10^{-5} \chi + 8.3 \cdot 10^{-4}.$$

При $\chi \rightarrow 0$ полученное выражение согласуется с размагничивающим фактором для слабомагнитного цилиндра $\kappa = D^2/(2L^2) \approx 10^{-3}$.

5. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Восстановление исходной кривой намагничивания по зависимости $\chi(H_0)$ имеет некоторые особенности. Сначала необходимо сказать о выборе точек измерений. В слабых полях шаг по напряженности подмагничивающего поля следует выбирать из условия уменьшения восприимчивости примерно в 1.5 раза. В сильных полях шаг обычно составляет около 10%. Амплитуда зондирующего поля меняется ступенчато с 200 А/м в слабых полях до 3 кА/м

в сильных полях, когда амплитуда разностного сигнала становится меньше 20 разрешаемых значений аналого-цифрового преобразователя.

Следующий этап обработки — учет несимметрии измерительных катушек. Для нахождения этой величины строится зависимость разностного сигнала от обратного квадрата напряженности поля. Для магнитных жидкостей [3] это должна быть прямая линия, проходящая через начало координат. Полученная величина невязки вычитается из измеренных значений χ .

Затем необходимо внести поправки на размагничивание образца. Парадокс состоит в том, что благодаря удачно выбранной конструкции измеряется истинная восприимчивость. Но намагничивание во внешнем постоянном поле происходит, естественно, под влиянием также и полей размагничивания. Поэтому перед интегрированием кривой $\chi(H_0)$ измеренные значения χ необходимо “размагнитить”:

$$\chi_D(H_0) = \frac{\chi(H_0)}{1 + \kappa\chi(H_0)}.$$

Сама процедура интегрирования кривой $\chi_D(H_0)$ не представляет особых трудностей и может быть выполнена с помощью любого стандартного пакета программного обеспечения.

Последняя поправка заключается в том, что учет размагничивания образца во внешнем постоянном поле теперь может быть выполнен стандартным образом при помощи модификации напряженности магнитного поля согласно выражению (1).

6. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ КРИВЫХ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Было выполнено сравнение кривых намагничивания, измеренных обоими методами, для двух образцов магнитной жидкости на основе магнетита. В первом случае исследовался твердый образец на основе эпоксидной смолы. Подобные образцы изучались в работе [10]. Второй образец представлял собой классическую магнитную жидкость на основе вакуумного масла [11]. Образцы имели практически идентичный дисперсный состав. Средние магнитные моменты частиц отличались на 1%. Основное их различие состояло только в концентрации частиц. Для сопоставления результатов измерений экспериментальные значения намагниченности

жидкого образца корректировались из условия совпадения намагниченности насыщения с твердым образцом. Полученные зависимости намагниченности твердого и жидкого образцов, измеренные двумя методами, представлены на рис. 4.

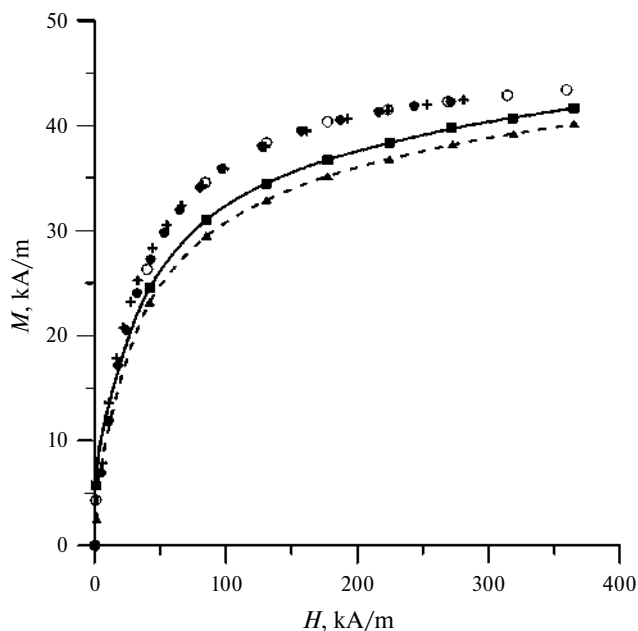


Рис. 4. Сравнение кривых намагничивания образца магнитной жидкости и отвержденного образца, измеренных разными методами. Метод дифференциальной прогонки: точки — отвержденный образец; кресты — магнитная жидкость. Метод вибрирующего образца: круги — отвержденный образец; квадраты — магнитная жидкость; треугольники — замена несущей жидкости на керосин.



Рис. 5. Фотография капельных агрегатов, вытянутых в постоянном магнитном поле. Напряженность магнитного поля равна 20 кА/м.

Приведенные на рис. 4 результаты измерений намагниченности твердого образца обоими методами хорошо совпадают как между собой, так и с результатами, полученными для жидкого образца методом дифференциальной прогонки. Все экспериментальные точки практически ложатся на одну кривую. Кривая намагничивания жидкого образца, полученная на вибрационном магнитометре (сплошная линия), лежит существенно ниже кривой, измеренной методом дифференциальной прогонки. Наблюдаемое расхождение значительно больше ожидаемой погрешности измерений. При замене несущей жидкости на менее вязкую (керосин) расхождение между кривыми намагничивания возрастает. На рисунке этому соответствует штриховая линия.

Нестыковка кривых намагничивания могла бы быть объяснена запаздыванием колебаний частиц от колебаний контейнера с базовой жидкостью. Однако оценки скорости дрейфа отдельных частиц относительно жидкости дают величину, которая на 7–8 порядков меньше амплитуды скорости колеблющегося вибратора. Очевидно, что расхождение должно быть связано с запаздыванием движения гораздо более крупных магнитных включений в колеблющейся жидкости, а именно с запаздыванием движения агрегатов из магнитных частиц, образующихся под действием магнитного поля. Образование агрегатов в магнитной жидкости под действием магнитного поля можно наблюдать в обычный оптический микроскоп. Они имеют форму сильно вытянутых эллипсоидов с поперечным размером порядка нескольких микрон. На рис. 5 в качестве примера приведена фотография капельных агрегатов, образовавшихся под действием магнитного поля величины 20 кА/м.

Оценки запаздывания агрегатов от движения жидкости можно выполнить следующим образом. Форму агрегата аппроксимируем цилиндром с диаметром d и длиной l . Тогда сила сопротивления его движению в жидкости поперек оси определяется следующим образом:

$$F_H = C_F \frac{\rho v^2}{2} dl,$$

где C_F — коэффициент формы (для цилиндра, ориентированного поперек потока, его обычно полагают равным 1.2), ρ — плотность жидкости, v — скорость движения цилиндра. F_H

противодействует силе Архимеда, действующей на тело, плавающее в вибрирующей жидкости:

$$F_A = (\rho_a - \rho) \frac{\pi d^2}{4} l a \omega^2,$$

где ρ_a — плотность агрегата, a — амплитуда вибраций, ω — циклическая частота. Приравнявая эти силы, получаем оценку для скорости дрейфа агрегата относительно жидкости:

$$v = \sqrt{\frac{(\rho_a - \rho)}{\rho} \frac{\pi d a \omega^2}{2 C_F}}.$$

Подставляя значения реальных параметров $\rho_a = 2500 \text{ кг/м}^3$, $\rho = 800 \text{ кг/м}^3$, $d = 10 \text{ мкм}$, $a = 0.5 \text{ мм}$, вычисляем амплитуду скорости относительного дрейфа агрегата $v \sim 0.05 \text{ м/с}$. Амплитуда скорости вибраций контейнера с жидкостью при этом составляет $v_c = a \omega = 0.23 \text{ м/с}$. Таким образом, скорость движения агрегатов относительно измерительных катушек магнитометра меньше скорости колебаний контейнера на один–два десятка процентов. Подобное расхождение наблюдается между кривыми намагничивания.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сконструирована установка для измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки, пригодным для измерения безгистерезисных кривых намагничивания как твердых, так и жидких образцов. Основными преимуществами описанного метода перед вибрационным магнитометром являются отсутствие механических возмущений и надежное построение асимптотики намагниченности в сильных полях.

Выполнена серия измерений кривых намагничивания как классических магнитных жидкостей, так и образцов, полученных в результате их отверждения. Оказалось, что при измерении параметров жидкого образца методом вибрационного магнитометра значения намагниченности занижены по сравнению с методом дифференциальной прогонки. На твердых образцах наблюдается хорошая согласованность результатов.

Занижение результатов измерений намагниченности жидких образцов на вибрационном

магнитометре весьма значительно. Поэтому полученные результаты можно рассматривать только как ориентировочные. Гранулометрический анализ кривых намагничивания в этом случае не имеет смысла.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института механики сплошных сред УрО РАН в рамках госбюджетной темы № АААА-А20-120020690030-5.

Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

В данной работе отсутствуют исследования человека или животных.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика / Пер. с англ. под ред. Гогосова В.В. Москва: Мир, 1989.
2. Boekelheide Z., Dennis C.L. // AIP Advances. 2016. V. 6. P. 085201. <https://doi.org/10.1063/1.4960457>
3. Шлюмис М.И. // УФН. 1974. Т. 112. №. 3. С. 427.
4. Phillips J., Yazdani S., Wyatt H., Cheng R. // Magnetochemistry. 2022. V. 8. Iss. 8. P. 84. <https://doi.org/10.3390/magnetochemistry8080084>
5. Foner S. // Review of Scientific Instruments. 1956. V. 27. № 7. P. 548.
6. Foner S. // Review of Scientific Instruments. 1959. V. 30. №. 7. P. 548.
7. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // Journal on Magnetism and Magnetic Materials. 1996. V. 161. P. 94.
8. Пшеничников А.Ф. // ПТЭ. 2007. № 4. С. 88.
9. Чечерников В.И. Магнитные измерения. Москва: Издательство Московского университета, 1969.
10. Пшеничников А.Ф., Мехоношин В.В. // Физика твердого тела. 1998. Т. 40. № 6. С. 1062.
11. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В., Радионов А.В., Ефремов Д.В. // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77. № 2. С. 207. <https://doi.org/10.7868/S00023291215020159>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.1.074

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ МОНИТОР ПРОТОННОГО ПУЧКА

© 2024 г. С. В. Акулиничев^{a, b}, Ю. К. Гаврилов^a, Р. М. Джилкибаев^{a, *}

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

^bРоссийский научный центр хирургии им. Б.В. Петровского
Россия, 119435, Москва, Абрикосовский пер., 2

*e-mail: rmd@inr.ru

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.

После доработки 28.03.2024 г.

Принята к публикации 17.06.2024 г.

Представлены результаты исследования нового черенковского монитора протонных пучков с большим импульсным током. Для пучков протонов с энергией 160 МэВ и импульсным средним током 1 мА получено хорошее согласие измерений монитора с данными пленочного детектора Gafchromic и индукционного датчика тока. Проведены стендовые измерения координаты положения светового потока, имитирующего световой образ протонного пучка в радиаторе двухкоординатного монитора. Представлен сравнительный анализ алгоритмов восстановления координаты положения светового пучка с результатами моделирования монитора.

DOI: 10.31857/S0032816224050172 EDN: ER0TST

1. ВВЕДЕНИЕ

Лучевая терапия с использованием пучков протонов сверхвысокой интенсивности является перспективным направлением повышения эффективности лучевой терапии новообразований. Это связано с так называемым флэш-эффектом, который заключается в избирательном разрушении опухолевых клеток при сверхвысокой мощности дозы [1]. Одним из условий для дальнейшего развития в этом направлении является разработка детекторов для онлайн-контроля подведенной к мишени дозы и положения пучка протонов. Ионизационные камеры обладают линейностью показаний только в области относительно малых импульсных токов. Индукционные датчики тока, наоборот, лучше работают в области больших импульсных токов, но их показания могут искажаться вкладам низкоэнергетичного электромагнитного фона, и эти детекторы обычно не дают инфор-

мации о положении пучка. В настоящее время еще не выбран оптимальный детектор для флэш-терапии, который обладал бы высокой радиационной стойкостью, сохранял линейность в максимально широком диапазоне тока протонов и позволял определять поглощенную дозу в онлайн-режиме и положение пучка без искажения пучка материалом самого детектора. Цель данной работы – разработка позиционно-чувствительного монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка, в условиях сильного низкоэнергетичного электромагнитного фона. Монитор позволит измерять в онлайн-режиме временную структуру, число протонов и положение центра пучка в каждом отдельном импульсе протонного пучка. Монитор протонного пучка предназначен для работы на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН в широком диапазоне интенсивностей протонного

пучка. Конструкция черенковского монитора протонного пучка, предложенная в работе [2], позволяет преобразовать монитор в позиционно-чувствительный детектор путем замены фотоумножителя (ХР2020) на позиционно-чувствительный многоканальный кремниевый фотоумножитель (SiPM).

Ускоритель протонов с энергией 105–269 МэВ работает в диапазоне частот 1–50 Гц в широком диапазоне интенсивностей протонного пучка от малых импульсных токов 0.1 мкА до 10 мА, при этом длительность импульса протонов находится в диапазоне от 0.3 до 100 мкс. Черенковский монитор имеет принципиальную возможность работать в этом диапазоне интенсивностей протонного пучка в условиях сильного низкоэнергетичного электромагнитного фона. В работе [3] представлены результаты калибровочных измерений черенковского монитора протонного пучка с импульсным током до 10 мкА, соответствующим конвенциональному режиму облучения. Было получено хорошее согласие измерений монитора с показаниями ионизационной камеры и пленочного детектора радиохромной пленки Gafchromic EBT [4]. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления вклада низкоэнергетичного фона. Пленочный детектор измеряет интегральную дозу и не может работать в режиме онлайн. Известные электронные детекторы, такие как ионизационные камеры [5–7] и индук-

ционные датчики тока [8, 9] не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых токов до 10 мкА. При больших токах в ионизационных камерах возникают нелинейные эффекты, связанные с пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока хорошо работают в области сравнительно больших токов выше 10 мкА. Ионизационная камера и пленочный детектор измеряют поглощенную дозу ионизирующего излучения. Черенковский монитор измеряет черенковский свет, излучаемый δ -электронами, образованными протонами в тонком стеклянном радиаторе монитора. Протоны с энергией 209 МэВ излучают в среднем 0.5 фотона/протон [2] в области чувствительности спектра фотоумножителя ХР2020. Протоны с энергией больше 310 МэВ могут непосредственно излучать черенковский свет в стеклянном радиаторе с показателем преломления равным 1.5. Поглощенная доза в веществе детекторов и черенковское излучение пропорциональны количеству регистрируемых протонов.

2. ОПИСАНИЕ И КАЛИБРОВКА ДВУХКООРДИНАТНОГО МОНИТОРА

Конструкция монитора [2] (см. рис. 1а) позволяет преобразовать монитор в позиционно-чувствительный детектор заменой ФЭУ (ХР2020)

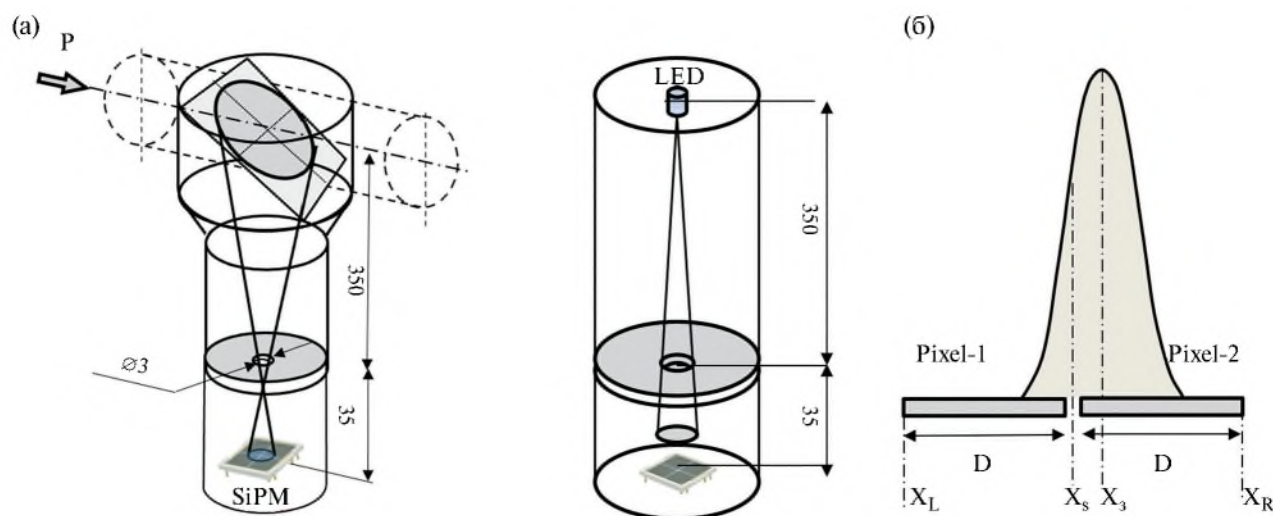


Рис. 1. а – Схематическое устройство двухкоординатного Ch монитора и расположение Ch на протонном пучке (размеры указаны в мм); б – схема стенда для измерения координаты положения светового луча, имитирующего световой образ протонного пучка в четырехканальной матрице SiPM.

на позиционно-чувствительный кремниевый фотоумножитель (SiPM), также известный как многопиксельный счетчик фотонов (MPPC). Этот детектор становится популярным в приложениях, где необходимо регистрировать даже одиночные фотоны. В данной работе использовался Hamamatsu S12573–050C [10], состоящий из 4 SiPM с размером $3 \times 3 \text{ мм}^2$, расположенных компактно на одной подложке.

На рис. 1а показано схематическое устройство двухкоординатного Ch-монитора и расположение Ch на протонном пучке. Протонный пучок расфокусирован и имеет диаметр порядка 50 мм, необходимый для облучения кассет с исследуемыми материалами. Фотодетектор SiPM находился за коллиматором диаметром 1.5 мм на расстоянии 35 мм. Таким образом профиль протонного пучка в радиаторе диаметром 50 мм преобразуется в пучок света диаметром около 5 мм на уровне SiPM.

Схема стенда для измерения координаты положения светового пучка, имитирующего световой образ протонного пучка в радиаторе двухкоординатного монитора, показана на рис. 1б. Световой пучок образуется с помощью светодиода (LED) и коллиматора диаметром 3 мм, установленного на расстоянии 350 мм от LED. При этом фотодетектор SiPM может перемещаться относительно коллиматора в одном направлении (X) на расстояние 10 мм. Для координатных измерений фотоэлементы объединялись в две группы по два элемента. Тем самым фотодетектор имеет два фотоэлемента (Pixel1, Pixel2) размером 3 мм по оси X и 6 мм по другой оси. На рис. 1б по горизонтальной оси X показано положение центра светового пучка (X_p), размер пикселя ($D = 3 \text{ мм}$) и координаты левого (X_L) края Pixel1, центра положения между фотоэлементами (X_s) и правого (X_R) края Pixel2.

Предполагая, что распределение интенсивности в световом пучке имеет форму Гаусса, можно выразить амплитуды сигналов от фотоэлементов Pixel1 и Pixel2 в зависимости от положения пучка (X_p) следующим образом:

$$\begin{aligned} F_1(X_p) &= \frac{C}{\sigma} \int_{X_L}^{X_s} \exp\left(-\frac{(x - X_p)^2}{2\sigma^2}\right) dx; \\ F_2(X_p) &= \frac{C}{\sigma} \int_{X_s}^{X_R} \exp\left(-\frac{(x - X_p)^2}{2\sigma^2}\right) dx. \end{aligned} \quad (1)$$

Следует отметить, что размер светового пучка выбирался сравнимым с размером пикселя равным примерно 3 мм таким образом, чтобы световой поток, направленный в центр пикселя, практически полностью (95%, 4σ) регистрировался. Результаты измерений сигналов A_1 и A_2 в зависимости от положения светового пучка показаны на рис. 2. При этом по горизонтальной оси X показано положение светового пучка. По вертикальной оси A (слева) показаны амплитуды (A_1, A_2) сигналов. Используя измеренные данные (A_1, A_2) и метод наименьших квадратов, можно определить параметр σ в распределения (1). На рис. 2 показаны распределения F_1 и F_2 , полученные в результате процедуры аппроксимации измеренных данных, приведенными выше (1), зависимостями $F_1(X_p)$ и $F_2(X_p)$. При этом параметр σ для распределений F_1 и F_2 равен $\sigma_1 = 0.66 \text{ мм}$ и $\sigma_2 = 0.65 \text{ мм}$ соответственно. По вертикальной оси X_{rec} (справа) на рис. 2 показаны реконструированные координаты X_{rec} положения светового пучка для двух алгоритмов реконструкции (AVR, EXP). Алгоритм AVR – восстановление координаты по методу центра тяжести. Формула для восстановления координаты имеет вид

$$X_{\text{rec}} = (A_1 X_{c1} + A_2 X_{c2}) / \Sigma A_i,$$

где A_i, X_{c_i} – амплитуда и координата центра фотоэлемента. В частном случае, когда амплитуды равны ($A_1 = A_2$), реконструированная координата по методу центра тяжести равна $X_s = 0.5 (X_{c1} + X_{c2})$ и определяет координату положения между фотоэлементами. В процедуре EXP [11] используется предположение, что распределение интенсивности в световом пучке имеет форму Гаусса и формула для восстановления координаты имеет вид $X_{\text{rec}} = X_s + b \ln(A_2/A_1)$, где параметр b связан с шириной распределения Гаусса (σ) следующим образом $b \sim 0.5\sigma$. На рис. 2 для сравнения качества алгоритмов (AVR, EXP) приводится прямая линия (LIN), уравнение которой выглядит следующим образом: $X_{\text{rec}} = X$.

При этом линейное восстановление координат X_{rec} возможно в интервале порядка ширины светового луча (3мм) при условии, что диаметр луча (3мм) сравним с размером фотоэлемента (3мм). Световой образ пучка протонов диаметром 50 мм преобразуется в световой луч шириной 5 мм в плоскости фотодетектора SiPM (см. рис. 1а). Для работы с таким более широким

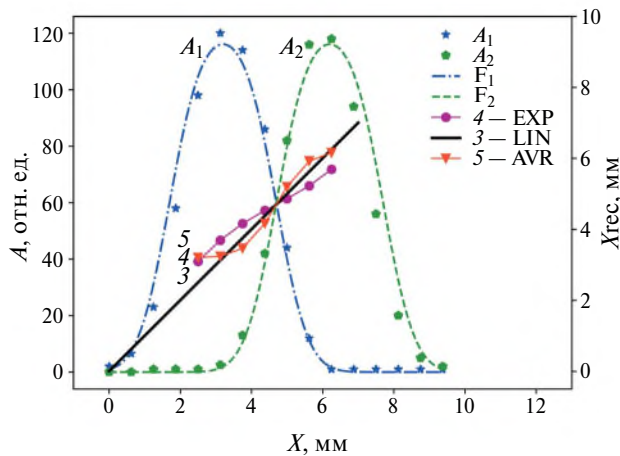


Рис. 2. Зависимость измеренных амплитуд сигналов A_1 и A_2 , от положения светового луча. Кривые F_1 и F_2 получены в результате процедуры аппроксимации измеренных данных A_1 и A_2 , зависимостями (1) $F_1(X_p)$ и $F_2(X_p)$. Правая вертикальная ось X_{rec} используется для отображения зависимости реконструированной координаты светового потока от реального положения потока для двух алгоритмов реконструкции (AVR, EXP). Прямая линия (LIN) соответствует $X_{\text{rec}} = X$.

световым пучком можно использовать те же Hamamatsu S12573–050C с объединением всех четырех фоточувствительных элементов в каждом устройстве. В следующем мониторе планируется использовать четыре S12573–050C с объединением фоточувствительных элементов. В этом случае размер фоточувствительного элемента будет равен $6 \times 6 \text{ мм}^2$ и сравним с размером светового луча от протонного пучка.

3. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА ПРОТОННОМ ПУЧКЕ

Калибровочные измерения черенковского монитора Ch протонного пучка проводились

на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН в сравнении с индукционным датчиком тока протонного пучка и калиброванным пленочным детектором (RF) Gafchromic EBT-XD [3]. Индукционный датчик тока (ID) протонного пучка расположен в вакуумном канале пучка примерно в 15 м от мишени – водного фантома MP3-P T41029 размером $448 \times 480 \times 350 \text{ мм}^3$, в котором останавливаются протоны. Схема расположения детекторов на пучке протонов с энергией 160 МэВ, показана на рис. 3. При этом протоны останавливаются в водном фантоме в области S.

Детекторы Ch и RF устанавливались в воздушном зазоре по центру протонного пучка перед фантомом. В лучевой терапии каждый отдельный этап облучения, в течение которого к опухоли подводится заданная врачом разовая доза, принято называть фракцией облучения. Фракция облучения определяется режимом работы ускорителя, в котором задается энергия ускоренных протонов, средний импульсный ток и длительность импульса, число протонных импульсов.

Детектор RF измеряет суммарную дозу во фракции от всех импульсов протонов и откалиброван в единицах Грэй. Детекторы Ch и ID измеряют импульс тока во времени для каждого импульса протонов. Интегрирование импульса тока по времени дает заряд, пропорциональный числу протонов для каждого импульса. Форма сигнала с детекторов Ch и ID измерялась с помощью четырехканального 12-битового преобразователя CAEN DT5720 waveform digitizer [12], работающего на частоте 250 МГц. Оцифровка сигналов проводилась после прихода стартового сигнала от ускорителя в 65536 точках каждые 4 нс. Временной интервал измерения составлял

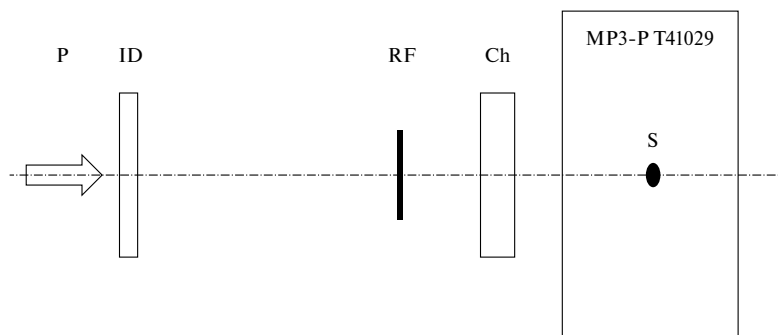


Рис. 3. Схема расположения детекторов (ID, RF, Ch) на пучке протонов (P) с энергией 160 МэВ, протоны останавливаются в водном фантоме MP3-P в области S.

величину, равную 262.14 мкс. При этом передний фронт протонного импульса начинался в районе 130 мкс, что позволяет проводить измерения протонного импульса длительностью до 130 мкс. Измерения нулевой линии (пьедестал) преобразователя САЕН проводилось в интервале от 0 до 100 мкс, что исключало появления сигналов от протонов. Интегрирование протонного импульса тока осуществлялось в интервале от 130 до 230 мкс. Для каждого протонного импульса определялись среднее и среднеквадратическое отклонение (δ_p) пьедестала на основании $N_p = 2.5 \cdot 10^4$ измерений в интервале 100 мкс. Таким образом, можно оценить вклад в ошибку при измерении “нулевого” заряда вследствие флуктуаций шума, величиной равной $\sqrt{N_p \cdot \delta_p}$. Среднее и среднеквадратичное отклонение при измерении “нулевого” заряда составляет величину 0 ± 0.003 отн. ед. Суммарный заряд Q в одном событии можно выразить в упрощенной форме, как произведение двух случайных величин N и усредненное усиление G_{avr} SiPM. следующим образом:

$$Q = e \sum_{i=1}^N G_i = eN \sum_{i=1}^N G_i / N = eNG_{avr},$$

где e – заряд электрона, G_i – усиление для i -го фотоэлектрона, N – число фотоэлектронов.

Относительная флуктуация регистрируемого заряда Q зависит от флуктуации числа фотоэлектронов N и флуктуации усиления фотоумножителя следующим образом:

$$\left(\frac{\delta Q}{Q} \right)^2 = \frac{1}{N} + (\delta G_{avr} / G_{avr})^2 = \left(1 + \left(\frac{\delta G_1}{G_{avr}} \right)^2 \right) / N.$$

Относительная дисперсия усиления $\delta G_1 / G_{avr}$ SiPM может быть измерена при регистрации одиночных фотоэлектронов. Известно, что относительная дисперсия усиления SiPM меньше, чем для ФЭУ. Для консервативной оценки точности измерения заряда можно взять измеренную в работе [2] относительную дисперсию усиления ФЭУ, которая составляет величину

равную 0.6. Оценка числа фотоэлектронов, регистрируемых SiPM в интервале времени около 20 мкс для импульсного тока протонного пучка равного 1 мА, составляет величину порядка $2 \cdot 10^4$ [2]. Таким образом, можно оценить вклад в ошибку при измерении заряда вследствие флуктуаций числа фотоэлектронов величиной, равной $\delta Q / Q \sim 10^{-2}$.

Результаты измерений поглощенной дозы детекторами Ch, ID и RF для двух режимов (F1, F2) работы ускорителя со средним импульсным током 1 мА представлены в табл. 1. Относительная точность измерения детекторами RF и ID составляет величину около 1–2%. Суммарные значения заряда детекторов Ch и ID для всей фракции облучения, состоящей из 20 импульсов, измеряются в относительных единицах, T – длительность протонного импульса.

Измеренная детекторами Ch и ID доза пропорциональна заряду, который получается путем интегрирования импульса тока детектора для каждого протонного импульса. На рис. 4а показан график зависимости измерений суммарной дозы индукционного датчика тока от дозы, измеренной калиброванным пленочным детектором RF для двух фракций, в которых менялась длительность импульса протонов. Результат аппроксимации измерений линейной зависимостью показан прямой линией. Ошибки измерений не превышают размеров экспериментальных точек на графике.

Отклонение этой зависимости от прямой линии характеризуется коэффициентом детерминации $R^2 = 0.998$, что подтверждает пропорциональность показаний RF и ID.

Коэффициент детерминации $R^2 = 1 - \sum (y_i - \bar{y})^2 / \sum (y_i - y_a)^2$ показывает степень отклонения измерений от линейной зависимости $\{f_i\}$, где y_a – среднее значение измерений $\{y_i\}$.

График зависимости измерений суммарной дозы в мониторе Ch от индукционного датчика тока ID показан на рис. 4б. Результат аппроксимации измерений линейной зависимостью

Таблица 1. Результаты измерений поглощенной суммарной дозы ионизирующего излучения детекторами (Ch, ID и RF) в двух режимах работы ускорителя

Фракция	RF, доза, Гр	ID, заряд, отн. ед.	Ch, заряд, отн. ед.	T , мкс	N , число импульсов
F1	3.7	4.7	5.3	15	20
F2	9.0	10.5	12.6	30	20

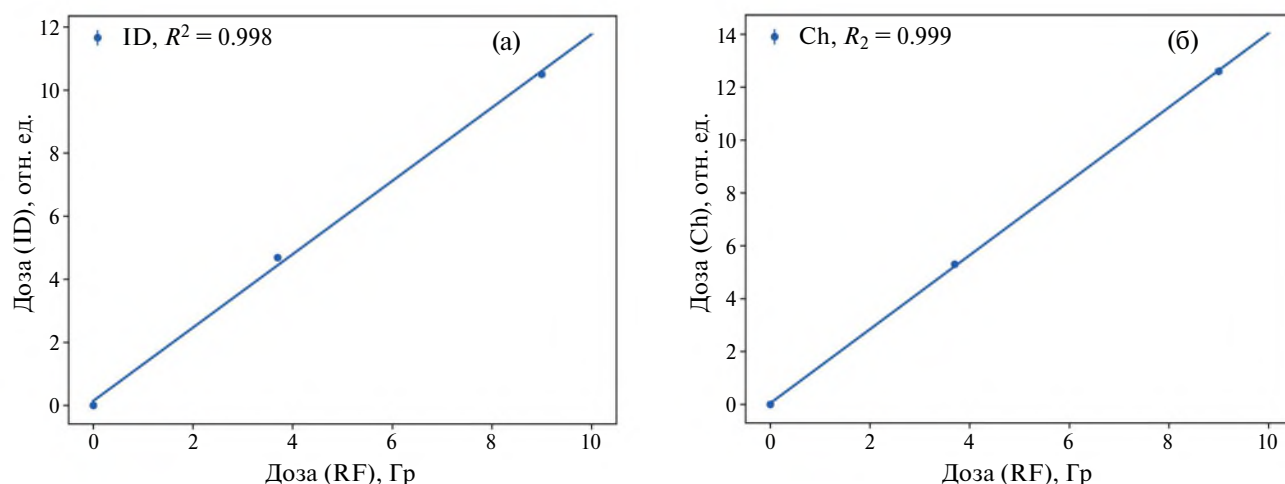


Рис. 4. а – График зависимости измерений суммарной дозы импульсным датчиком тока ID от дозы пленочного детектора RF; б – график зависимости измерений суммарной дозы в мониторе Ch от дозы пленочного детектора RF. Результаты аппроксимации измерений линейной зависимостью показаны прямой линией.

показан прямой линией. Отклонение измерений суммарной дозы в мониторе Ch от прямой линии характеризуется коэффициентом детерминации $R^2 = 0.999$. Линейная зависимость суммарной дозы в черенковском мониторе Ch от показаний пленочного детектора RF говорит о том, что эти детекторы хорошо согласуются между собой. Это подтверждает линейность показаний черенковского монитора и его применимость для расчета поглощенной дозы при высоких значениях импульсного тока протонов. Тем самым получена калибровка показаний индукционного датчика тока и монитора в единицах Грэй.

На рис. 5 показан график зависимости показаний черенковского монитора Ch от дозы, измеренной индукционным датчиком тока ID за каждый импульс ускорителя. Результат аппроксимации измерений линейной зависимостью показан прямой линией. Ошибки измерений не превышают размеров экспериментальных точек на графике. Отклонение показаний монитора Ch от линейной зависимости характеризуется коэффициентом детерминации $R^2 = 0.9996$. Это говорит о строгом линейном соответствии показаний черенковского монитора и ID.

Показания быстрых электронных мониторов ID и Ch хорошо согласуются между собой. Черенковский монитор протонов может быть использован для онлайн-контроля поглощенной

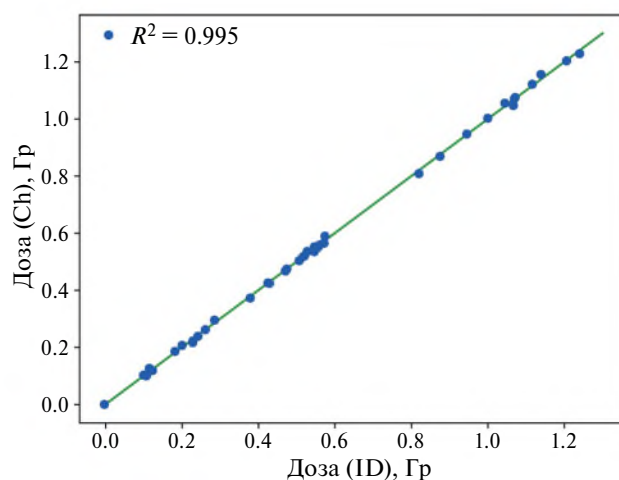


Рис. 5. График зависимости дозы в мониторе Ch от показаний индукционного датчика тока ID для каждого протонного импульса. Результат аппроксимации измерений линейной зависимостью показан прямой линией.

дозы и положения пучка в протонной флэш-терапии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования позиционно-чувствительного черенковского монитора протонного пучка с высокой импульсной мощностью дозы. Получено хорошее согласие измерений монитора на протонном пучке со средним импульсным током 1 мА с по-

казаниями пленочного детектора и индукционного датчика тока. Проведены стендовые измерения координаты положения светового пучка, имитирующего световой образ протонного пучка в радиаторе двухкоординатного монитора. Представлен сравнительный анализ алгоритмов восстановления координаты положения светового пучка с результатами моделирования монитора.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.И. Ткачеву, Д.А. Коконцеву, И.А. Яковлеву, А.Б. Неганову и О.В. Минееву за поддержку и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН” при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии (№ 14.621.21.0014 28.08.2017), уникальный идентификатор RFMEFI62117X0014. Работа поддержана также Российским научным фондом (грант № 22-25-00211 “Исследование реакции клеток на воздействие рекордно мощных сверхкоротких импульсов протонов”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Favaudon V., Caplier L., Monceau V. et al. // Sci. Transl. Med. 2014. V. 6. № 245. P. 245ra93. <https://doi.org/10.1126/scitranslmed.3008973>
2. Джилкибаев Р.М. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 10. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040145>
3. Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М. // ПТЭ. 2023. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816223020131>
4. GAFchromic radiology, radiotherapy. <http://www.gafchromic.com/>
5. Boag J.W. Ionization chamber in radiation dosimetry. New York: Press Academic, 1968.
6. McDonald J., Velissaris C., B. Viren B. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2003. V. 496. P. 293. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01768-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01768-0)
7. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва: Атомиздат, 1970.
8. Reinhardt-Nikoulin P., Gaidash V., wMenshov A. et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2006. № 2 (46). P. 113.
9. Дьяченко А.Ф. // Вестник Харьковского университета, серия физика. 2010. № 887. Вып. 1(45). С. 118.
10. Hamamatsu Photonics <https://www.hamamatsu.com>
11. Akopjanov G.A., Inyakin A.V., Kachanov V.A., Krasnokutsky R.N. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1977. V. 140. P. 441.
12. CAEN DT5720. 4-channel 12 bit waveform digitizer. <http://www.caen.it>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.087.4

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ДОЗИМЕТРИИ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ ПЛЕНОЧНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

© 2024 г. Г. В. Мерзликин^{a, b, *}, Д. А. Коконцев^a, И. А. Яковлев^{a, c},
С. В. Акулиничев^{a, c}

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

^bМедицинский радиологический научный центр им. А.Ф. Цыба
филиал Национального медицинского исследовательского центра радиологии
Министерства здравоохранения РФ
Россия, 249036, Обнинск, Калужская обл., ул. Королёва, 4г

^cРоссийский научный центр хирургии им. академика В.Б. Петровского
Россия, 119991, Москва, Абрикосовский пер., 2

*e-mail: grishamerzlikin@gmail.com

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 27.03.2024 г.

Принята к публикации 26.04.2024 г.

Исследованы теоретические и экспериментальные характеристики глубинных дозовых распределений протонов в области пика Брэгга. Используются расчеты методом Монте-Карло в программном пакете TOPAS MC и экспериментальные данные, полученные на сильноточном линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН с помощью пленочных детекторов и ионизационных камер. Рассмотрены взаимосвязь полученных значений и корректность применения детекторов для измерения поглощенной дозы. Получено совпадение рассчитанных и измеренных с помощью ионизационных камер дозовых распределений для начального и модифицированного пиков Брэгга и показана возможная взаимосвязь значения линейной передачи энергии и точности измерения дозы с пленочными детекторами. Обнаруженное в области пика Брэгга расхождение показаний пленочных детекторов, с одной стороны, и расчетных значений и показаний ионизационных камер, с другой стороны, может быть существенным при облучении биологических объектов, в том числе и в режимах FLASH-терапии.

DOI: 10.31857/S0032816224050187 EDN: EROTSB

1. ВВЕДЕНИЕ

Протонная терапия имеет известные преимущества для лечения новообразований сложной локализации, а новые перспективы протонной терапии связаны с FLASH-терапией при высокой мощности поглощенной дозы [1]. Качественная дозиметрия является ключевым элементом любой радиотерапии. Ионизационные камеры, обычно используемые для абсолютной и относительной дозиметрии протонных и других пучков ускоренных частиц, проблематично применять при очень высоких интен-

сивностях пучков из-за нарушения линейности их отклика [2]. Более адекватным для дозиметрии во FLASH-терапии считается использование радиохромных пленок [3]. Тем не менее применение радиохромных пленок в протонной терапии требуют дополнительного изучения с точки зрения возможной зависимости их показаний от характеристик пучков, в том числе от линейной передачи энергии (ЛПЭ) [4–6].

Результаты наших предыдущих экспериментов на сильноточном линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН [7] также указали на необхо-

димось исследование вопроса точности показаний радиоохромным пленок в области модифицированного пика Брэгга (МПБ), чему и посвящена данная работа. Для формирования дозовых распределений мы используем метод пассивного рассеяния протонов, который позволяет подвести требуемую дозу сразу ко всей мишени. На ускорителе ИЯИ РАН имеется возможность использовать максимально широкий диапазон средней мощности дозы $\dot{D}$, от конвенционального режима с $\dot{D} < 3$ Гр/с до однопольного FLASH (SPLASH, single-pulse FLASH) режима с $\dot{D} > 10^4$ Гр/с. В данной работе мы провели анализ согласованности и корректности расчетов и измерений дозовых распределений вблизи пика Брэгга, где характерен быстрый рост ЛПЭ. Для этого мы использовали расчеты методом Монте-Карло (программный пакет TOPAS MC [8]) и экспериментальные данные, полученные на ускорителе протонов с использованием радиоохромных пленок и ионизационных камер.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Линейный ускоритель протонов ИЯИ РАН позволяет облучать мишени с рекордно высокой средней мощностью дозы, вплоть до значений $\dot{D} \sim 10^6$ Гр/с для мишеней с массой до 1 кг. В ускорительном комплексе ИЯИ РАН ускоренный пучок протонов проходит по вакуумным каналам около 200 м от ускорителя до используемой в данной работе лучевой установки. При этом пучок проходит через большое количество поворотных магнитов и фокусирующих линз, что, как будет показано ниже, приводит к дополнительной монохроматичности конечного пучка. Для формирования однородного дозового распределения используется классическая система двойного рассеяния фиксированного горизонтального пучка. В работе исследованы распределения дозы в той области значений $\dot{D}$, в которой оправданно применение обоих использованных нами типов детекторов, ионизационных камер и пленочных детекторов. Это область конвенционального режима облучения с $\dot{D} < 3$ Гр/с и с импульсным током протонов $I \sim 20$ мкА. Полагается, что полученные в работе качественные характеристики пленочных детекторов будут полезны и во FLASH-режиме при высоких значениях $\dot{D}$. В качестве референсного детектора для измерения погло-

щенной дозы в воде фантома использована ионизационная камера Adv.Markus 34045 (PTW) в комплекте с электрометром Multidos (PTW). Измерения глубинных дозовых распределений проводились в дозиметрическом водном фантоме MP3-P (PTW) с применением программного обеспечения Mephysto-mc². Полевая ионизационная камера для измерения глубинных дозовых распределений фиксировалась в механизме перемещения при помощи штатного держателя фантома и перемещалась вдоль центральной оси пучка протонов. Пленочные детекторы марки EBT-XD (Gafchromic) размером 2×8 дюйма размещались в том же фантоме под углом 1.5° относительно оси пучка, чтобы приблизить условия данного эксперимента к условиям калибровки пленочных детекторов [9]. Положение пленок (4 на рис. 1) в фантоме (3 на рис. 1) было привязано к системе координат Mephysto-mc². Схема экспериментальной лучевой установки изображена на рис. 1.

Исследовалось теоретическое и экспериментальное глубинное распределение дозы для фиксированного широкого горизонтального пучка протонов, интенсивность которого описывается распределением Гаусса с $\sigma \approx 10$ см и энергией $E = 160$ МэВ. Рассмотрен случай как узкого пика Брэгга с первоначальным пучком протонов, так и модифицированный пик Брэгга (МПБ) с модулированным по энергии пучком протонов. Использованная система формирования МПБ с гребенчатым фильтром и двумя расщепителями описана в работе [7]. Угол поворота гребенчатого фильтра относительно направления пучка подбирался в каждом эксперименте с целью получения требуемой однородности дозы в области МПБ. В данном эксперименте был выбран угол поворота гребенчатого фильтра 3° . Параметры гребенчатого фильтра из материала (РММА) будут приведены ниже. Пленки

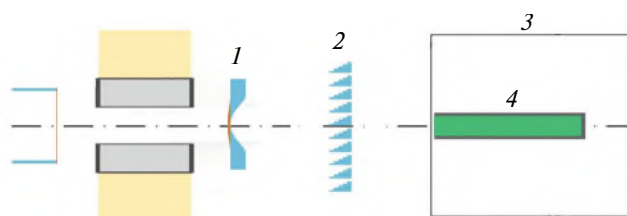


Рис. 1. Схема экспериментальной протонной лучевой установки ИЯИ РАН: 1 – фигурный рассеиватель, 2 – гребенчатый фильтр, 3 – водный фантом, 4 – радиоохромная пленка EBT-XD.

сканировались через 24 часа после облучения на сканере Epson Perfection V800 Photo с разрешением 72 dpi. Для анализа глубинных распределений использовалась только центральная часть пленки шириной 5 мм, что соответствует поперечному размеру чувствительной области указанной выше ионизационной камеры PTW Adv. Markus.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты и измерения проводились для фиксированного горизонтального пучка протонов с энергией $E = 160$ МэВ и током $I = 18$ мкА, что соответствует конвенциональному режиму облучения. Для симуляций в программном пакете TOPAS MC [8] в качестве начальных поперечных размеров пучка до попадания в водный фантом использовались параметры гауссовых распределений $\sigma_x = 11.8$ см и $\sigma_y = 9.8$ см. Такие значения наиболее точно описывают измеренные с помощью пленок профили пучка перед фантомом. Для симуляции в TOPAS MC также требовалось определить параметр энергетического спектра пучка, описываемого величиной стандартного отклонения от среднего в распределении Гаусса. Данный параметр влияет на распределение ЛПЭ и другие исследуемые величины. Величина стандартного отклонения подбиралась путем сравнения расчетных и измеренных с помощью ионизационной камеры дозовых распределений для начального пучка без влияния системы пассивного формирования. Результаты сравнения, представленные на рис. 2, показывают наилучшее соответствие форм кривой пика Брэгга при значении стандартного отклонения равного нулю. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии разброса энергии пучка в эксперименте.

В эксперименте были проведены измерения характеристик пучка как с использованием модулирующего энергию гребенчатого фильтра, так и без него. С использованием параметров экспериментальной установки и пучка протонов была проведена серия симуляций в пакете TOPAS MC. Расчет проводился для распределений поглощенной дозы и ЛПЭ вдоль трека частиц. Также была рассчитана первая производная для зависимости ЛПЭ от глубины. На рис. 3 показаны эти рассчитанные величины для начального (узкого) пика Брэгга, а также отношение доз, измеренных с помощью ионизационных камер и пленок.

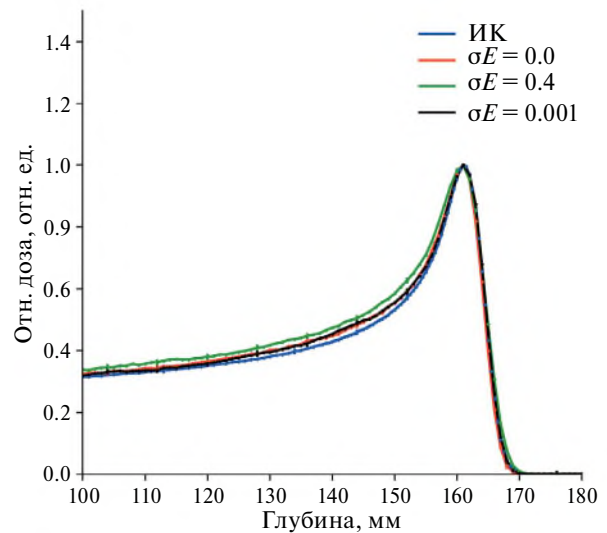


Рис. 2. Глубинное дозовое распределение, полученное с ионизационной камерой Adv. Markus (ИК), и расчетные кривые с различным параметром стандартного отклонения σE .

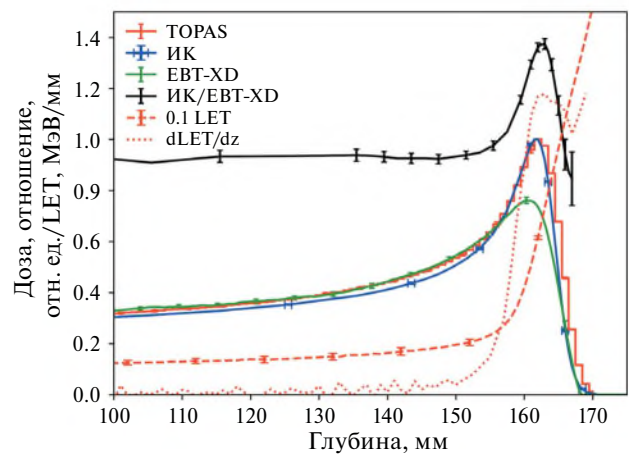


Рис. 3. Глубинные распределения характеристик пучка для узкого пика Брэгга: TOPAS — расчетная кривая, ИК — ионизационная камера, EBT-XD — радиохромная пленка, ИК/EBT-XD — отношение данных ионизационной камеры и пленки, ЛПЭ — линейная передача энергии, $dLET/dz$ — производная линейной передачи энергии. Погрешности описаны в тексте.

Достоверность представленных результатов зависит от пределов их погрешности. Для глубинных дозовых распределений и распределений ЛПЭ, полученных в программном пакете TOPAS MC, ошибка рассчитана как погрешность усреднения выходного массива по вокселям. Для распределений с радиохромных пленок также рассчитана погрешность, но уже усред-

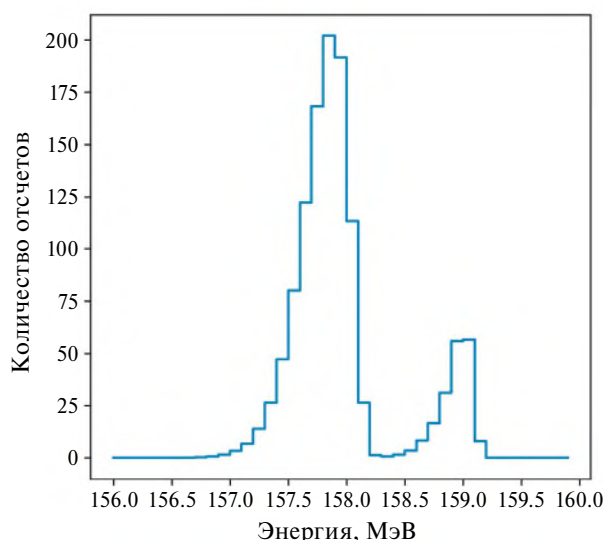


Рис. 4. Спектр протонов с начальной энергией 160 МэВ после прохождения фигурного рассеивателя.

нения по пикселям (двумерный случай). Погрешность данных ИК определяется усреднением по трем измерениям, полученным в водном фантоме для одних и тех же точек.

Глубинное распределение дозы, рассчитанное в пакете TOPAS MC (красная кривая), достаточно хорошо согласуется с измеренным ионизационной камерой (ИК, синяя кривая): коэффициент детерминации $R^2 = 0.996$ и данные кривые почти совпадают после сглаживания рассчитанной кривой. Отметим, что теоретическая и экспериментальная кривые почти совпали, когда единственный свободный параметр расчета (σE) принял нулевое значение. В то же время распределение, полученное с применением пленок (зеленая кривая, EBT-XD), существенно недооценивает дозу в области ее максимальных значений, где этот недоучет достигает почти до 40%. Это иллюстрирует отношение значений доз, полученных с ионизационными камерами и пленками (черная кривая, ИК/EBT-XD). Еще одним выводом из рис. 3 является то, что указанное экспериментальное отношение значений доз (ИК/EBT-XD) и градиент ЛПЭ ($dLET/dz$) имеют схожее поведение и даже совпадающие по положению перегибы соответствующих кри-

вых (черная и красная пунктирная кривые). Поскольку ионизационные камеры и расчеты методом Монте-Карло дают очень близкие результаты для дозовых распределений, можно предположить, что отклонение наблюдается у показаний пленочных детекторов и оно может быть связано с локальным градиентом ЛПЭ.

Отметим, что перегиб кривой ($dLET/dz$) на глубине 168 мм, возможно, определяется реальным спектром протонов (рис. 4) после прохождения фигурного рассеивателя (1 на рис. 1), поскольку при расчете дозовых распределений без фигурного рассеивателя провалы в спектре протонов при $E = 158.5$ МэВ и в $dLET/dz$ на глубине 168 мм полностью исчезают.

Для проверки полученных качественных выводов было проведено исследование более сложного случая с модуляцией энергии протонов, определяемой энергетическим фильтром типа гребенчатый фильтр. Структура гребенчатого фильтра (2 на рис. 1), изготовленного из оргстекла, подробно описана в работе [10], а его параметры указаны в табл. 1.

Эти параметры гребенчатого фильтра ранее были подобраны для получения требуемой однородности дозы в области МПБ с учетом изменения биологической эффективности облучения протонами [6]. Для целей данной работы конкретный выбор параметров ступеней гребенчатого фильтра непринципиален, поскольку исследование проводилось для соотношения доз, полученных разными методами для одной и той же конструкции гребенчатого фильтра. По сравнению с рассмотренным выше случаем узкого пика Брэгга, в данном случае появляется еще один свободный параметр – угол α поворота фильтра по отношению к оси пучка протонов. Как и параметры гребенчатого фильтра в табл. 1, параметр α подбирался для получения требуемой однородности дозы в МПБ и практически не влияет на соотношения дозовых распределений, полученных разными методами при одном и том же α . В представленных ниже результатах был использован угол $\alpha = 3^\circ$.

Таблица 1. Параметры гребенчатого фильтра

Номер ступени гребенки	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ширина ступени, мм	1.3	0.9	0.9	0.7	0.6	0.6	0.5	0.5	0.9
Высота ступени, мм	5	10	15	20	25	30	35	40	45

В данном случае прямой расчет по методу Монте-Карло даже с использованием максимального допустимого в TOPAS MC числа частиц в одной симуляции ($\sim 10^9$) не позволяет получить достаточно гладкие кривые для ЛПЭ и ее производной. В связи с этим выбрана методика с использованием начального фазового пространства, которое задавалось на глубине 75 мм по направлению пучка в водном фантоме, что соответствует начальной точке перемещения ионизационной камеры. Это позволило значительно увеличить статистику в расчетах. Полученные таким образом результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные, представлены на рис. 5.

Как и в случае узкого пика Брэгга, в случае с МПБ измерения с ионизационными камерами и расчетное распределение дозы очень хорошо согласуются между собой, $R^2 = 0.97$ (синяя и красная кривые). Такое согласие расчета и данных является существенным результатом, если учесть весьма нетривиальную форму этих кривых с несколькими пиками и провалами. Как и в случае узкого пика Брэгга, в случае МПБ измерения с пленками (зеленая кривая) существенно недооценили дозу в дистальной части МПБ, где резко возрастают ЛПЭ (красные точки) и градиент ЛПЭ (красный пунктир). На глубинах более 125 мм резко падают доза и число прошедших воду протонов, что приводит к потере статистической достоверности результатов расчетов. Однако на глубине 120 мм процент прошедших протонов в МПБ еще бли-

зок к максимальным значениям и рассчитанные величины вполне достоверны статистически. В этой области недоучет дозы пленками составляет около 40%. Но известно, что здесь как раз возрастает биологическая эффективность облучения протонами [6]. Поэтому особенно важно корректно учитывать указанную поправку при определении как поглощенной, так и эффективной дозы с использованием радиохромных пленок.

4. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показали, что в конвенциональном режиме облучения с использованием как узкого, так и модифицированного пика Брэгга ионизационные камеры дают достаточно точное дозовое распределение по всей траектории протонов, совпадающее с рассчитанными значениями. Пленочные детекторы в конвенциональном режиме облучения существенно недооценивают поглощенную дозу в области дистальной части пика Брэгга, где велика поглощенная доза и максимальна биологическая эффективность протонов. Отклонение результатов измерения доз с пленочными детекторами качественно воспроизводится локальным градиентом ЛПЭ, который можно оценить расчетным путем до проведения облучения. Таким образом, в работе не только оценена величина недоучета дозы пленочными детекторами в биологически значимой области (около 40%), но и предложен метод численной оценки возможной ошибки измерения до проведения экспериментов. Мы предполагаем, что эти выводы для отклонений показаний пленочных детекторов сохраняются и во FLASH-режимах облучения, поскольку нам не известны аргументы о качественном изменении свойств пленочных детекторов при высоких значениях мощности дозы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы выражаем глубокую благодарность Ю.К. Гаврилову за помощь в проведении экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-25-00211 “Исследование реакции клеток на воздействие рекордно мощных сверхкоротких импульсов протонов”.

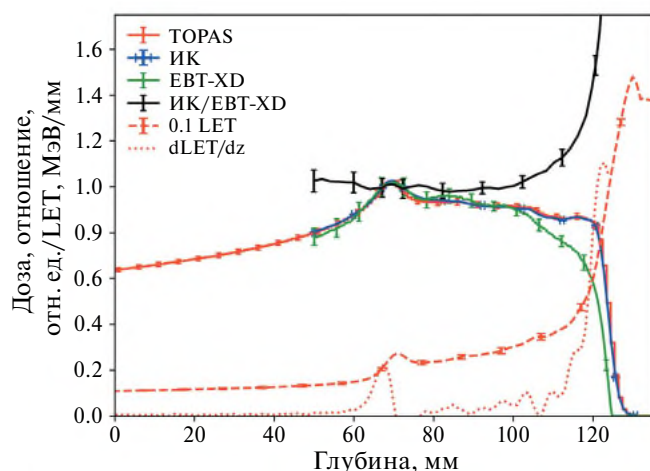


Рис. 5. Глубинные распределения характеристик пучка протонов в области ПМБ. Обозначения кривых такие же, как на рис 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Akulichev S.V., Gavrilov Yu.K., Glukhov S.I., Ivanov A.V., Kokontsev D.A., Kulinich T.M., Kuznetsova E.A., Martynova V.V., Yakovlev I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 1221.
<https://doi.org/10.3103/S1062873823702830>
2. *Liu K., Holmes S., Hooten B., Schüler E., Beddar S.* // Medical Physics. 2024. V. 51. № 1. P. 494.
<https://doi.org/10.1002/mp.16726>
3. *Niroomand-Rad A., Chiu-Tsao S., Grams M.P., Lewis D.F., Soares C.G., Van Battum L.J., Das I.J., Trichter S., Kissick M.W., Massillon-JL G., Alvarez P.E., Chan M.F.* // Medical Physics. 2020. V. 47. № 12. P. 5986.
<https://doi.org/10.1002/mp.14497>
4. *Anderson S.E., Grams M.P., Wan Chan Tseung H., Furutani K.M., Beltran C.J.* // Phys. Med. Biol. 2019. V. 64. P. 055015
<http://doi.org/10.1088/1361-6560/ab0114>
5. *Fiorini F., Kirby D., Thompson J., Green S., Parker D.J., Jones B., Hill M.A.* // Eur. Journ. Med. Phys. 2014. V. 30. P. 454.
<https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2013.12.006>
6. *Мерзликин Г.В., Акулиничев С.В., Яковлев И.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2023.
<https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310201>
7. *Akulichev S.V., Gavrilov Yu.K., Djilkibaev R.M., Kokontsev D.A., Martynova V.V., Merzlikin G.V., Yakovlev I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 1233.
<https://doi.org/10.3103/S1062873823702878>
8. *Perl J., Shin J., Schuman J., Faddegon B., Paganetti H.* // Med Phys. 2012. V. 39. №11. P. 6818.
<http://doi.org/10.1118/1.4758060>
9. *Zhao L., Das I.J.* // Phys. Med. Biol. 2010. V. 55. P. 5617.
<http://doi.org/10.1088/0031-9155/55/18/5617>
10. *Яковлев И.А.* Методы повышения конформности протонной лучевой терапии. Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.01. Москва, ИЯИ РАН. 2018. 109 с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.39 + 520.272.5

КОНЦЕПЦИЯ РАДИОМЕТРА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ В ОКНЕ 1.3 ММ

© 2024 г. В. Ф. Вдовин^а, А. М. Зарезин^б, П. М. Землянуха^а, А. В. Котов^а,
И. В. Леснов^а, А. С. Марухно^а, К. В. Минеев^{а, *}, В. М. Муравьев^б,
В. И. Носов^а, В. А. Сальков^а

^аИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^бИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук
Россия, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 2

*e-mail: mineevkv@mail.ru

Поступила в редакцию 23.07.2024 г.

После доработки 07.08.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Представлена концепция неохлаждаемого субтерагерцевого радиометра, предназначенного для оценки атмосферного поглощения в окне прозрачности атмосферы 1.3 мм, работоспособного в условиях горных экспедиций. Оценка атмосферного поглощения осуществляется на основе радиометрических измерений яркостной температуры неба. Проведен сравнительный анализ двух типовых схем реализации приемного тракта радиометра (супергетеродинная схема и схема прямого усиления) на современной субтерагерцевой электронно-компонентной базе; сделаны оценки шумовой температуры и флуктуационной чувствительности обеих схем. Приведены результаты проектирования рупорно-линзовой антенны с диаграммой направленности в 3° по уровню –3 дБ на частоте 230 ГГц. Описана общая структура высокочастотной части радиометра, включая конструктивные особенности, необходимые для обеспечения непрерывных измерений в широком диапазоне климатических условий.

DOI: 10.31857/S0032816224050197 EDN: ERMXVW

1. ВВЕДЕНИЕ

Нарастающий интерес мирового радиоастрономического сообщества к наземным наблюдениям в субтерагерцевом (субТГц) диапазоне частот, а именно, в окнах прозрачности атмосферы 1.3 мм и 0.8 мм, где находится множество спектральных линий атомов и молекул, стимулирует к поиску местности, подходящей для строительства новой отечественной субТГц-радиообсерватории. Прозрачность атмосферы в субТГц-диапазоне, в первую очередь, определяется количеством осажденных паров воды, меньших в засушливом климате и на больших высотах от уровня моря. Умеренный климат на большей части территорий Российской Федерации не предполагает наличия усло-

вий, пригодных для размещения современного субТГц-инструмента. Оценки атмосферного поглощения на возвышенностях высотой более 2000 м, сделанные командой проекта “Телескоп горизонта событий” (ТГС) на основе десятилетней ретроспективы метеорологических данных MERRA2 [1], не включили в перечень площадок ТГС нового поколения ни одного подходящего места в РФ, где бы мог быть размещен телескоп, работающий в окнах прозрачности 1.3 мм и 0.8 мм, способный присоединиться к проекту ТГС в режиме радиоинтерферометра со сверхдлинной базой. Однако в российском сегменте северо-восточной Евразии есть целый ряд мест, как обладающих потенциально привлекательным астроклиматом, так и выгодно допол-

няющих поверхность Земли с точки зрения заполнения UV -плоскости радиоинтерферометра. Среди площадок, где уже анонсировано строительство радиотелескопов, в ТГС нового поколения из близких к России пока представлена только Суффа в Узбекистане, где расположена строящаяся Международная радиоастрономическая обсерватория Суффа. Обсерватория Суффа начала строиться в 80-х годах с радиотелескопа РТ-70 с диаметром основного зеркала 70 м, но стройка была остановлена и заморожена в 1990 г. В декабре 2022 года на Российско-Узбекистанском научном семинаре [2] были намечены планы по возобновлению строительства адаптивного 70-метрового радиотелескопа миллиметрового диапазона, который, по прогнозам президента Академии наук Республики Узбекистан академика Б.С. Юлдашаева, может повысить на 15% разрешающую способность ТГС. До настоящего времени стройка так и не возобновлена. Стоит также упомянуть, что у РФ имеются два радиотелескопа-предшественника похожей конструкции: в селе Галёнки (Приморский край) и в Евпатории (Крым), но они могут работать на частотах лишь до 40 ГГц и они изначально были спроектированы на более низкие частоты. Модернизация их приемных систем на более высокочастотный диапазон нецелесообразна, во-первых, ввиду того, что требования к среднеквадратическому отклонению (СКО) поверхности зеркала возрастают, а, во-вторых, из-за большого влагосодержания воздуха, характерного для указанных мест.

Оценка перспективных площадок на основе реанализа климатических моделей по спутниковым данным несет в себе большую неопределенность за счет низкого пространственного разрешения (до 50 км), неизбежно приводящего к интегральному усреднению показателей прозрачности атмосферы на возвышенности и у подножия высокогорья. В работах [3–5] показано, что коэффициенты корреляции астроклиматических параметров атмосферы, измеренных разными способами и полученных в результате реанализа, различны и тем меньше, чем более изрезана горная местность. Поэтому для формирования достоверной картины необходимо получать точечные оценки в месте предполагаемого размещения обсерватории с помощью радиометрических измерений.

В докладе [6] мы отмечали, что перспективными для строительства субТГц-обсерватории

являются горы Кавказа в районах Северной Осетии и Дагестана [7]. Благодаря большому числу ясных дней и низкому уровню осадков интересен склон горы Маяк (2350 м) в окрестности селения Гуниб (Дагестан), где в 2022 году был проведен полугодовой непрерывный цикл измерений [8]. Привлекательно выглядят площадки в Сибири, гора Мус-Хая (2959 м) в Якутии [9] и пик Хулугайша (3015 м) в Саянах, где в мае 2024 г. завершился полугодовой цикл исследований атмосферного поглощения в окне прозрачности 3 мм, и в соответствии с предобработанными данными можно ожидать поглощение на уровне 0.05 Нп/км, что весьма близко к результатам оценок на плато Суффа [10]. Тем не менее экстраполяционный пересчет поглощения окна прозрачности 3 мм на востребованные для ТГС окна в 1.3 мм и 0.8 мм, например через известную рефракционную модель Ханса Либе [11], сопряжен с большой неопределенностью вертикального профиля физических параметров атмосферы, поэтому единственным надежным источником являются прямые радиометрические измерения яркостной температуры неба в интересующем частотном диапазоне. Идеальный вариант — организация измерений с применением сверхпроводниковых болометрических детекторов, имеющих мощность эквивалентного шума (NEP) не более 10^{-17} Вт/Гц^{1/2} [12].

В апреле 2024 года в Нижнем Архызе состоялось Всероссийское рабочее совещание “Разработка прототипа отечественной субтерагерцевой обсерватории в составе оптического телескопа”, подготовленное Специальной астрофизической обсерваторией Российской академии наук, посвященное практическому внедрению приемной системы на основе криогенных СИНИС-детекторов [13] на оптический инструмент “Большой Телескоп Альт-Азимутальный” [14] с целью проведения исследований в субТГц-диапазоне. Однако габаритное и сложное в обслуживании криовакуумное оборудование [15], необходимое для работы сверхпроводниковых болометров, изначально не приспособлено к условиям горных экспедиций, поэтому, в первую очередь, требуется разработка портативного неохлаждаемого радиометра, позволяющего проводить оценку атмосферного поглощения непосредственно в окне прозрачности 1.3 мм с перспективой последующего расширения его функционала на окно 0.8 мм.

В научной программе будущей космической обсерватории “Миллиметр” (“Спектр-М”) [16] предполагается работа в режиме радиointерферометра со сверхдлинной базой с наземными субТГц-станциями. Однако российская радиоастрономия объективно отстает от мировых тенденций (в России на обширной территории нет ни одного радиотелескопа, работающего в субТГц-диапазоне). В обзорной статье [17] авторы проекта отмечают, что изготовление и размещение субТГц-антенной решетки на территории РФ станет отправной точкой для создания новых и обработки уже существующих технологий. Это еще раз подтверждает актуальность и своевременность разработки субТГц-технических средств для оценки прозрачности атмосферы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Объектом исследования радиометра является собственное излучение (яркостная температура) атмосферы в окне прозрачности 1.3 мм. Радиометр должен регистрировать слабое шумовое электромагнитное излучение (со спектром, близким к излучению абсолютного черного тела) внутри определенного телесного угла с установленного пространственного направления в заданной полосе частот, мощность которого, с учетом формулы Найквиста, определяется по формуле

$$P = kT_A \Delta f, \quad (1)$$

где T_A – антенная температура, эквивалентная яркостной температуре объекта наблюдения, k – постоянная Больцмана, Δf – полоса регистрируемых радиометром частот.

Диапазон антенных температур можно рассматривать от фоновой температуры окружающей среды $T_A = 300$ К, характерной для случая плотной облачности и/или высокой влажности, до $T_A = 10$ К, соответствующей почти идеальному (сухому) астроклимату высоко в горах (или на летательном аппарате). Фундаментальный предел характеризуется величиной $T_A = 2.7$ К, соответствующей яркостной температуре реликтового фона. Ограничения на ширину частотной полосы Δf накладывает, во-первых, ширина самого окна прозрачности атмосферы 1.3 мм (210–280 ГГц), граничащая с широкими и интенсивными линиями поглощения воды, а во-вторых, полоса пропускания самого при-

емного тракта, включая модулятор и антенно-фидерную систему. И если поиск оптимального варианта антенной системы является чисто технической задачей, требующей отдельного внимания к конструктивным особенностям, то вопросы выбора схемотехнического решения неохлаждаемого приемного тракта в субТГц-диапазоне частот, а также реализация модуляционного режима как наиболее предпочтительного, позволяющего устранить влияние нестабильности коэффициента усиления при длительных измерениях, являются первостепенными.

Кроме всего перечисленного выше, также необходимо предусмотреть возможность автономной (от бензогенератора или от аккумуляторных батарей) работы в сложных метеорологических условиях. Суточный ход температуры на горных вершинах может претерпевать изменения более 30°C, а за полный годовой сезон от –40 до +40°C. И не столь критичны температурные перепады, как выпадение конденсата и намерзание инея.

По своим техническим возможностям ближайшим аналогом является радиометр RPG-TAU225 (Radiometer Physics, Германия), работающий в области 225 ГГц, построенный по супергетеродинной схеме с полосой промежуточных частот (ПЧ) 4 ГГц. Производители заявляют, что его шумовая температура менее 1400 К, что в указанном частотном диапазоне выглядят вполне оптимистично. Однако, на наш взгляд, в техническом описании они обозначили скорее теоретический предел, чем реальное значение собственной шумовой температуры, полученное в ходе прямых измерений, которое может различаться в несколько раз за счет нестабильности коэффициента усиления усилительно-преобразовательной секции и иных неучтенных факторов. Тем не менее указанный выше параметр был взят за основу разработки схемотехнического решения. Важно подчеркнуть, что RPG-TAU225 находит применение в составе уже действующих обсерваторий для мониторинга текущего объективного состояния астроклимата, но не является мобильным и тем более полевым решением. Предлагаемый авторами настоящей статьи инструмент, в первую очередь, предназначен для работы в экспедиционных условиях на перспективных площадках, где, как правило, еще ничего нет, в том числе и стационарной электросети.

3. АНАЛИЗ ТЕХНИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ ПРИЕМНОГО ТРАКТА

Традиционно приемники микроволновых радиометров строятся по двум типовым схемам: приемник прямого усиления без преобразования частоты и супергетеродинный приемник с преобразованием сигнала в область ПЧ. Иногда реализуется и преобразование на нулевую частоту (гомодинная схема), но для высокочувствительных измерений малых уровней сигналов она наименее предпочтительна.

В радиометре МИАП-2 (двухканальный микроволновый измеритель атмосферного поглощения) [18], с помощью которого были произведены обозначенные во Введении измерения [7–10], трехмиллиметровый приемный канал реализован по схеме прямого усиления с шумовой температурой в области 1300 К, а двухмиллиметровый канал содержит супергетеродинный приемник с шумовой температурой 5800 К. Эти показатели на текущий момент далеко не рекордные. В нашей недавней разработке [19] общая шумовая температура радиометра с учетом антенной системы и модулятора составила значение чуть менее 1000 К, при этом сам приемный модуль PMMW10–0001 (Farran, Ирландия) имел шумовую температуру около $T_{rx} = 450$ К, в то время как в диапазоне окна прозрачности 1.3 мм у аналогичного модуля данный производитель может гарантировать только $T_{rx} = 2000$ К.

Для начальной оценки собственной шумовой температуры гетеродинной схемы можно ограничиться эквивалентными шумами преобразовательного элемента (смесителя), численно равными потерям на преобразование K_{SSB} в предположении идеального гетеродина, фазовыми шумами которого можно пренебречь. Регистрация сигнала ПЧ осуществляется высокоскоростным аналого-цифровым преоб-

разователем (АЦП), полоса которого соответствует всей полосе ПЧ. В табл. 1 представлены типовые характеристики коммерчески доступных серийно выпускаемых субТГц-смесителей, детекторов Шоттки, широкополосных малошумящих усилителей (МШУ) и вентилях от ведущих мировых производителей по состоянию на второй квартал 2024 г.

Возьмем из табл. 1 смеситель с минимальным $K_{SSB} = 8$ дБ, два идентичных типовых МШУ в тракте ПЧ, работающих в диапазоне от 0.1 до 20 ГГц с коэффициентом шума $NF = 1.5$ дБ и коэффициентом усиления $G = 20$ дБ, тогда для случая идеального согласования в соответствии с формулой Фрииса

$$T_{rx} = (L - 1)T_0 + L \left(T_1 + \frac{T_1}{K_1} + \frac{T_2}{K_1 K_2} + \dots + \frac{T_N}{K_1 K_2 \dots K_N} \right), \quad (2)$$

где $L = 10^{0.1K_{SSB}}$ – потери на преобразование в смесителе, $K_i = 10^{0.1G_i}$ и $T_i = T_0(10^{0.1NF_i} - 1)$ – коэффициенты шума и шумовые температуры МШУ в тракте ПЧ для $i = 1, 2, \dots, N$, $T_0 = 290$ К – температура окружающей среды, взятая равной номинальной температуре, собственная шумовая температура супергетеродинного субТГц-приемника составляет примерно $T_{rx} \approx 2300$ К. Данное значение является нашей оценкой сверху.

Предельная флуктуационная чувствительность модуляционного радиометра рассчитывается по формуле

$$\Delta T = \sqrt{2} \frac{T_A + T_{rx}}{\sqrt{\Delta F \tau}}, \quad (3)$$

где T_A – антенная температура, ΔF – рабочая полоса частот, τ – время интегрирования (накопления) сигнала, а множитель $\sqrt{2}$ характеризует снижение чувствительности модуляционной схемы по сравнению с компенсационной.

Таблица 1. Сравнение смесителей

Производитель	Страна	Модель	Рабочий диапазон частот, ГГц	Потери на преобразование, дБ	Диапазон ПЧ, ГГц	Диапазон частот гетеродина, ГГц
МВЭЙВ	Россия	MWAVE-MIX-220330	220–330	–9 ÷ –11	0–20	220–330
Radiometer Physics	Германия	RPG SHM 170-260	170–260	–8 ÷ –10	0–18	85–130
Farran	Ирландия	SPM-04-0001	180–250	–8 ÷ –10	0.01–4	90–125
AT Microwave	Китай	AT-SHM-190240	190–240	–11 ÷ –13	0–40	95–120

При условии $\Delta F = \Delta f = 8$ ГГц с учетом зеркального канала, температуры $T_A = 50$ К, характерной для умеренной облачности, и $\tau = 1$ с получаем, что предельная флуктуационная чувствительность субТГц-модуляционного радиометра, пересчитанная к входу супергетеродинного приемника, составляет $\Delta T = 40$ мК.

Для оценки потенциальных возможностей схемы прямого усиления необходимо начать со стороны детекторной части, пересчитав уровни сигналов ко входу приемника, тем самым определив количество требуемых каскадов усиления из условия

$$P_{D\max} \approx 10 \lg \left(\frac{P_{out}}{10^{-3}} \right), \quad (4)$$

где $P_{D\max}$ [дБм] – максимальный уровень линейного участка детектора, P_{out} [Вт] – мощность на выходе усилительной секции из N каскадов, определяемая по формуле

$$P_{out} = k \Delta f \left[T_A \frac{K_1 K_2 \dots K_N}{L_1 L_2 \dots L_{N-1}} + T_1 \frac{K_1 K_2 \dots K_N}{L_1 L_2 \dots L_{N-1}} + T_{L_1} \frac{K_2 \dots K_N}{L_1 L_2 \dots L_{N-1}} T_2 \frac{K_2 \dots K_N}{L_2 \dots L_{N-1}} + \dots \right. \\ \left. \dots + T_{L_{N-1}} \frac{K_N}{L_{N-1}} + T_N K_N \right], \quad (5)$$

где $K_i = 10^{0.1G_i}$ и $T_i = T_0(10^{0.1NF_i} - 1)$ для $i = 1, 2, \dots, N$ – коэффициенты шума и шумовые температуры МШУ; $L_j = 10^{0.1IL_j}$ и $T_{L_j} = (L_j - 1)T_0$ для $j = 1, 2, \dots, N-1$ – вносимые вентилями потери и их аддитивные вклады в собственную шумовую температуру приемника.

Руководствуясь табл. 2–4, выберем детектор с чувствительностью $S = 2000$ мВ/мВт и максимальным уровнем линейного участка $P_{D\max} = -20$ дБм, установим коэффициенты усиления МШУ $G = 15$ дБ с коэффициентами шума $NF = 8$ дБ и используем развязывающие вентили с вносимыми потерями $IL = 2.3$ дБ. Для

Таблица 2. Сравнение детекторов Шоттки

Производитель	Страна	Модель	Рабочий диапазон частот, ГГц	Чувствительность, мВ/мВт	Динамический диапазон, дБм
Smiths Interconnect	США	DET-04	170–260	600	< –20
TeraHUB	Китай	M-210ZBD	120–320	800	< –20
VDI	США	WR4.3ZBD-F	170–260	1900	< –25
AT Microwave	Китай	AT-PD-210260T	210–260	2000	–50 ÷ –20

Таблица 3. Сравнение МШУ

Производитель	Страна	Модель	Рабочий диапазон частот, ГГц	Коэффициент усиления, дБ	Коэффициент шума, дБ
SAGE Millimeter	США	SBL-2142641585-0404-E1	210–260	13–15	8–9
Radiometer Physics	Германия	RPG LNA 210-260	210–260	15–20	7–10
TeraHUB	Китай	M-195LNA	195–230	20–22	7.7–8.5
AT Microwave	Китай	AT-LNA-210260-1508E	210–260	13–15	8–9

Таблица 4. Сравнение вентиляей

Производитель	Страна	Модель	Рабочий диапазон частот, ГГц	Вносимые потери, дБ	Развязка, дБ
Micro Harmonics	США	FR43	170–260	1.7–3.2	18–22
Mi-Wave	США	115H/387	170–260	5	25
SAGE Millimeter	США	STF-04-S1	170–260	4	30
Smiths Interconnect	США	WBI-04	170–260	2.5	20

увеличения флуктуационной чувствительности ориентируемся на всю рабочую полосу регистрации $\Delta f = 40$ ГГц. При таких параметрах потребуется три усилительных каскада.

Если в формуле (5) выражение в квадратных скобках разделить на коэффициент передачи, стоящий при T_A , то остальная часть будет характеризовать собственную шумовую температуру приемника прямого усиления:

$$T_{rx} = T_1 + \frac{T_{L_1}}{K_1} + \frac{T_2}{K_1} L_1 + \frac{T_{L_2}}{K_1 K_2} L_1 + \dots$$

$$\dots + \frac{T_{L_{N-1}}}{K_1 K_2 \dots K_{N-1}} L_1 L_2 \dots L_{N-1} +$$

$$+ \frac{T_N}{K_1 K_2 \dots K_N} L_1 L_2 \dots L_{N-1}. \quad (6)$$

В соответствии с формулой (6) собственная шумовая температура субТГц-приемника прямого усиления будет равна примерно $T_{rx} \approx 1700$ К, а предельная флуктуационная чувствительность модуляционного субТГц-радиометра для $T_A = 50$ К и $\tau = 1$ с, пересчитанная ко входу приемника прямого усиления, составит $\Delta T = 15$ мК.

Из наших оценок следует, что оба варианта пригодны для построения радиометра, предназначенного для анализа прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм, но благодаря меньшему количеству субТГц-узлов супергетеродинная схема оказывается экономически более целесообразной.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СУБТГЦ-СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМНИКА

В эксперименте по определению собственной шумовой температуры супергетеродинного приемника с центральной частотой $f_0 = 230$ ГГц и полосой приема 8 ГГц (с учетом зеркального канала) использовалась элементная база компании МВЭЙВ (Россия, Черноголовка – www.emwave.ru). Основная схема измерений выходной мощности сигнала соответствовала представленной на рис. 1. Мощность сигнала на выходе приемника измерялась несколькими способами:

– на выходе каскада усилителей ПЧ измерителем СВЧ-мощности Agilent E4418B с детекторной головкой HP 8481A (рис. 2);

– на выходе каскада усилителей ПЧ высокоскоростным осциллографом Rohde & Schwarz RTO 1044.

Входным сигналом для исследуемого приемника являлся широкополосный тепловой шум от модели чернотельной нагрузки, представляющей собой пенопластовую кювету с вспененным графитсодержащим материалом, находящимся при температурах окружающей среды $T_{hot} = (295 \pm 1)$ К и жидкого азота $T_{cold} = (77.0 \pm 0.5)$ К.

В качестве задающего генератора опорного СВЧ-сигнала для умножителя частоты на 18 (модуля расширения частотного диапазона МВЭЙВ 220–330 ГГц) в канале гетеродина использовался генератор HP 83623B, частота которого устанавливалась равной $f = 230/18$ ГГц

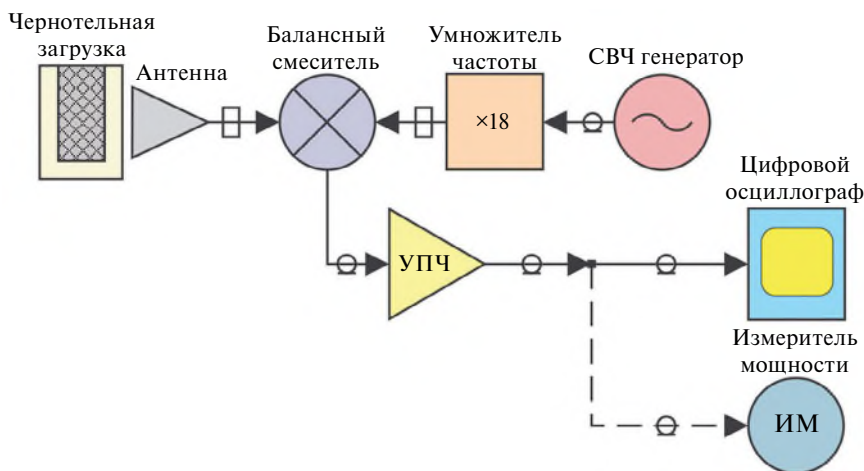


Рис. 1. Схема измерений мощности сигнала на выходе приемника.

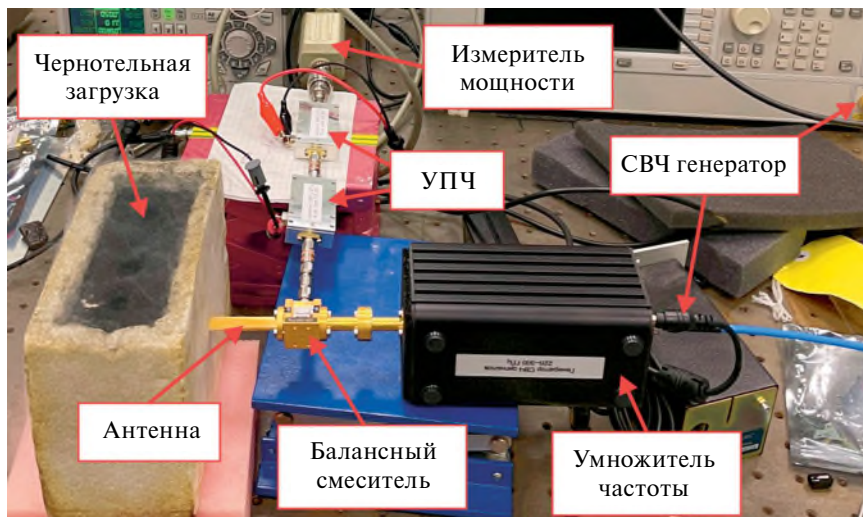


Рис. 2. Измерение выходной мощности на выходе ПЧ.

(около 12.8 ГГц) при уровне выходной мощности $P_{ref} = 7$ дБм. В тракте ПЧ на выходе смесителя использовались МШУ МВЭЙВ 10 МГц – 4 ГГц с коэффициентом шума 0.6 дБ и коэффициентом усиления 40 дБ.

Расчет собственной шумовой температуры в предположении линейности характеристики приемника проводился методом Y-фактора по формуле

$$T_N = \frac{T_{hot} - Y \cdot T_{cold}}{Y - 1}, \quad (7)$$

где

$$Y = \frac{P_{hot}}{P_{cold}}, \quad (8)$$

где P_{hot} – зарегистрированная мощность, соответствующая теплой нагрузке (чернотельная нагрузка при температуре окружающей среды), P_{cold} – зарегистрированная мощность, соответствующая холодной нагрузке (чернотельная нагрузка, залитая жидким азотом).

График зарегистрированной мощности при охлаждении чернотельной нагрузки до температуры жидкого азота представлен на рис. 3. Отклонения графика на рис. 3 от монотонно

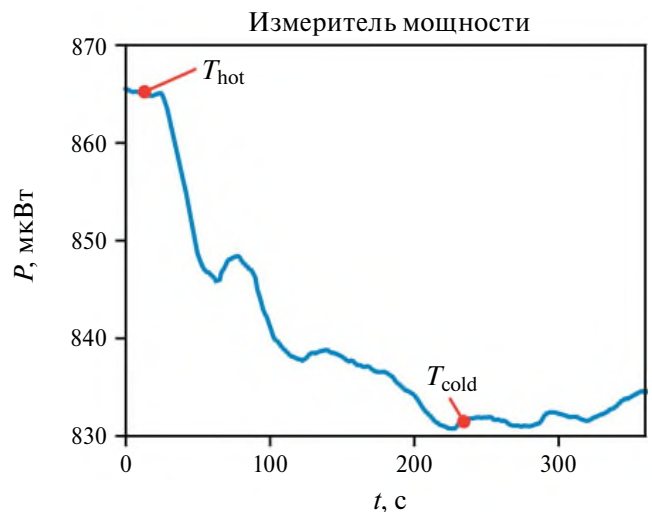


Рис. 3. Мощность на выходе ПЧ при охлаждении чернотельной нагрузки.

убывающей зависимости вызваны периодической доливкой жидкого азота в кювету. Результаты расчета шумовой температуры приведены в табл. 5.

Относительная погрешность измерения мощности, т.е. паспортная относительная погрешность головки измерителя мощности на границе рабочего диапазона полосы ПЧ приемника

Таблица 5. Результаты оценки шумовой температуры приемника при измерении мощности на ПЧ

Схема измерений	Мощность, мкВт		Y	T_N , К
	P_{hot}	P_{cold}		
Измеритель СВЧ-мощности	865 ± 1	831 ± 2	1.04	5300 ± 500
Высокоскоростной осциллограф	352 ± 3	332 ± 3	1.06	3600 ± 700

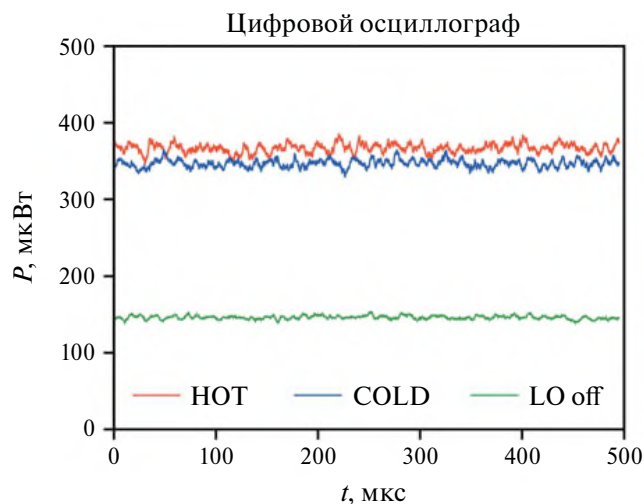


Рис. 4. Зависимость мощности сигналов на выходе ПЧ: HOT (красный) — теплая нагрузка, COLD (синий) — холодная нагрузка, LO off (зеленый) — теплая нагрузка при выключенном сигнале гетеродина, но включенных усилителях ПЧ (собственные шумы усилительного тракта ПЧ).

($f = 4$ ГГц), составляет $\delta_p = 2.8\%$. Однако абсолютные значения мощности при определении T_N менее значимы, чем их относительное изменение, поэтому за доверительный интервал при расчете погрешности определения собственной шумовой температуры приемника T_N вместо δ_p бралось СКО P , которое и указано в табл. 5 в виде абсолютной погрешности измерений.

Схема измерений выходной мощности на выходе каскада усилителей ПЧ высокоскоростным осциллографом была аналогичной той, которая представлена на рис. 2, за исключением замены головки измерителя мощности на кабельную сборку, соединенную со входом осциллографа сопротивлением 50 Ом. Параметры записи: частота дискретизации $f_d = 10$ Гвыб./с, длина реализации сигнала — 500 мкс (предел записи на один канал у используемого осциллографа).

На рис. 4 представлены зависимости мощности, взятые по всей длине реализации сигнала и усредненные в скользящем окне длительностью 5 мкс (50 тыс. точек). Результаты расчета приведены в табл. 5. Мощность в единицы СИ пересчитывалась как мощность переменного тока

$$\bar{P} = \frac{\overline{U^2}}{2 \cdot R}, \quad (9)$$

где $\overline{U^2}$ — усредненный по всей длине реализации сигнала квадрат амплитуды; $R = 50$ Ом — входное сопротивление канала осциллографа.

Согласно табл. 5, наилучшее значение шумовой температуры $T_N = 3600$ К получилось при измерении сигнала ПЧ цифровым осциллографом. Расхождения в абсолютных значениях мощности между двумя схемами измерений соответствуют вносимым потерям в дополнительной кабельной сборке, соединяющей выход ПЧ и вход осциллографа. Несоответствие шумовых температур даже с учетом доверительных интервалов объясняется большой паспортной погрешностью головки измерителя мощности δP , которой при расчете погрешности оценки шумовой температуры мы пренебрегли. Если пересчитать в абсолютные величины, то абсолютная погрешность составит $\Delta P = 24$ мВт, а это 70% всего диапазона изменения мощности на выходе ПЧ при измерении теплой и холодной нагрузок. В данном эксперименте мы руководствовались результатами, полученными с помощью высокоскоростного цифрового осциллографа, а результаты с измерителем СВЧ-мощности рекомендуем интерпретировать только как качественное подтверждение работоспособности схемы.

Спектры зарегистрированных сигналов, построенные с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ), изображены на рис. 5. Зарегистрированные сигналы представляют собой случайные процессы со стремящимся к нулю интервалом корреляции, поэтому при анализе БПФ можно ограничиться прямоугольным временным окном.

Из графиков спектров следует, что основная мощность сосредоточена в полосе до 1.2 ГГц. Согласно измерениям МШУ на векторном анализаторе цепей PLANAR Кобальт С4220, это связано с повышенным коэффициентом усиления МШУ в данной области. Если ограничиться только обозначенной частотной полосой (произвести низкочастотную фильтрацию), то на результат расчета шумовой температуры это никак не повлияет, а вот значение флуктуационной чувствительности модуляционного радиометра при условии $\Delta F = 2.4$ ГГц с учетом зеркального канала, $T_A = 50$ К и $\tau = 1$ с, пересчитанное ко входу супергетеродинного приемника, составит $\Delta T = 105$ мК, что в 3 раза хуже ожидаемого.

Снизить общую шумовую температуру можно путем установки перед смесителем МШУ ($G = 15$ дБ, $NF = 8$ дБ) с вентилем ($IL = 2.3$ дБ)

сразу после антенны, тогда общая шумовая температура будет составлять $T_{\text{эк}} \approx 1700 \text{ K}$, что эквивалентно схеме приемника прямого усиления. Вклад первого каскада усиления является определяющим, поэтому к нему предъявляются наиболее жесткие требования по шумовым характеристикам. Тем не менее даже с учетом того, что $\Delta F = 8 \text{ ГГц}$, флуктуационная чувствительность супергетеродинной схемы будет составлять $\Delta T = 30 \text{ мК}$, что в два раза хуже, чем у схемы прямого усиления.

Установка дополнительного каскада усиления приводит к общему удорожанию схемы, и затраты становятся сопоставимыми со схемой прямого усиления. Наличие объективных недостатков в виде необходимости использования гетеродина, имеющего собственные фазовые шумы, которые мы в расчете не учитывали, а также низкой флуктуационной чувствительности за счет более узкой рабочей полосы склоняет чашу весов в пользу построения субТГц-радиометра по схеме прямого усиления.

5. ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СУБТГЦ-РАДИОМЕТРА С ПРИЕМНИКОМ ПРЯМОГО УСИЛЕНИЯ

Прогресс в развитии технологий нанoeлектроники позволяет обеспечить стабильность коэффициента усиления современных МШУ на достаточно высоком уровне. В схеме модуляционного радиометра больше не требуется организации высокоскоростного переключения между антенной и опорной нагрузкой, что позволяет обойтись простым механическим модулятором с частотой переключения в несколько Гц. Безусловно, электронный вариант модулятора выглядит гораздо предпочтительней, но компактного и надежного широкополосного субТГц-переключателя с малыми вносимыми потерями, способного долговременно поддерживать стабильные характеристики в сложных климатических условиях, мы не выявили. Большинство технических решений имеют ослабление от 3 дБ и выше, что эквивалентно наличию в приемном тракте паразитного радиоконтрастного объекта, имеющего яркостную температуру, в несколько раз превышающую яркостную температуру объекта исследования.

Если в диапазоне длин волн 3 мм механический модулятор легко реализуется на сверхраз-

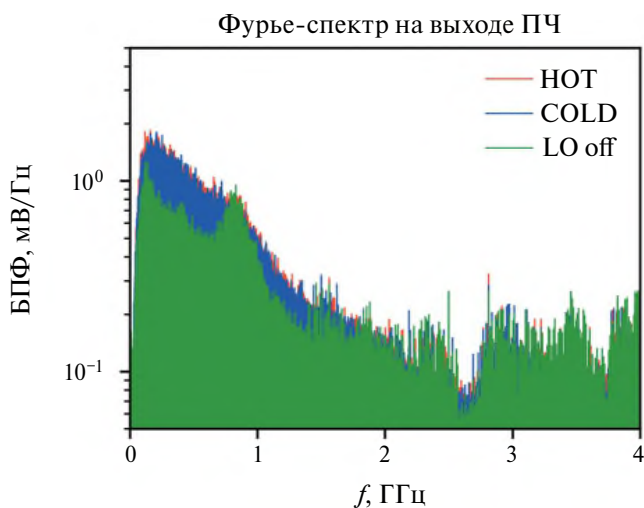


Рис. 5. Спектр сигналов на выходе ПЧ, зарегистрированных осциллографом.

мерных волноводах и непосредственно интегрируется в приемный тракт, как было сделано в одной из наших разработок [19], то на длине волны 1.3 мм подобное решение дополнительно добавит потери в квазиоптическом тракте, соизмеримые с электронным переключателем. По нашему мнению, один из возможных разумных компромиссов — размещение модулятора снаружи между антенной системой и поворотным зеркалом, обеспечивающим сканирование по зенитному углу от 0 до 90°, необходимое для определения вертикального поглощения атмосферы по методу атмосферных разрезов в предположении плоскостной атмосферы [20].

Принимая во внимание все изложенное выше, мы создали схему субТГц-радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм, представленную на рис. 6.

Несмотря на явные преимущества широко используемых в радиоастрономии двухзеркальных антенн, позволяющих в достаточно ограниченных габаритных размерах сформировать узкую диаграмму направленности антенны (ДНА) карандашного типа, в создаваемом приборе от них было решено отказаться. Наличие области затенения контррефлектора у двухзеркальных антенн делает их применение неоптимальным в компоновке с механическим модулятором, вынесенным за пределы волноводного тракта. С одной стороны, простейшим решением является использование пирамидального или конусообразного рупора. С другой стороны, добиться у обычного рупо-

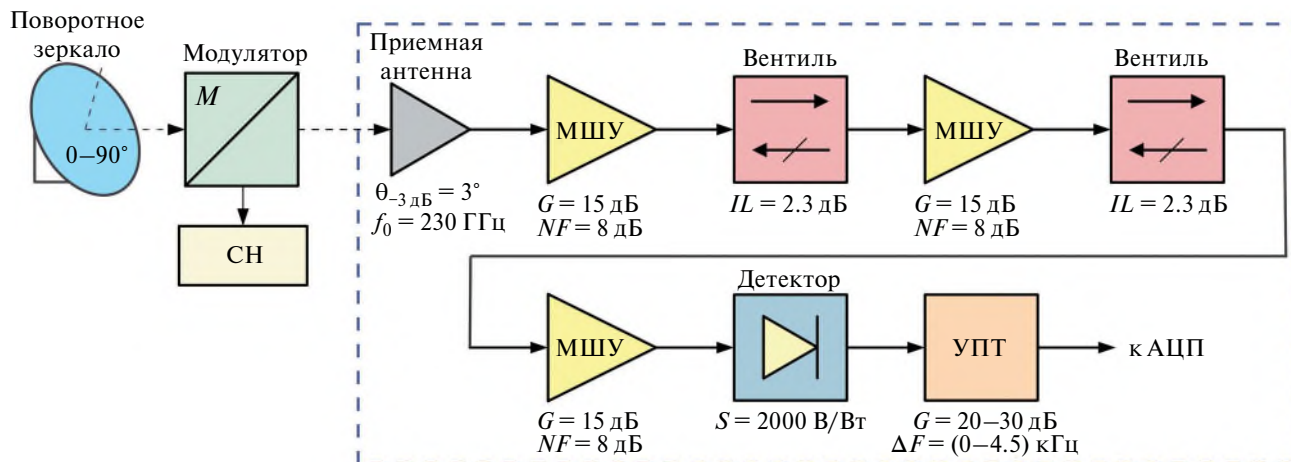


Рис. 6. Структурная схема субТГц-радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм.

ра требуемой ширины ДНА по уровню -3 дБ в районе 3° , что будет обеспечивать интегральное усреднение локальных неоднородностей атмосферы, но в то же время позволит выделить интересующий участок наблюдения области неба и эффективно использовать близкие к уровню горизонта углы, в разумных габаритах невозможно. Одним из вариантов решения проблемы формирования узкой ДНА является использование корректирующей линзы. Удобный вариант с точки зрения изготовления — плосковыпуклая диэлектрическая линза гиперболического профиля. Для расчета эффективного облучения всей поверхности линзы использовалась методика [21], предназначенная для проектирования расфазированных рупоров с изломом. В технике подобные рупоры за счет лучшего коэффициента усиления (на $2-2.5\text{ дБ}$ больше, чем у пирамидальных рупоров аналогичных размеров) нашли широкое применение в качестве облучателей главных зеркал, поэтому при расчете геометрии ставилась задача оптимального облучения поверхности линзы заданного диаметра.

Было рассмотрено три варианта исполнения рупорно-линзовой антенной системы, эскиз

которой представлен на рис. 7, с различными диаметрами линз (табл. 6). Размер питающего порта волновода взят стандартный — WR-4.3 ($1.092 \times 0.546\text{ мм}^2$), диэлектрическая проницаемость линзы задавалась формулой $\epsilon = 2.2$ (Фторопласт Ф4). Диаграммы направленности в обеих плоскостях для центральной частоты $f_0 = 230\text{ ГГц}$ из рассматриваемого диапазона, рассчитанные в пакете электродинамического моделирования CST MWS, представлены на рис. 8, 9.

Из соображений миниатюризации общего изделия был выбран вариант антенны с линзой с фокусным расстоянием 30 мм с просветлением ее границы параллельной треугольной гофрировкой, где шаг гофрировки $d = 0.71\text{ мм}$ и ее

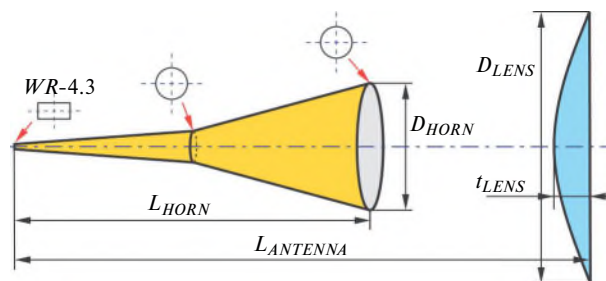


Рис. 7. Эскиз рупорно-линзовой антенной системы.

Таблица 6. Параметры рупорно-линзовой антенной системы

$D_{\text{LENS}}, \text{ мм}$	$D_{\text{HORN}}, \text{ мм}$	$L_{\text{HORN}}, \text{ мм}$	$L_{\text{ANTENNA}}, \text{ мм}$	$t_{\text{LENS}}, \text{ мм}$	Gain, дБи	θ_E	θ_H
30	16.08	45.56	71.53	4.1	35.8	3.1°	2.9°
40	18.57	52.18	92.37	5.36	38.3	2.3°	2.3°
60	17.95	35.1	92.88	10.08	41.6	1.5°	1.5°

высота $h = 0.43$ мм были рассчитаны в соответствии с теорией [22].

Во избежание конденсации влаги весь приемный тракт должен быть размещен в герметичном отсеке, находящемся под избыточным давлением (достаточно величины порядка 1.1 атм). В качестве газа-заполнителя может выступать сильно обезвоженный воздух, азот или другой инертный газ. Разность давлений снаружи и внутри будет сигнализировать о сохранении герметичности. Эскизный чертеж субТГц-приемного тракта в герметичном отсеке представлен на рис. 10. Здесь фторопластовая линза

антенной системы играет роль радиопрозрачного герметичного окна.

Низкочастотная часть после детектора может быть построена по любой схеме с прецизионным усилителем постоянного тока и аналого-цифровым преобразованием. Цифровая обработка позволяет не только отказаться от классических аналоговых схем синхронного детектирования, которые широко использовались в модуляционных радиометрах до появления многоразрядных АЦП, но и передать функцию интегрирования математическому алгоритму программы обработки.

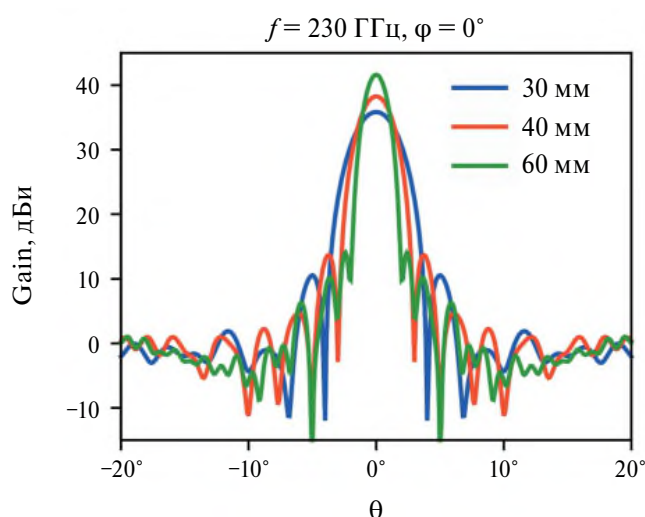


Рис. 8. ДНА в E -плоскости.

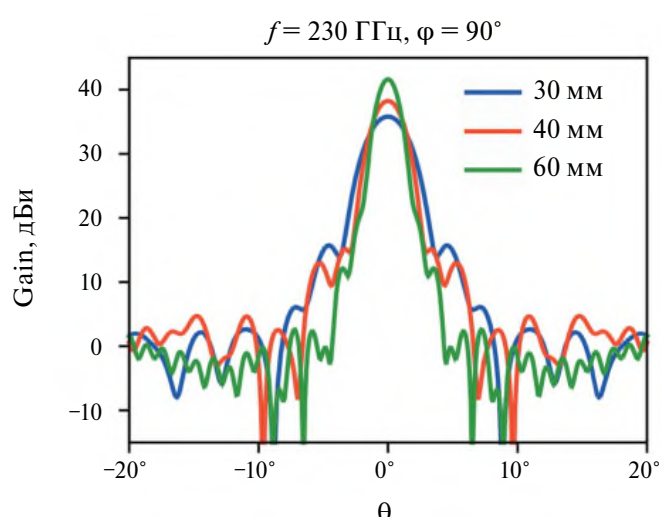


Рис. 9. ДНА в H -плоскости.

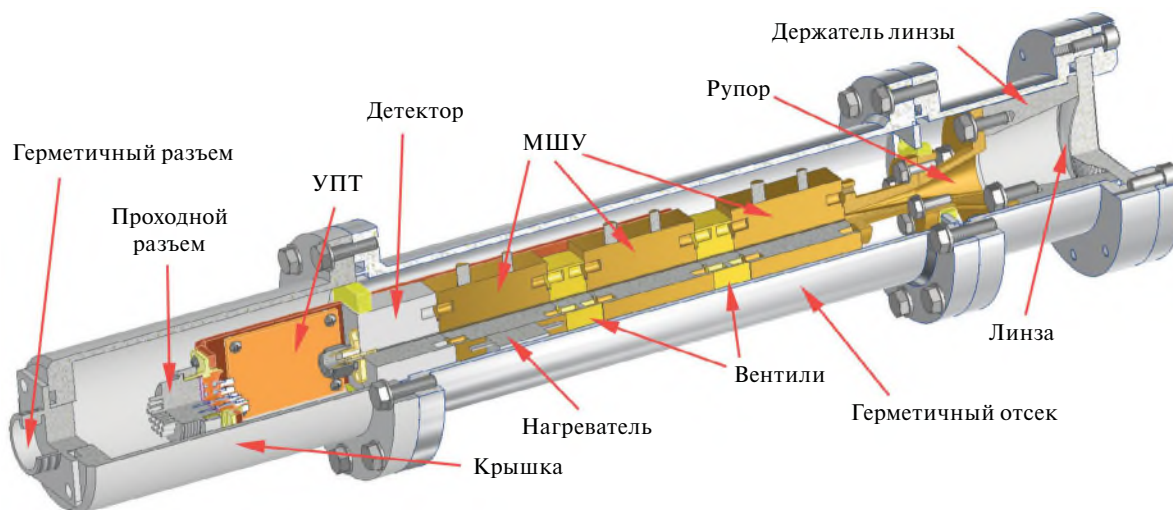


Рис. 10. Приемный тракт в герметичном отсеке.

Важные структурные новшества по сравнению с приборами, созданными более 15 лет назад, предлагаются и в части цифровой обработки. Современные нейросетевые алгоритмы [23, 24] и самообучающиеся методы позволят не только эффективно извлекать информацию из зашумленного сигнала и помех, но и по набору метео- и видеоданных, собираемых прибором одновременно с прямыми измерениями яркостной температуры неба, восстанавливать наиболее вероятную картину атмосферного поглощения в выпавшие по тем или иным причинам периоды (среди которых по опыту эксплуатации приборов МИАП-2 можно назвать и отключение электричества, и сбой в работе в механики, и не убранный своевременно с радиопрозрачного кожуха снег).

Для обеспечения сбора дополнительных данных прибор будет оснащен мини-метеостанцией, инфракрасным датчиком облачности, подогреваемым термостабилизатором и бортовым компьютером для сбора данных с постоянным доступом в интернет для контроля работы в удаленном режиме. Частично эти технологии уже привнесены в МИАП-2 в виде текущих доработок, частично разрабатываются заново.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы проанализировано современное состояние неохлаждаемой электронно-компонентной субТГц-базы и предложена концепция радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм. По завершению разработки радиометра планируется серия тестовых экспедиций для сравнения новых результатов с уже полученными ранее с помощью двух экземпляров МИАП-2.

Создаваемый прибор, кроме радиоастрономических приложений, может найти широкое применение в решении задач оценки местности при построении систем беспроводной субТГц-связи нового поколения 6G [25, 26], где существенное затухание сигнала в атмосфере играет немаловажную роль. Исследованию этой проблемы посвящено большое число наших публикаций, результаты которых обобщены в работах [7, 27], а также публикаций других научных коллективов, среди которых необходимо выделить работы [28], где в лабораторных условиях оценивалось влияние осадков, и [29], где приводятся результаты многолетних исследований рас-

пространения субТГц-волн в условиях плотной городской застройки. Нельзя не отметить и обширные не прямые исследования: дистанционное зондирование со спутника, измерения с тропосферных зондов, метод тропосферных задержек по сигналам GNS и оценку с помощью моделирования параметров атмосферы [1, 3–5, 30]. Сопоставление прямых измерений, для которых и создается прибор, позволит верифицировать эти данные и обеспечит их корректное использование для оценки возможностей тех или иных площадок. Выводы, сделанные нами по результатам исследований, находятся в полном соответствии с выводами других авторов: субТГц-диапазон крайне перспективен не только для радиоастрономии, но и для создания каналов радиосвязи. В обзоре 2019 года [31] классики 5G-коммуникаций прогнозировали повсеместное внедрение беспроводных систем субТГц- и ТГц-диапазонов в период с 2025 по 2035 год, предполагая активное их применение в различных сферах народного хозяйства, включая высокоскоростную компьютерную и сотовую связь стандартов 6G и выше, роботизированное управление, беспилотный транспорт, системы голографии и виртуальной реальности высокого разрешения, а также навигационные и радиолокационные приложения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-00006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raymond A.W., Palumbo D., Paine S.N., Blackburn L., Rosado R.C., Doeleman S.S., Farah J.R., Johnson M.D., Roelofs F., Tilanus R.P.J., Weintraub J. // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2021. V. 253. № 1. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/abc3c3>
2. 2-ой Российско-Узбекистанский научный семинар. Международная радиообсерватория на плато Суффа: перспективы развития миллиметровой и субмиллиметровой астрономии. М.: РАН, 2023.
3. Землянуха П.М., Домбек Е.М., Марухно А.С., Вдовин В.Ф. // *Астрофизический бюллетень*. 2024. Т. 79. № 2. С. 350.
4. Shikhovtsev A.Yu., Khaikin V.B., Kovadlo P.G., Baron P. // *Atmos. Ocean. Opt.* 2023. V. 36. P. 78. <https://doi.org/10.1134/S1024856023020148>

5. Huang L., Mo Z., Liu L., Zeng Z., Chen J., Xiong S., He H. // *Earth and Space Science*. 2021. V. 8. № 5. <https://doi.org/10.1029/2020EA001516>
6. Большаков О.С., Вдовин В.Ф., Гунбина А.А., Землянуха П.М., Леснов И.В., Марухно А.С., Минеев К.В., Носов В.И., Сальков В.А. // Сборник статей XII Всероссийской научно-технической конференции “Электроника и микроэлектроника СВЧ”. Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”, 2023. С. 72.
7. Балега Ю.Ю., Батаев Д.К.-С., Бубнов Г.М., Вдовин В.Ф., Землянуха П.М., Лолаев А.Б., Леснов И.В., Марухно А.С., Марухно Н.А., Муртазаев А.К., Хайкин В.С., Худченко А.В. // *ДАН. Физика, технические науки*. 2022. Т. 502. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S2686740022010023>
8. Вдовин В.Ф., Марухно А.С. // Сборник научных трудов XI Всероссийской научной конференции “Системный синтез и прикладная синергетика”. пос. Нижний Архыз, Россия, 2022. С. 381.
9. Bubnov G.M., Abashin E.B., Balega Yu.Yu., Bolshakov O.S., Dryagin S.Yu., Dubrovich V.K., Marukhno A.S., Nosov V.I., Vdovin V.F., Zinchenko I.I. // *The 25th International Symposium on Space Terahertz Technology*. Moscow, Russia, 2014. P. 76. <https://doi.org/10.1109/TTNZ.2014.2380473>
10. Бубнов Г.М., Артеменко Ю.Н., Вдовин В.Ф., Данилевский Д.Б., Зинченко И.И., Носов В.И., Никифоров П.Л., Шанин Г.И., Раупов Д.А. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59. № 8-9. С. 852.
11. Liebe H.J. // *Int. J. Infrared Milli Waves*. 1989. V. 10. P. 631. <https://doi.org/10.1007/BF01009565>
12. Zmuidzinas J., Richards P.L. // *Proceedings of the IEEE*. 2004. V. 92. № 10. P. 1597. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2004.833670>
13. Тарасов М.А., Гунбина А.А., Лемзяков С., Фоминский М.Ю., Чекушкин А.М., Якопов Г.В., Вдовин В.Ф., Эдельман В.С. // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2021. Т. 48. № 9. С. 10.
14. Минин В.А., Ефремов Ю.Н., Балега Ю.Ю. // *Природа*. 2009. № 2(1122). С. 18.
15. Balega Y., Bolshakov O., Chernikov A., Gunbina A., Edelman V., Efimova M., Eliseev A., Krasilnikov A., Lapkin I., Lesnov I., Mansfeld M., Markina M., Pevzner E., Shitov S., Smirnov A., Tarasov M., Tyatushkin N., Vdovin A., Vdovin V. // *Photonics*. 2024. V. 11. P. 257. <https://doi.org/10.3390/photonics11030257>
16. Новиков И.Д., Лихачёв С.Ф., Шекинов Ю.А., Андрианов А.С., Барышев А.М., Васюнин А.И., Вибе Д.З., де Граау Т., Дорошкевич А.Г., Зинченко И.И., Кардашёв Н.С., Костенко В.И., Ларченкова Т.И., Лихачёва Л.Н., Ляховец А.О., Новиков Д.И., Пилипенко С.В., Пунанова А.Ф., Рудницкий А.Г., Смирнов А.В., Шематович В.И. // *УФН*. 2021. Т. 191. № 4. С. 404. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.12.038898>
17. Лихачев С.Ф., Рудницкий А.Г., Андрианов А.С., Андрианов М.Н., Архипов М.Ю., Барышев А.М., Вдовин В.Ф., Голубев Е.С., Костенко В.И., Ларченкова Т.И., Пилипенко С.В., Подобедов Я.Г., Разананирина Ж.К., Третьяков И.И., Федорчук С.Д., Худченко А.В., Черный Р.А., Шуруп М.А. // *Космические Исследования*. 2024. Т. 62. № 1. С. 121. <https://doi.org/10.31857/S0023420624010116>
18. Носов В.И., Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин В.Ф., Зинченко И.И., Марухно А.С., Никифоров П.Л., Федосеев Л.И., Швецов А.А. // *ПТЭ*. 2016. № 3. С. 49. <https://doi.org/10.7868/S0032816216020117>
19. Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин А.В., Вдовин В.Ф., Гладышев В.О., Гунбина А.А., Дубрович В.К., Землянуха П.М., Кауц В.Л., Красильников А.М., Леснов И.В., Мансфельд М.А., Минеев К.В., Шарандин Е.А. // *ПТЭ*. 2023. № 1. С. 112. <https://doi.org/10.31857/S0032816222060118>
20. Кисляков А.Г. // *Радиотехника и электроника*. 1968. Т.13. № 7. С. 1161.
21. Тимофеева А.А. // *Электросвязь*. 1977. № 5. С. 28.
22. Власов С.Н., Копосова Е.В. *ЖТФ*. 1993. Т. 63. № 7. С. 123.
23. Пирогов Л.Е., Землянуха П.М. // *Астрономический журнал*. 2021. Т. 98. № 2. С. 102. <https://doi.org/10.31857/S0004629921010047>
24. Bubnov G., Zemlyanukha P., Dombek E., Vdovin V. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V. 2015. P. 012024. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2015/1/012024>
25. Petrov V., Kurner T., Hosako I. // *IEEE Communications Magazine*. V. 58. № 11. P. 28. <https://doi.org/10.1109/MCOM.001.2000273>
26. Standard IEEE 802.15.3d-2017
27. Balega Y., Bubnov G., Glyavin M., Gunbina A., Danilevsky D., Denisov G., Khudchenko A., Lesnov I., Marukhno A., Mineev K., Samsonov S., Shanin G., Vdovin V. // *Applied Sciences*. 2022. V. 12. P. 5670. <https://doi.org/10.3390/app12115670>
28. Ma J., Shrestha R., Moeller L., Mittleman D.M. // *APL Photon*. 2018. V. 3. P. 051601. <https://doi.org/10.1063/1.5014037>
29. Xing Y., Rappaport T.S. // *IEEE Communications Letters*. 2021. V. 25. № 12. P. 3755. <https://doi.org/10.1109/LCOMM.2021.3117900>
30. Шиховцев А.Ю., Хайкин В.Б., Миронов А.П., Ковалю П.Г. // *Оптика атмосферы и океана*. 2022. Т. 35. № 1(396). С. 67. <https://doi.org/10.15372/AOO20220110>
31. Rappaport T.S., Xing Y., Kanhere O., Ju S., Madanayake A., Mandal S., Alkhateeb A., Trichopoulos G.C. // *IEEE Access*. 2019. V. 7. P. 78729. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2921522>

УДК 539.381+620.178.151

УСТРОЙСТВО МИКРОМАРКИРОВКИ ОБРАЗЦОВ НА ОСНОВЕ ГРАВИРОВАЛЬНОГО СТАНКА

© 2024 г. Е. Ю. Шелковников^а, П. В. Гуляев^{а, *}, К. С. Ермолин^{а, **}

^аУдмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения
Российской академии наук
Россия, 426067, Ижевск, ул. им. Татьяны Барамзиной, 34

*e-mail: lucac@inbox.ru

**e-mail: ermolin@udm.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 06.02.2024 г.

Принята к публикации 06.03.2024 г.

Работа относится к области контактной силовой нано- и микролитографии, применяемой для маркировки образцов и разметки участков поверхности, исследуемых с помощью микроскопов высокого разрешения. Описано устройство маркиратора, построенного на базе серийного гравировального станка Generic-CNC2418 с числовым программным управлением в G-кодах и использующего вольфрамовую иглу в качестве рабочего инструмента. Описан процесс управления приводами станка для формирования маркировки, основанный на контроле контактирования иглы с поверхностью посредством оптического микроскопа. Маркировка, получаемая с помощью таких игл, представляет собой рисунок отдельных отпечатков (паттерн) иглы. Приводы маркиратора обеспечивают точность позиционирования 10 мкм. Поперечный размер получаемых отпечатков маркировки при этом составляет 10–15 мкм. Маркиратор рекомендуется использовать для поверхностей с шероховатостью Ra не более 0.1 мкм и твердостью по Моосу не более 7.5.

DOI: 10.31857/S0032816224050206 EDN: ERIFQW

1. ВВЕДЕНИЕ

Область применения современной нанолитографии [1] постоянно расширяется. В частности, одной из новых сфер применения стало нанесение малозаметной маркировки [2–4]. Такая маркировка имеет размеры единицы или доли микрометров и может использоваться для обозначения границ исследуемых участков поверхности, например, в зондовой микроскопии. Это необходимо, чтобы при разнесенных по времени исследованиях быстрее локализовать необходимый участок в поле зрения исследовательского прибора. Поскольку такая локализация осуществляется с помощью оптико-цифровых камер, то поперечные размеры маркировки должны быть не менее нескольких микрометров. Для ее нанесения могут

применяться электронно-лучевая литография [5], селективное травление [6], анодное окисление [7]. Однако эти методы помимо сложного оборудования могут потребовать специализированные помещения и персонал. Более простой в реализации является контактная литография, для которой применяются зондовые микроскопы или нанотвердомеры-инденторы [8, 9]. Однако их применение также ограничивается рядом факторов.

1. Высокая стоимость оборудования и расходных материалов (особенно для наноинденторов).

2. Кремниевый кантилевер зондовых микроскопов имеет недостаточную жесткость и прочность для маркировки твердых поверхностей. Кроме того, отпечатки, получаемые с помощью кантилевера, имеют поперечные размеры,

затрудняющие их обнаружение с помощью оптико-цифровых камер.

В результате разработка недорогих средств нанесения маркировки, пригодных для нанесения оптически различимых меток (в том числе на образцы с высокой твердостью), является актуальной задачей.

2. АНАЛИЗ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Общими элементами конструкции зондовых микроскопов и нанотвердомеров, применяемых для силовой литографии, являются остроконечный инструмент (индентор, кантилевер, игла) и система позиционирования по трем координатам. Маркировка формируется из отдельных отпечатков этого инструмента, перемещаемого с помощью системы позиционирования. Поиск или разработка аналогов этих инструментов позволит решить задачу создания недорогого маркиратора образцов. Рассмотрим возможные пути решения данной задачи.

Типичный радиус закругления острия кантилевера зондового микроскопа составляет примерно 30 нм и меньше [10]. С учетом этого, а также относительно невысокой жесткости и хрупкости кантилевера получение оптически различимых отпечатков является весьма затруднительным. Радиус закругления наноиндентора составляет 100–200 нм [11]. При таких значениях отпечатки размером 10–20 мкм получаются при усилии 5 мН и глубине воздействия

доли-единицы микрометров [12]. Недостатками наноинденторов являются высокая стоимость и значительные сроки поставки расходных материалов. Аналогом кантилевера и индентора нанотвердомера может являться вольфрамовая игла туннельного микроскопа, имеющая в укрупненном масштабе (без учета отдельных нановыступов) радиус закругления 100–200 нм [13]. Например, в работе [14] использовался контролируемый контакт иглы с поверхностью, который позволял формировать отпечатки 10–20 нм в диаметре. Тем не менее укрупненные размеры кончика иглы туннельного микроскопа дают основание считать, что в другом режиме контактирования иглы с поверхностью возможно формирование оптически различных отпечатков.

Анализ систем позиционирования нанотвердомеров и зондовых микроскопов показал, что они узко ориентированы и нестандартизированы. Вместе с тем их точность и функциональность избыточна для задачи нанесения оптически различимой маркировки. В связи с этим в настоящей работе предложена система позиционирования маркиратора на базе промышленно выпускаемых систем, основанных на шаговых двигателях.

3. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ МАРКИРАТОРА

На рис. 1 представлен общий вид маркиратора. Он включает в себя трехосевую систему

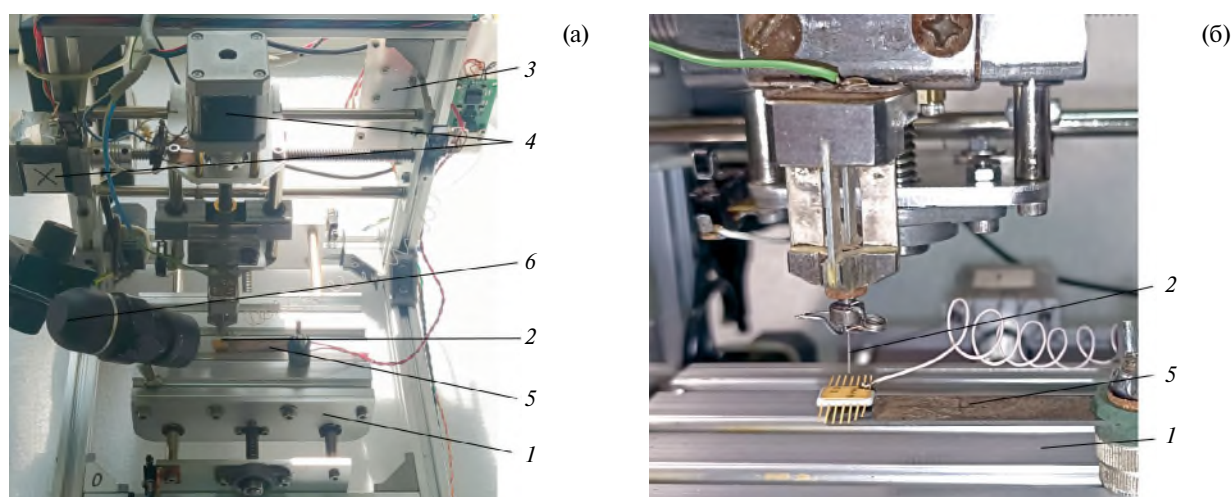


Рис. 1. Схема маркиратора: **а** – общий вид маркиратора, **б** – детальный вид узла иглы:

1 – система позиционирования, 2 – игла маркиратора, 3 – блок управления шаговыми двигателями, 4 – шаговые двигатели, 5 – балка-демпфер, 6 – камера.

Таблица 1. Характеристики маркиратора

Параметр	Значение
Версия ПО	GRBL 0.9j
Тип системы позиционирования	Трехосевая портальная система типа CNC2418
Шаг перемещения	1.8°
Линейная точность позиционирования	10 мкм
Крутящий момент шагового двигателя	0.4 Нм
Линейное усилие на валу	100 Н

позиционирования гравировального станка CNC2418 [15] с линейными направляющими 1 для перемещения стола с образцом и иглы маркиратора 2. Блок управления 3 построен на базе платы Arduino UNO с использованием драйверов DRV8825, реализующих микрошаговый режим работы. Для перемещения используются шаговые двигатели 4 NEMA17 [16] (на рис. 1 один из трех двигателей не виден), характеристики которых представлены в табл. 1. Плавность перемещения образца при воздействии иглы, перемещаемой шаговым двигателем, обеспечивает консольная балка-демпфер 5. Образец закрепляется на конце балки на подложке из пенопропилена (двухсторонний “скотч”). Контроль подвода к образцу осуществляется посредством камеры 6 (Levenhuk DTX 90) с разрешением 3.2 Мп и оптическим увеличением $\times 300$.

4. СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Блок управления маркиратора работает с версией прошивки GRBL 0.9j. Управляющая программа разрабатывается в стандартных G-кодах [17] и загружается в блок управления с помощью программного обеспечения GRBL Control. Для ускорения разработки могут использоваться системы автоматизированного проектирования (САПР), например, КОМПАС 3D [18] или SIMCO Edit [19].

В представленной конфигурации маркиратора процесс перемещения имеет следующие особенности:

- перемещение контролируется устройством управления только по абсолютному уровню Z-координаты;
- перемещение носит шаговый характер, величина шага определяется двигателем и драйвером.

Для обеспечения долговечности острия необходимо:

- обеспечить усилие, которое бы существенно не превышало значений, достаточных для создания микроразмерных отпечатков;
- обеспечить плавность процесса вдавливания иглы в поверхность образца.

Решение этих задач в представленной конструкции обеспечивается следующим образом.

1. Общая деформация Δl_t элементов цепи вал шагового двигателя–поверхность образца (ШДО) определяется шагом двигателя. Развиваемое усилие определяется мощностью шагового двигателя и составляет десятки ньютонов (табл. 1). Эта величина является избыточной. Если же в цепи ШДО имеются упругие элементы, то усилие будет определяться законом Гука:

$$F = \frac{\Delta l_t}{n_t},$$

где n_t – общая податливость упругих элементов цепи ШДО, Δl_t – шаг двигателя. К упругим элементам маркиратора относятся балка и подложка образца из полипропилена. Общая податливость определяется выражением

$$n_t = n_s + n_d,$$

где податливость балки n_d и подложки n_s можно определить по формулам [20]

$$n_s = \frac{t}{E_s \cdot A}, \quad n_d = \frac{l_d^3}{3E_d \cdot J},$$

где l_d – длина балки; E_s , E_d – модуль Юнга подложки и балки соответственно; A – площадь подложки; J – момент инерции сечения балки; t – толщина подложки.

Для используемой в маркираторе подложки $7 \times 7 \times 2$ мм³ из пенопропилена податливость составила $n_s = 0.00007$ м/Н, добротность – $Q_s = 7.87$. Податливость балки составила

$n_d = 0.00018$ м/Н, добротность — $Q_d = 317.31$. Значения добротности выбраны исходя из целевых уровней декремента затухания 0.8 и 0.01, характерных для материалов с высоким (подложка) и низким (балка) внутренним трением. Данные параметры цепи ШДО обеспечили силу воздействия зонда на поверхность 4 мН. Порядок этой величины совпадает с порядком величины силового воздействия (2.5 мН), используемого для формирования микромаркировки в работе [12].

2. Повышение плавности вдавливания обеспечивается демпфированием цепи ШДО. В частности, за это отвечает подложка образца из пенопропилена. Схема замещения цепи ШДО построена на системе электромеханических аналогий и представлена на рис. 2а, на котором C_1 — это масса подложки, C_2 — масса на конце балки; $L_1 = n_s$, $L_2 = n_d$ — податливости соответственно подложки и балки; R_1 , R_2 — механические проводимости (внутреннее трение) соответственно подложки и балки.

Величина C_2 определяется следующим образом:

$$C_2 = C_1 + C_d / 4 + C_3$$

где C_d — масса балки; C_3 — масса образца. Расчет величины механической проводимости для каждого элемента цепи ШДО по отдельности осуществлялся согласно выражениям

$$R_1 = Q_s \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad R_2 = Q_d \sqrt{\frac{L_2}{C_d}}.$$

Типовой график перемещения поверхности образца при шаговом воздействии представлен на рис. 2б. На графике рис. 2б первоначальное резкое смещение образца (область 1) обусловлено деформацией балки, дальнейшее медленное смещение (область 2) обусловлено деформацией подложки крепления образца, имеющей низкую добротность. Чем ниже податливость

балки по сравнению с податливостью подложки, тем меньше величина первоначального смещения по сравнению с последующим медленным смещением. Продолжительность воздействия составляет около 200 мс. Это значительно меньше, чем в нанотвердомерах, но значительно больше, чем при использовании только шагового двигателя без использования податливой подложки.

5. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ИГЛЫ МАРКИРАТОРА

Для создания иглы маркиратора используется вольфрамовая проволока диаметром 1 мм. Вольфрам имеет высокую твердость (7.5 по Моосу), что позволяет маркировать достаточно широкий диапазон материалов, имеющих меньшую твердость (в частности, маркиратор успешно применялся для широко распространенных подложек из золота, слюды и пиролитического графита). Формирование острия иглы происходит в два этапа (рис. 3). Первоначально с помощью дисковой фрезы формируется профиль шейки (рис. 3а). Механическая обработка позволяет задать форму иглы с определенным углом заострения (30–60 градусов), а также ускорить процесс создания иглы. Затем выполняется электрохимическое травление заготовки [21], в результате которого происходит окончательное формирование иглы (рис. 3б). Нанесение маркировки осуществляется в два этапа. Первый этап — определение координат базовой точки отсчета, относительно которой осуществляются перемещения иглы при нанесении маркировки. Второй этап — формирование паттерна маркировки. Сначала с использованием цифровой камеры и шаговых двигателей выбираются XY-координаты базовой точки. При выборе положения ориентируются на целевой участок поверхности и макроориентиры

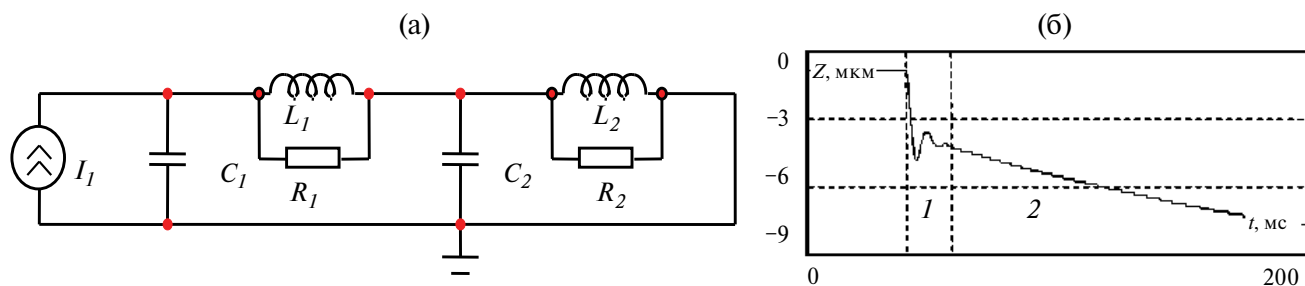


Рис. 2. Схема замещения цепи шаговый двигатель—образец (а) и типовой график перемещения острия (б).

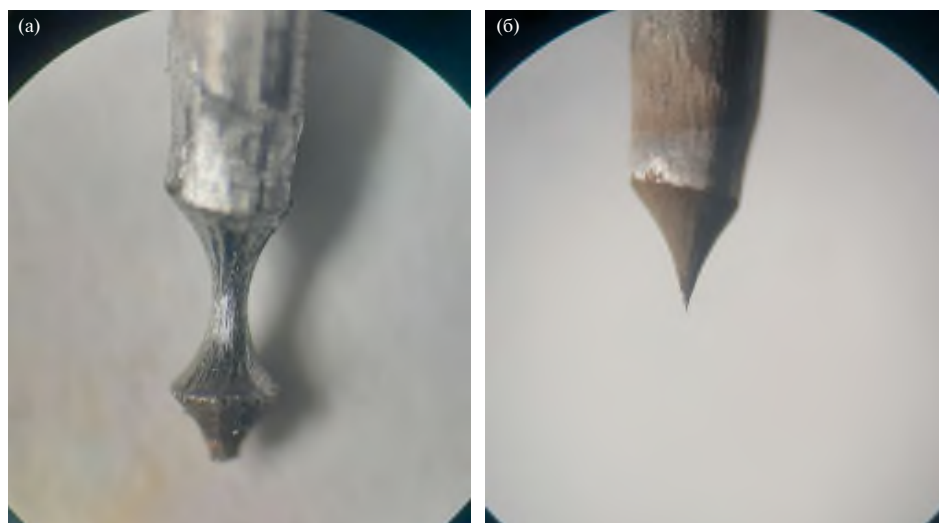


Рис. 3. Изображения (увеличение $\times 100$) иглы маркиратора: **а** – результат после механической обработки заготовки, **б** – результат после электрохимического травления заготовки.

на поверхности (выступы, углубления и т. п.). Игла при этом находится на достаточном расстоянии от образца, обеспечивающем сохранность ее кончика. Затем осуществляется подвод иглы к поверхности образца. Подвод выполняется в ручном режиме одиночными шаговыми перемещениями с контролем положения после каждого шага. Z -координата базовой точки определяется в момент касания поверхности. До момента касания между кончиком иглы и поверхностью образца наблюдается свободное

пространство (рис. 4а, б). В момент касания (рис. 4в) данное пространство исчезает и может наблюдаться смещение образца. Наличие отпечатка проверяется после отвода иглы от образца (рис. 4г). Для уменьшения размера отпечатка определенная таким образом базовая Z -координата может быть скорректирована на величину 1–2 шагов шагового двигателя. Для токопроводящих образцов Z -координата базовой точки определяется в момент замыкания электрической цепи игла-образец.

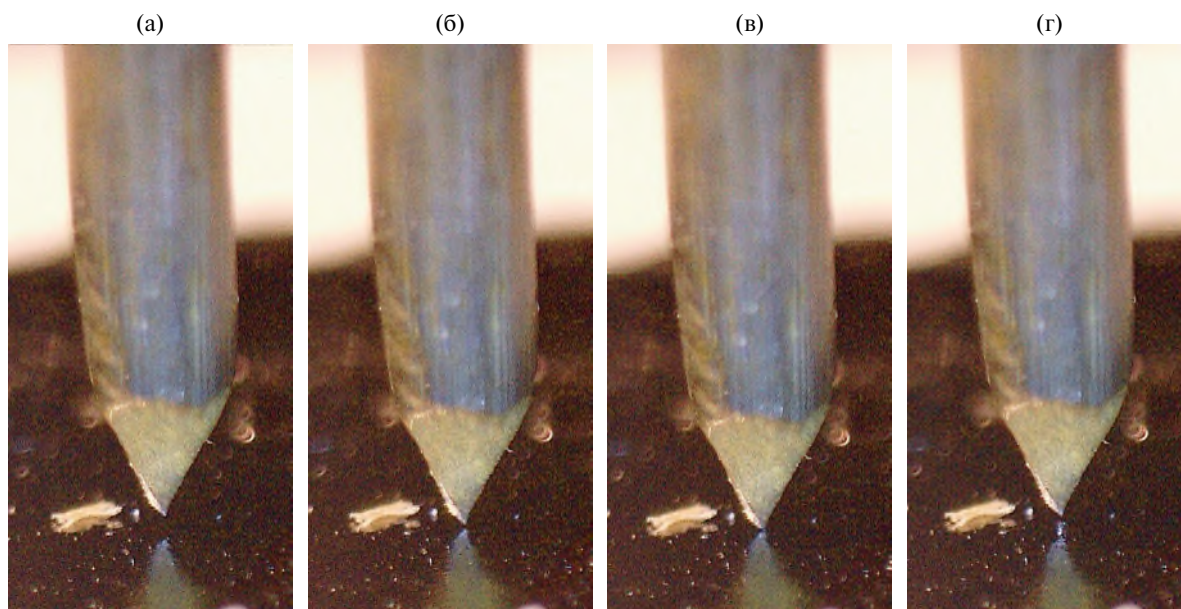


Рис. 4. Этапы формирования отпечатка: **а, б** – подвод иглы к поверхности; **в** – момент контактирования; **г** – отпечаток на образце после отвода.

Рисунок маркировки наносится в автоматическом режиме. Предварительно он формируется в виде массива XU -координат точек (отпечатков). Для каждой точки из массива выполняются следующие действия:

- смещение в очередную точку массива XU -координат точек;
- подвод иглы до базовой Z -координаты;
- отвод иглы на безопасное расстояние (3–4 шага двигателя).

Результаты работы маркиратора на позолоченной подложке представлены на рис. 5. На рис. 5а приведено изображение, полученное с помощью оптического микроскопа, на рис. 5б – изображение, полученное с помощью зондового микроскопа Solver P47. Размеры

отпечатков на рис. 5б сопоставимы по размерам с отпечатками, полученными с помощью нанотвердомера Nanotest 600 [12]. Глубина отпечатков при этом составила от 0.5 до 3 мкм, поэтому для их надежного распознавания рекомендуется, чтобы шероховатость окружающей поверхности R_a не превышала 0.1 мкм. Представленная на рис. 5 маркировка, кроме функции обозначения границ исследуемых областей, может выполнять защитную (вследствие уникальности отпечатка каждой иглы) и индикативную (изменение площади и глубины отпечатка по мере износа или загрязнения поверхности) функции. Например, на рис. 6 представлены два изображения, демонстрирующие снижение контрастности и площади изображения одного и того же отпечатка при загрязнении поверхности.

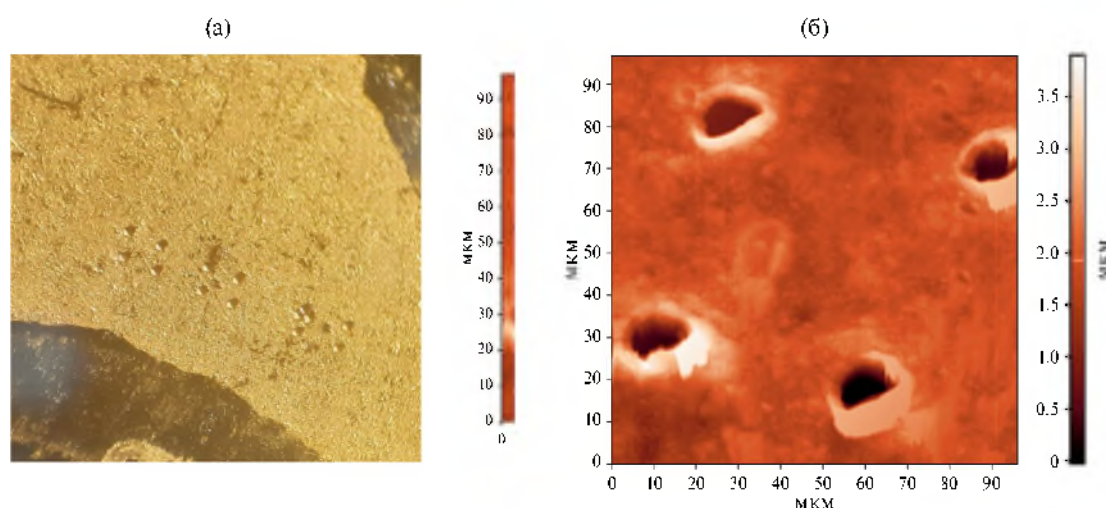


Рис. 5. Изображения микромаркировки на позолоченной подложке: а – изображение, полученное с помощью оптического микроскопа (увеличение $\times 400$); б – изображение, полученное посредством зондового микроскопа.

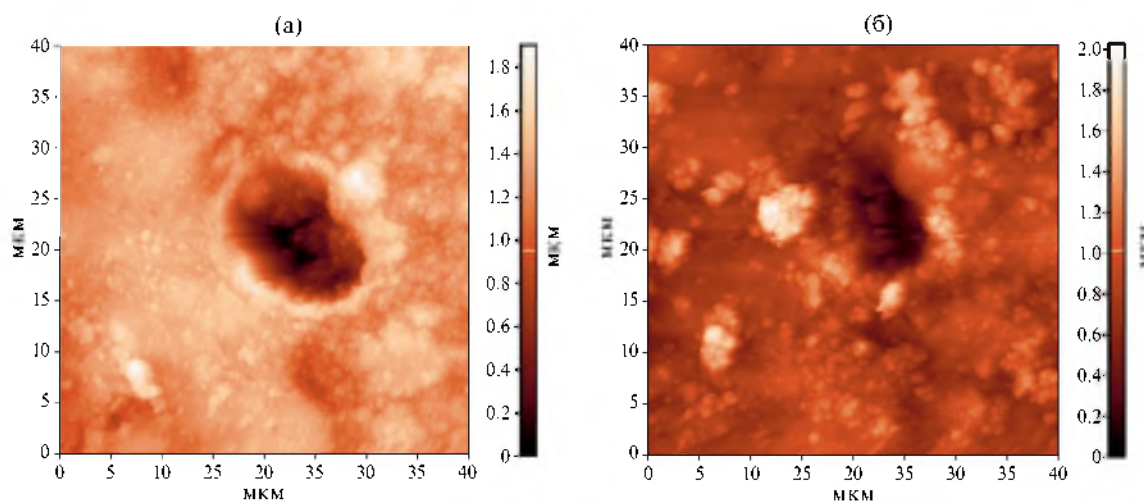


Рис. 6. Изображения отпечатка микромаркировки: а – до загрязнения поверхности, б – после.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ дорогостоящего оборудования, применяемого для маркировки на микро и наноуровнях, показал, что для разработки более доступного по цене маркиратора возможно использовать серийно выпускаемые системы позиционирования, а также лабораторно воспроизводимые технологии создания маркировочного инструмента.

В процессе разработки получены следующие результаты.

1. Показано, что применение представленного маркиратора позволяет создавать элементы маркировки, сопоставимые по поперечным размерам с элементами маркировки, создаваемыми более дорогостоящим оборудованием.

2. Произведена апробация вольфрамовых игл и простой технологии их изготовления для использования в качестве инструмента маркировки.

3. Обосновано применение упругих элементов для создания усилий, необходимых для получения микроразмерных отпечатков. Приведены выражения, позволяющие вести расчет параметров упругих элементов.

4. Разработаны процессы управления маркиратором, позволяющие создавать элементы маркировки, достаточные для последующего обнаружения с помощью оптических систем высокого разрешения.

5. Маркиратор рекомендован для использования на образцах с шероховатостью Ra не более 0.1 мкм и твердостью по Моосу не более 7.5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Xie X.N., Chung H.J., Sow C.H., Wee A.T. // Materials Science and Engineering: R: Reports. 2006. V. 54. № 1(1–2). P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.mser.2006.10.001>
- Запорожкова И.В., Кислова Т.В. Патент РФ 2365989. Оpubл. 27.08.2009. Бюл. № 24.
- Запорожкова И.В., Кислова Т.В., Горемыкина Ю.Ю., Сухарев А.Г. // Вестник Волгоградского государственного университета. Серия 10: Инновационная деятельность. 2008. № 3. С. 81.
- Кислова Т.В. // НБИ технологии. 2021. Т. 15. № 1. С. 29. <https://doi.org/10.15688/NBIT.jvolsu.2021.1.4>
- Hashim U., Sutikno M., Zahid Jamal Z.A. // Jurnal Nanosains & Nanoteknologi. 2008. V. 1. № 2. P. 58. https://www.researchgate.net/publication/26844332_Preliminary_Study_of_Nanomarks_Fabrication_for_Nanomultilayers_Alignment_using_Scanning_Electron_Microscopy
- Ono Sachiko, Hidetaka Asoh. In: Noble Metals. 2012, p. 225. <http://dx.doi.org/10.5772/34387>
- Sugimura H., Uchida T., Kitamura N., Masuhara H. // J. Phys. Chem. 1993. V. 98. P. 4352.
- Гуляев П.В. // Компьютерная оптика. 2020. Т. 44. № 3. С. 470. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-641>
- Гуляев П.В., Шелковников Е.Ю. // Химическая физика и мезоскопия. 2022. Т. 24. № 1. С. 111. <https://doi.org/10.15350/17270529.2022.1.10>
- Кремниевые кантилеверы серии “Golden”. TipsNano, 2023. <https://tipsnano.ru/upload/iblock/687/687bbc643efa94db0cef2f93dc1e8a7f.pdf>
- Gadelrab K., Chiesa M. // MRSPceedings. 2011. V. 1297. P. 53. <http://dx.doi.org/10.1557/opl.2011.629>
- Гуляев П. В., Шушков А. А. // Химическая физика и мезоскопия. 2022. Т. 24. № 3. С. 312. <https://doi.org/10.15350/17270529.2022.3.25>
- Chaika A.N., Orlova N.N., Semenov V.N., Postnova E.Y., Lazarev M.G., Chekmazov S.V., Aristov V.Y., Glebovsky V.G., Bozhko S.I., Krasnikov S.A., Shvets I.V. // Scientific Reports. 2014. V. 4. P. 3742. <https://doi.org/10.1038/srep03742>
- Lake R.E., Dean A., Maheswaranathan N., Lange A.P., Ray M.P., Sosolik C.E. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 013703. <https://doi.org/10.1063/1.2818777>
- CNC2418 – CNC engraving machine. Besomi Electronics, 2023. <https://besomi.com/product/cnc2418-cnc-engraving-machine/>
- Гибридные шаговые двигатели серии FL42STH NEMA 17 “Электропривод”, 2002. <https://electroprivod.ru/fl42sth.htm>
- Программирование. Основные G-коды. Фрезерные работы на станках с ЧПУ. Автономная некоммерческая организация “Агентство развития профессионального мастерства (Ворлдскиллс Россия)”, 2014. <https://nationalteam.worldskills.ru/skills/programirovanie-osnovnye-g-kody/>
- Система трехмерного моделирования Компас 3D. ООО “АСКОН - Системы проектирования”, 2024. <https://kompas.ru/kompas-3d/about/>
- Редактор управляющих программ для станков с ЧПУ. CIMCO A/S | CIMCO Americas, LLC., 2024. <https://www.cimco-software.ru/software/cimco-edit/overview/>
- Ленк А. Электромеханические системы: Системы с распределенными параметрами. Москва: Энергоатомиздат. 1982.
- Ibe J.P., Bey P.P., Brandow S. L., et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1990. V. 8. P. 3570. <https://doi.org/10.1116/1.576509>

УДК 53.086+681.7: 681.7.024+666.1.054+543.4

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СТЕКЛЯННЫХ МИКРОФЛЮИДНЫХ ЧИПОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЫТЕСНЕНИЯ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

© 2024 г. И. Ш. Гарифуллин^{а, *}, О. А. Солнышкина^{а, b, **}, Э. С. Батыршин^{а, b, **}

^аУфимский университет науки и технологий
Россия, 450076, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

^бООО «РН-БашНИПИнефть»
Россия, 450006, Уфа, ул. Ленина, 86/1

*e-mail: is@bgutmo.ru

**e-mail: batyrshines@bnipi.rosneft.ru

Поступила в редакцию 9.01.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

В данной работе представлен эффективный подход к изготовлению стеклянных микрофлюидных чипов для исследования физико-химических процессов на масштабе пор при многофазном течении в пористых средах, включающий в себя описание выбора материала, способов формирования микроканалов и склейки подложек, а также изготовления оснастки для фиксации чипа и подключения к источникам флюидов. Основное преимущество предлагаемого способа связано с доступностью используемых материалов и относительной простотой изготовления. В то же время изготовленные таким образом чипы обладают хорошими механическими свойствами, высокой оптической прозрачностью и химической инертностью. В работе изучается влияние различных параметров обработки материалов при изготовлении чипов на их характеристики и свойства. Полученные результаты могут быть использованы широким кругом исследователей при разработке собственных микрофлюидных платформ на основе стеклянных чипов не только для изучения многофазной фильтрации в пористых средах, но и для проведения химических реакций и различных исследований в области биомедицины.

DOI: 10.31857/S0032816224050218 EDN: ERENSS

1. ВВЕДЕНИЕ

Микромодели пористых сред из оптически прозрачных материалов, которые позволяют визуализировать процессы в отдельных поровых каналах, начали применяться в исследованиях достаточно давно [1, 2]. Такой подход к изучению фильтрации флюидов в пористых средах позволяет детально исследовать взаимосвязи между особенностями течения на масштабе пор и интегральными характеристиками среды, такими как проницаемость и др. К примеру, одна из пионерских работ в данной области посвящена изучению двухфазного течения

в базовой модели пористой среды – поровом дублете [1], представляющим собой капилляр, расходящийся на два капилляра различного сечения, которые затем сходятся обратно в один [3]. Эта модель позволяет изучить влияние баланса вязких и капиллярных сил на свойства двухфазного течения в пористой среде. Кроме примитивных моделей порового пространства используются и более сложные сети микроканалов: упорядоченные [4–6], случайно распределенные [7], аналогичные поровой структуре реальных горных пород [8]. С развитием технологий микрофлюидики количество работ в данной области возросло на порядки [9, 10].

Микрофлюидика имеет дело с исследованием поведения флюидов в микроканалах с характерными размерами порядка 1–100 мкм. Особенности поведения флюидов на таких масштабах связаны с доминированием поверхностных сил. Микрофлюидные чипы представляют собой оптически прозрачные устройства, которые содержат в себе одиночные микроканалы или их сети. Основные преимущества проведения экспериментов на чипах обусловлены возможностью визуализации процессов, выбора произвольной геометрии порового пространства, изготовления любого количества чипов-двойников за разумную стоимость, а также скоростью проведения испытаний и малым расходом образцов.

Значительная доля исследований в области микрофлюидики производится на чипах из полидиметилсилоксана (ПДМС). Этот полимерный материал имеет важные для микрофлюидных приложений характеристики: оптическую прозрачность, легкость обработки, относительно низкую стоимость, биосовместимость, что делает его пригодным для применения в исследованиях биологических жидкостей и конструирования “органов на чипе” [11, 12]. В основном изготовление чипов из ПДМС осуществляется с использованием подхода репликации. В этом случае мастер-форма микро- или наноструктуры с хорошей геометрией каналов изготавливается один раз с применением литографии и фотошаблонов. Последующая заливка мастер-формы полимером позволяет создавать дубликаты чипов. Также изготовление мастер-форм возможно за счет электронно-лучевой обработки поверхности, что дает возможность изготовить рисунок без применения фотошаблона [13]. Отметим, что в этом случае требуется высокотехнологичное дорогостоящее оборудование. Основным недостатком ПДМС связан с ограничениями в использовании рабочих реагентов [14]. В последнее время активно развивается изготовление чипов с применением аддитивных технологий с использованием таких методов, как стереолитография (SLA) и цифровая обработка светом (DLP), где в качестве материала используется фотоотверждаемая смола [15]. Недостатками являются ограничения в количестве доступных материалов и в размерах микроканалов — пространственное разрешение принтеров составляет десятки микрон. Для формирования микроструктур

в стекле или кремнии используется анизотропное реактивное ионное травление (RIE) или глубокое реактивное ионное травление. Стекланные или кремневые чипы, изготовленные данными методами, имеют хорошую геометрию микроканалов, позволяют работать с агрессивными химическими реагентами, а механическая прочность материалов дает возможность проводить исследования в больших диапазонах давления. Создание таких чипов является многостадийным длительным процессом, требует участия высококвалифицированного персонала и использования дорогостоящего оборудования. Также для изготовления микроструктур на стекле или кремнии существует классический метод — травление в растворе плавиковой кислоты (HF), который достаточно прост и имеет относительно низкую стоимость. К его недостаткам можно отнести изотропный характер травления, что не позволяет обеспечить прямоугольный профиль сечения микроканалов. Кроме того, есть ограничения по глубине травления, связанные как со стойкостью фоторезистов в кислотном растворе, так и с пассивацией поверхности травления продуктами реакции.

Большинство приложений микромоделей для геологических пористых сред ориентировано на визуализацию поведения потока жидкости и взаимодействия жидкости и твердой фазы на макроуровне и в масштабе пор. Микромоделю можно использовать в качестве визуального инструмента для понимания поведения поверхности жидкости, взаимодействия жидкости и твердого тела и поведения мениска жидкости от макромасштаба до микромасштаба в статических и динамических условиях. В отличие от тестов на макромасштабе с помощью микрофлюидных чипов можно обнаружить некоторые малозаметные механизмы, такие как изменение смачиваемости. Кроме того, наблюдение за конкуренцией между капиллярными и вязкими силами в масштабе пор является важным фактором при разработке операции увеличения нефтеотдачи, чего нельзя увидеть в экспериментах на макроуровне. Считается, что визуализация добытой остаточной нефти всегда является проблемой в фильтрационных экспериментах на керне (требование компьютерной томографии), и с помощью микрофлюидных платформ эта проблема может быть частично решена [16].

Современные методы визуализации и контроля потоков в микроканалах позволяют моделировать в чипах различные режимы многофазных течений в пористых средах. Важное практическое приложение такого подхода направлено на моделирование процессов в нефтегазонасыщенных горных породах. Значительные усилия исследователей в данной области направлены на адаптацию микрофлюидных технологий для решения задачи подбора оптимальных агентов воздействия на продуктивный пласт для условий конкретных объектов разработки. Так, например, в работах [17, 18] микрофлюидные чипы применяют для оптимизации состава поверхностно-активных веществ (ПАВ). В то же время на текущий момент не существует общепринятой методологии подобных экспериментов, рекомендаций по выбору материалов и методики изготовления чипов, построения структуры порового пространства и т. д.

Основной новизной и отличительной особенностью данной статьи является то, что в настоящей работе структурирован собственный опыт, связанный с изготовлением микрофлюидной платформы на основе стеклянных чипов, а также подробно описаны оптимальные технологические решения, не требующие дорогостоящего оборудования. Последовательно изложен материал об изготовлении микрофлюидных чипов, определении их характеристик и свойств, а также результат применения изготовленных чипов для изучения процессов вытеснения нефти в пористых средах.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ МИКРОФЛЮИДНЫХ ЧИПОВ

2.1. Материалы

Визуализация процессов в микроканалах с использованием методов оптической микроскопии лежит в основе большинства экспериментальных подходов микрофлюидики. По этой причине микрофлюидные чипы изготавливаются из оптически прозрачных материалов: полидиметилсилоксана [19], поликарбоната (ПК), полимеров для 3D-печати [20, 21], стекла [22]. Наибольшую популярность получили чипы из ПДМС, поскольку их стоимость относительно низка и они просты в изготовлении. Чипы из ПДМС наиболее часто используются для исследований в биологии, медицине

и пищевой промышленности. Однако для задач с использованием углеводов и агрессивных химических реагентов (растворителей, щелочей и т. д.) наиболее подходящим материалом является минеральное стекло [22]. Кроме полностью стеклянных чипов получили распространение чипы со структурой стекло-кремний-стекло [23]. Данные материалы обладают хорошими механическими свойствами, исключают деформации стенок при течении жидкости, высокой оптической прозрачностью, химической стойкостью и возможностью различных модификаций свойств поверхности, например смачиваемостью. В настоящей работе для изготовления чипов использовалось обычное предметное стекло для микроскопов марки СП2-ЛЮКС (Россия).

2.2. Литография

Существует множество методов для формирования микроструктуры в стеклянной подложке: мокрое (химическое) травление [24, 25], сухое травление [26, 27] или механическая обработка [28]. В нашей работе для получения микроструктуры применялся метод фотолитографии с мокрым травлением. Поверхность стеклянных подложек размерами $50 \times 25 \text{ мм}^2$ последовательно промывалась в растворе NaOH и этанола в соотношении 1 : 5 [29] в течение 30 мин, затем в деионизированной воде (MilliQ, Millipore Corp.), ацетоне (ООО “Протон”, Россия), изопропиловом спирте (ООО “Протон”, Россия) в течение 10 мин с использованием ультразвуковой ванны. После этого подложки высушивались в конвекционной печи при температуре 120°C в течение 40 мин.

Формирование микроструктуры осуществлялось с использованием фотошаблона (рис. 1а) в несколько этапов. На поверхность очищенной подложки (рис. 1б) последовательно наносились слои усилителя адгезии СИЛ-А01 и фоторезиста ФП3515 (ФРАСТ-М, Россия) с помощью центрифуги Spin150 (sps-europe, USA) для нанесения тонких пленок (рис. 1в). После высыхания фоторезиста проводилось экспонирование через фотошаблон (рис. 1г), который определял геометрию порового пространства чипа. Затем осуществляется проявка фоторезиста (рис. 1д), дублирование и травление подложки в растворе плавиковой кислоты (рис. 1е). После травления фоторезист удалялся специальным смывателем (СПР01Ф) (рис. 1ж).

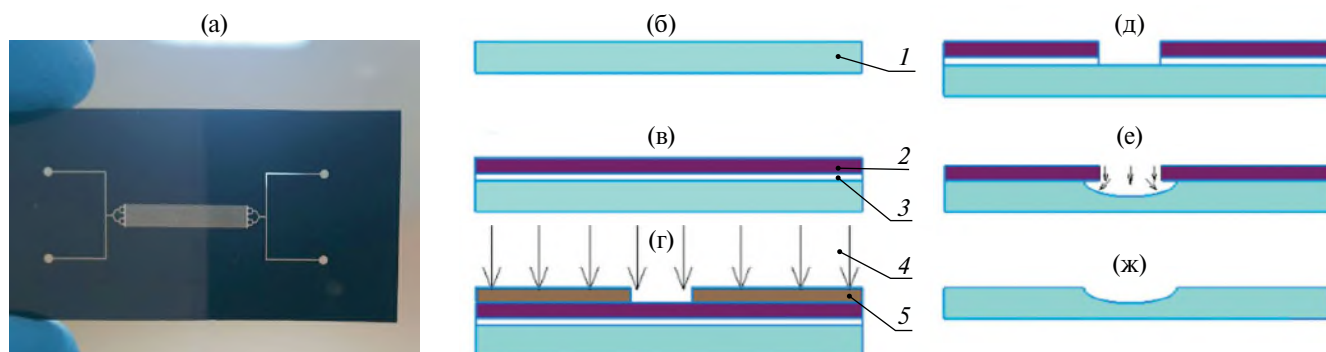
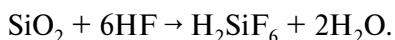


Рис. 1. Процесс формирования микроструктуры в стеклянной подложке: **а** – фотошаблон; **б** – чистая стеклянная поверхность (1 – стекло); **в** – заготовка микрочипа (2 – фоторезист, 3 – усилитель адгезии); **г** – экспонирование фоторезиста через фотошаблон (4 – УФ-излучение, 5 – фотошаблон); **д** – проявление фоторезиста; **е** – травление подложки; **ж** – снятие слоя фоторезиста.

Химическое травление стекла в водном растворе HF описывается реакцией



Обычно в раствор плавиковой кислоты добавляется фторид аммония NH_4F , который, хотя и замедляет травление, улучшает его качество за счет уменьшения шероховатости вытравливаемой поверхности [30]. Кроме того, иногда в раствор для травления добавляют соляную кислоту HCl для растворения продуктов травления стекла [30]. При приготовлении рабочего раствора для травления предварительно создавался буферный раствор: в 60 мл деионизированной воды добавлялись 40 г NH_4F и 10 мл 49%-ного раствора HF. Далее буферный раствор разбавлялся водой в различных концентрациях. Травление проводилось в пластиковом контейнере при непрерывном помешивании магнитной мешалкой. Для оптимизации режима травления варьировались концентрация раствора и время травления.

В результате этих операций на поверхности стеклянной подложки образовывалась система микроканалов, соответствующая рисунку на фотошаблоне. Таким образом, метод позволяет сформировать поровую сеть с произвольной заданной геометрией, является относительно простой, дешевой технологией, имеет высокую скорость травления (2 нм/с при 25°C) [24].

2.3. Сверление

Для сверления сквозных отверстий в стеклянных микрофлюидных чипах используются следующие технологии: лазерная обработка [29],

электроэрозионная обработка [31] и механическое сверление [32]. Последний метод наиболее прост в реализации, является самым распространенным. Именно он использовался в настоящей работе. Главной проблемой при таком методе сверления является высокая вероятность образования сколов стекла у границ отверстия, особенно на выходе (рис. 2а). Для предотвращения подобных сколов используются различные подходы [33]. Например, под обрабатываемую стеклянную пластину часто подкладывается такая же пластина, обеспечивая плотный прижим. Дополнительно пространство между ними заполняется жидкостью (водой) [33], что позволяет проводить более качественное сверление (рис. 2б). Отверстия для подачи и отвода из чипа жидкостей высверливались в ответных подложках, которые не содержали микроканалы. Сверление проводилось на высокоточном микрофрезерном станке MF70 (Proxxon) алмазной фрезой диаметром 0.4 мм при скорости вращения 5000 об/мин со скоростью подачи 0.5 мм/мин. Охлаждение осуществлялось непрерывной подачей воды в зону сверления.

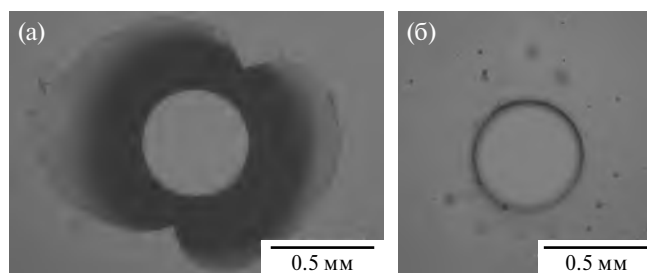


Рис. 2. Выходные отверстия на поверхности стекла при воздушном зазоре (**а**), при использовании жидкости (**б**).

2.4. Склеивание

Среди различных способов герметичного склеивания стеклянных подложек при изготовлении чипов можно выделить следующие методы: термическое склеивание (спекание) [34], анодное склеивание [35], использование адгезивного слоя [36]. Каждый из них обладает своими преимуществами и недостатками. Однако можно выделить характерную для всех этих методов трудоемкость процесса и требовательность к качеству воспроизводства процедур. Наиболее простой, но в то же время очень эффективный метод, описанный в работе [37], основан на активации поверхности стекла после обработки в растворе детергента. После обработки склеиваемые подложки промываются в воде, прижимаются друг к другу через водную прослойку с помощью зажимов и высушиваются в течение 24 ч при комнатной температуре. Склейка происходит за счет сил Ван-дер-Вальса. В настоящей работе для подготовки поверхностей к этому процессу использовался детергент RBS 35 Concentrate (Fluka Analytical). Обработка поверхности проводилась в растворах с различной концентрацией и в течение различных промежутков времени. По результатам тестирования чипов был выбран оптимальный режим обработки поверхности.

2.5. Определение характеристик чипов

Первичная оценка качества склеивания проводилась визуально. Образование не склеенных областей (рис. 3а) возможно при попадании микрочастиц в пространство между стеклянными пластинами или вследствие наличия дефектов пластин. Кроме того, было обнаружено, что некоторые марки предметных стекол обладают недостаточно плоской поверхностью. Этот факт не позволяет при склейке привести их поверхности к плотному контакту, достаточному для склеивания. Если причиной плохого склеивания были микрочастицы, то стеклянные пластины разъединялись с помощью острого лезвия, заново промывались в детергенте и повторно склеивались.

После успешной склейки (рис. 3б) проводилась оценка высоты микроканалов при помощи спектрофотометра HR2000+CG-UV-NIR (Ocean Optics, USA). В результате была получена сравнительная зависимость глубины травления стекла от времени воздействия кислотного

раствора с различной концентрацией (рис. 4). Из графика видно, что для 10%го раствора при травлении в течение 15 мин и 20 мин глубина травления одинакова. Вероятнее всего, это связано с тем, что после 15-й минуты слой нерастворимых продуктов реакции приводит к существенному снижению скорости травления. При увеличении времени травления ухудшается адгезия фоторезиста с подложкой, это приводит к неконтролируемому травлению поверхности

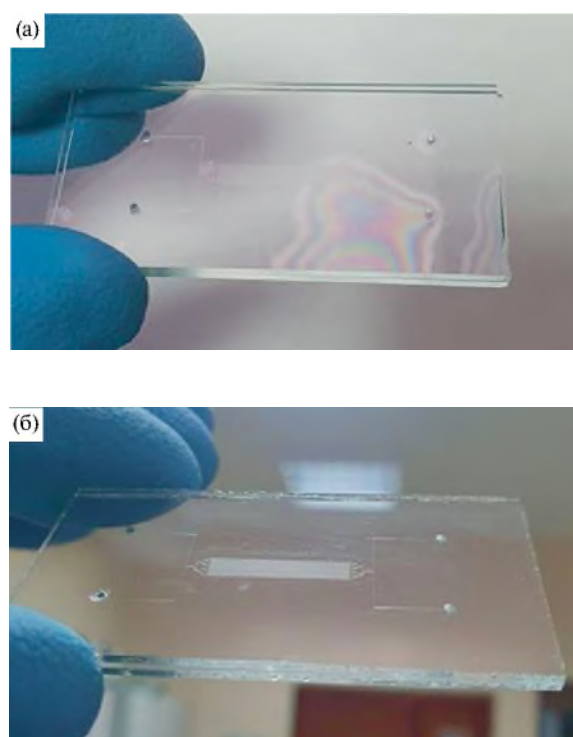


Рис. 3. Микрофлюидный чип с дефектом склейки (а), без дефектов (б).

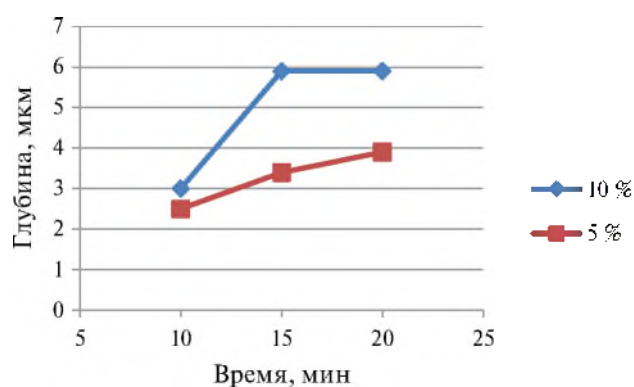


Рис. 4. Зависимость глубины травления от времени при травлении в 10- и 5-процентных буферных растворах HF.

подложки под фоторезистом. По результатам экспериментов были выбраны оптимальный состав и режим травления: 5-процентный раствор, травление в течение 15 мин. На рис. 5 показано поперечное сечение канала, полученное на растровом электронном микроскопе (РЭМ). Хорошо видно, что глубина канала однородна по всей ширине, а боковые стенки наклонены к плоскости канала под близким к 45° углом, обусловленным тем, что травление происходит изотропно, т. е. часть стеклянной подложки вытравливается под слоем фоторезиста.

Для оценки прочности склеивания микрофлюидного чипа была собрана экспериментальная установка, состоящая из воздушного компрессора и контроллера давления. Прочность склеивания стеклянных подложек оценивалась путем прикладывания давления воздуха к одному из входных каналов, при этом все остальные были заблокированы. Микрофлюидный чип помещался в емкость, наполненную водой, для наглядной регистрации утечки воздуха. Давление постепенно повышалось с шагом 50 кПа каждые 2 минуты, когда оно становилось достаточно высоким, чтобы разрушить соединение стекла, в чашке с водой наблюдалась утечка воздуха. Его значение непосредственно перед утечкой определялось как характеристика прочности склейки. Тестирование проводилось при давлениях до 700 кПа. Стабильность чипа в указанном диапазоне достаточна для проведения микрофлюидных экспериментов с использованием типичного микрофлюидного оборудования. На рис. 6 представлены результаты экспериментов по оценке влияния времени активации поверхности стеклянных пластин и концентрации детергента на прочность склейки. В ходе испытаний чипы, обработанные в чистой воде (концентрация детергента 0%) при времени обработки 30 мин и 2-процентном растворе при времени обработки 10 и 20 мин, расклеились, достигнув давления 600 и 700 кПа. Однако чипы, склеенные в 2-процентном растворе при времени обработки 30 мин и в 5-процентном растворе при времени обработки 10 мин, 20 мин и 30 мин, достигнув давления в 700 кПа, не расклеились. По результатам экспериментов были выбраны оптимальная концентрация (5%) и продолжительность обработки (15 мин).

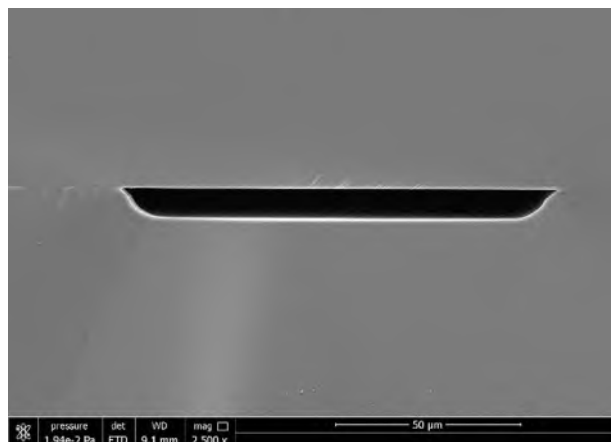


Рис. 5. РЭМ-изображение поперечного сечения микроструктуры.

		Концентрация, %		
		0	2	5
Время, мин	10		7 атм 40 мин	7 атм > 12 ч
	20		6 атм 36 мин	7 атм > 12 ч
	30	5.5 атм 18 мин	7 атм > 12 ч	7 атм > 12 ч

Рис. 6. Характеристики прочности чипов.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МИКРОФЛЮИДНОЙ ПЛАТФОРМЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЫТЕСНЕНИЯ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Установка для исследования микрофлюидных потоков собрана на базе оптического микроскопа Olympus IX71 (Olympus, Japan) (рис. 7), сопряженного с камерой Infinity 2 (Lumenera, USA). Управление потоками в микрофлюидном чипе проводилось с помощью контроллера давления VSO-BT (Parker, USA) и шприцевого насоса 200-CE (Cole Parmer, USA). Потоки жидкостей в микрофлюидном чипе могут стимулироваться как при постоянном перепаде давления с помощью контроллера давления, так и при постоянном объемном расходе с помощью шприцевого насоса. Также на рис. 7 показаны емкости для сбора флюидов, вытесняемых из чипа.

Поскольку эксперимент с вытеснением связан с последовательным прокачиванием различных жидкостей, удобнее сделать несколько входов и выходов для того, чтобы исключить

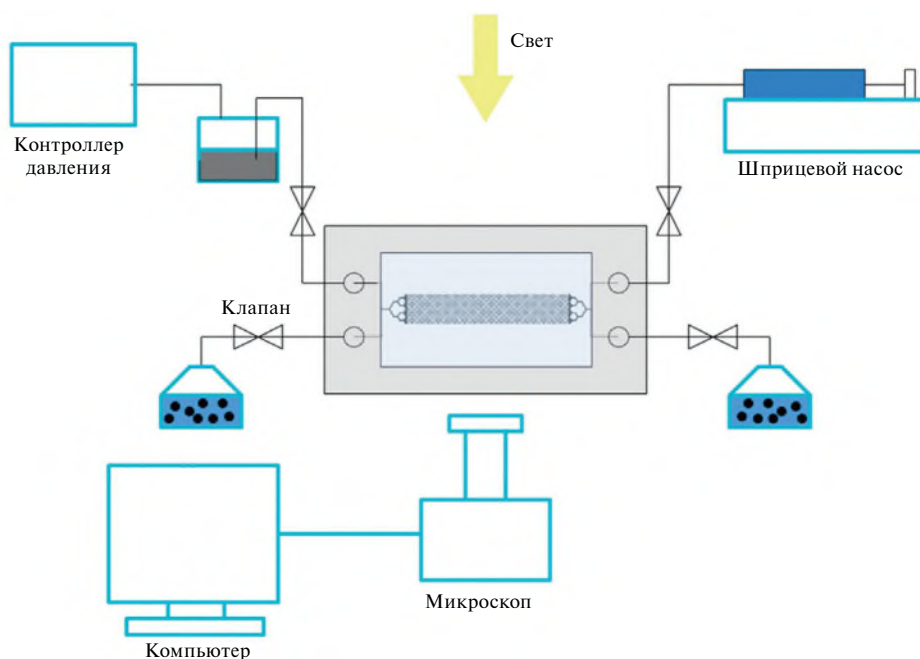


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для изучения вытеснения в пористых средах.

перемешивание жидкостей вне микрофлюидного чипа. Для подключения чипа к источникам жидкостей в CAD-системе был спроектирован и распечатан на 3D-принтере с использованием жесткого пластика PLA специальный держатель

(рис. 8), который размещался на столике оптического микроскопа. Для подключения чипов к источникам жидкостей использовались стандартные микрофлюидные соединители. Данный держатель позволяет работать с неагрессивными реагентами.

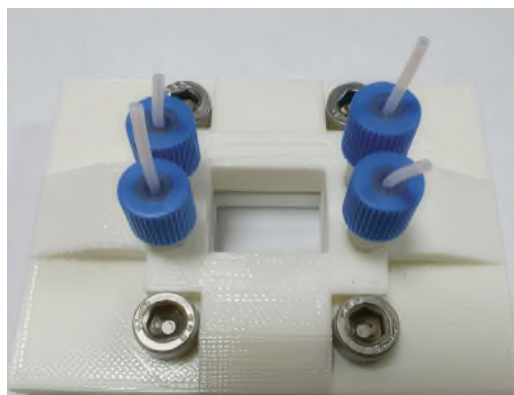


Рис. 8. Держатель микрофлюидных чипов.

Эксперименты с вытеснением проводились с использованием микрофлюидных чипов, структура которого имела вид пор, распределенных в узлах регулярной решетки и соединенных между собой каналами (рис. 9). Диаметр всех пор составлял 80 мкм, а ширина каналов менялась равномерно от 30 до 50 мкм. Высота всех микроканалов и пор была одинаковой и составляла 6 мкм. Кроме поровой сети в чипе имелись подводящий и отводящий микроканалы, а также дополнительные микроканалы, предназначенные для удобства организации процессов заполнения чипа и проведения вытеснения.

Эксперименты выполнялись с использованием чистого углеводорода-гептана (ООО “Протон”, Россия). В качестве агентов вытеснения использовался 4% (масс.) водный раствор NaCl (ОАО “МЗХР”, Россия). Все водные растворы окрашивались добавлением бромфенолового синего в концентрации 0.2% для контрастирования водной и углеводородной фазой в процессе вытеснения. Эксперименты проводились при комнатной температуре. Основной целью

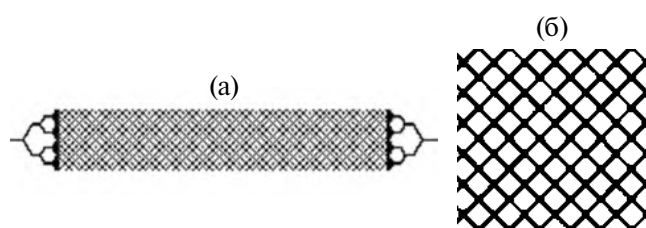


Рис. 9. Структура порового пространства чипа: а — общий вид; б — поросетевая структура.

была сравнительная оценка эффективности вытеснения углеводородов водным раствором при изменении смачиваемости микроструктуры. Изменение смачиваемости порового пространства чипов достигалось за счет силанизации поверхности. В чистый чип закачивался 2процентный раствор диметилхлорсилана в толуоле, который выдерживался в течение 5–10 минут, после этого микромодель промывалась метанолом для удаления излишков силанизирующей жидкости и высушивалась в конвекционной печи при 100°C в течение 1 часа. Поскольку вся структура чипа не помещалась в поле зрения микроскопа, конечное изображение сети шивалось из отдельных изображений различных участков сети микроканалов. Сшитые панорамы изображения обрабатывались и анализировались с помощью программы ImageJ [33]. Окрашивание водной фазы позволяло определять распределение фаз в чипе в произвольный момент времени. Количественные характеристики динамики флюидов в чипе позволяют сравнивать эффективность вытеснения углеводородов различными вытесняющими агентами.

На рис. 10 приведены результаты экспериментов по вытеснению гептана водой в микрофлюидных чипах с гидрофильной (рис. 10а) и гидрофобной (рис. 10б) смачиваемостью поверхности каналов. Темные области на изображениях соответствуют водной фазе, а светлые — углеводородной. Остаточная насыщенность углеводородом гидрофильного чипа имеет величину менее 8.5% (см. рис. 10а), т.е. вода почти полностью вытесняет гептан. В случае гидрофобного чипа результат выглядит иначе. После вытеснения в пористой среде остаются большие кластеры углеводородной фазы, которые были удержаны за счет действия капиллярных сил. Уточним, что капиллярные силы в данном случае препятствуют вытеснению углеводорода. Остаточная доля углеводорода составила около 20%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе последовательно и детально описан метод изготовления стеклянных микрофлюидных чипов, включающий в себя предварительную подготовку и очистку поверхности подложек, травление в растворе плавиковой кислоты через фоторезистивную маску, сверление отверстий и склейку подложек.

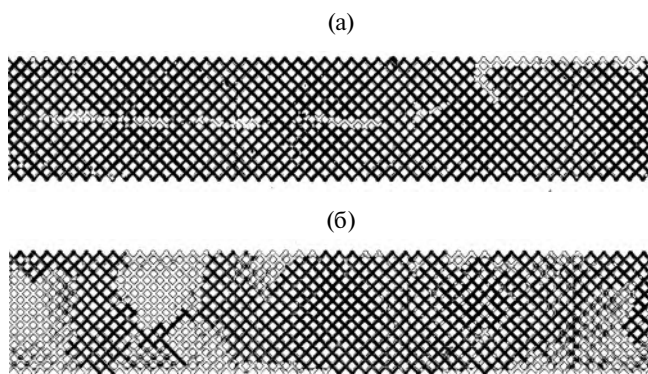


Рис. 10. Результаты вытеснения гептана водой в чипах с гидрофильной (а) и гидрофобной (б) смачиваемостью.

На каждом этапе обсуждаются возможные проблемы и рекомендации для их устранения. Показана зависимость глубины протравленных каналов от параметров режима травления. Сделан сравнительный анализ зависимости прочности склейки чипов от условий предварительной очистки поверхности подложек. Продемонстрирован простой способ изготовления держателя чипа, который обеспечивает подключение чипа к источникам флюидов. В заключительной части работы приведен пример использования микрофлюидных чипов для изучения несмешиваемого вытеснения жидкостей в пористых средах. Подобный класс задач является ключевым при подборе реагентов для мобилизации остаточной нефти. Предлагаемый подход к разработке микрофлюидных решений может быть использован не только для детального исследования механизмов вытеснения на масштабе отдельных пор и выработки методик экспресс-подбора эффективных агентов вытеснения, но и для создания микрофлюидных платформ для различных тест-систем и биосенсоров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-79-10212.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Walter R., Paul A.* // Circular. 1956. V. 224. P. 32–38.
2. *Ахметов А.Т., Нугматулин Р.И., Федоров К.М.* // Доклады Академии наук СССР. 1987. Т. 293, № 3. С. 558.
3. *Zamula Yu.S., Batyrshin E.S., Latypova R.R., Abramova O.A., Pityuk Yu.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1421. P. 012052.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1421/1/012052>

4. Sedaghat M., Mohammadzadeh O., Kord S., Chatzis I. // Can. J. Chem. Eng. 2016. V. 94. Iss. 4. P. 779. <https://doi.org/10.1002/cjce.22445>
5. Batyrshin E.S., Solnyshkina O.A., Pityuk Yu. A. // Technical Physics. 2021. V. 66. Iss. 4. P. 543. <https://doi.org/10.1134/S1063784221040034>
6. Solnyshkina O.A., Batyrshin E.S., Pityuk Yu. A. // Fluid Dynamics. 2021. V. 56. Iss. 4. P. 451. <https://doi.org/10.1134/S001546282104011X>
7. Weipeng Y., Jun L., Bing W., Haiyang Y., Tianbo L. // ACS Omega. 2021. V. 6. Iss. 9. P. 6064.
8. Xiaosen S., Yingrui B., Jinsheng S., Changyin D. // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2019. V. 580. P. 123679. <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2019.123679>
9. Fani M., Pourafshary P., Mostaghimi P., Mosavat N. // Fuel. 2022. V. 315. P. 123225. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2022.123225>
10. Esfandiarian A. // J. Mol. Liq. 2023. V. 385. P. 122331. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2023.122331>
11. Leung C.M., de Haan P., Ronaldson-Bouchard K., Kim G.A., Ko J., Rho H.S., Chen Z., Habibovic P., Jeon N.L., Takayama S., Shuler M.L., Vunjak-Novakovic G., Frey O., Verpoorte E., Toh Y.C. // Nat Rev Methods Primers. 2022. V. 2. Iss. 1. <https://doi.org/10.1038/s43586-022-00118-6>
12. Fani M., Pourafshary P., Mostaghimi P., Mosavat N. // Fuel. 2022. V. 315. P. 123225. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2022.123225>
13. Nicolas W. J., Jensen G. J., Meyerowitz E. M. // Bio-protocol. 2022. V. 12. Iss. 23. <https://doi.org/10.21769/BioProtoc.4559>
14. Lee J.N., Park C., Whitesides G.M. // Analytical chemistry. 2003. V. 75. Iss. 23. P. 6544.
15. Beckwith A.L., Borenstein J.T., Velásquez-García L.F. // Journal of Microelectromechanical Systems. 2018. V. 27. Iss. 6. P. 1009. <https://doi.org/10.1109/JMEMS.2018.2869327>
16. Jing W., Fu S., Zhang L., Li A., Ren X., Chao X., Gao Z. // Journal of Petroleum Science and Engineering. 2021. V. 196. P. 107999. <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2020.107999>
17. Yang W., Lu J., Wei B., Yu H., Liang T. // ACS omega. 2021. V. 6. Iss. 9. P. 6064. <https://doi.org/10.1021/acsomega.0c05750>
18. Qin S., Ou G., Wang B., Li Z., Hu R., Li Y., Yang Y. // Chinese Chemical Letters. 2022. V. 33. Iss. 2. P. 987. <https://doi.org/10.1016/j.ccllet.2021.07.045>
19. Quero R.F., de Castro Costa B.M., da Silva J.A.F., de Jesus D.P. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2022. V. 365. P. 131959. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2022.131959>
20. Amini A., Guijt R.M., Themelis T., De Vos J., Eeltink S. // Journal of Chromatography A. 2023. V. 1692. P. 463842. <https://doi.org/10.1016/j.chroma.2023.463842>
21. Aralekallu S., Boddula R., Singh V. // Materials & Design. 2023. V. 225. P. 111517. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2022.111517>
22. Qi Z., Xu L., Xu Y., Zhong J., Abedini A., Cheng X., Sinton D. // Lab on a Chip. 2018. V. 18. Iss. 24. P. 3872. <https://doi.org/10.1039/C8LC01109E>
23. Hu L., Wang H., Xue Y., Shi F., Chen S. // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2018. V. 28. Iss. 4. P. 045003. <https://doi.org/10.1088/1361-6439/aaa878>
24. Shubhava, Jayarama A., Kannarpady G.K., Kale S., Prabhu S., Pinto R. // Materials Today: Proceedings. 2022. V. 55. P. 46. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2021.12.110>
25. Park J. H., Lee N.E., Lee J., Park J.S., Park H.D. // Microelectronic engineering. 2005. V. 82. Iss. 2. P. 119. <https://doi.org/10.1016/j.mee.2005.07.006>
26. Weigel C., Brokmann U., Hofmann M., Behrens A., Rädlein, E., Hoffmann, M., Strehle S., Sinzinger S. // Journal of Optical Microsystems. 2021. V. 1. № 4. P. 040901. <https://doi.org/10.1117/1.JOM.1.4.040901>
27. Tseng S.F., Chen M.F., Hsiao W.T., Huang C.Y., Yang C.H., Chen Y.S. // Optics and Lasers in Engineering. 2014. V. 57. P. 58. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2013.11.011>
28. Shugar G., Ballinger J. Chemical Technicians' Ready Reference Handbook. New York: McGraw-Hill, 1996.
29. Iliescu C., Jing J., Tay F. E., Miao J., Sun T. // Surface and Coatings Technology. 2005. V. 198. Iss. 1–3. P. 314. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2004.10.094>
30. Jain A., Singh B., Shrivastava Y. // Composites Part B: Engineering. 2019. V. 176. P. 107294. <https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2019.107294>
31. Arab J., Dixit P. // Journal of Manufacturing Processes. 2022. V. 78. P. 92. <https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2022.03.052>
32. Park B.J., Choi Y.J., Chu C.N. // CIRP Annals. 2002. V. 51. Iss. 1. P. 347. [https://doi.org/10.1016/S0007-8506\(07\)61533-9](https://doi.org/10.1016/S0007-8506(07)61533-9)
33. Akiyama Y., Morishima K., Kogi A., Kikutani Y., Tokeshi M., Kitamori T. // Electrophoresis. 2007. V. 28. Iss. 6. P. 994. <https://doi.org/10.1002/elps.200600437>
34. Berthold A., Nicola, L., Sarro P.M., Vellekoop M.J. // Sensors and Actuators A: Physical. 2000. V. 82. Iss. 1–3. P. 224. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(99\)00376-3](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00376-3)
35. Iliescu C., Poenar D. P., Carp M., Loe F. C. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2007. V. 123. Iss. 1. P. 168. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2006.08.009>
36. Funano S. I., Ota N., Tanaka Y. // Lab on a Chip. 2021. V. 21. Iss. 11. P. 2244. <https://doi.org/10.1039/D1LC00058F>
37. Rasband W.S. ImageJ. U. S. National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, USA, 1997-2018. <https://imagej.net/ij/>

УДК 533.599, 539.198, 544.277.4/6, 544.435.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ
МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА
РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ КЛАСТИРОВАННОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА© 2024 г. Е. Д. Деринг^{а, *}, К. А. Дубровин^а, А. Е. Зарвин^а,
В. В. Каляда^а, В. Э. Художитков^а^аНовосибирский национальный исследовательский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

*e-mail: e.dering@g.nsu.ru

Поступила в редакцию 05.12.2023 г.

После доработки 17.05.2024 г.

Принята к публикации 21.06.2024 г.

Метод молекулярно-пучковой масс-спектрометрии (МПМС) адаптирован на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 для исследования процесса рассеяния частиц свободномолекулярного газового потока на частицах фонового окружения. Проведена верификация использованной методики в неконденсирующихся потоках, результаты измерения эффективных сечений рассеяния атомов аргона и молекул азота сопоставлены с известными литературными данными. Исследован процесс рассеяния атомов и малых кластеров (олигомеров) аргона на находящемся в фоновом пространстве диоксиде углерода при различных средних размерах кластеров, образующихся в потоке $\langle N \rangle$. При $\langle N \rangle \approx 48$ полученные значения сечений рассеяния для атомов, димеров и тримеров аргона составили 39, 17 и 6 Å² соответственно. Установлено, что с ростом среднего размера кластеров в потоке эффективное сечение рассеяния атомов аргона уменьшается. Обсуждаются причины возникновения обнаруженного эффекта, а также особенности использования МПМС для исследования сверхзвуковых кластированных потоков.

DOI: 10.31857/S0032816224050225 EDN: EQYVLY

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одной из активно развивающихся областей в газодинамике является изучение сверхзвуковых кластированных потоков [1–3]. Кластер Ван дер Ваальса представляет собой систему нескольких связанных слабыми силами частиц, рассматриваемую как промежуточное состояние между изолированными одиночными частицами и конденсированным веществом в объемной фазе. Физические и химические свойства такого ассоциата отличаются не только от таковых для вещества в объемной фазе, но и от свойств друг друга (на этапах малой нуклеации присоединение даже одной частицы к кластеру приводит к изменению его свойств). С ростом размера кластер может

приобрести свойства как газа, так и жидкости или твердого тела, однако граница перехода между этими состояниями размыта. Площадь кластера S_c , состоящего из N мономеров (атомов или молекул), связана с площадью мономера S_a следующим образом:

$$S_c = N^{1/3} S_a, \quad (1)$$

а доля поверхностных частиц N_s в общем числе мономеров в кластере N в приближении его сферичности (которое в действительности выполняется не всегда) составляет

$$N_s = \frac{4\pi N^{2/3} R_a^2}{\pi R_a^2} = 4N^{2/3}, \quad (2)$$

где R_a — радиус одного мономера [4]. Таким образом, отличительными особенностями

кластеров являются большая доля поверхностных частиц, а также в большинстве случаев малая удельная энергия частиц и малая энергия их связи между собой (порядка 0.01 эВ) [4]. Благодаря своим уникальным свойствам кластеры нашли практическое применение в технологиях напыления пленок [5], получения новых материалов [6], сверхгладкой полировки различных поверхностей [7] и др.

Одним из наиболее эффективных способов получения газовых кластеров является сверхзвуковое адиабатическое расширение газа через сопло в вакуум или очень разреженное пространство. При таком процессе образуются ассоциаты различных размеров, средний размер $\langle N \rangle$ которых зависит от сорта газа, параметров используемого сопла, а также давления P_0 и температуры T_0 газа в источнике [8]:

$$\langle N \rangle = 33 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{2.35}, \quad \Gamma^* = k P_0 d_{eq}^q T_0^i, \quad (3)$$

где Γ^* — безразмерный параметр подобия Хагены, $d_{eq} = cd_* / \tan \alpha$ — эквивалентный диаметр сопла, d_* — диаметр критического сечения сопла, α — угол раствора сопла, c, k, q, i — постоянные параметры, зависящие от симметрии расширения и характерные для конкретного сорта газа.

В отделе прикладной физики ФФ НГУ активно проводятся работы по изучению влияния процесса конденсации частиц на газодинамику

и молекулярную кинетику сверхзвукового газового потока [9, 10]. Согласно работе [11], сверхзвуковая недорасширенная струя, истекающая в затопленное пространство, имеет либо бочкообразную форму с замыкающим диском Маха (рис. 1а), либо веретенообразную форму с X-образной конфигурацией (рис. 1б). В работе [12] было обнаружено, что при развитой конденсации в потоке помимо традиционной недорасширенной сверхзвуковой струи образуется вторичное спутное течение больших размеров (кластерный след), предположительно состоящее из кластеров, способных преодолеть висание скачки традиционной струи. Сталкиваясь с частицами фонового окружения, кластеры фрагментируются и постепенно отклоняются в сторону оси течения, формируя собственный поток, визуализированный посредством высокоэнергетичного пучка электронов на рис. 1в.

Обнаруженный эффект инициировал проведение экспериментального исследования процесса рассеяния частиц кластеризованного потока методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии [13–15]. В данной работе представлены результаты адаптации и применения данной методики для изучения процесса рассеяния частиц кластеризованного потока на фоновом газе на экспериментальном многофункциональном газодинамическом стенде ЛЭМПУС2 отдела прикладной физики ФФ НГУ [16, 17].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Схематическое изображение измерительного участка показано на рис. 2. Форкамера с соплом 1 установлена на координатном устройстве, обеспечивающем ее перемещение по трем ортогональным направлениям и горизонтальное вращение на угол $\pm 90^\circ$ внутри камеры расширения 2, представляющей собой цилиндр диаметром 0.7 м и длиной 1.2 м (объем около 0.46 м³). Газ 15, адиабатически расширяясь через сопло, образует сверхзвуковую струю 9, из которой посредством конусообразной диафрагмы (скиммера) 3 формируется молекулярный пучок 10.

Для инициации процесса столкновений частиц молекулярного пучка с частицами фонового окружения в послескиммерную камеру 4 (объемом около 0.05 м³) через натекаль 5 осуществляется подача рассеивающего газа 16.



Рис. 1. Визуализация сверхзвуковой струи аргона, истекающей из звукового (а) и сверхзвукового (б, в) сопел в условиях отсутствия (а, б) и развитой конденсации в потоке (в).

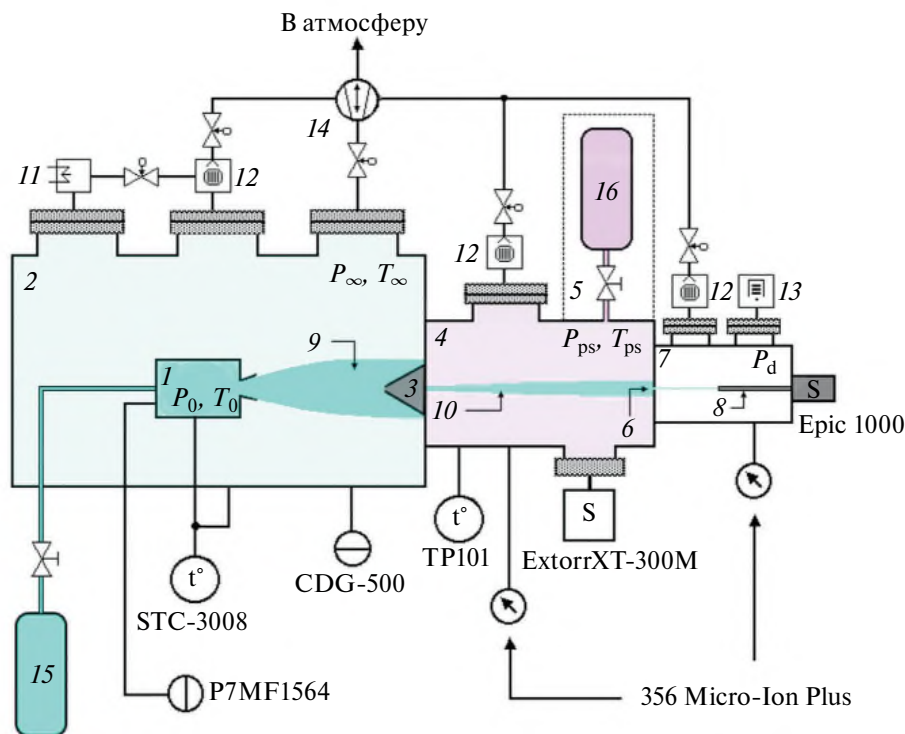


Рис. 2. Схематическое изображение измерительного участка стенда ЛЭМПУС-2: 1 – форкамера с соплом, 2 – камера расширения, 3 – скиммер, 4 – послескиммерная секция, 5 – система натекания, 6 – коллиматор, 7 – детекторная секция, 8 – датчик масс-спектрометра, 9 – сверхзвуковой поток, 10 – молекулярный пучок, 11–14 – вакуумная откачная система (11 – криогенные, 12 – турбомолекулярные, 13 – гетеро-ионные и 14 – форвакуумные насосы), 15 – рабочий газ, 16 – добавляемый фоновый газ.

Частицы, не претерпевшие столкновений с фоновым газом, через коллиматор 6 попадают в детекторную секцию 7 (объемом около 0.03 м^3) с установленным в ней квадрупольным масс-спектрометром 8 Hiden Epic 1000 с диапазоном регистрируемых масс до 1000 а.е.м. Разрешающая способность детектора лучше 1 а.е.м на уровне 10% от высоты соседних пиков одинаковой интенсивности. Динамический диапазон составляет $1 : 10^7$ в непрерывном режиме работы прибора. Относительная чувствительность масс-спектрометра – 0.1 часть на миллион. Ток эмиссии может варьироваться в диапазоне 1 мкА–2 мА, энергия электронов – 0.1–150 эВ. При проведении экспериментов были подобраны оптимальные значения указанных параметров, обеспечивающие максимальную амплитуду исследуемого сигнала: 75 мкА и 70 эВ соответственно.

Независимая откачная система камеры расширения 2 состоит из форвакуумных безмасляных насосов Kashiya MU100 (1660 л/мин) и Anest Iwata ISP500B (500 л/мин), двух турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP2203LMC

(4300 л/с – Ar), а также трех гелиевых криогенных насосов Helix Technology Cryo Torr8 (3600 л/с – Ar). Давление в камере расширения в зависимости от задач эксперимента и расхода газа через системы подачи поддерживается в диапазоне 10^{-4} – 10^2 Па.

Разрежение в послескиммерной секции на уровне 10^{-6} до 10^{-2} Па поддерживается с помощью турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP1003LM и Shimadzu TMP803LM (2960 л/с – Ar). Процентное соотношение компонентов фонового газа в послескиммерной секции контролируется с помощью квадрупольного масс-анализатора остаточных газов ExtorrXT300M, регистрирующего частицы в диапазоне масс от 1 до 300 а.е.м с разрешающей способностью лучше 1 а.е.м на уровне 10% от высоты пика.

Давление в детекторной секции P_d поддерживается в диапазоне 10^{-7} – 10^{-5} Па посредством гетероионного насоса Thermionics PS100 (100 л/с) и турбомолекулярного насоса Shimadzu TMP-303 LM (320 л/с – Ar).

Температуры в форкамере сопла T_0 и камере расширения T_∞ регистрируются с помощью двух каналов датчика Ketotek STC3008, размещенных на форкамере сопла и стенках экспериментального стенда соответственно. Погрешность измерений T_0 и T_∞ составляет не более 0.2%. Температура газа в послескиммерной секции T_{ps} измеряется с помощью электронного термометра TP101 (точность измерений $\pm 1^\circ\text{C}$ в диапазоне температур от -20 до $+80^\circ\text{C}$). Давление в форкамере сопла P_0 контролируется с помощью мембранного измерителя абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564 в диапазоне 10^3 – 10^6 Па с погрешностью 0.25% от максимального измеряемого значения. Давление в камере расширения P_∞ регистрируется с помощью мембранно-емкостного вакуумметра Agilent Technologies CDG500, работающего в диапазоне 0.0133–133.32 Па (погрешность измерений P_∞ – 0.3%). Давления в послескиммерной P_{ps} , и детекторной P_d секциях измеряется с помощью вакуумметров Granville-Phillips 356 Micro-Ion Plus (погрешность измерения P_{ps} и P_d составляет менее 15%).

В настоящей работе использованы субмиллиметровые сопла различных конфигураций, параметры которых представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры используемых в работе сопел

№	Тип	d_* , мм	d_a , мм	L , мм	α	M_a
1	SN	0.51	—	—	—	1
2	SN	1.05	—	—	—	1
3	SSN	0.53	3.25	6.00	2.8°	8.2
4	SSN	1.00	3.60	6.00	12.2°	5.6
5	SSN	0.41	1.30	3.00	8.4°	5.0

Примечание: SN – звуковое сопло, SSN – сверхзвуковое коническое сопло, d_* – диаметр критического сечения сопла, d_a – диаметр выходного сечения сопла, L – длина диффузорной части сопла, α – полуугол раствора диффузорной части сопла, M_a – геометрическое число Маха на срезе сопла [18].

3. ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ

Для определения эффективного сечения рассеяния частиц молекулярного пучка, как правило, применяются два основных способа [15]. В первом давление газа в рассеивающей секции

поддерживается постоянным. При перемещении детектора в плоскости, перпендикулярной оси пучка, осуществляются измерения интенсивности сигнала под различными углами к исходной оси движения частиц. Во втором способе, использованном в настоящей работе, регистрируются нерассеянные частицы, оставшиеся на оси молекулярного пучка, интенсивность которых связана с давлением рассеивающего газа P_{ps} следующим образом [14]:

$$\frac{I}{I_{\max}} = e^{-n_{ps}l\sigma}, \quad (4)$$

где $I_{\max}$ – амплитуда регистрируемого сигнала при $P_{ps} \rightarrow 0$, $n_{ps} = P_{ps} / (kT_{ps})$, l – длина послескиммерной секции, σ – искомое эффективное сечение рассеяния, k – постоянная Больцмана.

При проведении исследования процесса рассеяния молекулярного пучка аргона на частицах остаточного газа (также аргона) в условиях стационарного режима измерения было установлено, что относительная интенсивность регистрируемого сигнала возрастает при повышении давления P_{ps} (рис. 3, 1): наблюдается значительный эффект перетекания фоновых частиц из послескиммерной секции в детекторную, что и определяет вид получаемой зависимости. Следует отметить, что данный эффект может быть исключен с помощью модуляции полезного сигнала [19–22]. Однако ввиду технической сложности реализации данного подхода с использованием имеющегося в распоряжении детектора Hiden Epic 1000 с высокой разрешающей способностью для исключения описанного эффекта было решено использовать в качестве рассеивающего газ, отличный, но близкий по массе и размерам к частицам молекулярного пучка. Так, для исследования рассеяния молекулярного пучка аргона из предположения схожести характера рассеяния в качестве натекаемого фонового газа был выбран диоксид углерода.

Данное решение позволило практически полностью исключить влияние перетекания подаваемого через натекаТЕЛЬ “внешнего” фонового газа из послескиммерной секции в детекторную на регистрируемый сигнал. Однако при проведении исследований следует учитывать, что в послескиммерной секции остается также рассеянная часть прошедшего через скиммер рабочего газа. Рассмотрим результирующий состав

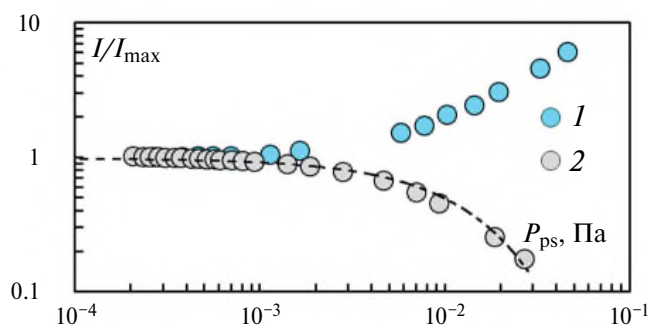


Рис. 3. Сравнение относительной интенсивности сигнала, регистрируемого масс-спектрометром для атомов аргона, в случае использования в качестве рассеивающего остаточный (1) и иной (2) газы.

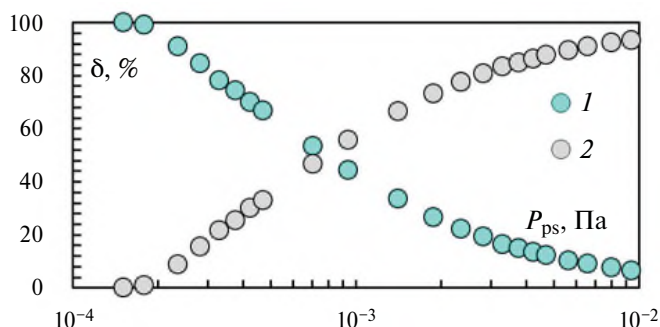


Рис. 4. Доля аргона (рабочий газ) (1) и диоксида углерода (внешний фоновый газ) (2) в объеме послескиммерной секции. Начальные параметры: $P_0 = 1 \cdot 10^4$ Па, $P_\infty = 0.27$ Па, $X = 0.03$ м, сопло № 2 (табл. 1).

фоновый газ в послескиммерной секции, приведенный на рис. 4, в зависимости от давления P_{ps} для случая рассеяния частиц молекулярного пучка аргона (1) на фоновом диоксиде углерода (2). Очевидно, что при перекрытом вентиле натекающего в фоновом пространстве находится только не прошедший через коллиматор остаточный газ молекулярного пучка. Однако следует заметить, что при таком малом давлении P_{ps} рассеяния молекулярного пучка практически не наблюдается, а доля фоновый газ, натекающего из послескиммерной секции в детекторную, пренебрежимо мала (рис. 3). По мере роста суммарного фоновый давлении в послескиммерной секции доля аргона падает, а доля диоксида углерода увеличивается (рис. 4). При давлениях свыше 10^{-2} Па практически весь фоновый газ в послескиммерной секции состоит из диоксида углерода. В свою очередь, в диапазоне давлений 10^{-3} Па $< P_{ps} < 10^{-2}$ Па, определяющем значение искомого эффективного сечения σ , доля фоновый диоксида углерода превышает 70%, ввиду чего рассеяние частиц

молекулярного пучка происходит преимущественно на частицах напускаемого в секцию газа. Таким образом, при использовании газа другого сорта в качестве рассеивающих центров (рис. 3, 2) при росте давления P_{ps} интенсивность сигнала I , регистрируемая масс-спектрометром, преимущественно свободная от влияния перетекающего фоновый газ, убывает, что согласуется с формулой (4).

Для верификации используемой методики были проведены измерения известных из литературных источников сечений рассеяния молекул азота (рис. 5а) и атомов аргона (рис. 5б) в условиях, когда вероятностью повторных столкновений рассеиваемых частиц можно пренебречь. Используемые при верификации режимы, согласно модели (3), свободны от конденсации частиц в потоке. Для удобства анализа полученных результатов на рис. 5 и далее в работе приведены зависимости $-\ln(I/I_{\max})$ от $\ln n_{ps}$. В данной интерпретации в соответствии с формулой (4) полученные экспериментальные

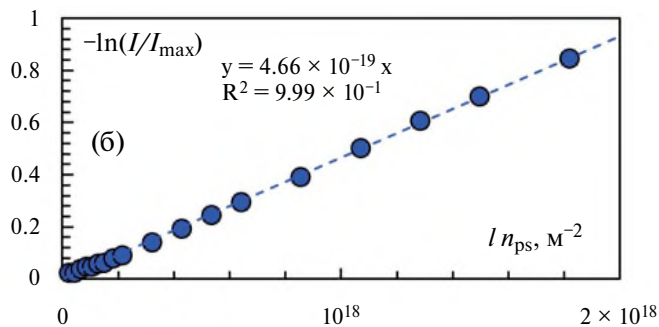
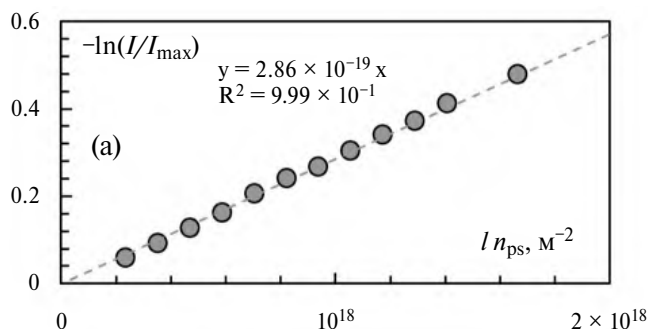


Рис. 5. Результаты измерений, полученные при рассеянии молекулярного пучка N_2 на атомах Ag (а) и Ag на молекулах CO_2 (б). Начальные параметры: а – $P_0 = 50$ кПа, $P_\infty = 0.75$ Па, расстояние сопло–скиммер $X = 40$ мм, сопло № 1 (табл. 1); б – $P_0 = 25$ кПа, $P_\infty = 1.09$ Па, $X = 50$ мм, сопло № 2 (табл. 1).

данные аппроксимируются прямой линией с коэффициентом, соответствующим искомому значению эффективного сечения рассеяния σ .

Полученные результаты рассеяния азота на аргоновом фоне и аргона на фоне, состоящем из молекул диоксида углерода, хорошо описываются экспоненциальной зависимостью в диапазоне давлений $P_{ps} \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ Па, который соответствует диапазону чисел Кнудсена по продольным размерам камеры 4 от 100 до 1. При давлении меньше 10^{-4} Па число Кнудсена оказывается больше 100, ввиду чего рассеянием можно пренебречь, а при давлении свыше 10^{-2} Па и числе Кнудсена менее 1 начинают влиять многократные столкновения.

Полученные значения сечения рассеяния σ_{N_2} и σ_{Ar} равны 29 и 47 Å² соответственно. Следует отметить, что измеренные значения сечения рассеяния σ не являются дифференциальными, ввиду чего их значения оказываются зависящими от величины телесного угла, внутри которого нерассеянные частицы достигают детектора. В настоящем исследовании величина телесного угла ϕ не превышала $2.7 \cdot 10^{-6}$ ср. Если допустить, что в первом приближении связь сечения и телесного угла линейна [23], то полученные значения σ_{N_2} и σ_{Ar} согласуются с референтными данными, представленными в работах [19, 22, 24], телесный угол в которых имеет порядок 10^{-5} ср.

Так, в работе [24] полученное значение эффективного сечения рассеяния σ_{Ar} составляет 302 Å² при $\phi \approx 1.1 \cdot 10^{-5}$ ср. Также необходимо учитывать, что в настоящей работе рассмотрен вариант рассеяния на частицах иного сорта, обладающих несколько отличной (ввиду небольших отличий в массах и размерах) эффективностью рассеяния. Однако, несмотря на описанные погрешности, различия между измеренными и литературными значениями достаточно малы, что позволяет сделать вывод о возможности использования данного метода для определения эффективного сечения рассеяния в сверхзвуковых потоках. В следующем разделе рассмотрена возможность применения апробированного метода для определения сечений рассеяния частиц в кластированном потоке.

4. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ КЛАСТИРОВАННОГО ПОТОКА

В данной работе при различном среднем размере кластеров в потоке аргона $\langle N \rangle$ регистрировалась зависимость относительной амплитуды сигнала для атомов и кластеров аргона малого размера от плотности газа в послескimmerной секции n_{ps} в режимах истечения, параметры которых представлены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры использованных в работе режимов истечения аргона

Режим	Сопло (табл.1)	P_0 , кПа	T_0 , K	P_∞ , Па	$\langle N \rangle$, ат./кл.	σ , Å ²
1.1	№1	20	302.4	0.09	1	49
1.2		30	301.7	0.21	3	50
1.3		50	301.0	0.43	7	50
1.4		100	298.7	1.04	22	41
2.1	№2	10	305.0	0.27	1	46
2.2		15	304.1	0.49	3	47
2.3		20	303.0	0.76	4	48
2.4		25	299.6	1.09	6	47
3.1	№3	20	302.0	0.07	8	39
3.2		50	300.3	0.40	38	37
4.1	№4	10	303.8	0.21	7	41
4.2		15	297.6	0.37	15	42
4.3		20	300.4	0.60	25	43
4.4		25	299.2	0.80	32	42

Таблица 2. (окончание)

Режим	Сопло (табл.1)	P_0 , кПа	T_0 , K	P_∞ , Па	$\langle N \rangle$, ат./кл.	σ , Å ²
5.1	№5	25	298.1	0.01	16	42
5.2		50	298.1	0.25	48	39
5.3		75	298.1	0.47	124	38
5.4		100	298.1	0.65	244	38
5.5		125	298.2	1.00	411	32
5.6		150	298.2	1.63	631	22
5.7		175	296.2	2.00	941	17
5.8		200	298.7	2.67	1230	13
5.9		225	299.5	3.60	1600	9
5.10		250	301.2	4.67	1988	7

На рис. 6 показаны полученные экспериментальные кривые рассеяния при малой (а) и развитой (б) конденсации в потоке в режимах истечения 5.2 и 5.6 соответственно. Исследование проводилось только для моно-, ди-, и тримерной компонент аргона, поскольку интенсивность сигнала, регистрируемого масс-спектрометром, для тетрамеров и кластеров большего размера более чем на четыре порядка меньше интенсивности мономерной компоненты сигнала и очень близка к уровню шумового сигнала. Полученные значения сечений рассеяния для атомов, димеров и тримеров аргона в случае (а) равны соответственно 39, 17 и 6 Å², а в случае (б) 22, 40 и 49 Å². Следует отметить, что вследствие малости амплитуд сигналов тримеров погрешность измерений сечения для них значительна.

В работах [25, 26] было показано, что кластеры движутся в потоке с близкой к мономерной направленной скоростью, ввиду чего они обладают большим импульсом, зависящим

от массы ассоциата. Исходя из этого, очевидно, что кластеры, сталкиваясь с частицами фоновго газа, отклоняются от оси потока слабее, чем мономеры, что соответствует меньшему значению сечения рассеяния (рис. 6а). Однако при проведении дальнейших исследований было обнаружено (рис. 6б), что с ростом среднего размера кластеров в потоке относительная амплитуда мономерной компоненты сигнала оказывается больше кластерной. При этом сечение рассеяния для атомов аргона, являющееся постоянной величиной, согласно работе [18], при разных условиях кластеризации в потоке с ростом среднего размера кластеров снижается: на рис. 7 приведены полученные значения сечения рассеяния атомов в кластеризованном потоке в режимах с различной степенью конденсации (табл. 2) в зависимости от среднего размера кластеров $\langle N \rangle$, рассчитанного по модели (3).

Поскольку сечение рассеяния зависит только от энергии взаимодействующих частиц, их

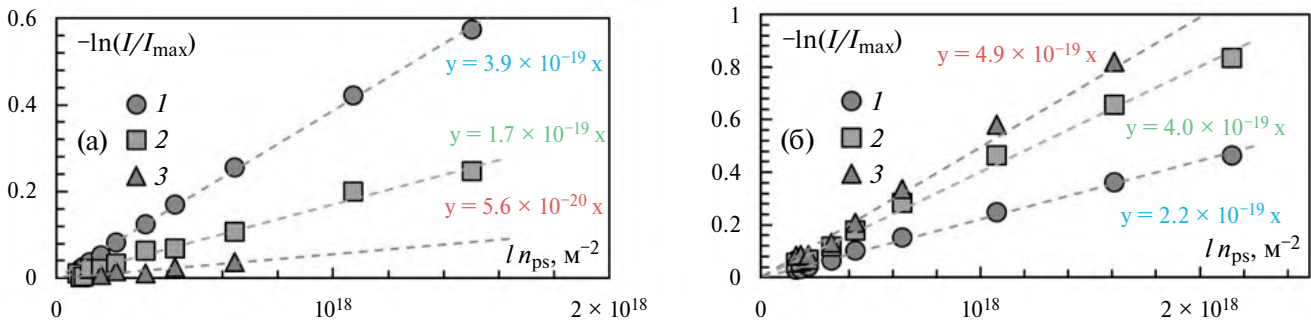


Рис. 6. Зависимость относительной амплитуды сигнала, регистрируемого масс-спектрометром для кластеров аргона малого размера (Ar₁ (1), Ar₂ (2) и Ar₃ (3)), при его рассеянии на CO₂: а – режим 5.2, б – режим 5.6 (табл. 2).

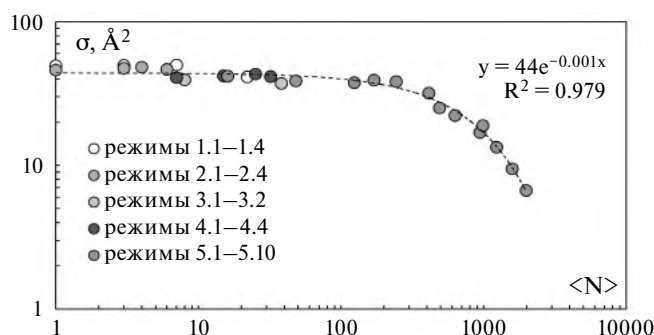


Рис. 7. Зависимость сечения рассеяния атомов аргона от среднего размера кластеров в потоке для сопел различной конфигурации (табл. 1).

сорта и телесного угла, в котором проводятся измерения, постоянных в контексте настоящего исследования, можно предположить, что обнаруженный эффект напрямую связан с наличием в потоке кластеров.

Применение метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии в кластированном потоке связано с рядом особенностей, которые необходимо учитывать при проведении измерений. Использование в качестве детектора квадрупольного масс-спектрометра сопряжено с необходимостью ионизации частиц газового потока, при которой кластеры проявляют отличные от атомов (молекул) свойства. Ввиду малости удельной энергии связи частиц в кластере (порядка 0.01 эВ) [4] при столкновении с электроном высокой энергии (порядка 100 эВ) кластер фрагментируется на ассоциаты меньших размеров [27] или диссоциирует до мономеров. При этом кластер одного размера может фрагментироваться на осколки различных размеров, лишь один из которых будет обладать зарядом и регистрироваться масс-спектрометром. В результате нейтральные кластеры одного размера могут вносить вклад в различные компоненты регистрируемого масс-спектра. При малом $\langle N \rangle$ вклад фрагментированных и диссоциированных фрагментов будет незначителен, поскольку доля конденсата в потоке аргона при нуклеации частиц не превышает 10–12% [25, 26], а интенсивность мономерного сигнала существенно больше всех остальных. Однако, исходя из полученных данных, при увеличении $\langle N \rangle$ пренебречь эффектом фрагментации оказывается невозможным.

В работе [28] было показано, что в сверхзвуковом потоке с развитой конденсацией

наблюдается газодинамическое разделение частиц по массам: крупные кластеры, летящие на оси потока, оттесняют мономеры, существенно снижая долю мономерной компоненты в молекулярном пучке. Также заметим, что в свободномолекулярном течении основное различие в величинах скоростного отношения

$$S = \frac{W}{\sqrt{\frac{2kT}{m}}} \quad (5)$$

(W — направленная (гидродинамическая) скорость потока, k — постоянная Больцмана, T — локальная поступательная температура, m — масса частицы), показывающего отношение направленной скорости свободно молекулярного потока к тепловой, для мономеров и кластеров будет связано с различием масс. Таким образом, при бесстолкновительном пролете высоковакуумных камер тяжелые кластеры с большей вероятностью достигают отверстия коллиматора [29], а при натекании газа в послескimmerную секцию мономеры пучка, сталкиваясь с частицами фонового окружения, отклоняются от оси потока сильнее. В то же время использование ионизационного метода регистрации непременно приводит к деструкции кластеров, вклад от которой, усиленный указанными выше факторами, отделить невозможно, что налагает ограничения на область применимости данной методики для определения численных значений сечений рассеяния частиц в кластированных потоках, которую следует ограничить диапазоном $0 < \langle N \rangle < 200$, выход за пределы которого приводит к продемонстрированным искажающим эффектам.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены описание и верификация метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии, адаптированного на газодинамическом стенде ЛЭМПУС2 для изучения процесса рассеяния атомов и малых кластеров в сверхзвуковом газовом потоке. Показано, что полученные результаты в условиях корпускулярного потока хорошо описываются экспоненциальной зависимостью [14], а посчитанные значения сечений рассеяния $\sigma_{N_2} = 29 \text{ Å}^2$ и $\sigma_{Ar} = 47 \text{ Å}^2$ хорошо коррелируют с литературными данными [19, 22, 24]. Также продемонстрировано, что при проведении измерений в сверхзвуковых потоках

с развитой конденсацией существенное влияние на результат оказывают факторы газодинамического разделения и фрагментации кластеров электронами высокой энергии. Получена нетривиальная экспериментальная зависимость сечения рассеяния атомов аргона от среднего размера кластеров в потоке. На основе полученных данных определена область применимости описанного метода для исследования кластеризованных струй (для аргона $\langle N \rangle < 200$).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП Прикладная физика физического факультета НГУ при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-11-00080).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lazarev A.V., Semenov T.A., Belega E.D., Gordienko V.M. // J. Supercrit. Fluids. 2022. V. 187. P. 105631. <https://doi.org/10.1016/j.supflu.2022.105631>
2. Ganeva M., Kashtanov P.V., Smirnov B.M., Hippler R. // Vacuum. 2014. V. 110. P. 140. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.08.019>
3. Haberland H. Clusters of atoms and molecules: theory, experiment, and clusters of atoms. Berlin: Springer, 2013. 422. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-84329-7>
4. Johnston R.L. Atomic and molecular clusters. CRC Press. 2002.
5. Popok V.N. // Mater. Sci. Engin.: R: Reports. 2011. V. 72. № 7–8. P. 137. <https://doi.org/10.1016/j.mser.2011.03.001>
6. Rao B.K., Khanna S.N., Jena P. // J. Cluster Science. 1999. V. 10. P. 477. <https://doi.org/10.1023/A:1021948806958>
7. Yamada I., Matsuo J., Toyoda N., Aoki T., Seki T. // Current Opinion in Solid State and Materials Science. 2015. V. 19. № 1. P. 12. <https://doi.org/10.1016/j.cossms.2014.11.002>
8. Hagen O.F. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. № 4. P. 23749. <https://doi.org/10.1063/1.1142933>
9. Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D. // Vacuum. 2023. P. 112652. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112652>
10. Zarvin A.E., Khudozhnikov V.E., Kalyada V.V. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2018. V. 387. № 1. P. 012086. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/387/1/012086/meta>
11. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42.
12. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 22. С. 74.
13. Рамзей Н. Молекулярные пучки. Москва: ИЛ. 1960.
14. Леонас В. Б. // УФН. 1964. Т. 82. № 2. С. 287.
15. Калинин А.П., Родионова И.П., Родионов И.Д. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. № 5. С. 135. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2007-07-27-001.pdf>
16. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhnikov V.E., Gimelshein S.F. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. № 5. P. 819. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2682901>
17. <https://opf.nsu.ru/ru>
18. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Т. 1. Москва: Наука. 1991.
19. Rothe E.W., Neynaber R.H. // J. Chem. Phys. 1965. V. 43. № 11. P. 41779. <https://doi.org/10.1063/1.1696664>
20. Van Deursen A., Reuss J. // Int. J. Mass Spectr. Ion Phys. 1973. V. 11. № 5. P. 483. [https://doi.org/10.1016/0020-7381\(73\)80077-4](https://doi.org/10.1016/0020-7381(73)80077-4)
21. Fedor J., Poterya V., Pysanenko S., Franik M. // J. Chem. Phys. 2011. V. 135. № 10. P. 104305. <https://doi.org/10.1063/1.3633474>
22. Phelps A.V. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1991. V. 20. № 3. P. 557. <https://doi.org/10.1063/1.555889>
23. Rothe E.W., Marino L.L., Neynaber R.H., Rol P.K., Trujillo S.M. // Phys. Rev. 1962. V. 126. № 2. P. 598.
24. Nenner T., Tien H., Fenn J.B. // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. № 12. P. 54394. <https://doi.org/10.1063/1.431278>
25. Skovorodko P.A. // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1333. P. 601. <https://doi.org/10.1063/1.3562713>
26. Korobeishchikov N.G., Skovorodko P.A., Kalyada V.V., Shmakov A.A., Zarvin A.E. // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1628. P. 885. <https://doi.org/10.1063/1.4902687>
27. Schütte S., Buck U. // Int. J. Mass Spectrom. 2002. V. 220. № 2. P. 183. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(02\)00670-X](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(02)00670-X)
28. Ермолаева Н.В., Иванов М.С., Куснер Ю.С., Николаев В.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. С. 18732.
29. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художников В.Э. // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24. № 5. С. 691.

УДК 533.599+533.6.011.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ В РАЗРЕЖЕННУЮ СРЕДУ В ИМПУЛЬСНЫХ РЕЖИМАХ

© 2024 г. А. Е. Зарвин^{a, b}, В. В. Каляда^b, А. С. Яскин^{b, *}, К. А. Дубровин^{a, b},
Е. Д. Деринг^{a, b}, В. Э. Художитков^{a, b}

^aИнститут теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

^bНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

*e-mail: yas@nsu.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 30.04.2024 г.

Принята к публикации 08.06.2024 г.

Проанализировано применение электромагнитных клапанов для генерации импульсных режимов истечения сверхзвуковой струи высокой плотности в секундном и субмиллисекундном диапазонах. Показано, что “медленные” клапаны секундного диапазона не позволяют достичь квазистационарного режима с высоким расходом газа по сравнению со стационарным истечением; “быстрые” клапаны субмиллисекундного диапазона генерируют газовые импульсы с параметрами, необходимыми для моделирования режимов с высоким расходом, при давлениях фонового газа, не перегружающих высоковакуумную откачную систему. Установлено, что субмиллисекундный клапан обеспечивает возможность моделирования в импульсе мгновенных расходов до нескольких десятков граммов продукта в секунду при давлениях в форкамере до 2 МПа и давлении в окружающем пространстве ниже нескольких Па. Реализован комплект звуковых и сверхзвуковых сопел с электромагнитным клапаным устройством, системами энергопитания и управления, обеспечивающими истечение газа из форкамеры сопла в течение регулируемого промежутка времени, от 0.3 до 1.5 мс, с заданной скважностью, варьируемой в пределах от нескольких десятков до тысяч. Сформированные газовые импульсы имеют трапециевидную форму с квазистационарным ядром.

DOI: 10.31857/S0032816224050235 EDN: EQXJTW

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении многих лет наблюдается интерес к плазмохимическим процессам, протекающим в реакторной зоне при давлениях ниже атмосферного. Однако определение состава производимых продуктов, степени конверсии используемого сырья и удельного энерговклада в исследуемые механизмы на стационарных лабораторных установках ограничено как по расходу рабочего газа, так и по предельной мощности разряда или активирующего пучка электронов [1–4].

Расход газа G прямо пропорционален произведению давления торможения P_0 на квадрат диаметра критического (звукового) сечения сопла d_* . При ограниченной мощности вакуумных откачных средств увеличение давления торможения требует уменьшения критического диаметра сопла. Поскольку уменьшение размеров сопел имеет свои технические пределы, а при миниатюризации сверхзвуковых сопел к тому же обостряются проблемы воспроизведения геометрии внутреннего канала, а также шероховатости поверхности, параметры режимов

стационарного истечения ограничены. Попытки увеличения расхода рабочих газов требуют непропорционально быстрого роста производительности откачных средств и, соответственно, стоимости выполняемых работ. Так, при стационарном истечении газа максимальная производительность системы вакуумирования газодинамического стенда ЛЭМПУС2 [5], используемого в настоящей работе, ограничивается условием его безопасного режима функционирования, который реализуется при давлении в камере расширения, не превышающем 20 Па. Этот предел проиллюстрирован на рис. 1 при истечении газа из звукового сопла диаметром 1.12 мм. При достижении давления торможения 40–50 кПа (в зависимости от вида газа) дальнейшее увеличение давления в форкамере ведет к стремительному росту фонового давления, не позволяя увеличивать расход.

Для утилизации продуктов плазмохимических реакций также необходимы высокие скорости компрессии, что затруднительно достичь в лабораторных условиях. Увеличение электрической мощности плазмообразующих устройств при ограниченной эффективности процесса утилизации тепловой энергии требует использования сложных теплообменников, также удорожающих эксперимент. Поэтому при моделировании технологических процессов наиболее удачной альтернативой представляется переход на импульсную технику формирования газовых потоков.

Какие технические требования предъявляются к клапанным системам? Импульсный клапан должен работать в вакууме, следовательно, он должен иметь герметичный корпус, низковольтную энергетику, соответствующие конструкционные материалы. Клапан должен быть быстродействующим, с минимальными временами фронта и спада. В то же время, клапан должен выдерживать большое количество тактов открытия / закрытия. Естественны также вопросы стоимости изделия, доступности для приобретения, гарантии производителя, ремонтпригодности.

Не менее важны и требования, предъявляемые к газодинамике процесса истечения из клапанной системы. Перечислим важнейшие:

- формирование расчетного истечения из форкамеры через сопло, чтобы измеряемое давление до выхода из сопла соответствовало давлению

торможения потока; для этого необходимо соединение корпуса клапана с форкамерой сопла требуемого объема;

- минимизация времени нарастания и спада интенсивности импульсного газового потока (фронт и спад газового импульса); идеальная форма импульса — трапеция, стремящаяся к прямоугольнику;

- обеспечение стабилизации фонового давления в камере расширения импульсного газового потока, для чего необходим подбор оптимального соотношения между временем истечения газа через сопло и временем паузы между периодами включения клапана, т.е. скважности режима работы клапана Q ;

- создание условий повторяемости и воспроизводимости истечения для накопления информации за серию циклов с целью выделения полезного сигнала из шума;

- в итоге — обеспечение возможности измерения параметров потока за время квазистационарного истечения рабочего газа или газовой смеси из сопла в вакуум (разреженное пространство).

В настоящей работе обобщен имеющийся опыт работы с импульсными клапанами, изложены проблемы при проведении экспериментов с ними и методы их решения, накопленные авторами при постановке исследовательских задач по моделированию большого расхода газовых потоков на комплексе экспериментальных стендов Новосибирского государственного университета.

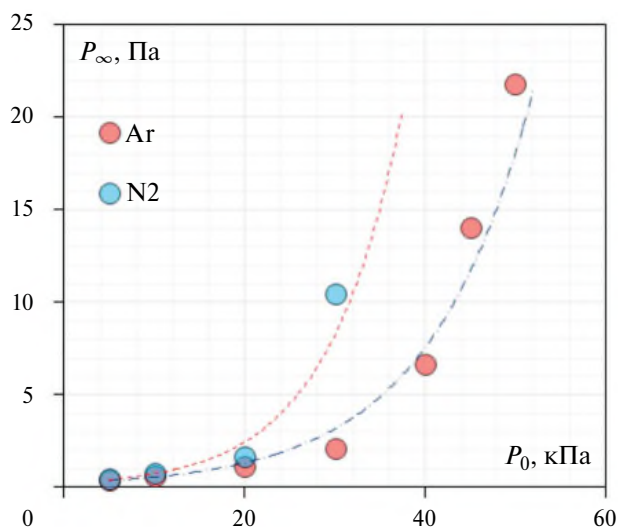


Рис. 1. Давление в камере расширения в зависимости от давления торможения при непрерывном истечении газа из звукового сопла, $d_* = 1.12$ мм.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Экспериментальные установки, на которых выполнялись работы в разные промежутки времени, описаны в работах [5–7]. Стенды оснащены полностью безмасляными форвакуумными откачными системами, турбомолекулярными и гелиевыми криогенными насосами, обеспечивающими суммарную скорость откачки до 8700 л/с (стенд ЛЭМПУС2 [5]) в диапазоне остаточного давления от 10^{-4} до 10^{-1} Па, электронно- и молекулярно-пучковым оборудованием, лазерной аппаратурой, квадрупольным и времяпролетным масс-спектрометрами и другими системами, обеспечивающими исследования в сверхзвуковых потоках разреженных газов и газовых смесей, что дает возможность анализа состава образующихся продуктов газофазных химических реакций и малых кластеров. Комплекс регистрирующих систем и диагностических методик, адаптированный к импульсным режимам работы, обеспечивает возможность решения широкого круга задач химической физики. Для проведения модельных исследований использованы сопла различных диаметров критического сечения и конфигураций сверхзвуковых сопел.

При решении поставленной задачи перед экспериментатором возникает соблазн использовать промышленные газовые клапаны. В контексте настоящей работы был осуществлен поиск и анализ устройств, пригодных для работы в вакууме, из большого перечня, имеющегося в публикациях. Удовлетворяющими условиям

работы в вакууме и доступными для приобретения оказались промышленные клапаны “секундного” диапазона, из которых наиболее подходящим по характеристикам под задачи исследования подошел вакуумный клапан GEMS SENSORS & CONTROLS A2013 S197 VAC [8]: время срабатывания (быстродействие) – 9 мс, двухпозиционный, нормально закрытый, с низким потреблением (примерно 1.5 Вт, при напряжении питания 24 В), с проходным отверстием 1/6" (4.23 мм). Клапан предназначен для работы с нейтральными газами и жидкостями. Рабочее давление 0–20.68 бар (0–300 PSI). Клапан изготовлен из нержавеющей стали и рекомендован для работы в диапазоне рабочих температур 0–80°C. Фотография клапана приведена на рис. 2а.

Среди нестандартных разработок, используемых в исследованиях, для работы был выбран электромагнитный клапан, сконструированный в Институте ядерной физики СО РАН [9]. Поскольку целью авторов конструкции являлась импульсная система напуска газа в ускоритель, форма импульса (непринципиальный параметр для разработчиков клапана) была выбрана треугольной. Однако для использования в газодинамических исследованиях клапанный блок был модифицирован с целью создания квазистационарного режима истечения, моделирующего стационарные сверхзвуковые струи: форма импульса была сделана необходимой (трапецеидальной, с максимально широкой и стабильной верхней стороной трапеции и короткими передним и задним фронтами). Основное внимание было уделено быстрому

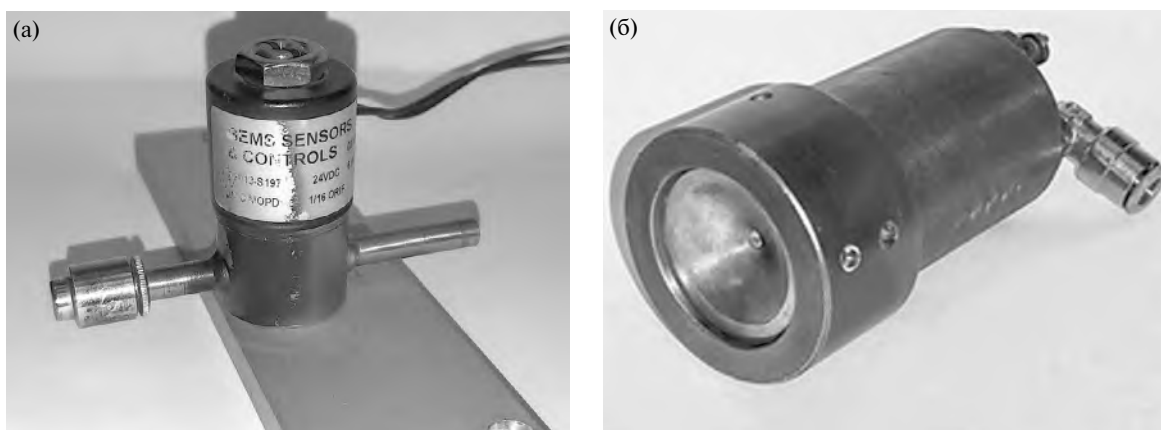


Рис. 2. Внешний вид импульсного клапана для газодинамического применения: **а** – секундный клапан A2013 S197 VAC в сборе с соплом, **б** – субмиллисекундный клапан в сборе.

наполнению балластного объема (форкамеры сопла) при открытии клапанного устройства для обеспечения условия покоящегося газа в этом объеме и одновременно коротких фронтов импульса. Поэтому технические ограничения не позволили использовать сопла с критическим сечением более 1 мм в диаметре. Клапан подобной конструкции уже использовался в НГУ ранее на экспериментальном стенде первого поколения [10]. В настоящей работе была использована современная элементная база питания клапанного устройства и регистрации параметров импульсов. Внешний вид субмиллисекундного клапана приведен на рис. 26.

Для моделирования режимов импульсного истечения из сопел газов и газовых смесей в вакуум (сильно разреженное пространство) на стенде ЛЭМПУС2 был собран дополнительный модуль. Модуль оснащен устройством контроля расхода газа РРГ12 производства ЭЛТОЧПРИБОР с погрешностью не более $\pm 1.1\%$, датчиком давления в камере торможения Siemens SITRANS P Series Z с погрешностью 0.5%, ресивером объемом 2 л и сменными импульсными клапанами. В модуль, кроме этого, входят набор звуковых и сверхзвуковых сопел для создания разреженных сверхзвуковых импульсных струй, а также системы питания импульсных клапанов. На модуле реализованы два альтернативных режима импульсного истечения струй – с короткими, менее 1 мс, и длинными, свыше 1 с, импульсами истечения при подаче на управляющие электромагнитные клапаны соответствующих прямоугольных электрических импульсов от систем питания, управляемых задающими генераторами. Подготовлены также системы диагностики импульсных газовых струй.

Системы регистрации плотности газовой струи, истекающей из сопла клапанного устройства, основаны на электронно-пучковой диагностике [11–13]. При прохождении электронного луча через струю разреженного газа частицы газа возбуждаются. Возвращение частиц в невозбужденное состояние сопровождается люминесценцией. Картина истечения, заснятая с помощью камеры Nikon D7200, приведена на рис. 3 при расположении электронного пучка относительно газового источника с клапаном на расстоянии порядка 20 мм.

Для детектирования свечения при работе с секундным клапаном использовался

спектрометр Ocean Optics USB4000, настроенный на регистрацию временной зависимости интенсивности монохроматического излучения аргона на длине волны 750.4 нм. Полученные сигналы передавались на персональный компьютер. Для детектирования интегрального свечения частиц газа при работе с быстрым клапаном использовался ФЭУ92, амплитуда фототока которого после преобразования с помощью АЦП “R-Technology” USB3000 регистрировалась в виде временной зависимости. Временное разрешение изменения интенсивности люминесценции при регистрации фототока ФЭУ составляло 2 мкс. Принципиальная схема системы диагностики приведена на рис. 4.

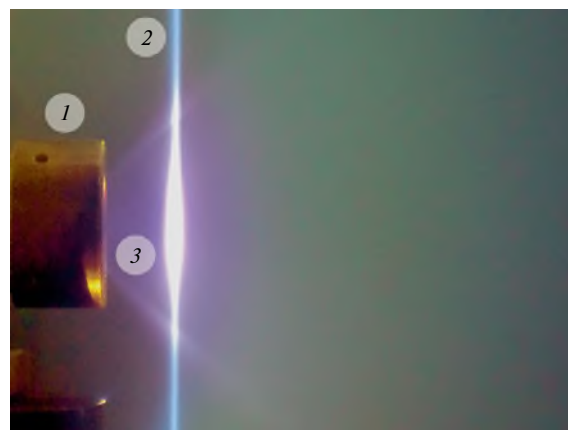


Рис. 3. Электронно-пучковая визуализация импульсной струи аргона при $P_0 = 400$ кПа, $\langle P_\infty \rangle = 0.19$ Па, $X_0 = 20$ мм и длительности импульса 0.5 мс: 1 – форкамера сопла с импульсным субмиллисекундным клапаном; 2 – электронный пучок; 3 – расширяющийся поток газа.

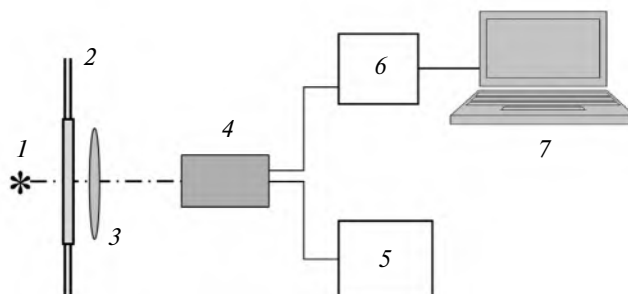


Рис. 4. Оптическая схема регистрации импульсов люминесценции струи газа: 1 – инициированное свечение частиц газа, 2 – окно камеры расширения, 3 – линза, 4 – ФЭУ-92 (или спектрометр Ocean Optics USB4000), 5 – блок питания ФЭУ, 6 – АЦП USB3000, 7 – компьютер.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ: РЕАЛИЗАЦИЯ ИСТЕЧЕНИЯ В СИЛЬНО РАЗРЕЖЕННУЮ СРЕДУ ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ ГАЗА

Перед началом работы клапанного устройства, т.е. истечением газа из форкамеры через сопло в камеру расширения, фоновое давление в ней не превышает 0.001 Па благодаря откачной способности высоковакуумных турбомолекулярных насосов. Под условиями работы в режимах импульсного истечения из сопла в вакуум или сильно разреженное пространство подразумевается установившееся вследствие работы клапанного устройства фоновое давление в камере расширения на уровне менее 10 Па и даже, как правило, менее 1 Па. Таким образом, исходное давление фонового газа (в составе которого, известном благодаря масс-спектрометрии, присутствуют пары воды, азот, кислород, следы легких углеводородов и другие элементы) всегда намного меньше установившегося при работе клапанной системы давления. Соответственно, при работе клапанного устройства остаточная атмосфера состоит практически полностью из газа, истекающего из форкамеры сопла через клапан. Поэтому вкладом в состав фонового газа при работе клапанного устройства иных

газов, кроме рабочего, истекающего через сопло и клапанную систему, можно пренебречь.

3.1. Импульсный клапан секундного диапазона

Возможность использования “медленного” клапана для получения газовых импульсов высокой плотности потока анализировалась при истечении газа из звуковых сопел диаметрами 0.3 и 0.7 мм. Испытания проведены на стенде ЛЭМПУС2 в диапазоне давлений P_0 до 400 кПа при комнатной температуре. Камера расширения откачивалась турбомолекулярными насосами до остаточного давления $P_\infty < 0.13$ Па. Криогенные насосы в испытаниях не использовались. Параметры импульса: время фронта t_f и спада t_c импульса, длительности плоской части импульса $t_{пл}$ определялись в соответствии с ГОСТ 16465 [14]. Длительность импульса $t_{и}$ определялась на его полувысоте. Измерения формы газового импульса проводились на расстоянии 40 мм от среза сопла (расстояние сопло – электронный пучок).

На рис. 5 приведены результаты детектирования импульсных струй, формируемых

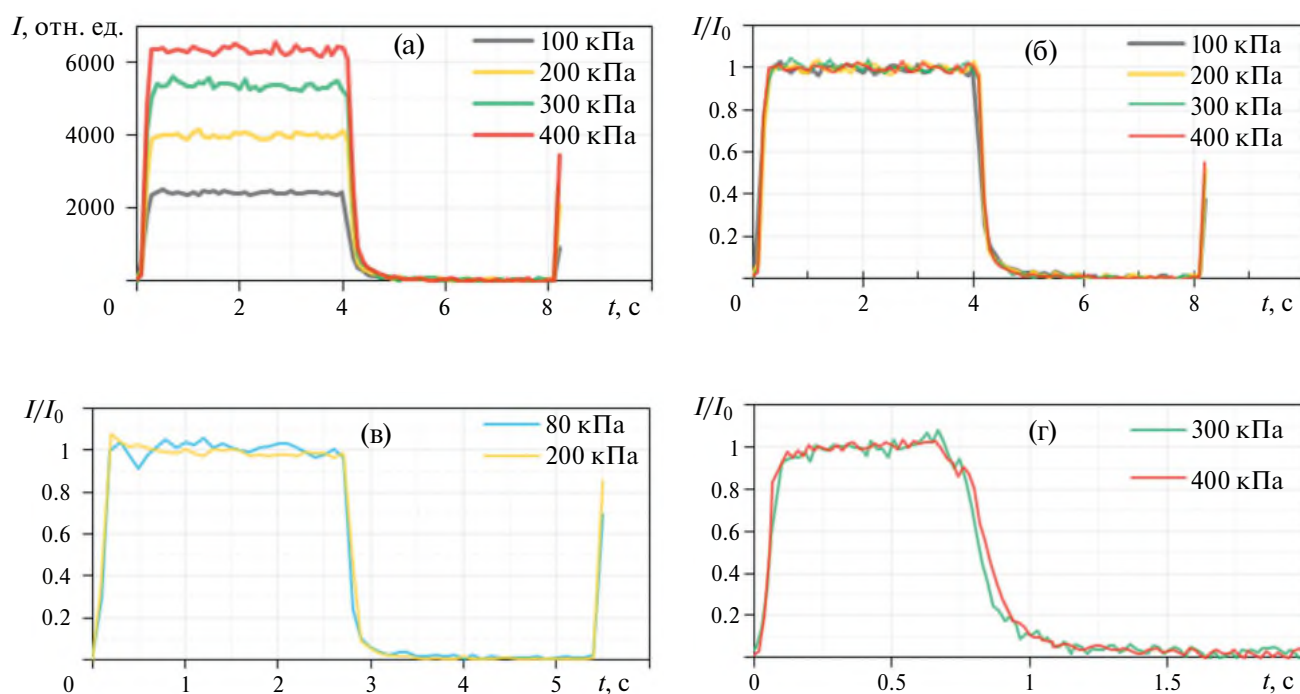


Рис. 5. Профили интенсивности излучения, зарегистрированные в импульсном истечении аргона при различных значениях P_0 : а – без нормировки, $t_{и} = 4$ с; б, в, г – с нормировкой к единице в максимуме: б – $d_* = 0.3$ мм, $0.13 \text{ Па} < P_\infty < 1.1 \text{ Па}$, $t_{и} = 4$ с, $Q = 2$; в – $d_* = 0.7$ мм, $0.1 \text{ Па} < P_\infty < 2.1 \text{ Па}$, $t_{и} = 2.7$ с, $Q = 2$; г – $d_* = 0.3$ мм, $0.13 \text{ Па} < P_\infty < 1.1 \text{ Па}$; $t_{и} = 0.8$ с, $Q = 7$.

медленным клапаном при истечении аргона из сопел диаметрами 0.3 и 0.7 мм. Газовые импульсы при длительностях $t_{\text{и}}$ от 1.0 с до 4.0 с имеют форму трапеции с выраженной плоской вершиной (рис. 5а). Параметры импульсов не зависят от давления, что подтверждают зависимости от времени $t_{\text{и}}$, нормированные к единице в максимуме, при всех использованных длительностях (рис. 5б–г). Длительность фронта импульсов не превышает 0.15 с, длительность спада 0.25 с. Наличие сформированной протяженной плоской вершины газового импульса, начиная с длительностей, превышающих 0.5–0.7 с, можно считать признаком формирования квазистационарного ядра импульсного газового потока.

Таким образом, “медленный” клапан позволяет обеспечить квазистационарное истечение газов. Однако стационарный режим истечения сверхзвуковой струи зависит не только от давления торможения, но и от давления фонового газа, в соответствии с формулой, определяющей размер первой “бочки” сверхзвуковой струи от среза сопла до прямой ударной волны (диска Маха), $x_{\text{м}}$ [15]:

$$x_{\text{м}} = kd_*(P_0/P_{\infty})^{0.5},$$

где константа k зависит от вида газа. Как показали наши измерения, скорость изменения фонового давления при включении и выключении клапана значительно меньше скорости формирования газового импульса.

Для выявления условий реализации квазистационарного режима по фоновому давлению с помощью вакуумметра Agilent CDG–500 проведены измерения зависимости изменения

давления фонового газа P_{∞} в камере расширения от времени при работе медленного клапана с максимальным использованным давлением в форкамере сопла $P_0 = 400$ кПа. Полученные результаты (рис. 6) демонстрируют значительное запаздывание изменений фонового давления, вследствие чего при $t_{\text{и}} < 1$ с стационарного участка повышенного давления фона при работающем клапане не наблюдается. При этом, как показали дальнейшие измерения, длительность спада фонового давления до выхода к исходной величине разрежения зависит от расхода газа за импульс (т. е. от величины P_0), она варьируется от 1 до 2.5 с в исследованном диапазоне величин.

Таким образом, исходя из длительности процессов изменения плотности газовой струи и давления фонового газа при работе с использованной конфигурацией откачной системы, рекомендуемая длительность газового импульса составляет примерно 3 с. Выбор частоты следования импульсов (скважности) следует определять в соответствии с требуемым расходом газа. Увеличение частоты следования импульсов для проведения серии измерений в условиях повышенного, но стабильного фонового давления для данной клапанной системы невозможно. Поэтому использование медленного клапана не снижает нагрузку на вакуумную откачную систему, поскольку рабочий диапазон измерений определяется временем реакции вакуумной откачной системы на газовый импульс. Повышение скважности не оказывает влияния на данный фактор. Использование импульсного клапана секундного диапазона позволяет сэкономить в расходе рабочих газов, но не обеспечивает повышения эффективности имеющейся

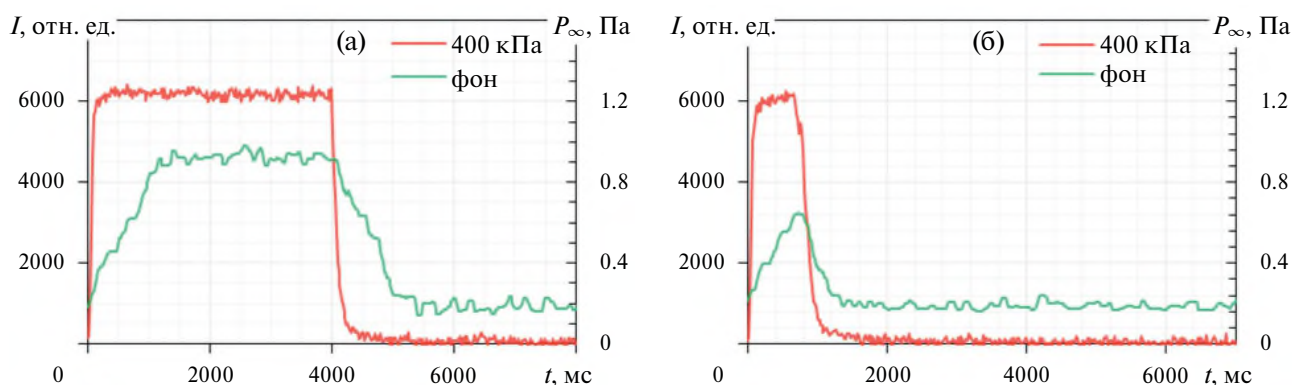


Рис. 6. Профиль изменения интенсивности излучения газового импульса и изменения фонового давления в камере расширения P_{∞} , $d_* = 0.3$ мм: а – $t_{\text{и}} = 4000$ мс, $Q = 2$; б – $t_{\text{и}} = 700$ мс, $Q = 10$.

вакуумной системы откачки экспериментальной установки для моделирования процессов при повышенных расходах газов, пропорциональных произведению $P_0 \cdot d_*^2$, что является основной задачей при переходе на импульсные режимы истечения.

3.2. Импульсный клапан субмиллисекундного диапазона

Форма газовых импульсов при истечении аргона из звукового сопла диаметром 1 мм на расстоянии 50 мм от источника для нескольких давлений торможения и двух режимов по времени открывания клапана 0.5 и 1 мс приведена на рис. 7а. Абстрагируясь от деталей (длительности фронта и спада импульса, время достижения импульсом плоскости регистрации вниз по потоку от сопла, небольшая задержка открывания клапана при больших давлениях торможения и т.д.), на полученных профилях можно зафиксировать наличие квазистационарного ядра даже при времени открытия клапана 500 мкс (длительность плоской части импульса — не менее 200 мкс). Аналогичный результат был получен и для истечения азота, что иллюстрирует рис. 7б, где приведено сравнение форм газовых импульсов в аргоне и азоте.

Однако, как показано в работах [16, 17], область квазистационарного истечения уменьшается вниз по потоку, ограничивая возможности моделирования. Кроме того, при включении клапана в режиме многократных циклов требуется некоторое время для установления уровня фоновое давления, тем большее, чем выше расход газа в сопле. Экспериментально установлено, что в режимах со временем открытия клапана 1 мс при скважности 100 и частоте повторения импульсов 10 Гц даже при высоких расходах газа давление окружающего пространства стабилизируется через 3–5 с работы клапана (рис. 8). Это происходит после незначительного (примерно 15-процентного) роста над начальным, в отсутствие истечения газа, значением. В дальнейшем это давление не подвержено изменению. Поэтому несколько первых циклов включения — выключения клапана следует вынужденно отбраковывать в связи с меняющимся уровнем фоновое давления. Таким образом, необходимо выбирать условия, когда период стационарного истечения достаточен для регистрации искомых параметров

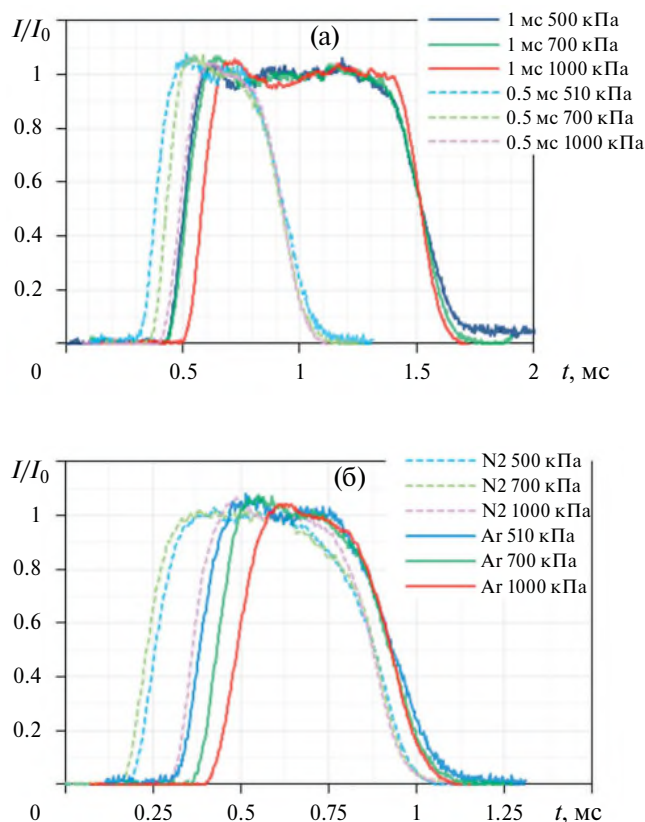


Рис. 7. Форма газовых импульсов при истечении аргона и азота из звукового сопла диаметром $d_* = 1$ мм на расстоянии 50 мм от источника при разных давлениях торможения: **а** — аргон, сравнение двух значений длительности импульса; **б** — сравнение импульсов в аргоне и азоте при одинаковой длительности.

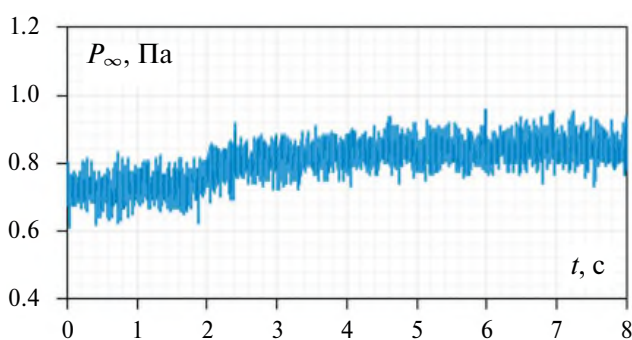


Рис. 8. Временная зависимость давления в камере расширения при работе быстрого импульсного клапана: $d_* = 1.0$ мм, $f = 10$ Гц, $P_0 = 600$ кПа.

потока. Как показали испытания, длительность импульса порядка 1 мс оказалась оптимальной для моделирования.

Таким образом, использование “быстро-го” клапана обеспечивает возможность выхода в импульсе на значительно более высокий

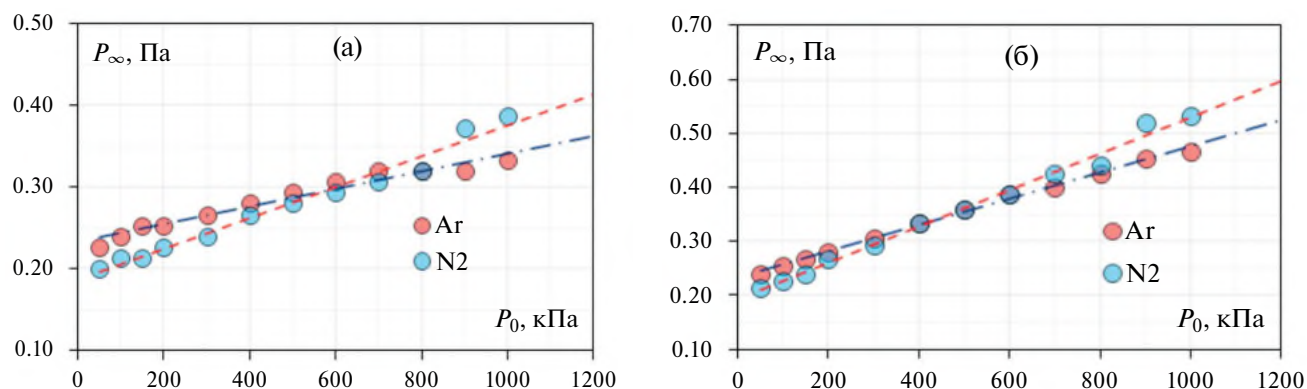


Рис. 9. Давление в камере расширения в зависимости от давления торможения в форкамере с “быстрым” импульсным клапаном: $f = 10$ Гц, $d_* = 1.0$ мм, длительности импульса $t_{\text{и}} = 0.5$ мс (а) и $t_{\text{и}} = 1.0$ мс (б).

уровень расходов исследуемых газов. В подтверждение данного факта на рис. 9 приведены зависимости установившегося давления в фоновом пространстве при длительной работе клапана с временем открытия 0.5 и 1.0 мс для азота и аргона в зависимости от давления торможения. Измерения выполнены до давления 1 МПа, однако очевидно, что откачная система может обеспечить устойчивую откачку истекающего газа и при более высоких давлениях торможения (расходах газа).

Для проверки достоверности результатов, получаемых при использовании данных на квазистационарном участке импульсной струи, были выполнены измерения относительной плотности при двух давлениях торможения (рис. 10).

Как и следовало ожидать, при низком уровне давления торможения, т.е. в отсутствие конденсации, данные совпали с изэнтропической зависимостью, за исключением начального участка, где возможен процесс столкновительного гашения флуоресценции. При высоком давлении торможения результаты вследствие конденсации регистрируются существенно ниже изэнтропической зависимости, рассчитанной по модели [15]. Тем не менее, хорошее совпадение с изэнтропической зависимостью в данных проверочных режимах нельзя считать полностью достоверным вследствие достаточно сложной процедуры тарировки для получения абсолютных значений плотности. В то же время, наклон зависимостей, близкий к изэнтропическому, убеждает авторов в возможности моделирования стационарных процессов с помощью “быстрой” импульсной системы.

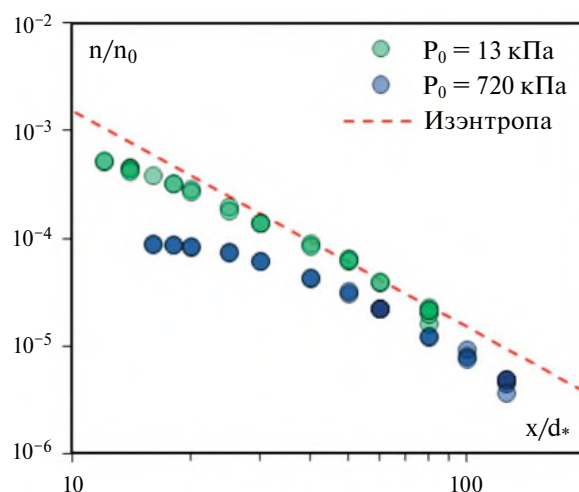


Рис. 10. Продольный профиль плотности аргона, истекающего из звукового сопла с $d_* = 1$ мм в импульсном режиме с “быстрым” клапаном.

4. ВЫВОДЫ

Основной целью использования описанных клапанных устройств являлось максимальное расширение диапазона расходных характеристик и, соответственно, газодинамических параметров истекающих из сопла сверхзвуковых струй при сохранении способности вакуумных насосов откачивать истекший газ в требуемом диапазоне давления остаточного фоновых газа. Фоновое давление в камере расширения при использовании “медленного” клапана, приведенное на рис. 6, и “быстрого” клапана — на рис. 8 и 9, поддерживалось на уровне около 1 Па и состояло более чем на 99.9% из рабочего газа, истекающего из сопла через клапанное устройство. Поэтому роль вклада иных газов

в состав фоновой среды в настоящей работе была несущественной.

Одной из важнейших задач работы являлась иллюстрация возможности при использовании быстрого импульсного клапана существенного повышения расходных характеристик соплового блока, достижения высоких значений давления в форкамере соплового блока (давления торможения) при устойчивом значении фонового давления, обеспечиваемого в режиме непрерывной откачки высоковакуумными насосами экспериментального стенда. Рисунки 8–10 демонстрируют, что эта цель была достигнута.

Проведенный анализ показал, что “медленные” клапаны секундного диапазона не позволяют продвинуться в область более высоких расходов по сравнению со стационарным истечением. В то же время, “быстрые” клапаны субмиллисекундного диапазона генерируют газовые импульсы с параметрами, необходимыми для моделирования режимов с высоким расходом при давлениях фонового газа, не перегружающих высоковакуумную откачную систему. Это открывает возможности выхода на большие расходы истечения с условиями, более близкими к натуральным. Описанные в работе устройства обеспечивают возможность моделирования в импульсе мгновенных расходов до нескольких десятков граммов рабочего газа в секунду при давлениях в форкамере до 2 МПа и давлении в окружающем пространстве и в области реакции ниже 1–3 Па. В работе продемонстрирован опыт использования комплекта звуковых и сверхзвуковых сопел с электромагнитным клапанным устройством, системами энергопитания и управления, обеспечивающими истечение газа из форкамеры в разреженное пространство в течение регулируемого промежутка времени от 0.3 до 1.5 мс с заданной скважностью, варьируемой в пределах от нескольких десятков до тысяч. Сформированные газовые импульсы имеют трапециевидную форму с квазистационарным ядром.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН на оборудовании Центра коллективного пользования “Прикладная физика” Новосибирского государственного университета при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00750).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savinov S.Y., Lee H., Song H.K., Na B.-Ki // Plasma Chem. Plasma Proc. 2003. V. 23. № 1. P. 159. <https://doi.org/10.1023/A:1022477005020>
2. Jauberteau J. L., Thomas L., Aubreton J., Jauberteau I., Catherinot A. // Plasma Chem. Plasma Proc. 1998. V. 18. No. 1. P. 137. <https://doi.org/10.1023/A:1021797428416>
3. Fincke J.R., Anderson R.P., Hyde T.A., Detering B.A. // Ind. Eng. Chem. Res. 2002. V. 41. P. 1425. <https://doi.org/10.1021/ie010722e>
4. Konno K., Onoe K., Takiguchi Y., Yamaguchi T. // Chem. Eng. Research and Design. 2015. V. 95. P. 144. <https://doi.org/10.1016/j.cherd.2015.01.012>
5. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhnikov V.E., Gimelshein S.F. // IEEE Transact. Plasma Sci. 2017. V. 45. Iss. 5. P. 819. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2682901>
6. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Коробейщиков Н.Г., Ходаков М.Д., Шмаков А.А. // ПТЭ. 2016. № 2. С. 127. <https://doi.org/10.7868/S0032816216010171>
7. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Ходаков М.Д., Коробейщиков Н.Г., Художников В.Э., Мадирбаев В.Ж., Ездин Б.С. // ПТЭ. 2016. № 6. С. 50. <https://doi.org/10.7868/S0032816216060136>
8. https://www.gemssensors.com/docs/default-source/resource-files/catalog-pages/catalog_electronicnon-intrinsicallysaferelays.pdf
9. Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Журавлев П.А. // ПТЭ. 1975. № 5. С. 168.
10. Гартвич Г.Г., Дудников В.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Мадирбаев В.Ж. // ПТЭ. 1997. № 2. С. 134.
11. Smith J.A., Driscoll J.F. // J. Fluid Mech. 1975. V. 72. Part 4. P. 695. <https://doi.org/10.1017/S0022112075003230>
12. Muntz E.P. // Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 1. P. 80.
13. Косинов В.А., Кузнецов Л.И., Шарафутдинов Р.Г. // В сб.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов / Под ред. С.С. Кутателадзе. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН. 1974. С. 174.
14. ГОСТ 16465 -70. Сигналы радиотехнические измерительные. Термины и определения Издание с Изменением № 1, 1973. Часть 1. Сборник стандартов. М.: Стандартинформ, 2005.
15. Ashkenas H.Z. and Sherman F.S. // Proc. 4th RGD Symp. 1966. V. 2. P. 84.
16. Коробейщиков Н.Г., Зарвин А.Е. // Вестник НГУ: Серия Физика. 2006. Т. 1. № 2. С. 29.
17. Зарвин А.Е., Коробейщиков Н.Г., Каляда В.В., Мадирбаев В.Ж. // Вестник НГУ: Серия Физика. 2007. Т. 2. № 4. С. 63.

УДК 536.581.3

РЕФРИЖЕРАТОР ГЛУБОКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СУБТЕРАГЕРЦЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

© 2024 г. А. С. Марухно^а, *, В. С. Эдельман^б, **

^аИнститут прикладной физики Российской академии наук
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^бИнститут физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

*e-mail: a.maruhno@ipfran.ru

**e-mail: vsedelman@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.07.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 11.09.2024 г.

Описан криостат растворения, предназначенный для проведения в сумеречное время, когда наблюдение в оптическом диапазоне еще невозможно, работу в миллиметровом диапазоне на оптическом телескопе с зеркалом диаметром 6м. Криостат, охлаждающий детектор вплоть до температуры 0.1К, построен по схеме растворения ^3He в ^4He с циркуляцией ^3He благодаря его конденсации на холодной стенке, охлаждаемой сорбционной откачкой чистого жидкого ^3He из отдельного объема. Рабочие условия обеспечиваются контактом со стабилизирующим блоком, в котором накапливается 0.6 л жидкого ^4He при активной работе рефрижератора Гиффорда–Мак-Магона за время между циклами измерений. Во время измерений рефрижератор выключается, что полностью исключает вибрации, мешающие измерениям.

DOI: 10.31857/S0032816224050244 EDN: EQUZUA

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования наземной астрономии в субтерагерцевом (субТГц) диапазоне частот проводят такие крупнейшие центры, как Европейская южная обсерватория [1] и Восточноазиатская обсерватория [2]. В России развитие этого направления предусмотрено постановлением правительства № 3684р. В нем сформулированы актуальные задачи фундаментальной науки: исследование холодной Вселенной, реликтового излучения, межзвездных газовых облаков. Исследования в этой области могут способствовать решению задач в прикладных военных, промышленных и коммерческих проектах по развитию, например радиолокации и телекоммуникационных систем. Данный диапазон частот технически недостаточно освоен,

практически отсутствуют адекватные задачам промышленные антенные системы, приемная аппаратура с шумами на уровне 10^{-17} Вт/Гц^{1/2} и ниже, оптические окна с подавлением инфракрасного излучения. Введение жестких санкционных ограничений требует развития отечественных научно-исследовательских работ в этом направлении.

Цель нашей работы – внести вклад в разработку первого прототипа Российской субТГц-обсерватории [3] на основе оптического Большого альта-азимутального телескопа (БТА) [4]. Этот крупнейший в Евразии оптический телескоп расположен в месте с приемлемым астроклиматом на высоте 2070 м. Он обладает развитой инфраструктурой, квалифицированными научными и инженерными кадрами.

2. ПРЕДПОСЫЛКИ МИЛЛИМЕТРОВОЙ РАДИОАСТРОНОМИИ В САО РАН

Среднеквадратичное отклонение (СКО) от заданной формы у шестиметрового зеркала БТА на два порядка превышает требования, предъявляемые к субТГц-антеннам. Предварительные исследования показали, что алюминиевое покрытие зеркала обеспечивает эффективное отражение до 94% мощности субТГц-сигнала, что позволит использовать его для субТГц-исследований [5].

Атмосфера Земли существенно поглощает субТГц-волны, и наземные наблюдения возможны только в узких окнах прозрачности для волн с длинами волн 0.8, 1.3, 2, 3 мм. Исследования в окнах 0.8 и 1.3 мм доступны для исследований в высокогорных пустынях, например в Чили, где расположен телескоп ALMA [1]. Проведенный в 2014 году цикл прямых измерений поглощения показал, что на площадке БТА можно наблюдать астрономические объекты в диапазонах 2–3 мм с общим поглощением в 0.1 Непер в зимний период в течение 60% времени, в переходный сезон – 45% времени и летом – около 7% времени [6]. Есть ограниченная возможность наблюдений в окне прозрачности 1.3 мм в холодные ясные периоды февраля-марта, но не для волн с длиной волны 0.8 мм. Оптический телескоп предназначен для проведения научных исследований в темное время суток, а субТГц-исследования можно проводить в предзакатное и рассветное время. Это увеличит эффективное время работы телескопа на 4–5 часов в сутки. Оптическая схема БТА позволяет выполнение наблюдений в первичном фокусе и в двух фокусах Несмита. Время перестройки оптической схемы составляет 3–4 минуты, что делает возможным в течение одной ночи вести наблюдения с помощью аппаратуры, установленной в разных фокусах телескопа.

В рамках реализации проекта разрабатывается приемная система, включающая высокочувствительный детектор – болометр на основе структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС), систему криостатирования с рабочей температурой ниже 0.3 К, считывающую электронику и квазиоптическую систему согласования сигнала, полученного от телескопа с детектором.

3. КОНСТРУКЦИЯ КРИОСТАТА

При наземной радиоастрономии в субТГц-диапазоне частот мощность излучения, падающего на детектор, не превышает долей микроватта. Это позволяет использовать криостаты растворения малой производительности, в которых циркуляция ^3He в контуре растворения, заполненном смесью ^3He и ^4He , осуществляется благодаря его конденсации в объеме, охлаждаемом сорберной откачкой чистого ^3He [7, 8]. Эти приборы выполнены в виде вставки в сосуд с жидким гелием, что для использования на телескопе неудобно из-за проблем логистики. В работе [9] описан “сухой” криостат растворения, охлаждаемый импульсной трубой производства CRYOMECH, который послужил прототипом описываемого прибора. В этой работе использован двухступенчатый рефрижератор Гиффорда–МакМагона KDE412S2 CRYOCOOLER (CR) производства КНР. Этот рефрижератор имеет паспортную производительность второй ступени мощностью 1.35 Вт и температурой 4.2 К, что почти в 3 раза превышает производительность альтернативного варианта системы “сухого” предварительного охлаждения до температуры 4 К так называемой импульсной трубой. Однако у него довольно высок уровень вибраций, которые можно радикально снизить, если на время измерений его выключать. В соответствии с предполагаемым графиком работы БТА режим работы криостата следующий:

- охлаждение узлов криогенного блока до температуры около 4 К примерно за 9 ч и конденсация гелия в ванну-стабилизатор за 4–5 ч и конденсацию ^3He за 1–2 ч при активной работе CR;
- остановка CR, охлаждение детектора до температуры на уровне 0.1 К и поддержание рабочих условий до 4–5 ч за счет испарения жидкого гелия из ванны-стабилизатора;
- повторный запуск CR. При этом затраты времени на охлаждение криогенных узлов исключены.

Упрощенная схема прибора представлена на рис. 1. В частности, не показаны контейнеры рабочих газов объемом 80 см³, в которых под давлением находятся около 5 л ^4He , около 4 л ^3He и около 1.2 л смеси, состоящей примерно из 35% ^3He и 65% ^4He . Контейнеры связаны

соответственно с соберами ^4He , ^3He и конденсором блока смеси капиллярными трубками из нержавеющей стали.

Первый этап работы прибора — это охлаждение при работающем СР стабилизатора и связанных с ним узлов до криогенных температур за 8–9 ч и затем набор в него (ожижение) примерно 0.6 л жидкого гелия из газгольдера (или баллона с гелием), рис. 2. Охлаждение осуществляется за счет конвекции гелия, охлаждаемого второй ступенью СР, связанной тонкостенной трубкой из нержавеющей стали со стабилизатором, и потоком тепла по управляемому теплопроводу. Он состоит из отоженных медной трубки и вставленного в нее медного стержня, окруженными тонкостенной трубкой из нержавеющей стали. Внутри этой сборки находится гелий. При гелиевой температуре газы полностью сорбируются активированным углем, заполняющим медную ампулу, связанную с теплопроводом тонкостенной трубкой из нержавеющей стали. При нагреве ампулы нагревателя импульсом мощностью около 1 мВт газ десорбируется и между второй ступенью и стабилизатором устанавливается эффективная тепловая связь.

По мере остывания стабилизатора охлаждаются и связанные с ним сорберы ^3He и ^4He , ванна ^4He , ванна ^3He и миксер. При этом рабочие газы собираются в сорберах и в конденсаторе контура растворения. Для ускоренного остывания ванны ^4He и ^3He связаны со стабилизатором теплопроводами, аналогичными управляемому (на рис. 1 не показаны). Дополнительно ванна ^3He и миксер соединены со стабилизатором посредством управляемого магнитного прижима, который выключается при подаче на него импульса тока [10].

Второй этап полностью аналогичен набору ^3He и его охлаждению до температуры 1 К, описанному в работе [8]. Сорбер ^4He нагревается до температуры примерно 50 К при мощности около 1 Вт. Происходит десорбция газа и его конденсация в ванне ^4He . Затем в рубашку сорбера подается теплообменный газ при нагреве соответствующего небольшого сорбера мощностью примерно 1–2 мВт, сорбер ^4He остывает и начинается откачка ванны с жидким гелием, которая остывает до температуры ниже температуры конденсации ^3He . Включается нагрев сорбера ^3He , и за счет испарения жидкого ^4He

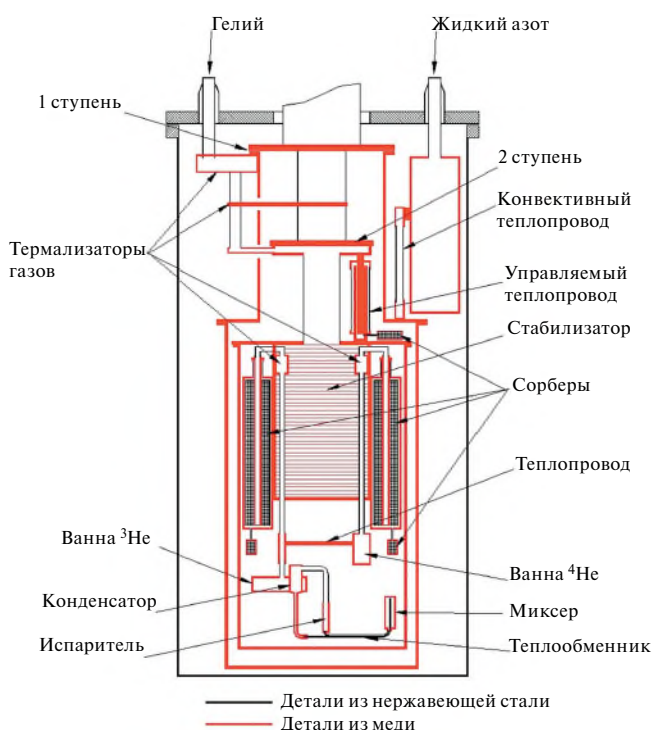


Рис. 1. Схема низкотемпературной части криостата.

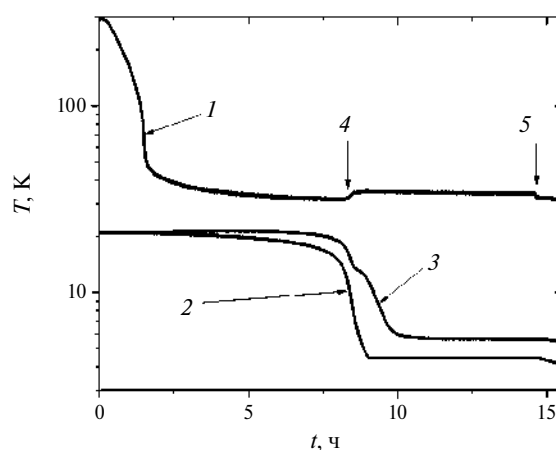


Рис. 2. Зависимость от времени (начиная с момента включения СР) температур первой ступени (1), стабилизатора (2) и ванны ^3He (3). Стрелками 4 и 5 помечены моменты начала и окончания набора жидкого гелия в стабилизатор. Начальная температура всех узлов комнатная. Показания термометров 2 и 3 соответствуют истинной температуре при ее значении ниже примерно 10 К.

конденсируются ^3He и смесь. Ванна ^3He и контур смеси заполняются и охлаждаются вплоть до температуры 1–1.2 К. Одного цикла десорбции–конденсации достаточно, если в приборе находится около 1.5 л ^3He . Если же его больше, то жидкость в ванне ^4He заканчивается раньше,

чем будет заполнена и остынет ванна ^3He , тогда процедуру следует повторить. Соответственно процесс заполнения жидкостью ванны ^3He и его предварительное охлаждение занимает 1–2 ч.

При достижении температуры ванны ^3He уровня 1–1.2 К выключается нагрев сорбера и в его рубашку подается теплообменный газ. Ванна ^3He , испаритель и миксер остывают до температуры 0.4–0.6 К. Включается нагрев испарителя мощностью 0.3–0.5 мВт и активируются циркуляция ^3He в контуре растворения, приводящая к охлаждению миксера и находящегося с ним в тепловом контакте детектора. На этом этапе нагрузка на стабилизатор падает до уровня порядка 1 мВт. Это позволяет выключить CR и тем самым устранить вибрации. Эффект включения/выключения CR наглядно виден на рис. 3 – температура миксера скачком возрастает, а затем падает.

При выключенном CR рабочие условия поддерживаются благодаря испарению жидкого гелия, накопленного в стабилизаторе. Если ванна для жидкого азота пуста, то время, за которое гелий полностью испарится, составляет до 5 ч, рис. 4. Если же в нее залит жидкий азот, то это время достигает 8 ч. Тепловая связь азотной ванны с экраном, связанным с первой ступенью CR, осуществляется благодаря азоту, находящемуся при комнатной температуре в конвективном теплопроводе под давлением около 70 ати. Однако такой тепловой связи

недостаточно, чтобы поддерживать температуру экрана на уровне температуры кипения жидкого азота, поскольку подвод тепла из комнаты к первой ступени намного эффективнее, чем от ванны с азотом. Связать же эту ванну непосредственно с экраном опасно. При рабочей температуре первой ступени около 40 К, если ванна не заполнена жидким азотом, в ней будет конденсироваться атмосферный кислород, что чревато непредсказуемыми последствиями. В нашем случае это исключено, так как пустая ванна не охлаждается до такого уровня.

Если включить CR сразу после того, как закончится гелий в стабилизаторе, то время, необходимое для достижения низкой температуры сокращается примерно на 8 ч. Если пауза продлится 10 ч, то время выхода на рабочий режим сократится на 6–7 ч.

Таким образом, описываемый криостат удовлетворяет требованиям, предъявляемым к средствам охлаждения детекторов при работе на телескопе САО РАН. Хотя из-за сравнительно высокой фоновой нагрузки атмосферы на площадке БТА достаточно охлаждения детектора до температуры 0.3 К, более глубокое, до $T = 0.1$ К, охлаждение позволит отработать методику измерений имея в виду перспективы создания радиотелескопов на более подходящих площадках или на Луне.

В заключение отметим, что конструкция рефрижератора позволяет одновременно

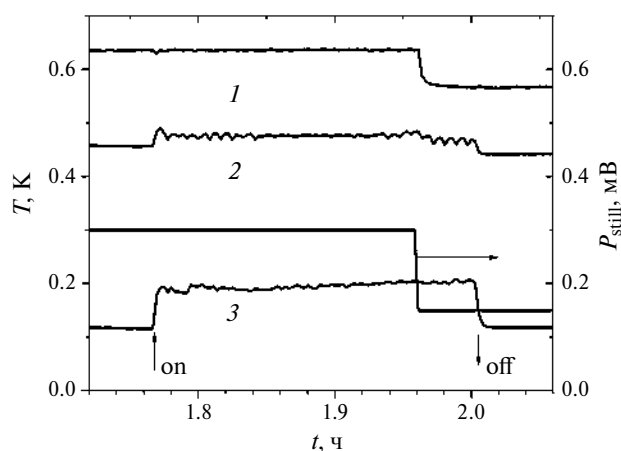


Рис. 3. Зависимость от времени температур испарителя (1), ванны ^3He (2) и миксера (3). Стрелками показаны моменты включения и выключения компрессора CR. Правая шкала – мощность, рассеиваемая в испарителе.

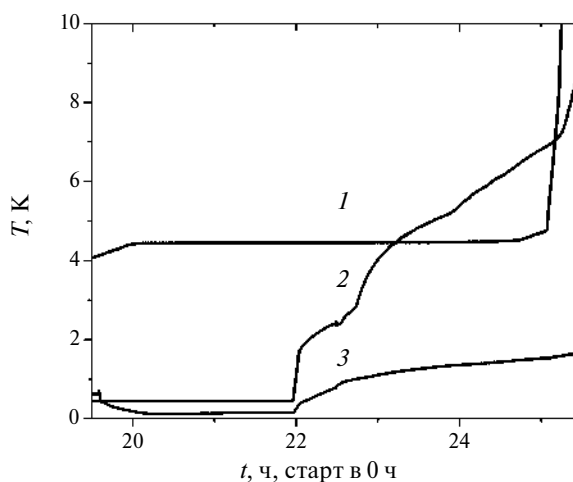


Рис. 4. Зависимость от времени температур стабилизатора (1), ванны ^3He (2) и миксера (3). Компрессор CR выключен в момент времени $t = 19$ ч 30 мин.

охлаждать разные детекторы до уровня 0.1 К (миксер), 0.4–0.45 К (ванна ^3He), 1 К (ванна ^4He) и 4.2 К (стабилизатор).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны академику Ю.Ю. Балеге, осуществляющему общее руководство программой, и коллегам из САО РАН, ИФП РАН, ИПФ РАН и ИРЭ РАН за плотное и продуктивное сотрудничество в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (грант 23-62-10013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://www.almaobservatory.org>
2. <https://www.eaobservatory.org>
3. Столяров В.А., Балега Ю.Ю., Мингалиев М.Г. и др. // Астрофизический бюллетень. 2024. Т. 79. № 2. С. 331.
4. <https://www.sao.ru>
5. Balega Yu., Bubnov G., Chekushkin A. et al. // Sensors. 2024. V. 24. P. 359. <https://doi.org/10.3390/s24020359>
6. Bubnov G.M., Abashin E.B., Balega Yu. Yu. et al. // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. №1. P. 64. <https://doi.org/10.1109/TTTHZ.2014.2380473>
7. Эдельман В.С. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 129. <https://doi.org/10.1134/S002044120902033X>
8. Смирнов А.И., Солдатов Т.А., Эдельман В.С. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 131. <https://doi.org/10.31857/S0032816222040255>
9. Эдельман В.С., Якопов Г.В. // ПТЭ. 2013. №5. С. 129. <https://doi.org/10.7868/S0032816213050145>
10. Эдельман В.С. ПТЭ. 2018. № 5. С. 129. <https://doi.org/10.1134/S003281621805021X>

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224050252 EDN: EQUEYG

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Абрамов В.В., Алексеев Г.Д., Алексеев И.Г., Андреев В.А., Бажанов Н.А., Борисов А.А., Борисов Н.С., Букреева С.И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Горин А.М., Городнов И.С., Деревщиков А.А., Должиков А.С., Журавлев Н.И., Исаев А.Н., Калугин Н.К., Кожин А.С., Козленко Н.Г., Козлов В.С., Лазарев А.Б., Маслова Е.В., Маишеев В.А., Мельник Ю.М., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Моисеев В.В., Морозов Д.А., Мочалов В.В., Неганов А.Б., Нестеров В.М., Новиков К.Д., Новинский Д.В., Ногац Л.В., Нурушева М.Б., Пискун А.А., Плис Ю.А., Прудкогляд А.Ф., Рыжиков С.В., Рыков В.Л., Рыльцов В.В., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Рязанцев А.В., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Семенов П.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Соловьев Л.Ф., Тараканов В.И., Узунян А.В., Усов Ю.А., Фахрутдинов Р.М., Фдоров А.Н., Шаланда Н.А., Якимчук В.И., Якутин А.Е. Экспериментальная установка СПАСЧАРМ для исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70. — 26 с., 9 рис.

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

Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О. Сцинтилляционные детекторы CsI и SrI₂(Eu) со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями с порогом регистрации ниже 200 эВ. — 12 с., 6 рис.

Обсуждаются концепции детекторов из неорганических сцинтилляторов CsI(pure) и SrI₂(Eu) со съемом светового сигнала матрицами кремниевых фотоумножителей. Данные детекторы предполагается использовать при низких температурах для регистрации сигналов со сверхнизким энерговыделением. Приводятся результаты измерения светосбора прототипов детекторов. Получены удельные светосборы на

уровне 30–40 фотоэлектронов на один кэВ выделенной в детекторах энергии. Исследованы зависимости тепловых шумов и оптической связи кремниевых фотоумножителей от температуры. Показано, что использование детекторов при отрицательных температурах позволяет эффективно подавить шумы фотодетекторов и обеспечить порог регистрации на уровне нескольких фотоэлектронов. Данные детекторы могут быть востребованы в различных фундаментальных и прикладных областях, в частности, в физике низкоэнергетичных нейтрино.

Гуров Ю.Б., Довбненко М.С., Евсеев С.А., Замятин Н.И., Копылов Ю.А., Розов С.В., Стрелецкая Е.А., Чернышев Б.А., Грубчин Л., Затько Б. Влияние нейтронного облучения на характеристики SiC- и Si-детекторов. — 10 с., 7 рис.

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

Кукотенко В.Д., Герасимов В.В., Лемзяков А.Г., Никитин А.К. Методы измерения глубины проникновения поля терагерцевых поверхностных плазмон-поляритонов в воздух. — 15 с., 8 рис.

В настоящее время разрабатываются плазмонные интегральные компоненты для устройств передачи и обработки информации терагерцевого (ТГц) диапазона частот, в которых носителями информации являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). При поиске подходящих материалов, используемых при изготовлении плазмонных схем, необходимо определять актуальные эффективные оптические константы поверхности методами плазмонной рефрактометрии.

Ряд известных методов основывается на измерении глубины проникновения поля ППП в воздух. В данной работе предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения с использованием квазимонохроматического терагерцевого излучения новосибирского лазера на свободных электронах ($\lambda = 141$ мкм): (1) “зондовый” метод с модуляцией излучения обтюратором или модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внедренного в него зонда; (2) метод “экранирования”, регистрирующего интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования (излучения в ППП и обратно) цилиндрической формы. Результаты экспериментов по оценке глубины проникновения поля ППП в воздух обоими методами согласуются между собой; выявлены достоинства и недостатки этих методов, а также условия их применения при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие. Предлагаемые методы релевантны при работе не только с лазерными источниками терагерцевого излучения, но и с более компактными и маломощными источниками.

Петрова М.О., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Милков В.М., Курилкин А.К., Булатов К.В., Дмитриев А.В., Бабкин В.А., Авдеев М.М., Литвиненко Е.И. Прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора медленных нейтронов на основе ^{10}B -ППРК. — 9 с., 7 рис.

Представлен прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора на основе плоскопараллельной резистивной камеры с тонкой пленкой-конвертером (2 мкм) из карбида бора, обогащенной по изотопу $^{10}\text{B} > 95\%$. Размер активной области 75×150 мм², который соответствует 64 каналам регистрации по оси x и 128 каналам по оси y. Приведена конструкция детектора, результаты диагностики пленок-конвертеров методом рентгеновской рефлектометрии, спектр конверсионного гамма-излучения и результаты измерений с лабораторным источником ^{252}Cf .

Усенко Е.А. Быстродействующий суммирующий предусилитель для времяпролетных камер эксперимента HARP (PS214, CERN). — 14 с., 14 рис.

Представлена методика разработки быстродействующего суммирующего предусилителя для резистивных плоских счетчиков эксперимента HARP (PS214, CERN). Классический аналоговый сумматор был пересчитан для получения минимального собственного джиттера 26 пс, достигнутого за счет компромисса с точностью суммирования зарядов около 5%. Суммирующий предусилитель имеет 8 входов и реализует принцип суммирования области считывания 104×240 мм², содержащей 8 стрипов размером 104×29 мм². Предусилитель расположен внутри камеры, имеет коэффициент преобразования 100 мВ/пК

при времени сбора заряда около 1 нс, разброс постоянной временной ошибки по входам менее 30 пс, потребляемая мощность 350 мВт. Времяпролетная система содержит 368 суммирующих усилителя.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Авдзейко В.И., Дроздова А.А., Рулевский В.М., Ляпунов Д.Ю. Исследование воздействия дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. — 17 с., 3 рис.

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

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Yue Wang, Guoqing Zhang, Yun Wu, Lei Wang, Lu Liu, Lina Liu, Lianbi Li, Xiaoxiang Han, Yanfei Yang, Zebin Li. Development of high-speed photon counting module based on passive quenching mode. multi-pixel photon counter. — 13 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The newly developed multi-pixel photon counter (MPPC), which is essentially single-photon avalanche photodiodes (SPAD) array, has a significant application prospect in the field of laser detection because of its unique room-temperature photon number resolution capability. The working modes of SPAD are usually divided into active quenching (AQ) mode and passive quenching (PQ) mode. It is generally believed that the PQ mode has a long recovery time and a low photon counting rate (PCR), making it unsuitable for high-speed photon counting

situations. This paper demonstrated a photon counting module based on a specially designed passive quenching MPPC. The small-area SPAD cells and the bulk resistance quenching mode greatly reduce the recovery time of the SPAD cells, enabling the PCR even surpassing that of the photon counting modules in AQ mode. The PCR of the developed MPPC module can reach more than 80 Mcps just in the PQ mode, which has obvious advantages in PCR and has a good application prospect especially in space target detection.

Емельянов А.В., Вихляев Д.А., Девятков С.Д., Носуленко Д.С., Пряхина Е.А. О возможности улучшения пространственного разрешения фотolumинесцентных пластин при регистрации изображений в рентгеновских лучах. — 8 с., 5 рис.

Представлена система считывания фотolumинесцентных экранов с запоминанием, позволяющая получать изображения с более высоким пространственным разрешением по сравнению с промышленными сканерами. Экспериментально определено, что в диапазоне 6–25 кэВ пространственное разрешение созданной системы считывания не зависит от энергии квантов и составляет $\delta = 13 \pm 2$ мкм.

Ионин А.А., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Синицын Д.В. Спектрограф на базе пирозлектрической линейки для длинноволновой области среднего ИК-диапазона. — 9 с., 5 рис.

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

Кизириди П.П., Озур Г.Е., Петров В.И. Частотный режим работы источника низкоэнергетических сильноточных электронных пучков. — 7 с., 4 рис.

Исследован частотный режим работы (1 имп/с) источника низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе взрывоэмиссионного катода со встроенными в него дугowymi источниками плазмы, иницируемыми пробоем по поверхности диэлектрика. Установлено, что источник стабильно (без пропусков) генерирует пучок в условиях вакуумного и газонаполненного диодов при заданной частоте следования импульсов и зарядных напряжениях генератора, питающего электронную пушку, равных 5–20 кВ.

Куркучев В.В., Кандауров И.В., Абед Н., Никифоров Д.А., Таныгина Д.С. Применение флуоресцентного экрана Chromox для диагностики импульсного электронного пучка низкой энергии. — 11 с., 7 рис.

Сообщается о результатах применения флуоресцентного экрана из алюмооксидной керамики Chromox для измерения распределения плотности тока в поперечном сечении интенсивного импульсного электронного пучка низкой энергии. Были исследованы свойства экрана с напылением золота разной толщины: 30 и 300 нм. Покрытие толщиной 30 нм обладает хорошей проводимостью и при этом достаточной прозрачностью (около 5%) для излучения флуоресценции, что позволяет визуализировать двумерную картину распределения тока пучка с хорошим пространственным разрешением. Однако такое покрытие демонстрирует ограниченную устойчивость к воздействию пучка с током не менее 1.5 А (более 0.6 А/см²), энергией 15 кэВ, длительностью 1 мс. Покрытие толщиной 300 нм обладает значительно большей устойчивостью, но не прозрачно для излучения флуоресценции, поэтому изображение регистрировалось “на просвет” пластины сцинтиллятора. Такой подход позволяет получить изображение отпечатка пучка, однако с несколько худшим пространственным разрешением.

Лавринов В.В., Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Селин А.А. Коррекция наклонов волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы. — 9 с., 7 рис.

Описаны принципы действия и практическая конструкция элементов созданного экспериментального стенда следящей адаптивной оптической системы для формирования и коррекции турбулентных искажений лазерного излучения. Стенд позволяет осуществлять эмуляцию атмосферной турбулентности с возможностью ее повторного воспроизведения для настройки адаптивной системы, корректировать искажения, обусловленные атмосферной турбулентностью, а также корректировать общие наклоны волнового фронта. Приведены результаты испытаний разработанного Tip-Tilt-зеркала в составе следящей адаптивной оптической системы.

Рябчиков А.И., Дектярев С.В., Гурулев А.В. Формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов субмиллисекундной длительности с высокой плотностью мощности. — 15 с., 12 рис.

Представлены результаты исследований импульсно-периодического формирования пучков ионов алюминия, хрома и титана субмиллисекундной длительности на основе источника с генерацией плазмы непрерывным вакуумным дугowym разрядом. Высокая импульсная плотность мощности в ионном пучке достигается за счет баллистической фокусировки ионов с помощью одноэлектродного сеточного экстрактора в виде части сферы. Для очистки пучка

ионов в области его кроссовера от микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги использован метод, основанный на эффекте солнечного затмения. Исследованы особенности и закономерности генерации пучков ионов трех металлов при длительности импульсов 450 мкс, ускоряющем напряжении до 40 кВ, с плотностью мощности в импульсе, превышающей 10^5 Вт/см². Установлено, что устойчивое формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов высокой интенсивности при субмиллисекундной длительности на основе плазмы вакуумной дуги достигается благодаря ионно-электронной эмиссии, компенсирующей уход плазменных электронов в ускоряющий зазор.

Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Харин А.С. Реализация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости частицы при обеспечении ее искусственного зависания. — 9 с., 1 рис.

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

Сорокин В.Б. Формирование фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с использованием мишеней малого размера. — 15 с., 23 рис.

Исследованы основные закономерности формирования фокусных пятен тормозного излучения при взаимодействии пучка электронов бетатрона с различными мишенями малого размера на основе модели, определенной ранее при экспериментальном и модельном исследованиях метода измерения фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с плоскими мишенями. Размеры фокусных пятен зависят от соотношения между размером мишени вдоль оси пучка электронов и размерами мишени по нормали к оси пучка. Мишени в виде параллелепипеда с соответствующими соотношениями размеров формируют круговые фокусные пятна. Последняя версия метода с использованием щелевого коллиматора определяет размер фокусных пятен мишеней малого размера в виде ширины распределений на половине высоты

нормальных аппроксимаций реальных распределений квантов в фокусных пятнах. Выход тормозного излучения из фокусного пятна мишени малого размера намного превышает выход из компоненты вторичного фокусного пятна с такими же размерами при коллимировании тормозного излучения, выходящего из плоской мишени.

Терещенко О.Е., Пшеничнюк С.А., Асфандиаров Н.Л., Рахмеев Р.Г., Голяшов В.А., Русецкий В.С., Бакин В.В., Шайблер Г.Э., Рожков С.А., Кустов Д.А. Полупроводниковые источники и детекторы поляризованных по спину электронов в исследованиях резонансного рассеяния электронов. — 16 с., 4 рис.

Представлены результаты по созданным нами полупроводниковому источнику спин-поляризованных электронов и спин-детектору, а также концепция их интегрирования в метод спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ) с учетом необходимых значений параметров электронного пучка, при которых наблюдаются резонансное рассеяние и диссоциативный захват. Описана конструкция установки для изучения резонансного рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ, которая позволит проводить исследования внутримолекулярной динамики изолированных отрицательных ионов. Основная цель разработки и изготовления установки состоит в возможности исследования с ее помощью взаимодействия спин-поляризованных электронов с хиральными молекулами, что позволит осуществить экспериментальную проверку гипотезы Вестера—Ульбрихта о происхождении биологической гомохиральности. Помимо данного основополагающего вопроса, ожидаемые результаты предлагаемого эксперимента важны для перспективных направлений спинтроники, а также для установления молекулярных механизмов различного биологического действия энантиомеров фармацевтических препаратов.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Chunying Xu, Chengyu Yang, Xinjie Wu, Ruixin Liang, Yu Zhou, Jiawang Chen, Chen Cao, Chuliang Wei. Study on health condition monitoring system and multi-state quantity fusion evaluation of bridge cable. — 19 p, 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

To achieve timely and effective monitoring of the health status of bridge power cables, as well as to address the deficiencies in the existing monitoring system such as incomplete functional and state evaluation, we propose a multi-parameter state monitoring system based on fiber bragg grating (fbg) sensing technology and micro-electromechanical systems (mems) sensing technology. this system enables vibration, strain, temperature, and deformation measurements of both the bridge power cable and its expansion compensation device. in order to

comprehensively evaluate the health status of the bridge power cable, we introduce a . comprehensive fusion model for multi-state assessment. furthermore, to enable real-time monitoring capabilities, we have developed a web-based monitoring system that can receive real-time sensor data and present it to users through an intuitive visual interface. finally, by applying our proposed model to zhoushan—daishan bridge in zhoushan city as an example, we validate its feasibility and effectiveness in enhancing performance and practicality of bridge power cable monitoring systems.

Калаев М.П., Телегин А.М., Воронов К.Е. Экспериментальное исследование сеточного датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора. — 9 с., 7 рис.

Приведено описание прототипа датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора на основе сеточных металлических электродов. Представлены результаты экспериментального исследования и предложения по дальнейшей модификации системы измерения.

Костенко М.А., Матросов И.И., Зарипов А.Р., Таничев А.С., Волков В.К., Коркишко С.Д., Петров Д.В. КР-газоанализатор, основанный на многомодовом диодном лазере. — 14 с., 5 рис.

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

Никифоров В.Е., Барков Е.В., Никифоров Е.В. Измерение энергетических параметров инсоляции в условиях наземной эксплуатации фотоэлектрических модулей. — 8 с., 3 рис.

Представлены структура, состав и алгоритм работы измерительно-вычислительного комплекса для измерения энергетических параметров инсоляции (солнечного излучения) в наземных условиях. Комплекс обеспечивает непрерывные измерения и регистрацию энергетических параметров инсоляции и активности Солнца с использованием в качестве первичных преобразователей коммерческих кремниевых фотоэлектрических модулей монокристаллического и поликристаллического типов. Проводятся измерения в реальном времени напряжений холостого хода, токов

короткого замыкания, токов и напряжений в рабочих точках модулей, температуры модулей и окружающей среды. Регистрируемые параметры обрабатываются, строятся вольт-амперные характеристики модулей на основе аналитической модели солнечных батарей, производятся расчеты генерируемых мощности и энергии за требуемый период времени. Все необходимые измеренные и вычисленные величины отображаются в графическом виде.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Александров И.С., Лукьяшин А.В., Хромов А.В., Шакиров А.В. Установка для изучения сцинтилляционных детекторов. — 15 с., 5 рис.

Описана лабораторная экспериментальная установка на основе сцинтилляционных детекторов, которая используется в учебном процессе в НИЯУ МИФИ. Установка предназначена для изучения методов исследования характеристик сцинтилляторов, а также работы кремниевого фотоэлектронного умножителя (SiPM). Показаны результаты измерения спектров от образцовых источников гамма-излучения с использованием различных сцинтилляторов, проведена калибровка и дана оценка энергетического разрешения детекторов.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Головастов С.В., Голуб В.В., Жилин Ю.В., Микушкин А.Ю., Микушкина А.А., Мирова О.А. Сравнительные исследования характеристик различных пьезоэлектрических датчиков давления. — 13 с., 8 рис.

Приведены результаты сравнительных исследований характеристик различных пьезоэлектрических датчиков для измерения импульсных давлений. Определены их чувствительности и инерционности, а также влияния стационарной температуры и импульсных тепловых потоков на результаты измерений. Определены условия линейности характеристик в условиях экспериментов. Определены условия возникновения наблюдения “теплового дрейфа нуля”, характеризующего влияние теплового нагрева на показания датчиков давления. Исследования проводились в ударной трубе, на специальном градуировочном стенде и на стенде, создающем ступенчатый импульс лучистого теплового потока.

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Деринг Е.Д., Дубровин К.А. Измерение поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка. — 9 с., 5 рис.

Описан и верифицирован метод регистрации интенсивности в поперечном сечении молекулярного пучка. Предложена и испытана схема учета влияния фонового газа. Полученные результаты измерений в

потоках аргона и азота продемонстрировали прямую зависимость формы и ширины поперечных профилей молекулярного пучка от числа Маха на входе в скиммер, а также среднего размера кластеров в условиях конденсирующихся сверхзвуковых струй.

Лебедева Е.Г. Способ определения газосодержания в двухфазной смеси по величине падения давления в потоке при ее движении. — 13 с., 3 рис.

При движении по участку трубопровода двухфазной смеси затрачивается энергия. Энергетические затраты на транспорт потока определяются падением давления и объемным расходом смеси. В статье показана зависимость потерь давления при транспортировке двухфазного потока от объемного и массового газосодержания. Представлен способ определения газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потерь давления на трение. Представлены основные расчетные данные для оценки газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потери давления на транспортировку двухфазного и аналогичного по массовому расходу однофазного потока. Представлена модель экспериментальной установки в виде участка трубопровода с пьезометрами для определения потерь давления на трение, предназначенная для определения в потоке содержания смеси газа. При определении потери давления использована гомогенная модель двухфазной смеси — как наиболее подходящая при малом содержании газа (пара) в потоке жидкости. В статье также приводится принципиальная схема стенда, применяемая для изучения двухфазных потоков в лабораторных условиях.

Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П., Ремизов И.А., Селин П.Г., Султанова М.Р. Установка для изучения вихревого течения на поверхности

слоя жидкого ^4He в нормальном и сверхтекучем состояниях. — 10 с., 4 рис.

Описана конструкция установки, предназначенной для исследования особенностей взаимодействия вихревых течений, генерируемых капиллярно-гравитационными волнами на поверхности жидкого гелия ^4He в нормальном и сверхтекучем состояниях, с инжектированными зарядами. Приведен пример результатов изучения влияния порождаемых волнами вихревых течений в слое сверхтекучего гелия He-II глубиной 2.5 см при температурах $T \geq 1.5$ К на распределение токов отрицательных ионов по пяти сегментам погруженного в жидкость приемного коллектора.

Шантарович В.П., Бекешев В.Г., Кевдина И.Б., Иким М.И., Трахтенберг Л.И. Влияние морфологии импрегнированных композитов на их проводящие свойства и аннигиляцию позитронов. — 14 с., 5 рис.

Методом импрегнирования наночастиц оксида индия солью нитрата никеля синтезированы композиты $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$. Исследованы их фазовый состав и микроструктура, а также проводимость в широком интервале температур. Введение оксида никеля в композит приводит к увеличению его сопротивления. В полученных композитах изучены распределения по времени аннигиляционного излучения позитронов. Результаты согласуются с данными исследований свободного объема в образцах методом низкотемпературной сорбции азота. Продемонстрирована возможность наблюдения точечных заряженных дефектов или их кластеров в металлоксидных композитах позитронным методом. Наблюдается корреляция изменения сопротивления импрегнированных образцов оксида индия и интенсивности позитронной компоненты, связанной с аннигиляцией в точечных заряженных дефектах.