



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



www.sciencejournals.ru



Сильфонная камера в разобранном виде
К статье Ниненко С.И., с. 97



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 4, 2023

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Энергоугловые корреляции при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода

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

5

Измерение поляризации дейтериевого атомного пучка с помощью поляриметра лэмбовского сдвига

*Д. К. Топорков, С. Ю. Глуховченко, Д. М. Николенко,
И. А. Рачек, А. М. Семёнов, Ю. В. Шестаков*

13

Изучение работы матриц кремниевых фотоумножителей при криогенной температуре

*А. Е. Бондарь, Е. О. Борисова, А. Ф. Бузулуцков,
В. В. Носов, В. П. Олейников, А. В. Соколов, Е. А. Фролов*

21

Временное разрешение и световыход образцов сцинтилляционных детекторов для времяпролетного детектора нейтронов эксперимента BM@N

*Ф. Ф. Губер, А. П. Ивашкин, Н. М. Карпушкин,
А. И. Махнев, С. В. Морозов, Д. В. Серебряков*

36

Сцинтилляционные детекторы заряженных частиц для черенковского нейтринного детектора

*М. В. Данилов, Н. В. Ершов, А. С. Кобякин,
Ю. Г. Куденко, В. Ю. Русинов, Е. И. Тарковский,
Д. В. Федорова, С. А. Федотов, А. А. Чвинова, Д. О. Чернов*

42

Сцинтилляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70

*А. В. Рязанцев, С. И. Букреева, А. Н. Васильев,
А. М. Горин, Ю. М. Гончаренко, В. В. Моисеев,
В. В. Мочалов, П. А. Семенов*

48

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Режекторные фильтры, изготовленные методом 3D-печати, для систем СВЧ-диагностики установок управляемого термоядерного синтеза

Т. А. Хусаинов, М. Д. Проявин, Л. В. Лубяко

55

Особенности построения усилителей сигнала раскачки
пьезоизлучателя для лабораторного гидроакустического
исследовательского комплекса

В. А. Широков, А. С. Галузин, В. Н. Милич

62

Динисторный коммутатор мощных наносекундных импульсов

С. В. Коротков, Ю. В. Аристов, К. А. Козлов

70

Сравнительное исследование коммутаторов мощных наносекундных
импульсов на основе последовательно соединенных блоков динисторов
с ударной ионизацией

*С. В. Коротков, Ю. В. Аристов,
А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков*

74

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Исследование энергетической компоненты рентгеновского излучения
горячей точки X-пинча на установке БИН

*И. Н. Тиликин, Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз,
И. Г. Григорьева, А. А. Макаров, Г. Х. Салахутдинов*

79

Увеличение энергии в импульсе радиально сходящегося
низкоэнергетического сильноточного электронного пучка

П. П. Кизириди, Г. Е. Озур

84

Установка для терморекфлектометрии полупроводниковых
материалов в сильном магнитном поле при низких температурах

*А. Н. Котов, А. А. Старостин, В. В. Шангин,
С. Б. Бобин, А. Т. Лончаков*

89

Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов
в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе

*В. В. Сошенко, И. С. Кожокару, С. В. Большедворский,
О. Р. Рубинас, А. М. Козодаев, С. М. Дрофа,
П. Г. Виллужанина, Е. А. Примаков,
А. Н. Смолянинов, А. В. Акимов*

92

Сильфонная камера в качестве дожимающей ступени для получения давления 1 ГПа
в газовой среде

С. И. Ниненко

97

Разработка методики определения оптимального количества проекций
при реализации метода многоуглового сканирования пучка ионизирующего излучения

*А. А. Булавская, Е. А. Бушмина, А. А. Григорьева,
А. С. Ермакова, И. А. Милойчикова, С. Г. Стучебров*

101

Контурный метод томографического сканирования
с идентификацией дефектов при помощи компьютерного зрения

А. Х. Оздиев, В. И. Сырямкин

108

Расширение возможностей магнитометра
с полюсами-полусферами

*А. А. Сандуляк, Д. А. Сандуляк, М. Н. Полисмакова,
В. А. Ершова, А. В. Сандуляк*

116

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Навигационные групповые радиооптические
отражатели кругового действия

Н. К. Блинковский, В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков

123

Оптимизация бессепарационного трехфазного расходомера
нефть–вода–газ горизонтальной ориентации
с двухизотопным гамма-плотномером

А. Ю. Филиппов, Ю. П. Филиппов, А. М. Коврижных

132

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Способы формирования газовых, кластерных спрейных и жидкостных
мишеней в лазерно-плазменном источнике излучения

*В. Е. Гусева, М. А. Корепанов, М. Р. Королева,
А. Н. Нечай, А. А. Перекалов,
Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало*

145

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Опытный образец акустического тензометра для определения
температурных напряжений в рельсах

К. В. Курашкин, А. Г. Кириллов, Р. В. Беляев

156

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 159

Правила публикации в ПТЭ 165

ЭНЕРГОУГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
МЕЧЕНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА© 2023 г. В. Ф. Батяев^{а,б}, С. Г. Беличенко^а, М. Д. Каретников^{а,б,*},
А. Д. Мазницин^а, А. Ю. Пресняков^а^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22^бНациональный исследовательский ядерный Университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

*e-mail: MDKaretnikov@vniia.ru

Поступила в редакцию 25.10.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 16.01.2023 г.

Результаты нейтронного анализа состава вещества методом меченых нейтронов весьма чувствительны к погрешности измерения параметров пиков в γ -спектре. Это приводит к необходимости учета эффекта Доплера, приводящего к сдвигу и уширению пиков γ -спектра, а также анизотропии выхода γ -квантов в зависимости от угла между направлениями движения меченых нейтронов и регистрируемых γ -квантов. В работе приводятся результаты экспериментальных угловых зависимостей сдвига и интенсивности (относительной площади) пиков спектра γ -квантов из ядер углерода, азота, кислорода, измеренных на установке с мечеными нейтронами. Влияние эффекта Доплера и анизотропии углового распределения в устройствах с мечеными нейтронами проявляется при анализе протяженных объектов, при многоуровневом расположении γ -детекторов, когда γ -кванты попадают на детекторы под различными углами относительно потока меченых нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816223030175, EDN: CVQLBC

ВВЕДЕНИЕ

При бомбардировке дейтронным пучком триетивой мишени нейтронного генератора одновременно испускаются быстрые нейтроны с энергией 14 МэВ и α -частицы, при этом энергия и направление движения рождающихся нейтронов и α -частиц взаимосвязаны. Измеряя позиционно-чувствительным (многопиксельным) α -детектором координату сопутствующей нейтрону α -частицы и время ее регистрации, можно определять направление и время вылета (“метки”) нейтрона с энергией 14 МэВ в направлении исследуемого объекта. Зная интервал Δt между временами регистрации γ -кванта и сопутствующей меченому нейтрону α -частицы, можно определить пространственные координаты места, где произошло испускание зарегистрированного γ -кванта при неупругом рассеянии меченого нейтрона в исследуемом объекте (события). Основным критерием отбора событий является наличие сигналов от α - и γ -детекторов в заданном временном и амплитудном диапазоне при отсутствии наложенных сигналов. Каждое зарегистрированное событие содержит информацию о номере (идентификаторе)

сработавшего γ -детектора и пикселе α -детектора, времени между регистрацией сигналов с α - и γ -детекторов и амплитуде сигнала с γ -детектора.

При проведении нейтронного анализа с мечеными нейтронами результатом измерений является спектр откликов γ -детекторов, определенный для каждого элементарного объема облучаемого объекта. При неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах вещества γ -спектр является сигнатурным, т.е. уникальным для различных химических элементов. После обработки γ -спектр получают в виде коэффициентов разложения k_i исходного спектра $\phi(E)$ на базисные спектры $\phi_i(E)$ химических элементов i в составе исследуемого объекта $\phi(E) = \sum_{i=C,N,O,\dots,n} k_i \phi_i(E)$ [1].

Зависимость коэффициентов разложения k_i от погрешности σE калибровки носит нелинейный характер и различна для каждого химического элемента, поэтому неточная калибровка может привести к непредсказуемым результатам в оценке коэффициентов разложения и увеличить вероятность ошибок при проведении нейтронного анализа. Например, при относительной погреш-

Таблица 1. Гамма-линии при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах углерода ^{12}C , азота ^{14}N и кислорода ^{16}O

Изотоп	Сечение (n, n', γ) реакции, мб	Энергетические переходы, МэВ	$T_{1/2}$, фс	E_γ , МэВ
^{12}C	184	$4.440 (2^+) \rightarrow 0.0 (0^+)$	42.2	4.438
	69	$2.313 (0^+) \rightarrow 0.0 (0^+)$	6.8	2.316
^{14}N	42	$5.106 (2^-) \rightarrow 0.0 (0^+)$	4350	5.105
^{16}O	173	$6.130 (3^-) \rightarrow 0.0 (0^+)$	18400	6.129

ности определения энергии некоторых пиков $\sigma E \approx 1\%$ погрешность определения k_i варьируется от 1 до 10% для разных химических элементов [2].

Физической причиной появления сдвига и уширения пиков спектра γ -квантов, испускаемых при неупругом рассеянии меченых нейтронов, является эффект Доплера. При неупругом рассеянии быстрого нейтрона на ядре часть энергии и импульса нейтрона передается ядру, которое переходит в возбужденное состояние и приобретает начальную скорость. Если γ -квант с энергией E испускается движущимся ядром, то он в лабораторной системе координат будет испытывать доплеровское смещение E' , которое в нерелятивистском случае зависит от относительной скоро-

сти ядра $\beta = v/c$ (где v – скорость ядра, c – скорость света) и угла φ между направлениями движения ядра и γ -кванта [3]: $E' = E\beta \cos \varphi$.

Энергетические уровни U возбужденного ядра имеют различные квантовые состояния и разное время полураспада (релаксации) $T_{1/2}$ – от фемтосекунд до десятков пикосекунд. В табл. 1 [4] для примера представлены энергетические уровни, значения их времен жизни $T_{1/2}$ и соответствующие энергии E испускаемых γ -квантов углерода, азота и кислорода, используемые для нейтронного анализа.

Начальную скорость ядра в зависимости от угла вылета при неупругом рассеянии нейтронов можно определить из законов сохранения энергии и импульса [5] с учетом дополнительного вклада энергии возбуждения U в уравнение сохранения энергии: $E_a = E_0 - U - E_n$, где E_0 , E_n , E_a – энергия налетающего нейтрона, рассеянного нейтрона и ядра соответственно. Результаты расчета относительной скорости возбужденных ядер углерода ($U = 4.440$ МэВ) и азота ($U = 2.313$ МэВ) при энергии налетающего нейтрона 14 МэВ в зависимости от угла θ вылета ядра относительно направления налетающего нейтрона приведены на рис. 1. Максимальная величина $\beta_{\max}$ для этих ядер составляет от 0.022 до 0.024.

Влияние эффекта Доплера на смещение и уширение пиков γ -спектра зависит от времени полураспада $T_{1/2}$ возбужденного уровня и времени замедления T_z ядра в среде. Время замедления T_z ядер углерода, азота и кислорода от начальной скорости $\beta_{\max}$ до скорости $\beta = 0.0042$ – 0.0036 (энергия 100 кэВ) в органических материалах составляет порядка 1 пс [6], поэтому γ -линии 2.316 МэВ (^{14}N), 4.438 МэВ (^{12}C) (табл. 1) будут испытывать доплеровское смещение и уширение. Последний эффект обусловлен тем, что фазовое распределение ядер отдачи в системе координат (β, θ) изменяется от значений $(\beta_{\max}, 0)$ до $(0, \pi/2)$ (рис. 1), следовательно, доплеровский сдвиг при регистрации γ -линии изменяется от $E\beta_{\max}$ до 0.

Угловая зависимость эффекта Доплера проявляется, когда γ -кванты попадают на детекторы под различными углами относительно потока меченых нейтронов, например, при анализе протяженных объектов. В этом случае следует также учитывать анизотропию выхода γ -квантов из возбужденных ядер. Угловое распределение выхода γ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов для разных ядер сильно различается. Из-за этого могут меняться и коэффициенты разложения k_i исходного спектра на базисные. Угловые зависимости выхода γ -квантов можно либо получить из библиотечных данных [7] либо измерить экспериментально. Теоретические модели углового распределения γ -квантов предложены только для

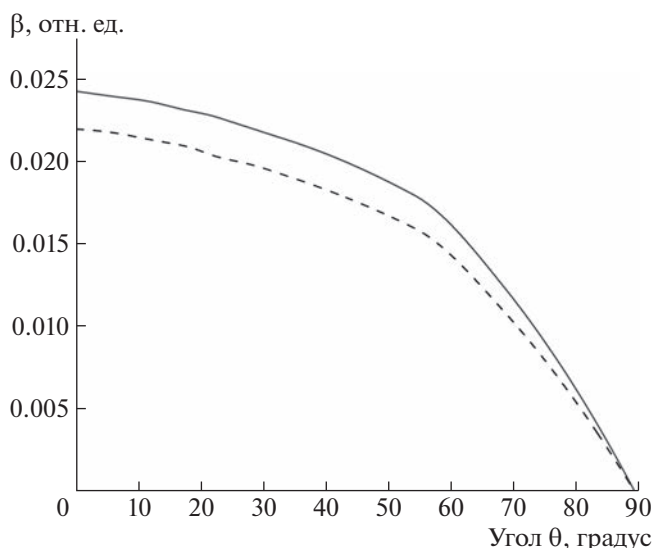


Рис. 1. Зависимости начальной скорости ядер азота (штриховая линия) и углерода (сплошная линия) от угла вылета при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ.

некоторых ядер, например ядра ^{12}C , имеющего только одно возбужденное состояние и переходящего в основное состояние с испусканием γ -кванта с энергией 4.438 МэВ [8].

ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА НА ГАММА-СПЕКТРЫ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЧЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Целями измерений являются демонстрация и количественная оценка влияния эффекта Доплера на сдвиг некоторых пиков на γ -спектрах, который наблюдался в ряде экспериментов, а также определение смещения этих пиков в зависимости от угла ϕ между направлениями движения нейтронов и вылетом γ -квантов.

Для данной задачи желательно использовать поток моноэнергетических нейтронов с выделенным направлением движения без сопутствующего γ -излучения, что крайне затруднительно при использовании обычных нейтронных D–T-генераторов. Например, результаты аналогичных измерений [9] смещения пика 4.438 МэВ от угла ϕ , в которых источником нейтронов служил традиционный D–T-генератор A325 (производства MF Physics, США), количественно достаточно трудно интерпретировать, несмотря на использование детектора из особо чистого германия и тщательную его коллимацию от нейтронного γ -излучения.

Метод меченых нейтронов является удобным инструментом для исследования рассеяния быстрых нейтронов на ядрах вещества. Он позволяет селектировать нейтроны, движущиеся в определенном направлении, что весьма важно для задания угла ϕ . Например, при использовании генератора ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм можно определить направление движения меченого нейтрона с погрешностью около 0.02 рад. Другой важной особенностью этого метода является дискриминация по времени сигналов, обусловленных взаимодействием с веществом “немеченых” нейтронов, не сопровождаемых сопутствующими α -частицами, а также вторичного γ -излучения. Фоновые сигналы, интерферирующие с сигналами от меченых нейтронов, в основном обусловлены статистически случайными срабатываниями γ -детектора от фонового излучения во временном окне регистрации α – γ -совпадений. Теоретически скорость счета Q_e γ -квантов от меченых нейтронов в режиме совпадений (эффект) пропорциональна интенсивности I_n нейтронного генератора, скорость счета фона Q_b пропорциональна произведению квадрата интенсивности I_n на ширину τ временного окна: $I_n^2 \tau$. Таким образом, отношение эффект/фон можно сделать сколь угодно малым за

счет снижения ширины временного окна τ и интенсивности нейтронного генератора I_n .

Дополнительным достоинством этого метода является возможность on-line калибровки γ -детектора с помощью специальных объектов-калибраторов. При прохождении в них меченых нейтронов испускаются γ -кванты известной энергии, которые легко интерпретируются на γ -спектре и позволяют в процессе измерения определять калибровочные коэффициенты. События, соответствующие неупругому рассеянию меченых нейтронов на объектах-калибраторах, можно селектировать как по направлению движения меченых нейтронов (пикселю сработавшего α -детектора), так и по времени. Кроме того, калибровка γ -детектора может осуществляться с помощью эталонных радиоизотопов. В этом случае, наряду с событиями, дополнительно регистрируется γ -спектр без совпадений, в котором присутствуют пики от этих радиоизотопов. Путем подбора потока γ -квантов от радиоизотопа на γ -детекторе, интенсивности I_n генератора меченых нейтронов и ширины τ временного окна можно добиться минимально значимого присутствия пиков от эталонных радиоизотопов в γ -спектре в режиме совпадений.

Влияние эффекта Доплера на γ -спектры при неупругом рассеянии меченых нейтронов исследовали на экспериментальном стенде (рис. 2) на основе генератора меченых нейтронов ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм. Гамма-кванты регистрировали быстродействующим γ -детектором производства фирмы Saint-Gobain на основе кристалла LaBr_3 диаметром 76 мм и высотой 76 мм, сопряженным с быстродействующим ФЭУ R10233 фирмы Hamamatsu. Выбор типа сцинтиллятора обусловлен его высоким разрешением для обеспечения требуемой точности измерений положения пиков.

Система сбора данных МАВР [10] регистрировала события (α – γ -совпадения), выделяла события по времени и номеру сработавшего пикселя и производила обработку γ -спектров. Основные достигнутые к настоящему времени характеристики МАВР:

- разрядность оцифровки времени 10 бит;
- разрядность оцифровки амплитуды 14 бит;
- интегральная нелинейность амплитудной шкалы – не более 0.2%;
- селекция событий по времени с дискретностью 0.1 нс;
- возможность регистрации спектров γ -квантов без совпадений одновременно с регистрацией событий;
- возможность работы со стриповыми α -детекторами с максимальным размером матрицы 16 строк, 16 столбцов.

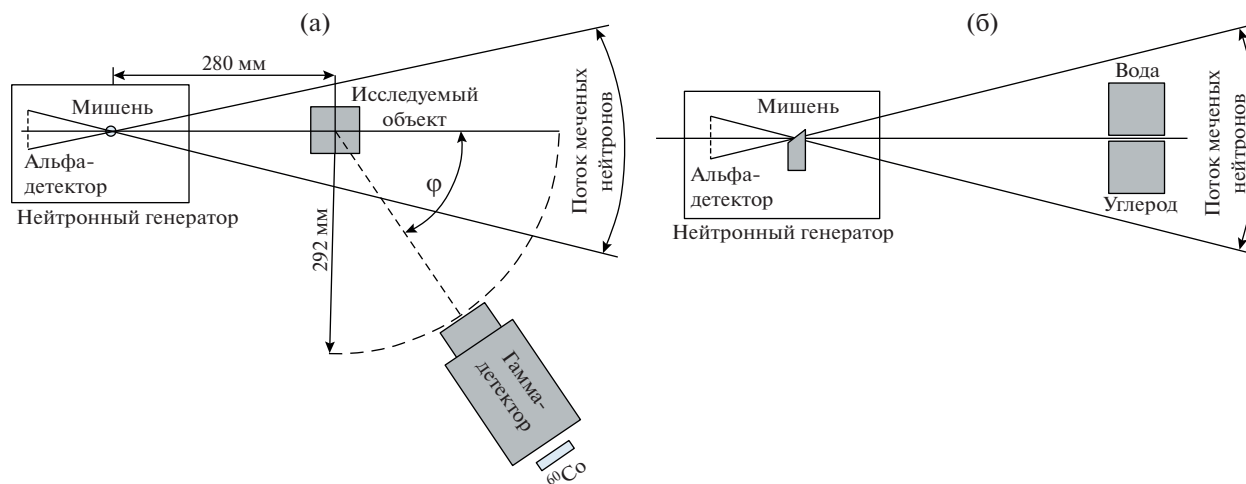


Рис. 2. Геометрия эксперимента при измерении γ -спектра углерода: а — в горизонтальной плоскости; б — в вертикальной плоскости.

В качестве объектов исследования и объекта-калибратора использованы пластиковые контейнеры размером $80 \times 80 \times 80$ мм, заполненные графитом (для измерения выхода γ -квантов при рассеянии нейтронов на углероде), меламином (при рассеянии на азоте) и водой (при рассеянии на кислороде). Для исследования зависимости сдвига энергии γ -квантов неупругого рассеяния от угла вылета относительно траектории меченых нейтронов γ -детектор смещали в азимутальном направлении относительно объекта, сохраняя расстояние от объекта до кристалла γ -детектора постоянным. Направление оси кристалла совпадало с направлением на объект. Облучение объектов мечеными нейтронами проводили при четырех положениях угла φ : 30° , 60° , 90° и 120° — в течение 10 мин.

Результатами измерений были события — сигналы с γ -детектора, сопровождающиеся регистрацией сигналов с α -детектора в узком временном окне. События представлены четырьмя параметрами: номером сработавшего пикселя α -детектора, номером γ -детектора, временем между моментами регистрации сигналов от γ -кванта и α -детектора, амплитудой сигнала с γ -детектора. Из совокупности событий отбирали события, соответствующие пикселям α -детектора, при срабатывании которых меченые нейтроны проходили через исследуемый объект или объекты-калибраторы. Далее для этих событий определяли временной спектр α — γ -совпадений (рис. 3а).

На временном спектре видно два пика, один из которых соответствует времени прохождения меченых нейтронов через объекты, а второй — попаданию на γ -детектор меченых нейтронов, отклонившихся от начальной траектории при упругом и неупругом рассеянии на ядрах объекта (время на рис. 3а — реверсивное, так как стартовым сиг-

налом в системе МАВР является сигнал с γ -детектора). Заметно хорошее временное разделение между первым и вторым пиками.

При обработке событий первый пик аппроксимировали гауссовым распределением и выделяли события, находящиеся во временном окне от $T - 2\sigma$ до $T + 2\sigma$, где T — центроид пика, а σ — дисперсия гауссова распределения. Практически во всех измерениях $\sigma = 0.5$ нс. Для выделенных событий определяли энергетический спектр (рис. 3б). Во временном окне 30 нс (рис. 3а) выявляли спектр фона случайных совпадений, пересчитывали его на временное окно 4σ (равное 2 нс) и вычитали из энергетического спектра. После этого рассчитывали положение центроидов пиков полного поглощения за вычетом подложки пиков, обусловленной комптоновским континуумом и внешним комптоном.

On-line калибровку в экспериментах проводили по нескольким γ -линиям. При измерении γ -спектра ядра углерода (исследуемый пик 4.438 МэВ) γ -детектор калибровали по γ -линии кислорода 6.12863 МэВ. Для этого контейнер с водой размером $80 \times 80 \times 80$ мм, являющийся объектом-калибратором, размещали в потоке меченых нейтронов выше объекта, но в одной плоскости с ним по вертикали (рис. 2). На корпус γ -детектора устанавливали образцовый γ -источник ^{60}Co для калибровки по γ -линиям 1.173, 1.333 и суммарному пику 2.506 МэВ в γ -спектре без совпадений. События, соответствующие рассеянию меченых нейтронов на ядрах углерода в исследуемом объекте и ядрах кислорода в объекте-калибраторе, отбирали по номерам сработавших пикселей. Гамма-спектр в режиме совпадений при исследовании неупругого рассеяния нейтронов на ядрах азота (исследуемый пик 2.316 МэВ) измеряли одновременно с

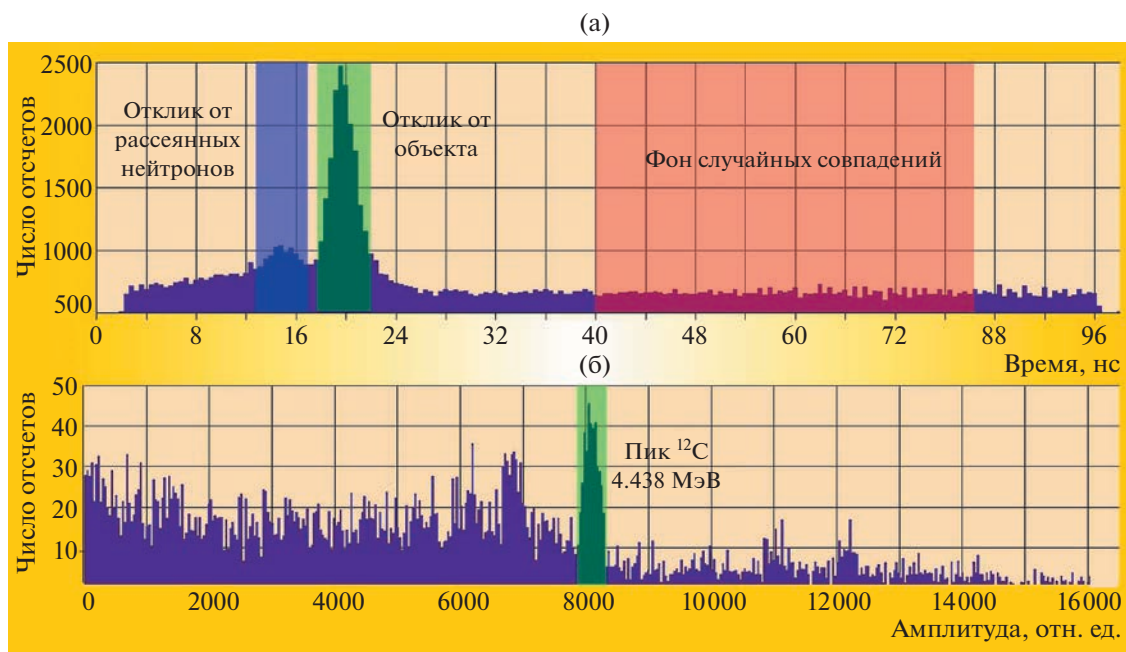


Рис. 3. Временной (а) и энергетический (б) спектры α – γ -совпадений.

калибровочным γ -спектром без совпадений от ^{60}Co с указанными выше γ -линиями. Объект-калибратор при этом отсутствовал, а контейнер с меламином располагали в центре потока меченых нейтронов.

При разрядности оцифровки амплитуды сигнала 14 бит основная погрешность определения положения пика δ_x зависит от относительной ширины пика $\Delta E/E$ и количества отсчетов N : $\delta_x = \frac{\Delta E}{2.35E\sqrt{N}}$. Для достижения погрешности измерения положения пика меньше 0.1% с учетом максимальной ширины пика и доплеровского уширения эксперимент проводили до достижения количества отсчетов в области фотопика (FWHM) не менее 250 для определяемых и калибровочных γ -пигов в режиме совпадений. При этом количество отсчетов для калибровочных пигов ^{60}Co было на несколько порядков больше.

Измеренные значения доплеровского сдвига приведены на рис. 4, где видно смещение измеряемых пигов γ -квантов с энергиями 4.438 МэВ при неупругом рассеянии нейтронов на углероде $\text{C}(n, n', \gamma)\text{C}$ и 2.316 МэВ на азоте $\text{N}(n, n', \gamma)\text{N}$. Сдвиг пика 4.438 МэВ достаточно хорошо согласуется с результатами измерений, приведенными в работе [9]. Сдвиг пика 6.129 МэВ, не подверженного доплеровскому смещению, измерялся относительно пигов ^{60}Co . Видно, что с погрешностью не более 0.1% он достаточно стабилен, что подтверждает оцененную погрешность измерений других пигов.

Индикатриса рассеяния вылета ядер отдачи при неупругом рассеянии быстрых нейтронов занимает всю переднюю полусферу, а их начальная скорость варьируется от 0 до β_{max} . Это приводит к дополнительному доплеровскому уширению линий в γ -спектре. На рис. 5а показаны теоретические значения энергетического разрешения (ап-

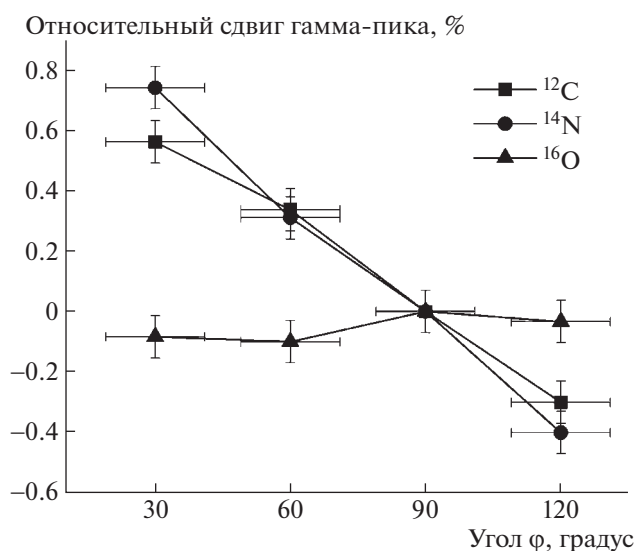


Рис. 4. Зависимости измеренного доплеровского сдвига пигов γ -квантов неупругого рассеяния нейтронов на углероде 4.438 МэВ, азоте 2.316 МэВ и кислороде 6.129 МэВ от угла ϕ между векторами движения нейтрона и γ -кванта.

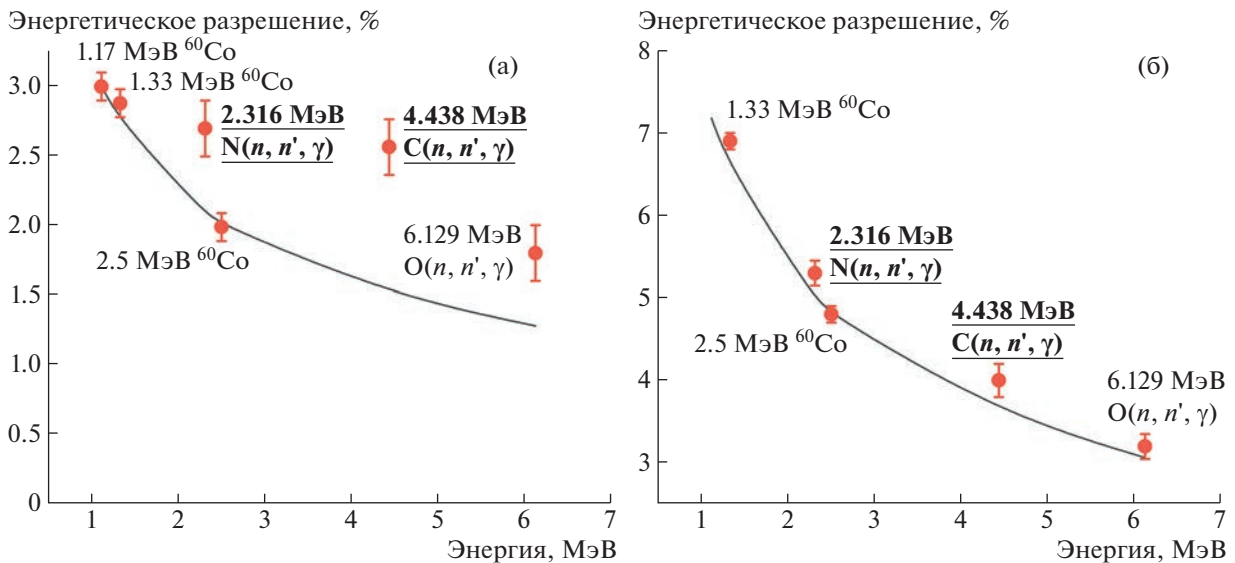


Рис. 5. Измеренное энергетическое разрешение LaBr_3 - (а) и LYSO -сцинтиллятора (б).

проксимированные скейлингом $1/\sqrt{E}$ [11]) для трех пиков ^{60}Co и измеренные значения. Видно, что для пика 4.438 МэВ доплеровское уширение 2% превышает статистическую составляющую разрешения, равную 1.5%, что в итоге обеспечивает разрешение 2.5%. Для метода меченых нейтронов с точки зрения эффективности регистрации γ -квантов высоких энергий и исходя из экономических соображений целесообразно использовать не LaBr_3 -, а BGO - и LYSO -сцинтилляторы, влияние на разрешение которых доплеровского уширения гораздо меньше (рис. 5б), и им можно пренебречь при разложении измеренного спектра на базисные.

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЧЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Экспериментальные значения угловых распределений γ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ имеют достаточно большой разброс [12, 13]. Это может быть связано в том числе с зависимостью результатов от геометрии установки (например, расстояния до γ -детектора, его размеров, размеров облучаемого образца и самопоглощения в нем), с влиянием фона, со способами определения параметров пиков в γ -спектре. В связи с этим в настоящей работе исследованы угловые зависимости выхода основ-

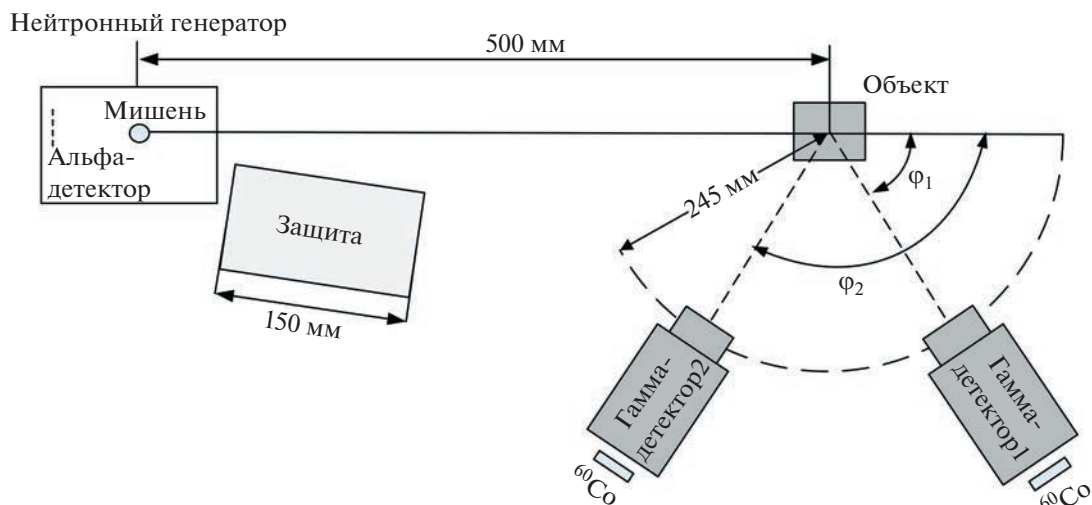


Рис. 6. Геометрия эксперимента при измерении углового распределения γ -квантов.

Угловое распределение, отн. ед.

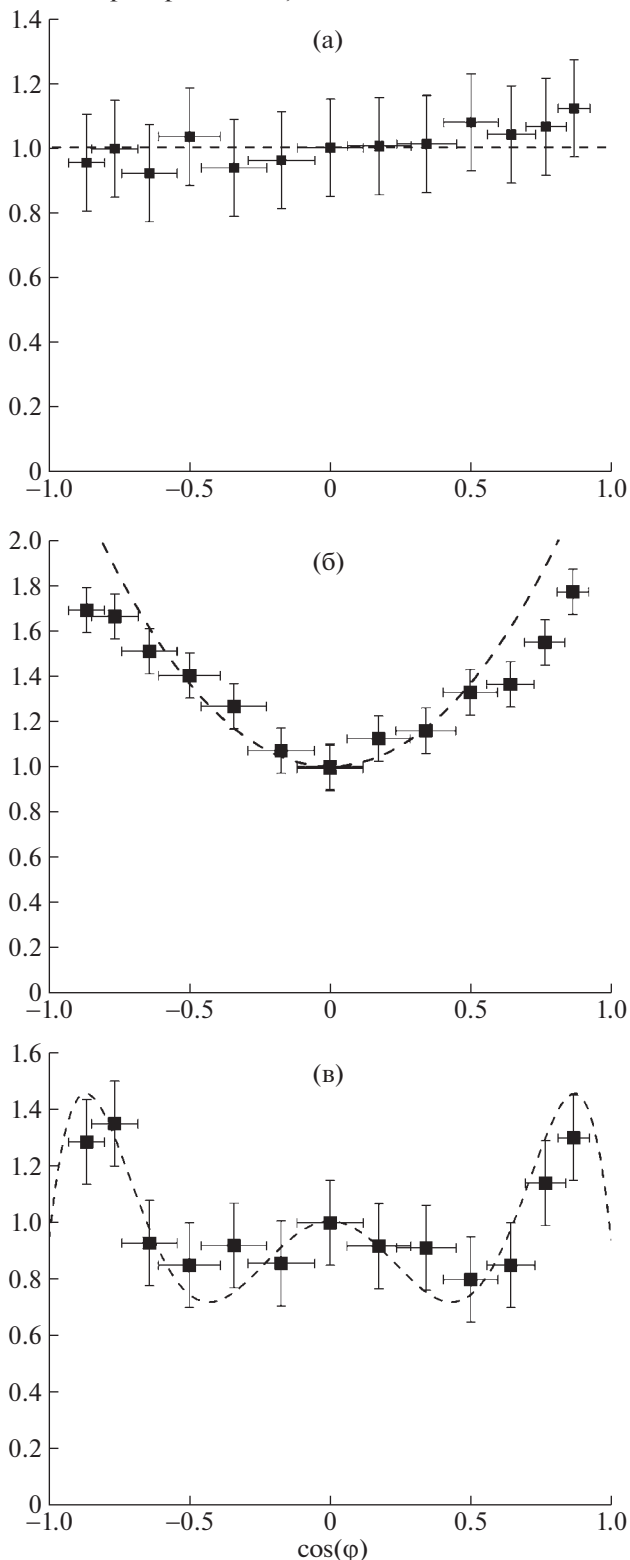


Рис. 7. Угловые распределения выхода γ -квантов при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах: **а** — азота (пик 2.316 МэВ), **б** — углерода (пик 4.438 МэВ), **в** — кислорода (пик 6.129 МэВ). Штриховая линия — аппроксимация по данным библиотеки ENDF.

ных γ -линий из ядер углерода, азота и кислорода в установке с геометрией, близкой к практической системе с мечеными нейтронами, и с используемыми в ней алгоритмами разложения спектров и методикой измерения пиков (рис. 6).

Генератор меченых нейтронов ИНГ-27 с 256-пиксельным α -детектором с размером пикселя 2×2 мм создавал поток меченых нейтронов. Гамма-кванты регистрировали γ -детектором производства фирмы Saint-Gobain на основе кристалла LYSO диаметром 76 мм и высотой 76 мм, сопряженным с быстродействующим ФЭУ R10233 фирмы Hamamatsu. Такие γ -детекторы являются оптимальными для систем с мечеными нейтронами, обеспечивая одновременно как приемлемые значения амплитудного разрешения и эффективности в фотопике при регистрации γ -квантов, так и временного разрешения при регистрации α - γ -совпадений. Для защиты сцинтиллятора от прямого попадания нейтронов установлена радиационная защита из висмута толщиной 150 мм, что позволяет снизить уровень фоновой загрузки γ -детектора в несколько раз.

В качестве объектов исследования использованы пластиковые контейнеры размером $80 \times 80 \times 80$ мм, заполненные меламином, графитом и водой, расположенные на расстоянии 500 мм от мишени генератора нейтронов. Ограниченное количество детекторов не позволяло выполнить их кольцевое расположение аналогично детекторной системе «Ромашка» [12]. Для уменьшения общего времени эксперимента измерения проводили двумя детекторами, которые смещали в азимутальном направлении, сохраняя неизменным расстояние, равное 245 мм, между центрами детектора и объекта. Диапазон смещения φ_1 детектора 1 составлял от 30° до 90° , диапазон смещения φ_2 детектора 2 — от 90° до 150° с шагом 10° . Поскольку γ -детекторы при малых (0° – 30°) или больших (150° – 180°) углах относительно потока меченых нейтронов в системах с мечеными нейтронами устанавливать не планируется, измерения в этих областях не проводили.

Длительность каждого облучения контейнеров, заполненных графитом и водой, составляла 10 мин. Из-за уменьшенной статистики, обусловленной относительно малыми сечениями реакции неупругого рассеяния нейтронов на азоте и содержанием азота в меламине, длительность облучения меламина была увеличена в два раза. Методика обработки результатов была аналогичной описанной ранее, за исключением того, что результатом измерения была площадь полного поглощения пиков с энергией 2.316 МэВ (азота), 4.438 МэВ (углерода) и 6.129 МэВ (кислорода) за вычетом подложки пика.

Результаты для детекторов 1 и 2 для разных углов φ_1 и φ_2 нормировали на значение, полученное

при $\varphi = 90^\circ$, для “сшивки” результатов измерений. На рис. 7а–7в приведены измеренные угловые распределения и аппроксимированные данные из библиотеки ENDF [7], представленные в ней коэффициентами разложения по полиномам Лежандра. Следует отметить достаточно хорошее соответствие в исследуемом диапазоне углов φ от 30° до 150° между библиотечными и экспериментальными зависимостями. В целом экспериментальные зависимости сильнее сглажены, что обусловлено усреднением по углу за счет близкого расположения γ -детекторов к объекту.

На экспериментальном угловом распределении пика 6.129 МэВ кислорода (рис. 7в) виден вклад мультипольности высокого порядка (который представлен многочленами Лежандра четвертой и шестой степени в библиотеке ENDF). Как и предсказывалось теоретически, угловое распределение пика азота 2.316 МэВ изотропно (рис. 7б). Близко к изотропному и угловое распределение остальных основных линий γ -квантов у азота (1.63 и 5.11 МэВ) и для кислорода (1.80, 3.73, 7.12, 6.92 МэВ). Полученные результаты в целом согласуются с данными, приведенными в работах [12, 13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода меченых нейтронов измерены угловые зависимости доплеровского смещения пиков γ -спектра при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода. Показано, что наибольшему смещению подвержены пики с энергиями 4.438 (ядро углерода) и 2.316 МэВ (азота). Положение других пиков, используемых для определения состава вещества при нейтронном активационном анализе, слабо меняется в зависимости от угла между направлением вылета γ -квантов и траекторией нейтронов с энергией 14 МэВ. За счет on-line калибровки достигнута погрешность определения положения пиков не более 0.1%, являющаяся вполне приемлемой для оценки коэффициентов разложения γ -спектра на элементные сигнатуры.

С помощью метода меченых нейтронов измерено угловое распределение γ -квантов, выходящих из возбужденных ядер азота, углерода и кислорода в диапазоне углов 30° – 150° . Получено хорошее соответствие между экспериментальными зависимостями и аппроксимированными данными библиотеки ENDF.

В установках с мечеными нейтронами влияние сдвига γ -пиков и анизотропии углового распределения проявляется при зондировании протяженных объектов или при многоуровневом расположении γ -детекторов относительно нейтронного генератора, когда γ -кванты попадают на детекто-

ры под разными углами относительно потока меченых нейтронов. В прикладных задачах метода меченых нейтронов по разложению γ -спектров на предварительно измеренные элементные сигнатуры эти эффекты можно учитывать путем создания набора отдельных элементных сигнатур для каждого рассматриваемого угла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bagdasaryan Kh.E., Batyaev V.F., Belichenko S.G., Bestaev R.R., Gavryuchenkov A.V., Karetnikov M.D. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A 784. P. 412. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.111>
2. Perot B., Carasco C., Bernard S., Mariani A., Szabo J.-L., Sannie G., Roll Th., Valkovic V., Sudac D., Viestid G., Lunardon M., Botosso C., Fabris D., Nebbia G., Pesente S. et al. // Nucl. Instrum and Methods. 2008. V. A588. P. 307. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.01.097>
3. Кологривов В.И. Эффект Доплера в классической физике. М.: МФТИ, 2012.
4. Chart of Nuclides. Basic Properties of Atomic Nuclei. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/> (дата обращения 18.02.2022).
5. Кадилин В.В., Рябева Е.В., Самосадный В.Т. Прикладная нейтронная физика. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.
6. Barzilov A., Womble P.C. // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2014. V. 301. P. 811. <https://doi.org/10.1007/s10967-014-3189-8>
7. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). [Электронный ресурс]. URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> (дата обращения 10.10.2022).
8. Benetskij B.A., Frank I.M. // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. № 2. P. 309.
9. Whitfield D. Doppler-Broadening of Light Nuclei Gamma-Ray Spectra. Masters Theses & Specialist Projects. 2010. Paper 1075. [Электронный ресурс]. URL: <http://digitalcommons.wku.edu/theses/1075>. (дата обращения 18.02.2022).
10. Балыгин К.А., Каретников М.Д., Климов А.И., Козлов К.Н., Мелешко Е.А., Остафьев И.Е., Яковлев Г.В. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 122.
11. Gilmore R. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2nd Edition. UK. John Wiley & Sons, 2008.
12. Федоров Н.А., Третьякова Т.Ю., Быстрицкий В.М., Копач Ю.Н., Русков И.Н., Ской В.Р., Грозданов Д.Н., Замятин Н.И., Ван Д., Алиев Ф.А., Храмко К., Кумар А., Ганди А., Сапожников М.Г., Рогов Ю.Н. и др. // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2018. № 2. С. 820205.
13. Быстрицкий В.М., Грозданов Д.Н., Зонтиков А.О., Копач Ю.Н., Рогов Ю.Н., Русков И.Н., Садовский А.Б., Ской В.Р., Бармаков Ю.Н., Боголюбов Е.П., Рыжков Н.И., Юрков Д.И. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 4. С. 793.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.198

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТЕРИЕВОГО АТОМНОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРА ЛЭМБОВСКОГО СДВИГА

© 2023 г. Д. К. Топорков^{a,b,*}, С. Ю. Глуховченко^a, Д. М. Николенко^a,
И. А. Рачек^a, А. М. Семёнов^{a,c}, Ю. В. Шестаков^{a,b}

^aИнститут ядерной физики СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

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

*e-mail: D.K.Toporkov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 07.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 19.01.2023 г.

Описан криогенный источник поляризованных атомов дейтерия, который используется в эксперименте по измерению анализирующих способностей реакции фотодезинтеграции дейтрона на электронном накопителе ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН. Измерена эффективность переходов атомов в заданное энергетическое состояние в блоке среднего магнитного поля (Medium Field Transition (MFT)), в блоке сильного поля (Stong Field Transition (SFT)), а также при совместной работе этих блоков. Измерения проведены с помощью поляриметра лэмбовского сдвига. Измеренная эффективность блоков составила более 90%. Приведена процедура определения фона в поляриметре. Применение откочки в камере ионизатора должно привести к существенному уменьшению фоновых сигналов.

DOI: 10.31857/S0032816223030278, EDN: CWXYAS

ВВЕДЕНИЕ

В институте ядерной физики им. Г.И. Будкера на электронном накопителе ВЭПП-3 с энергией пучка электронов до 2 ГэВ продолжают исследование по измерению спиновых наблюдаемых (анализирующих способностей) в реакциях дезинтеграции тензорно-поляризованного дейтрона — простейшей системы двух связанных нуклонов [1]. Тензорная поляризация мишени определяется как $P_{ZZ} = 1 - 3n_0$, а векторная — как $P_Z = n_+ - n_-$, где n_+ , n_- и n_0 — относительные заселенности атомов с проекцией спина дейтрона +1, −1 и 0 на направление магнитного поля, задающего поляризацию. Мишенью в этих экспериментах являются атомы дейтерия из криогенного источника поляризованных атомов (ИПА), схема которого представлена на рис. 1.

ИПА представляет собой систему из пяти сверхпроводящих секступольных сепарирующих магнитов, внутренняя поверхность апертуры которых, охлажденная жидким гелием, является криогенным насосом [2]. По оси магнитов из диссоциатора направляется неполяризованный пучок атомов дейтерия. Атомы, имеющие проек-

цию спина электрона $M_J = +1/2$, отклоняются неоднородным магнитным полем к оси магнита. Атомы с $M_J = -1/2$ отклоняются от оси и откачиваются криогенными поверхностями. После прохождения трех первых магнитов в пучке остаются атомы в состояниях 1, 2 и 3 практически в равных соотношениях (см. рис. 1). Между магнитами S_3 и S_4 размещен блок высокочастотных переходов MFT (Medium Field Transition), в котором магнитное поле линейно возрастает по ходу атомного пучка. Между полюсами магнита размещена катушка, возбуждаемая на частоте $\nu = 20$ МГц (рис. 2). Высокочастотное магнитное поле этой катушки обеспечивает переходы между подсостояниями сверхтонкой структуры, разделенными энергией $h\nu$. Движение атомов через резонансные значения магнитного поля приводит к последовательности атомных переходов. Сначала идет переход $3 \leftrightarrow 4$, затем $2 \leftrightarrow 3$ и, наконец, $1 \leftrightarrow 2$ (см. рис. 2). Далее магнитами S_4 и S_5 состояние 4 убирается из пучка, и на выходе из магнитов атомы находятся в состояниях 2 и 3. Блок переходов в сильных магнитных полях SFT (Stong Field Transition) позволяет проводить переходы $3 \leftrightarrow 5$ или

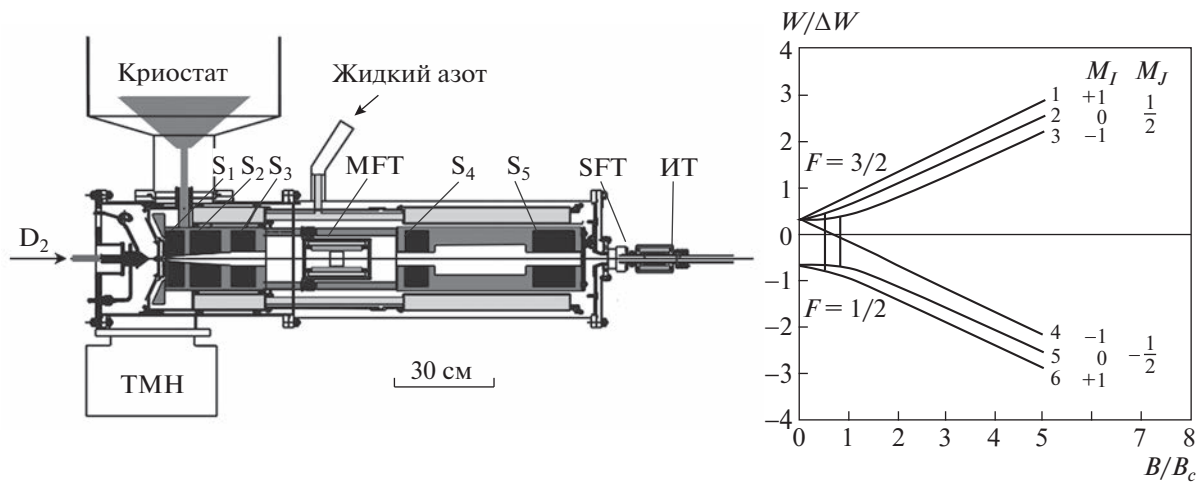


Рис. 1. Слева — схема источника поляризованных атомов: ТМН — турбомолекулярный насос, S_1 – S_5 — сверхпроводящие секступольные магниты, МФТ — блок ВЧ-переходов в среднем магнитном поле, SFT — блок ВЧ-переходов в сильном поле, ИТ — инжекционная трубка; справа — диаграмма основного состояния атома дейтерия в магнитном поле: F — полный момент атома, M_I — проекция спина дейтрона, M_J — проекция спина электрона, показаны переходы $2 \leftrightarrow 6$ и $3 \leftrightarrow 5$.

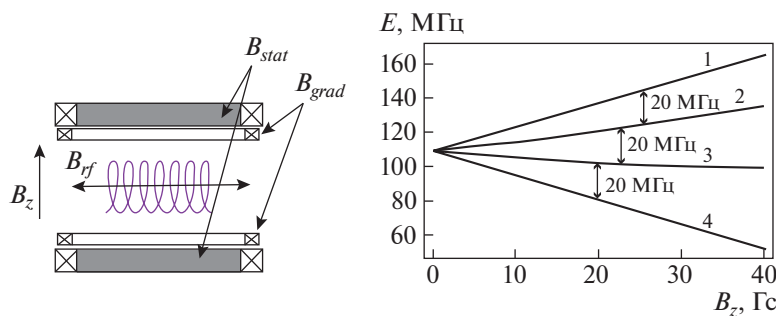


Рис. 2. Слева — схема блока МФТ; справа — диаграмма Брейта–Раби для первых четырех уровней атома дейтерия в рабочей области МФТ.

$2 \leftrightarrow 6$, и атомы на выходе из источника имеют тензорную поляризацию $P_{ZZ} = 1$ или -2 в зависимости от выбранного перехода. Векторная поляризация близка к нулю.

Далее атомы инжектируются в Т-образную накопительную ячейку, представляющую собой две соединенные трубки малого диаметра, одна из которых, открытая с двух сторон, позволяет циркулировать электронному пучку высокой энергии, а другая служит для инжекции атомного пучка (рис. 3). Применение накопительной ячейки позволяет существенно, в ~ 100 раз, увеличить толщину мишени за счет многократного пересечения электронного пучка атомами, отраженными от внутренней поверхности ячейки. Ячейка охлаждается жидким азотом с целью уменьшения скорости атомов и увеличения толщины мишени. В ячейке сделано отверстие, через которое малая

доля атомного пучка направляется в поляриметр Брейта–Раби для контроля поляризации. В нашем случае поляриметр Брейта–Раби представляет собой три постоянных квадрупольных магнита с диаметрами апертуры 8 мм, установленных на оси атомного пучка. Магниты удаляют из пучка атомы с проекцией спина электрона $M_J = -1/2$. Таким образом, при индуцировании переходов в блоке SFT со 100%-ной вероятностью и включенном блоке МФТ интенсивность пучка, регистрируемая в поляриметре, должна измениться в два раза. При включении переходов только в блоке МФТ или в SFT интенсивность пучка должна измениться на одну треть.

В начале эксперимента проводится настройка блоков ВЧ-переходов для достижения максимальной поляризации пучка, при этом блок МФТ все время включен. Во время проведения экспе-

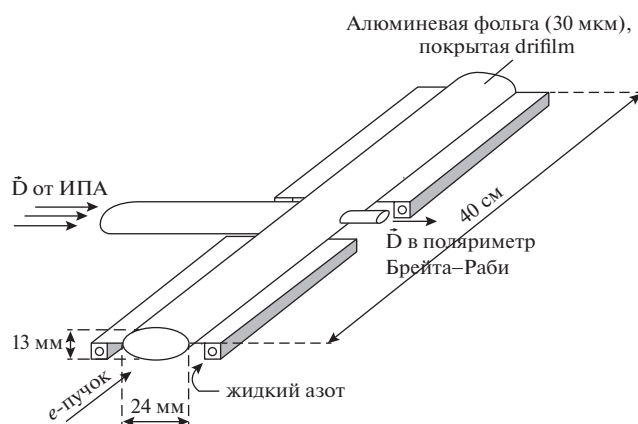


Рис. 3. Схема накопительной ячейки для поляризованных атомов. ИПА — источник поляризованных атомов. Длина ячейки 400 мм, сечение эллиптическое — 13×24 мм². Изготовлена из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм.

римента тензорная поляризация атомного пучка изменяется каждые 30 с. Блок SFT делает ее равной +1 или -2 в зависимости от идущего в нем перехода. При этом интенсивность атомного пучка, регистрируемая поляриметром Брейта-Раби, не должна меняться при проведении эксперимента (рис. 4). Время жизни циркулирующего электронного пучка составляет около часа, что обеспечивает равные интегралы светимости эксперимента с разной тензорной поляризацией мишени.

ПОЛЯРИМЕТР АТОМНОГО ПУЧКА НА ЛЭМБОВСКОМ СДВИГЕ

В рамках гранта РФФИ 16-42-01009, совместно с грантом DFG BU 2227/1-1, в ИЯФ из Германии был поставлен поляриметр атомного пучка на лэмбовском сдвиге (рис. 5) [3, 4]. Традиционно поляризацию атомарного пучка водорода/дейтерия измеряют с помощью поляриметра Брейта-Раби. В нем с использованием высокочастотных блоков реализуются различные переходы между подсостояниями сверхтонкой структуры и по изменению интенсивности пучка вычисляются их заселенности на входе в поляриметр, а следовательно, определяется поляризация пучка.

В отличие от поляриметра Брейта-Раби, поляриметр на лэмбовском сдвиге дает возможность определять ядерную поляризацию атомов в пучке, поставляя информацию о степени заселенности атомных подсостояний с различными проекциями ядерного спина. В ионизаторе с продольным магнитным полем 0.1 Тл атомарный пучок дейтерия ионизируется в результате электронного удара. Этот процесс происходит достаточно быстро, в результате чего поляризация атомного ядра сохраняется. Далее ионный пучок ускоряется до энергии ~2 кэВ и направляется в фильтр Вина, в котором происходит выделение ионов определенной массы. Затем дейтронный пучок попадает в камеру перезарядки с парами Cs, находящуюся в продольном магнитном поле 50 мТл. Часть ионов, подхватывая электроны, становятся нейтральными атомами в возбужденном метастабиль-

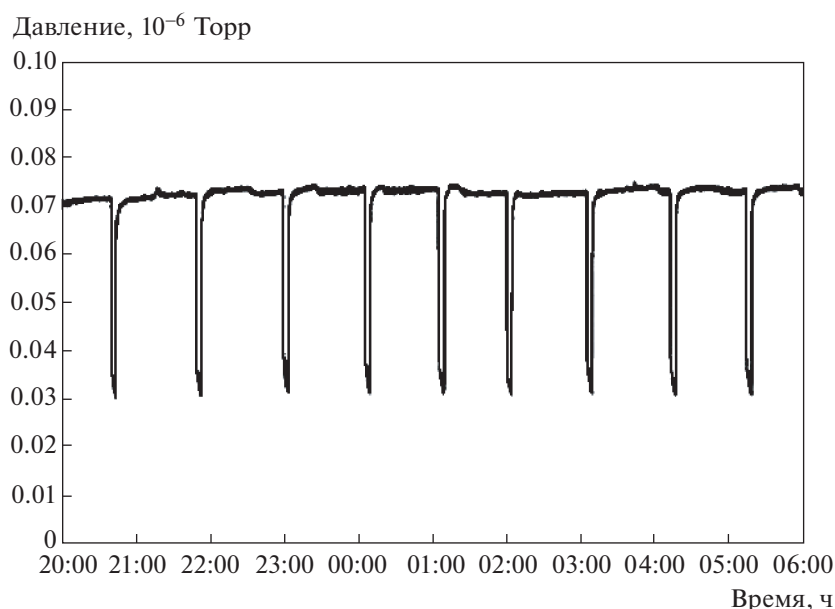


Рис. 4. Сигнал детектора атомного пучка в поляриметре Брейта-Раби во время эксперимента. Значение поляризации атомного пучка меняется каждые 30 с. Провалы сигнала — время накопления электронного пучка в накопителе ВЭПП-3.

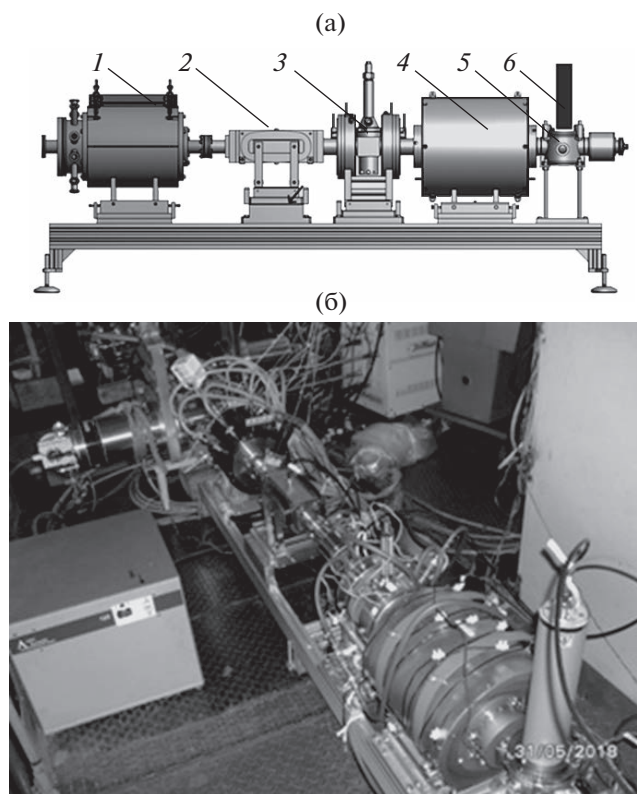


Рис. 5. Схема (а) и фотография (б) лэмбовского поляриметра. 1 – ионизатор атомного пучка, 2 – фильтр Вина, 3 – перезарядная Cs-ячейка, 4 – спиновый фильтр, 5 – камера гашения, 6 – ФЭУ.

ном состоянии $2S_{1/2}$ и влетают в спиновый фильтр. В фильтре создается продольное магнитное поле, возрастающее во времени от 50 до 60 мТл.

Задачей спинового фильтра является выделение атомов с определенной проекцией спина дейтронов. На рис. 6 приведены энергетические уровни $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний атома дейтерия в магнитном поле. Эти состояния в нулевом поле разнесены по энергии на величину лэмбовского сдвига. В области магнитных полей $\sim 50\text{--}60$ мТл β -уровни состояния $2S_{1/2}$ пересекаются с уровнями состояния $2P_{1/2}$. В спиновом фильтре приложено электрическое поле напряженностью 15 В/см, которое нарушает правило четности и позволяет переход для β -ветви из $2S_{1/2}$ - в $2P_{1/2}$ -состояние с временем жизни $\sim 10^{-9}$ с. Времена жизни α - и β -ветвей состояния $2S_{1/2}$ различаются более чем на 3 порядка, составляя для α -ветви величину $1.6 \cdot 10^{-6}$ с. Таким образом, в фильтре остается только α -ветвь состояния $2S_{1/2}$. В спиновом фильтре возбуждается высокочастотное поле с частотой 1609 МГц для связи α -уровней с быстрораспадающимися e -уровнями $2P_{1/2}$ -состояния. В зависимости от значения магнитного поля эта связь может быть различной. Помимо особых значений

поля, в которых связь α -уровней находится в резонансе с β - и e -ветвями, атомы испытывают быстрый переход в основное состояние и поэтому атомы в состоянии $2S_{1/2}$ за спиновым фильтром в пучке отсутствуют. Однако в резонансных точках осцилляции между состояниями так сильны, что позволяют некоторому количеству атомов в $2S_{1/2}$ -состоянии остаться в пучке и пройти далее в камеру гашения. В камере гашения в электрическом поле ~ 100 В/см атомы быстро переходят в основное состояние, испуская лаймановские фотоны с длиной волны 121.6 нм, которые регистрируются ФЭУ. Количество фотонов, регистрируемых ФЭУ в зависимости от магнитного поля в резонансных точках, характеризует заселенность атомов в пучке с проекциями спина дейтрона $+1, 0, -1$.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ БЛОКОВ ВЧ-ПЕРЕХОДОВ

Эффективность перехода атомов в пучке из состояния 1 в состояние 4 при прохождении блока MFT можно определить следующей формулой:

$$\varepsilon_{14} = 1 - n1'/n1,$$

где $n1$ и $n1'$ – заселенности состояния 1 в атомном пучке до и после включения блока ВЧ-переходов. На рис. 7 представлены результаты измерения заселенностей атомных состояний с различными значениями проекции спина атомного ядра, полученные с помощью поляриметра как при выключенном, так и при включенном блоке MFT. Необходимо отметить, что приведенные сигналы содержат вклад от атомного пучка, влетающего в область ионизации, от атомов, которые ударяются о стенки ионизатора и теряют поляризацию, и от атомов, возникающих при ионизации и развале молекул дейтерия. Часть атомов рекомбинирует в молекулы, которые вместе с нерекombинированными атомами дают фоновый сигнал. При идеальной работе блока MFT и большой скорости откачки камеры ионизатора включение блока MFT должно приводить к исчезновению состояния с проекцией ядерного спина $M_I = +1$ (левого пика на рис. 7б). Как видно, сигнал атомов с проекцией ядерного спина $M_I = +1$ упал сильно, а сигналы атомов с $M_I = 0, -1$ также стали меньше. Это уменьшение произошло за счет удаления из пучка атомов с $M_I = +1$, которые при работе MFT остаются в ИПА. Если блок MFT выключен, эти атомы, потеряв поляризацию при ударах о стенки в ионизаторе, дают равновероятный фоновый вклад во все три состояния. Уменьшение сигналов от атомов с $M_I = 0, -1$ дает возможность непосредственно оценить фоновый сигнал при уменьшении интенсивности атомного пучка на одну треть. В данном случае эта величина состав-

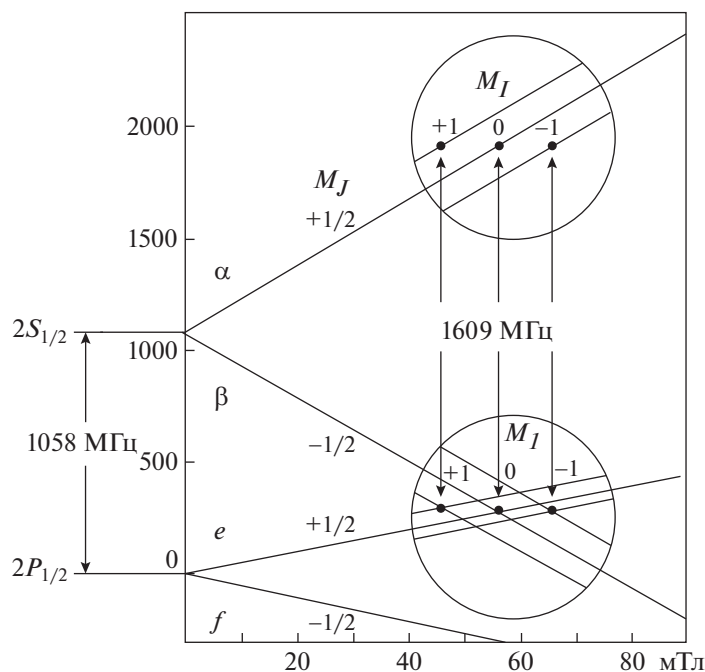


Рис. 6. Энергетические уровни $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний атома дейтерия в магнитном поле.

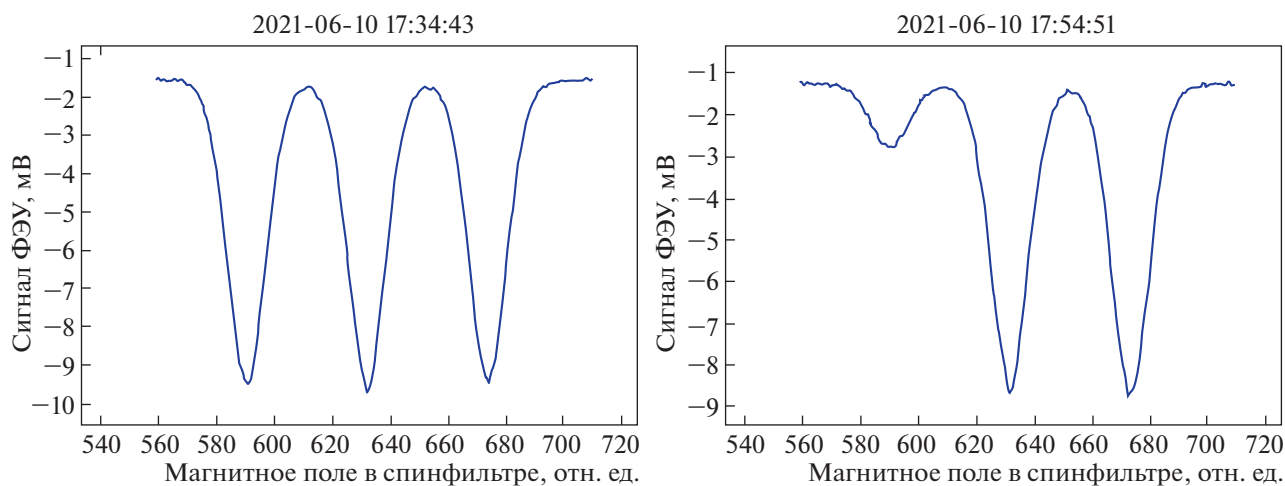


Рис. 7. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке, при выключенном блоке переходов MFT (а) и включенном блоке MFT (б).

ляет 0.55 мВ. Таким образом, фоновый сигнал в измерениях, приведенных на рис. 7а, при выключенном блоке MFT составляет 1.65 мВ в каждом пике, а при включенном блоке MFT (рис. 7б) — 1.1 мВ. За вычетом фонового сигнала получим следующие амплитуды пиков на графике рис. 7а: 1-й пик — 0.4 мВ, 2-й и 3-й пики — 6.3 мВ. Эффективность атомных переходов в блоке MFT можно оценить как:

$$\varepsilon_{14} = 1 - 0.4/6.3 = 0.94 \pm 0.03.$$

Оценка ошибки этой величины составляет около 3%, что подтверждено измерениями этого параметра в разное время. В дальнейшем будем считать ошибку в других измерениях такой же.

Подтверждением правильности учета фонового сигнала может служить следующее измерение. Атомный пучок, влетающий в зону ионизации, был перекрыт подвижной заслонкой (рис. 8). Отраженные атомы и молекулы могли через отверстия проникать в ионизатор и попадать в область



Рис. 8. Фотография области влета пучка в ионизатор. Видна заслонка для перекрытия пучка, укрепленная на вводе вращения.

ионизации. Откачка ионизатора в настоящее время осуществляется через 8 отверстий для ввода проводов и атомного пучка. На рис. 9 приведены результаты измерений сигналов для такого случая при выключенном и включенном блоке MFT. Как видно, атомные состояния с различными проекциями ядерного спина имеют равную заселенность, однако амплитуды пиков при включенном блоке MFT меньше на одну треть, что и должно быть, поскольку треть атомов, испытавших переход, откачивается в ИПА.

Амплитуды пиков упали с 1.25 до 0.8 мВ, что и составляет около одной трети.

Эффективности переходов $2 \leftrightarrow 6$ и $3 \leftrightarrow 5$ определялись следующим образом. Измерялось изменение второго (переход $2 \leftrightarrow 6$) или третьего (переход $3 \leftrightarrow 5$) пика (рис. 10) при включении соответствующих переходов в блоке SFT, и по формулам, приведенным ниже, определялась эффективность переходов. Блок MFT при этом был выключен. Вклад фонового сигнала оценивался аналогично приведенному выше.

Для перехода $2 \leftrightarrow 6$ величина эффективности составила $\epsilon_{26} = 1 - n_2'/n_2 = 1 - 0.45/5.75 = 0.92 \pm \pm 0.03$, а для перехода $3 \leftrightarrow 5 - \epsilon_{35} = 1 - n_3'/n_3 = 1 - 0.15/6.45 = 0.97 \pm 0.03$.

На рис. 11 приведены заселенности атомных состояний в пучке при одновременной работе блоков MFT и SFT. Фоновый сигнал учитывался вышеуказанным способом. Получены следующие значения тензорной поляризации атомов в пучке:

при переходе $2 \leftrightarrow 6$ $P_{ZZ} = 1 - 3 \cdot 0.031 = 0.91 \pm 0.03$;

при переходе $3 \leftrightarrow 5$ $P_{ZZ} = 1 - 3 \cdot 0.924 = -1.77 \pm 0.03$.

Атомный пучок с такой тензорной поляризацией инжектируется в накопительную ячейку. В ячейке атомы могут подвергаться различным деполяризующим факторам, поэтому определение тензорной поляризации мишени во время проведения эксперимента является отдельной процедурой [5, 6].

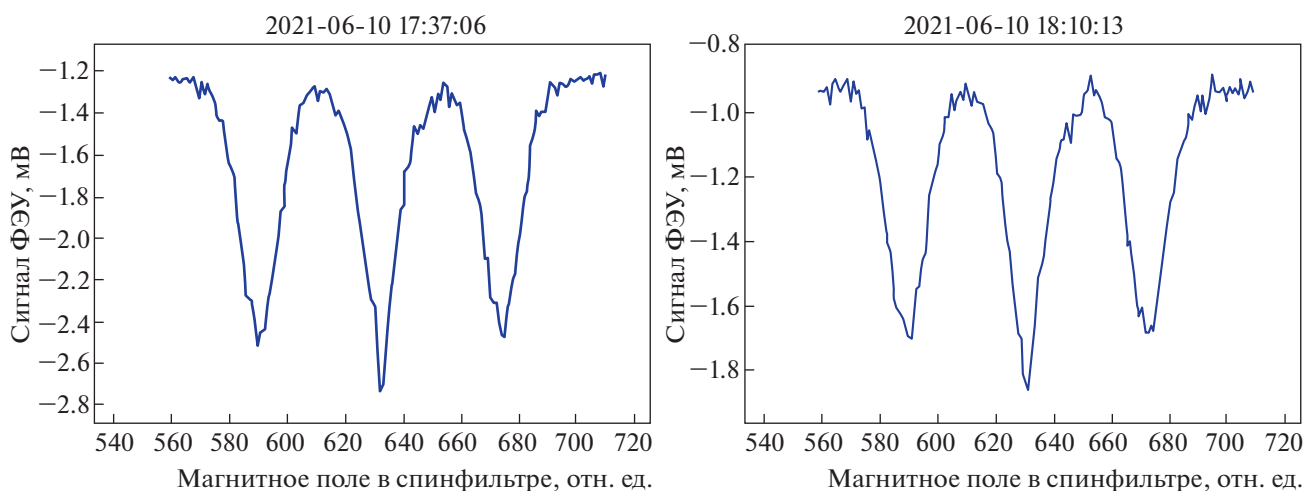


Рис. 9. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в фоновом сигнале, при выключенном блоке переходов MFT (а) и включенном блоке MFT (б). Атомный пучок перекрыт заслонкой.

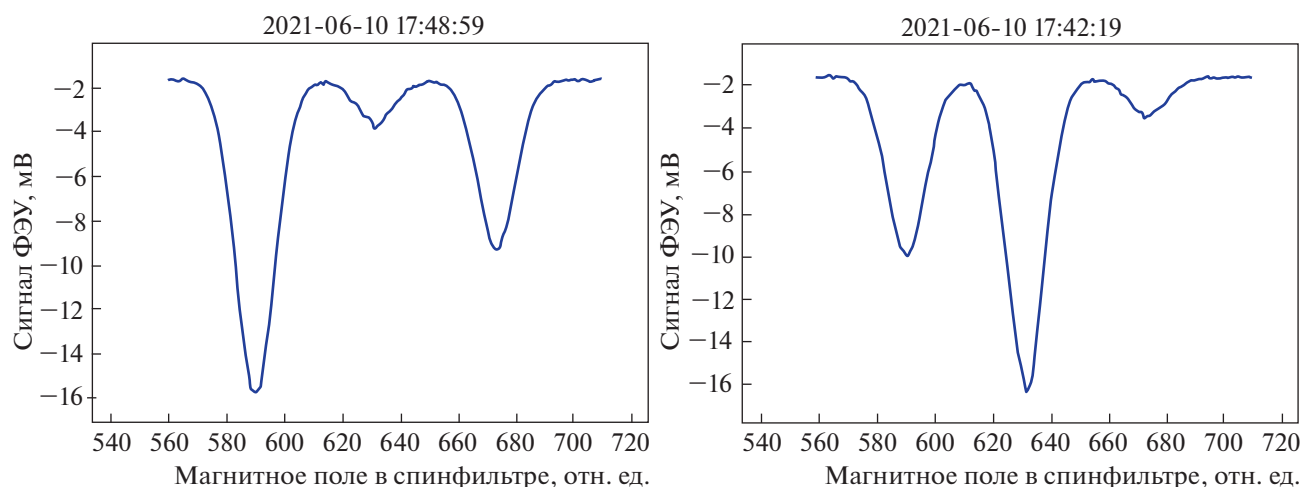


Рис. 10. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке при включении блока SFT: а – переход $2 \leftrightarrow 6$, б – $3 \leftrightarrow 5$. Блок MFT выключен.

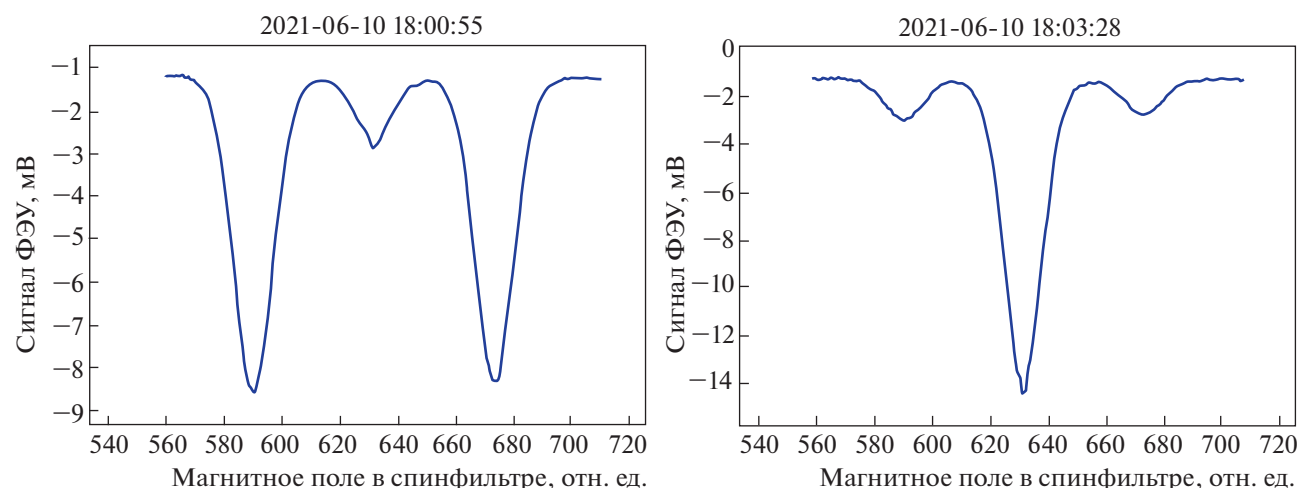


Рис. 11. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке при одновременном включении блоков SFT и MFT: а – переход $2 \leftrightarrow 6$, б – $3 \leftrightarrow 5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений эффективности работы блоков высокочастотных переходов показали, что атомный пучок, инжектируемый в накопительную ячейку, имеет весьма высокую степень тензорной поляризации. Измеренная эффективность блоков составила более 90%, и на ее величину существенно влияет уровень фонового сигнала. Применение откачки в объеме ионизатора, например насоса из неиспаряемого геттера, должно существенно улучшить вакуумные условия в ионизаторе и повысить точность измерений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Markus Büscher, Ralf Engels и Lukas Nuxold за помощь при проведении работы и многочисленные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-42-01009, совместно с грантом DFG BU 2227/1-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vasilishin B.I., Fix A.I., Gauzshtein V.V., Darwish E.M., Kuzin M.Ya., Levchuk M.I., Loginov A. Yu., Nikolenko D.M., Rachev I.A., Shestakov Yu.V., Toporkov D.K., Yurchenko A.V.,

- Zevakov S.A., Bogomyagkov A.V., Zhuravlev A.N. et al.* // *Physical Review C*. 2022. V. 106. P. 024003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.024003>
2. *Isaeva L.G., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Popov S.G., Rachek I.A., Shestakov Yu.V., Toporkov D.K., Vesnovsky D.K., Zevakov S.A.* // *Nucl. Instrum. and Methods A*. 1998. V. 411. P. 201.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00352-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00352-0)
 3. *Plis Yu.A., Soroko L.M.* // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1976. V. 135 (3). P. 497.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90064-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90064-1)
 4. *Engels R., Emmerich R., Ley J., Tenckhoff G., Paetz gen. Schieck H., Mikirtychiants M., Rathmann F., Seyfarth H., Vassiliev A.* // *Rev. of Scie. Instrum.* 2003. V. 74 (11). P. 4607.
<https://doi.org/10.1063/1.1619550>
 5. *Dyug M.V., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Rachek I.A., Shestakov Yu.V., Sadykov R.Sh., Toporkov D.K., Zevakov S.A., Osipov A.N., Stibunov V.N.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A*. 2005. V. 536. P. 344.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.096>
 6. *Rachek I.A., Barkov L.M., Belostotsky S.L., Dmitriev V.F., Dyug M.V., Gilman R., Holt R.J., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nelyubin V.V., Nikolenko D.M., Osipov A.V., Potterveld D.H., Sadykov R.Sh., Shestakov Yu.V., Stibunov V.N., Toporkov D.K., de Vries H., Zevakov S.A.* // *Physical Review Letters*. 2007. V. 98. P. 182303.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.182303>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.089.5+53.089.2

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ МАТРИЦ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ ПРИ КРИОГЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

© 2023 г. А. Е. Бондарь^{a,b}, Е. О. Борисова^{a,b,*}, А. Ф. Бузулуцков^{a,b}, В. В. Носов^{a,b},
В. П. Олейников^{a,b}, А. В. Соколов^{a,b}, Е. А. Фролов^{a,b}

^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

*e-mail: E.O.Shemyakina@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

После доработки 27.12.2022 г.

Принята к публикации 29.12.2022 г.

Исследована работа матриц Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE с параллельным и последовательным подключением элементов в условиях эксперимента с двухфазным детектором, а также выполнены теоретические расчеты характеристик сигналов таких матриц. Показано, что длительность сигнала при последовательном соединении Si-ФЭУ с хорошей точностью не изменяется, а при параллельном соединении увеличивается с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице. В пределах ошибок интегральная амплитуда сигнала при параллельном соединении не зависит от числа элементов в матрице, а при последовательном соединении наблюдается ее ожидаемое падение, обратно пропорциональное числу элементов в матрице. По результатам данной работы для дальнейшего использования в двухфазном криогенном детекторе темной материи выбрана матрица Si-ФЭУ, состоящая из четырех элементов, соединенных параллельно, так как для такой матрицы продемонстрирована надежная регистрация однофотоэлектронных импульсов, при этом длительность сигнала остается приемлемой.

DOI: 10.31857/S0032816223030035, EDN: IRHOGC

ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные детекторы на основе конденсированных благородных газов применяются для поиска темной материи и регистрации редких событий, таких как когерентное рассеяние нейтрино на ядрах. В таких детекторах поиск частиц темной материи осуществляется по наблюдению событий их предполагаемого упругого рассеяния на атомных ядрах в жидкой фазе детектора [1, 2]. В настоящее время слабовазаимодействующие массивные частицы (WIMP – Weakly Interacting Massive Particle) остаются ведущими кандидатами на роль частиц темной материи [3].

При рассеянии WIMP на ядрах детектирующего вещества образуются ядра отдачи, которые генерируют сигналы первичной сцинтилляции и первичной ионизации. Сигнал первичной сцинтилляции регистрируется при помощи фотодетекторов, просматривающих детектирующий объем. Регистрация первичной ионизации осуществляется следующим образом: электроны первичной ионизации вытягиваются из жидкости в газовую фазу, где под действием электрического

поля производят электролюминесценцию, которая, как и первичная сцинтилляция, регистрируется фотодетекторами [2]. Ожидается, что при регистрации WIMP сцинтилляционный и электролюминесцентный сигналы будут достаточно слабыми, поэтому для детектирования образующегося света требуется фотодетектор, способный работать в режиме счета одиночных фотонов.

В качестве таких детекторов для регистрации первичных сцинтилляций и электролюминесценции в двухфазных детекторах на основе благородных газов до недавнего времени традиционно использовались фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Однако в последнее время намечается мировая тенденция к замене ФЭУ более компактными кремниевыми фотоэлектронными умножителями (Si-ФЭУ). Так, например, в проекте DarkSide-20k, который является продолжением единственного на данный момент в мире эксперимента по поиску темной материи на основе двухфазного аргона, предложено использовать Si-ФЭУ для регистрации сцинтилляционного и электролюминесцентного сигналов [4, 5]. Si-ФЭУ также рассматриваются как альтернатива ФЭУ в

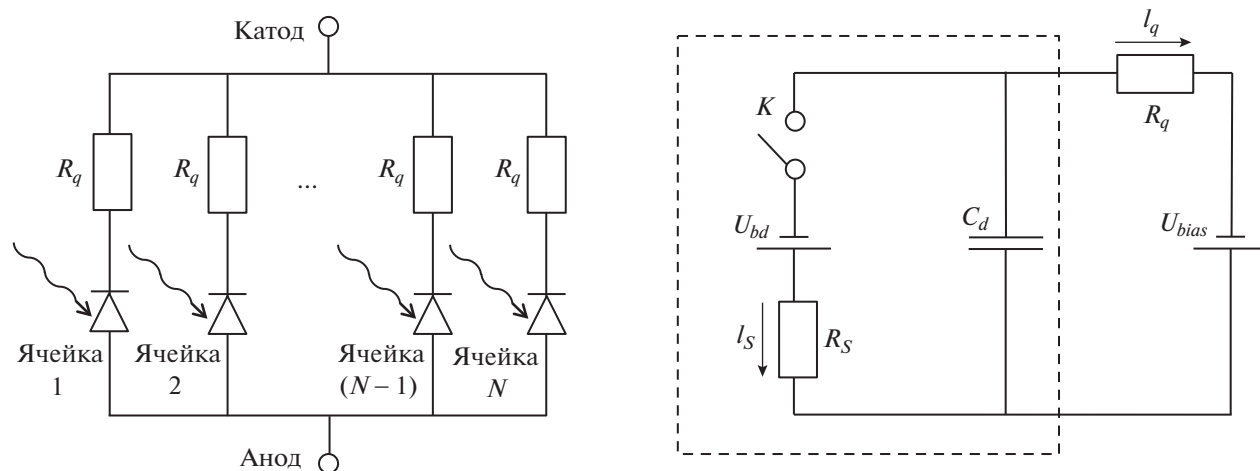


Рис. 1. Электрическая схема Si-ФЭУ (слева) и его отдельной ячейки (справа).

экспериментах по поиску темной материи на основе конденсированного ксенона [6].

Более того, Si-ФЭУ быстро захватывают лидерство среди множества фотонных детекторов, чувствительных в диапазонах от ближнего ультрафиолета до ближнего инфракрасного, во многих областях [7, 8]: от физики высоких энергий [9] и астрофизики [10] до приложений в биологии [11, 12] и медицине [13]. Такое широкое применение Si-ФЭУ связано с тем, что они как фотосенсоры нового поколения при конкурентоспособной цене имеют множество преимуществ по сравнению с традиционными ФЭУ: гораздо более низкие рабочие напряжения, более низкий радиоактивный фон, более высокую эффективность регистрации фотонов, компактный размер и более широкий спектральный диапазон [14, 15].

Однако Si-ФЭУ обычно имеют достаточно малые по сравнению с ФЭУ размеры активной области (порядка квадратного сантиметра), и их применение в крупномасштабных детекторах, в частности в детекторах темной материи, ведет к резкому возрастанию количества необходимых кремниевых фотоумножителей. Последнее обстоятельство в свою очередь требует увеличения числа каналов электроники и приводит к возрастанию теплопритока в криогенную камеру за счет увеличения числа проводов.

Одним из возможных способов решения описанной проблемы является объединение нескольких Si-ФЭУ в матрицы. В настоящее время различными группами ведутся активные исследования в данном направлении [16, 17]. Однако исследований матриц из Si-ФЭУ, используемых нами в двухфазном криогенном детекторе (MPPC S13360-6050PE производства Hamamatsu), до настоящего времени не проводилось. Таким образом, важными задачами являются изучение работы различных конфигураций матриц Si-ФЭУ

MPPC S13360-6050PE при температуре жидкого аргона и выбор типа матрицы с максимальным числом Si-ФЭУ, при котором сохраняется возможность работы в режиме счета одиночных фотонов. Стоит отметить, что данная работа является продолжением работ, в которых мы изучали работу Si-ФЭУ при криогенных условиях [18, 19].

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Случай одной ячейки

Кремниевый фотоэлектронный умножитель, электрическая схема которого изображена на рис. 1 (слева), состоит из параллельно соединенных ячеек, каждая из которых представляет собой лавинный фотодиод, работающий в гейгеровском режиме, с подключенным к нему гасящим сопротивлением R_q . Между катодом и анодом прикладывается напряжение смещения U_{bias} и считывается сигнал.

На рис. 1 (справа) изображена упрощенная эквивалентная схема одиночной ячейки Si-ФЭУ. Такая схема не учитывает паразитные емкости, входное сопротивление электроники и влияние остальных ячеек. Здесь лавинный фотодиод схематически ограничен штриховой линией, C_d — его емкость, R_s — его сопротивление во время пробоя. Чтобы обеспечить образование электронной лавины, напряжение смещения должно превышать напряжение пробоя U_{bd} — минимальное рабочее напряжение, при котором возникает гейгеровский пробой. При попадании фотона в ячейку возникает пробой, который моделируется замыканием ключа K , добавляющего в цепь источник напряжения U_{bd} [20].

На примере данной упрощенной схемы вычислим форму сигнала Si-ФЭУ при пробое, ис-

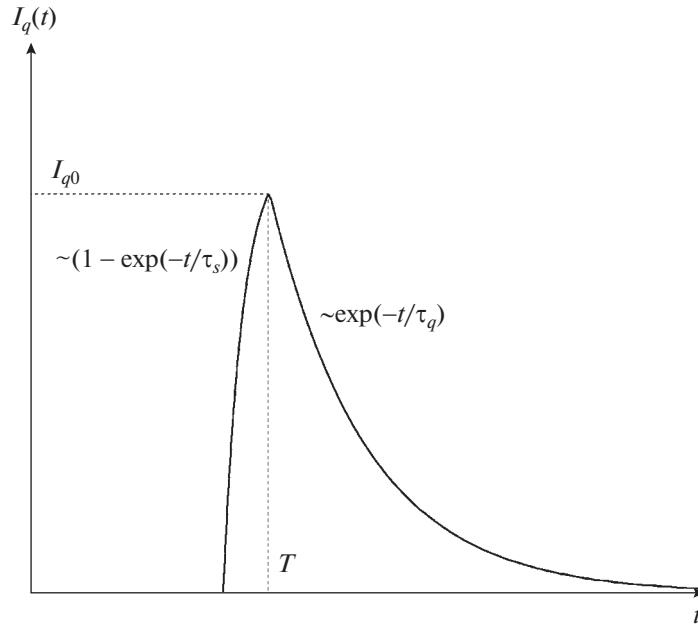


Рис. 2. Форма сигнала одиночной ячейки Si-ФЭУ, рассчитанная в идеальном случае.

пользуя методы расчета переходных процессов в электрических цепях. После замыкания ключа происходит переходный процесс разрядки конденсатора C_d , описываемый системой уравнений:

$$\begin{cases} U_{bd} = I_s R_s + u_d; \\ U_{bias} = I_q R_q + u_d; \\ C_d \dot{u}_d = I_s + I_q, \end{cases} \quad (1)$$

где u_d — напряжение на конденсаторе C_d .

Нас интересует выходной ток I_q , поэтому с помощью дифференцирования первых двух уравнений по времени и линейных преобразований получим:

$$\frac{C_d \Delta U}{\tau_s \tau_q} = \frac{1}{\tau} I_q + \dot{I}_q, \quad (2)$$

где $\Delta U = U_{bias} - U_{bd}$ — перенапряжение; $\tau_{s,q} = R_{s,q} C_d$ — времена релаксации; $\tau = \tau_s \tau_q / (\tau_s + \tau_q)$ — приведенное время релаксации.

С учетом граничного условия $R_q I_q(+0) = U_{bias} - u_d(+0) = 0$ решение уравнения (2) выглядит следующим образом:

$$I_q(t) = \frac{C_d \Delta U}{\tau_s + \tau_q} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (3)$$

Через некоторое характерное время T электронная лавина угасает [21], что соответствует размыканию ключа. Последующий процесс описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} C_d \dot{u}_d = I_q; \\ U_{bias} = I_q R_q + u_d. \end{cases} \quad (4)$$

Решение системы (4) дает выражение:

$$I_q(t) = I_{q0} e^{-(t-T)/\tau_q}, \quad (5)$$

где $I_{q0} = I_q(T) = \frac{C_d \Delta U}{\tau_s + \tau_q} (1 - e^{-T/\tau})$. $R_s \ll R_q$ [22],

следовательно, $\tau_s \ll \tau_q$, а $\tau \approx \tau_s$. С учетом этого на рис. 2 представлена форма сигнала, описываемая выражениями (3) и (5). Таким образом, сигнал имеет быстрый фронт и длинную спадающую часть. В действительности форма сигнала Si-ФЭУ будет отличаться из-за влияния других ячеек, а также из-за наличия паразитной емкости между ячейкой и кремниевой подложкой. Кроме того, наблюдаемая форма сигнала также будет зависеть от аппаратной функции электроники.

Матрицы Si-ФЭУ

Как было отмечено выше, для того чтобы уменьшить число каналов в детекторе, Si-ФЭУ предложено объединять в матрицы. На рис. 3 представлены схемы подключения Si-ФЭУ для последовательного и параллельного соединения элементов. Для краткости здесь и далее приняты следующие обозначения: буквами S (от serial, последовательное) или P (от parallel, параллельное) обозначен тип соединения, затем указывается число соединенных таким образом Si-ФЭУ. Например, $P2$ — матрица из двух Si-ФЭУ, соединен-

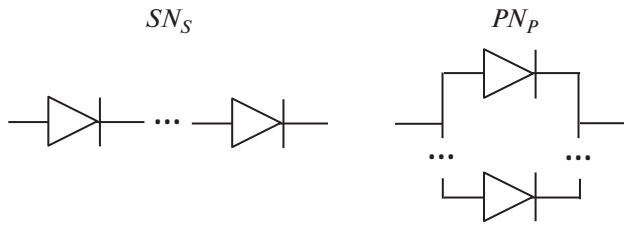


Рис. 3. Схемы подключений исследуемых типов соединения Si-ФЭУ: последовательного SN_s (слева) и параллельного PN_p (справа).

ных параллельно, а $S3$ — матрица из трех Si-ФЭУ, соединенных последовательно. Одиночный Si-ФЭУ будем обозначать как S (от single).

Стоит отметить, что при последовательном подключении Si-ФЭУ на матрицу необходимо подавать напряжение, равное рабочему напряжению одиночного Si-ФЭУ, умноженному на количество элементов в матрице (N_s), так как при таком соединении сопротивление цепи возрастает в N_s раз. Рабочее напряжение при параллельном соединении соответствует напряжению одиночного Si-ФЭУ.

Форма сигнала для матриц будет отличаться от формы сигнала одиночной ячейки. В этом случае упрощенная схема (см. рис. 1, справа) не годится для расчетов, поскольку не позволяет учесть влияния остальных ячеек, что существенно при рассмотрении матриц. Если модифицировать схему, изображенную на рис. 1 (справа), добавив в нее остальные ячейки и входное сопротивление электроники, то решение системы уравнений значительно усложняется, поэтому сделаем несколько упрощающих предположений. Будем рассматривать только спадающую часть сигнала (т.е. время на $t \geq T$, см. рис. 2), поскольку именно она вно-

сит основной вклад в длительность сигнала. Процессы зарядки или разрядки конденсаторов происходят с одинаковым временем релаксации вне зависимости от приложенного напряжения, поэтому исключим источник U_{bias} из цепи, а емкость сработавшей ячейки будем считать заряженной в начальный момент времени до некоторого напряжения $U(0) = U_0 \leq \Delta U$, где $\Delta U = U_{bias} - U_{bd}$.

На рис. 4 изображены эквивалентные схемы, построенные с учетом вышеописанных предположений, для одиночного Si-ФЭУ (рис. 4а), для матрицы с параллельным соединением N_p Si-ФЭУ (рис. 4б) и для матрицы с последовательным соединением N_s Si-ФЭУ (рис. 4в). Случаи $N_p = 1$ и $N_s = 1$ соответствуют одиночному Si-ФЭУ. Здесь R_e — входное сопротивление электроники, R_q — гасящее сопротивление пикселя, C_d — емкость фото диода, N — число ячеек в Si-ФЭУ; мы пренебрегли разницей между общим числом ячеек Si-ФЭУ (N) и числом несработавших ячеек ($N - 1$), так как $N \gg 1$.

Исходная система уравнений для матрицы с параллельным соединением выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} x \frac{R_q}{N} I_e + R_q I_q + \frac{1}{C_d} \int I_q(t) dt = 0; \\ x \frac{R_q}{N} I_e + \frac{R_q}{NN_p} I_N + \frac{1}{C_d NN_p} \int I_N(t) dt = 0; \\ I_e = I_q + I_N, \end{cases} \quad (6)$$

где $x = \frac{R_e}{R_q} N$, а I_e , I_q , I_N — токи через резисторы R_e , R_q и $R_q/(NN_p)$ соответственно (см. рис. 4б).

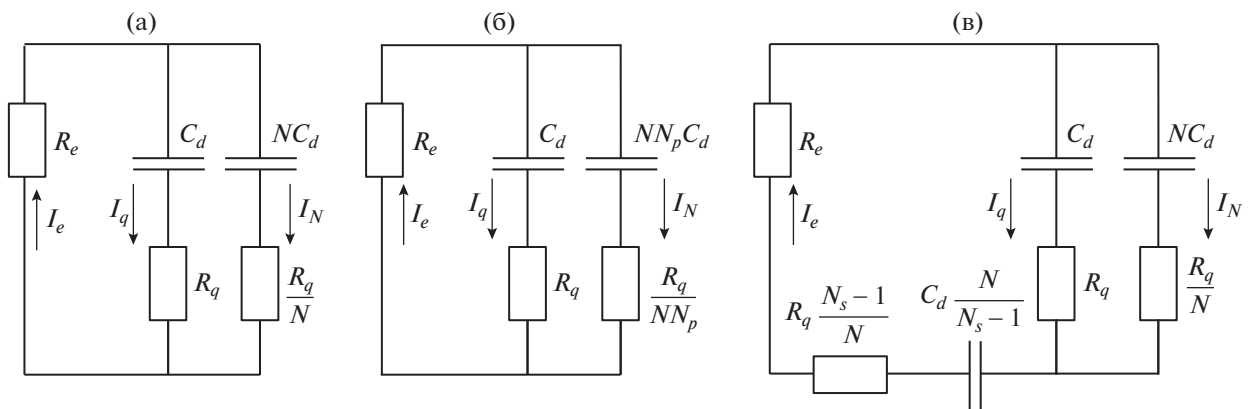


Рис. 4. Электрические схемы различных конфигураций: а — одиночный Si-ФЭУ; б — матрица с параллельным соединением N_p Si-ФЭУ; в — матрица с последовательным соединением N_s Si-ФЭУ.

Таблица 1

Тип соединения элементов в матрице	Амплитуда тока I_0	Время релаксации τ	Интегральная амплитуда A_i
Одиночный Si-ФЭУ (S)	$\propto (1+x)^{-1}$	$\propto 1+x$	const
Параллельное (PN_p)	$\propto (1+xN_p)^{-1}$	$\propto 1+xN_p$	const
Последовательное (SN_s)	$\propto (x+N_s)^{-1}$	$\propto 1+x/N_s$	$\propto 1/N_s$

Так как мы рассматриваем только спадающую часть сигнала, искомая величина тока через резистор электроники имеет вид: $I_e(t) = I_0 e^{-t/\tau}$, где I_0 – амплитуда и τ – время спада. Пропустив объемные расчеты, получим для параллельного соединения:

$$I_0 = \frac{U_0}{R_q(1+xN_p)}, \quad \tau = \tau_q(1+xN_p), \quad (7)$$

где $\tau_q = R_q C_d$.

Система уравнений для матрицы с последовательным соединением имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{R_q}{N}(x+N_s-1)I_e + \frac{N_s-1}{NC_d} \int I_e(t) dt + \\ + R_q I_q + \frac{1}{C_d} \int I_q(t) dt = 0; \\ \frac{R_q}{N}(x+N_s-1)I_e + \frac{N_s-1}{NC_d} \int I_e(t) dt + \\ + \frac{R_q}{N} I_N + \frac{1}{NC_d} \int I_N(t) dt = 0; \\ I_e = I_q + I_N. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь I_N – ток через резистор R_q/N (см. рис. 4в).

Решение системы в случае последовательного соединения ищем также в виде $I_e(t) = I_0 e^{-t/\tau}$, при этом значения параметров I_0 и τ оказываются следующими:

$$I_0 = \frac{U_0}{R_q(x+N_s)}; \quad \tau = \tau_q \left(1 + \frac{x}{N_s}\right). \quad (9)$$

Системы (6) и (8) при $N_p = 1$ и $N_s = 1$ сводятся к случаю одиночного Si-ФЭУ, для которого значения параметров I_0 и τ следующие:

$$I_0 = \frac{U_0}{R_q(1+x)}; \quad \tau = \tau_q(1+x). \quad (10)$$

В решениях (7), (9), (10) возникает параметр $x = \frac{R_e}{R_q} N$, который влияет на характеристики сигнала. Физический смысл параметра x – это отно-

шение входного сопротивления электроники R_e к полному сопротивлению Si-ФЭУ $R_{tot} = R_q/N$.

Чтобы оценить величину параметра x , было измерено полное сопротивление Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE, используя метод, описанный в работе [19]. Измерения проводились в условиях, аналогичных условиям реального эксперимента с двухфазным криогенным детектором, т.е. при криогенной температуре, близкой к температуре кипения аргона. Было получено $R_{tot} \approx 12$ кОм. Учитывая, что входное сопротивление электроники $R_e = 50$ Ом, получаем $x \approx 4 \cdot 10^{-3} \ll 1$. Полученное значение параметра x мало по сравнению с единицей, поэтому амплитуда и длительность сигнала одиночного Si-ФЭУ (см. выражение (10)) совпадают со значениями, полученными в случае одиночной ячейки (см. выражение (5)).

В экспериментах с двухфазным криогенным детектором при обработке сигналов с Si-ФЭУ для дальнейшего анализа вычисляется интегральная амплитуда A_i фотоэлектронного сигнала Si-ФЭУ. Интегральная амплитуда фотоэлектронного сигнала определяется как площадь под сигналом: $A_i = \int U(t) dt$, где интегрирование проводится по некоторой окрестности сигнала. Амплитуда A_i пропорциональна числу зарегистрированных фотонов (фотоэлектронов).

Поскольку основной вклад в сигнал дает спадающая часть сигнала $I_e(t) = I_0 e^{-t/\tau}$, а его возрастающая часть дает значительно меньший вклад (см. рис. 2), то интегральная амплитуда сигнала с хорошей точностью описывается следующим выражением: $A_i = \int U_e(t) dt = R_e I_0 \tau$, где U_e – напряжение на резисторе R_e . Сравним значения параметров сигнала для матриц с параллельным (7) и последовательным (9) соединением со значениями параметров для одиночного Si-ФЭУ (10). Для наглядности результаты вычислений сведены в табл. 1.

Согласно табл. 1, мы ожидаем увеличения длительности сигнала и постоянства интегральной амплитуды при увеличении числа Si-ФЭУ для параллельного соединения элементов в матрице, а

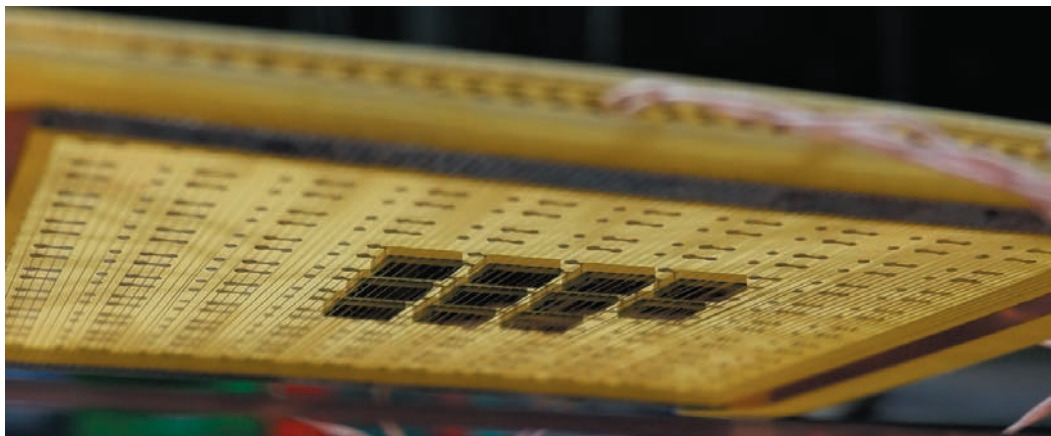


Рис. 5. Фотография матрицы исследуемых Si-ФЭУ.

также уменьшения длительности сигнала и понижения интегральной амплитуды при увеличении числа Si-ФЭУ для последовательного соединения. Так как для исследуемых Si-ФЭУ S13360-6050PE $x \ll 1$, согласно теоретическим расчетам, при увеличении числа Si-ФЭУ в матрице длительность сигнала изменяется слабо независимо от типа соединения элементов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе исследуются Si-ФЭУ S13360-6050PE производства Hamamatsu [23] (рис. 5), которые используются в двухфазном детекторе темной материи, разрабатываемом в лаборатории 3-3 ИЯФ СО РАН [24–28]. Приведем их основные параметры: активная область $6 \times 6 \text{ мм}^2$, число пикселей 14400, спектральный диапазон чувствительности от 320 до 900 нм [23]. При температуре жидкого аргона и напряжении смещения 48 В скорость счета шумов составляет менее 0.1 Гц/мм^2 , максимум эффективности регистрации фотонов — около 54% при длине волны 460 нм [28], а напряжение пробоя при температуре жидкого аргона — $42.3 \pm 0.5 \text{ В}$.

Экспериментальная установка выполнена на основе криогенной камеры, охлаждаемой при помощи жидкого азота (рис. 6). Камера заполнена аргоном; термодинамические условия повторяют условия реального эксперимента: внутри камеры поддерживается двухфазный режим, температура жидкого аргона равна его температуре кипения и составляет 87.3 К, давление в камере равно 1 атм. В жидкой фазе располагается матрица, состоящая из 11-ти Si-ФЭУ.

Питание Si-ФЭУ осуществляется при помощи модуля A1510 в составе универсальной системы низковольтного питания CAEN SY4527. Сигнал с Si-ФЭУ усиливается при помощи усилителя

NAICAM N410 со временем формирования 40 нс и коэффициентом усиления 56. Между усилителем и Si-ФЭУ располагается макетная плата, позволяющая коммутировать Si-ФЭУ. Усиленные сигналы с Si-ФЭУ оцифровываются при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП) CAEN V1740 и передаются на компьютер для визуализации и записи.

При температуре жидкого аргона собственные шумы изучаемых Si-ФЭУ практически отсутствуют, поэтому для получения амплитудных спектров осуществлялась засветка матрицы Si-ФЭУ при помощи светодиода с длиной волны 565 нм. Внутри камеры был заведен световод, а сам светодиод был расположен снаружи камеры, это позволило минимизировать уровень электрических наводок на Si-ФЭУ.

На светодиод при помощи генератора импульсов подавалось напряжение в виде прямоугольных импульсов длительностью 60 мкс. Амплитуда импульсов подбиралась таким образом, чтобы число зарегистрированных Si-ФЭУ фотонов было достаточно малым, что позволяло избежать сильных искажений базовой линии сигнала и наложения однофотонных импульсов друг на друга. Сигнал от генератора разветвлялся и подавался также на осциллограф, который выдавал триггерный сигнал для АЦП.

Измерения проводились в диапазоне напряжений смещения от 44 до 50 В с шагом 1 В: верхняя граница определялась появлением самоподдерживающегося пробоя Si-ФЭУ, нижняя — возможностью зарегистрировать однофотонные пики на фоне внешней наводки. Наиболее интересным для нас является напряжение смещения 46 В, поскольку оно является оптимальным рабочим напряжением для двухфазного детектора темной материи, используемого в нашей лаборатории: усиление при таком напряжении достаточно для надежной регистрации однофотонных

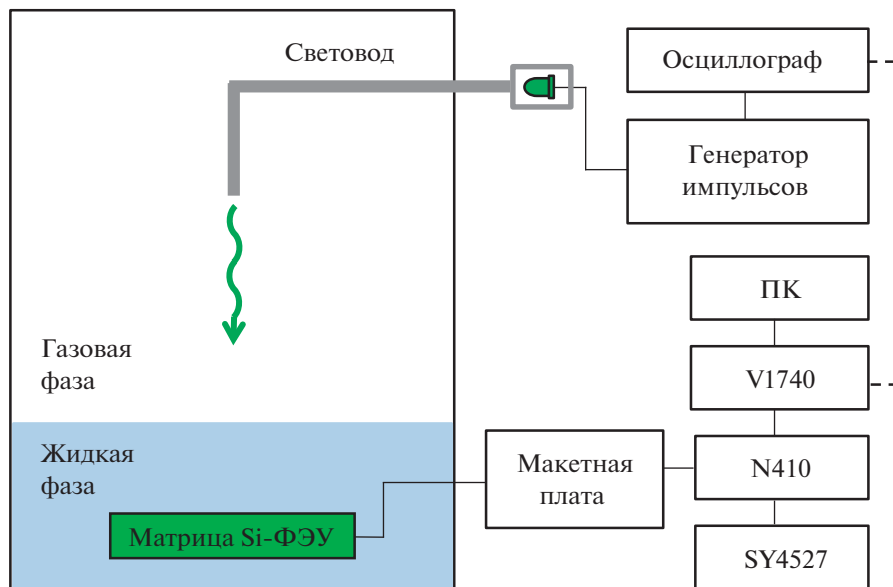


Рис. 6. Схема экспериментальной установки. Штриховой линией показана линия передачи триггерного сигнала.

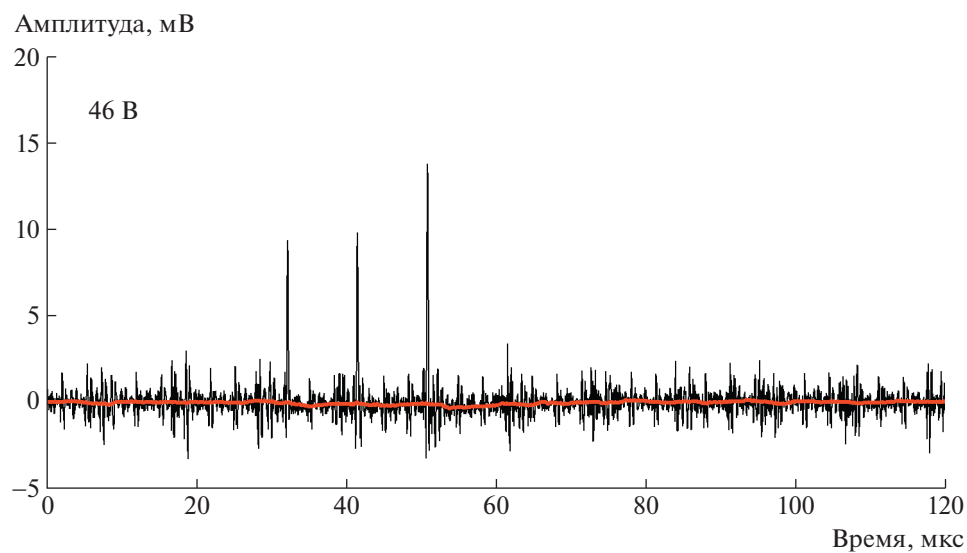


Рис. 7. Пример осциллограммы сигнала с Si-ФЭУ при напряжении смещения 46 В. Толстой красной линией показана базовая линия, полученная при помощи медианного фильтра, который использовался при обработке сигналов для учета смещения базовой линии, связанного с работой усилителей.

сигналов, а вероятность оптических перекрестных наводок еще не слишком высока.

Сигнал записывался на ПК в виде событий длительностью 160 мкс. На рис. 7 изображен пример осциллограммы сигнала с Si-ФЭУ при напряжении смещения 46 В. Во временном интервале от 15 до 75 мкс, где светодиод включен, видны фотоэлектронные пики, вызванные регистрацией фотонов. Пики достаточно редки, что позволяет сделать вывод о том, что вероятность наложения пиков не слишком велика. Толстой красной ли-

нией на рис. 7 показана базовая линия, полученная при помощи медианного фильтра, который использовался при обработке сигналов для учета смещения базовой линии, связанного с работой усилителей.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Форма сигналов

При изучении формы сигналов отбирались пики, амплитуда которых была выше уровня на-

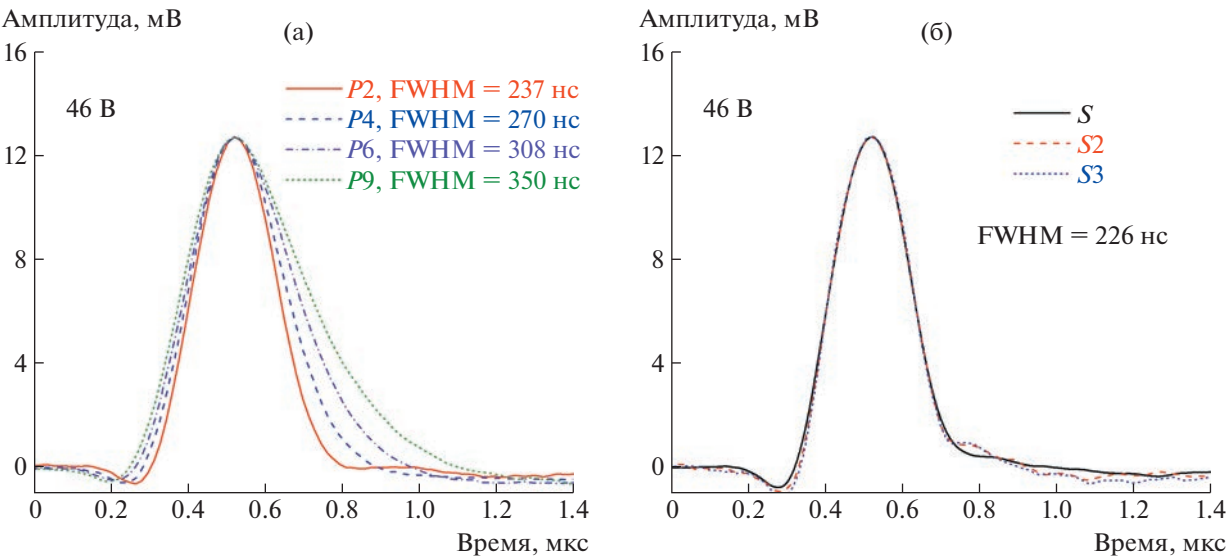


Рис. 8. Усредненные по событиям и нормированные на сигнал одиночного Si-ФЭУ формы сигнала при напряжении смещения 46 В: **а** – для матриц с параллельным соединением Si-ФЭУ ($P2-P9$) и **б** – с последовательным соединением ($S2$ и $S3$), для сравнения показана форма сигнала одиночного Si-ФЭУ (S).

водки и меньше определенного порога, соответствующего границе между однофотоелектронным и двухфотоелектронным сигналами. Центры найденных пиков совмещались, после чего проводилось усреднение по выборке из 1000 пиков.

На рис. 8 представлены усредненные по событиям и нормированные на амплитуду одиночного Si-ФЭУ формы сигнала при напряжении смещения 46 В для матриц с параллельным соединением элементов ($P2-P9$, рис. 8а) и с последовательным ($S2$ и $S3$, рис. 8б). Для сравнения показана форма сигнала одиночного Si-ФЭУ (S). Кривые совмещены в точках максимума. Видно, что длительность сигнала при увеличении числа Si-ФЭУ остается постоянной для последовательного соединения, как и ожидалось. Однако при параллельном соединении длительность сигнала возрастает. Вероятнее всего, это связано с работой усилителя: при увеличении числа Si-ФЭУ в матрице с параллельным соединением растет общая емкость на входе зарядочувствительного усилителя, из-за чего усилитель сильнее искажает сигнал, так как представленные формы сигналов определяются не только типом подключения элементов,

но и аппаратной функцией усилителей. В табл. 2 приведены абсолютные значения ширины на полувысоте (FWHM) сигналов, а также относительное увеличение (Δ) данной величины по сравнению с одиночным Si-ФЭУ для матриц с параллельным соединением элементов ($P2-P9$).

Амплитудные спектры

При изучении амплитудных характеристик вычислялась интегральная амплитуда каждого пика, превышающего заданный порог, который выбирался таким образом, чтобы зарегистрировать все однофотоелектронные пики. Интегральная амплитуда пика вычислялась как его площадь в той части, где сигнал выше базовой линии, восстановленной при помощи медианного фильтра. Затем строилась гистограмма полученных значений амплитуд.

На рис. 9 представлены полученные таким образом амплитудные спектры одиночного Si-ФЭУ (для первого канала) при различных напряжениях смещения. Левый пик соответствует внешней наводке, его наличие связано с тем, что часть сиг-

Таблица 2. Характеристики длительности сигналов для матриц с параллельным соединением Si-ФЭУ: ширина на полувысоте (FWHM), а также относительное увеличение (Δ) данной величины по сравнению с одиночным Si-ФЭУ

Характеристики	Конфигурация матрицы Si-ФЭУ								
	S	$P2$	$P3$	$P4$	$P5$	$P6$	$P7$	$P8$	$P9$
FWHM, нс	226	237	255	270	293	308	327	337	350
Δ , %	0	5	13	19	30	36	45	49	55

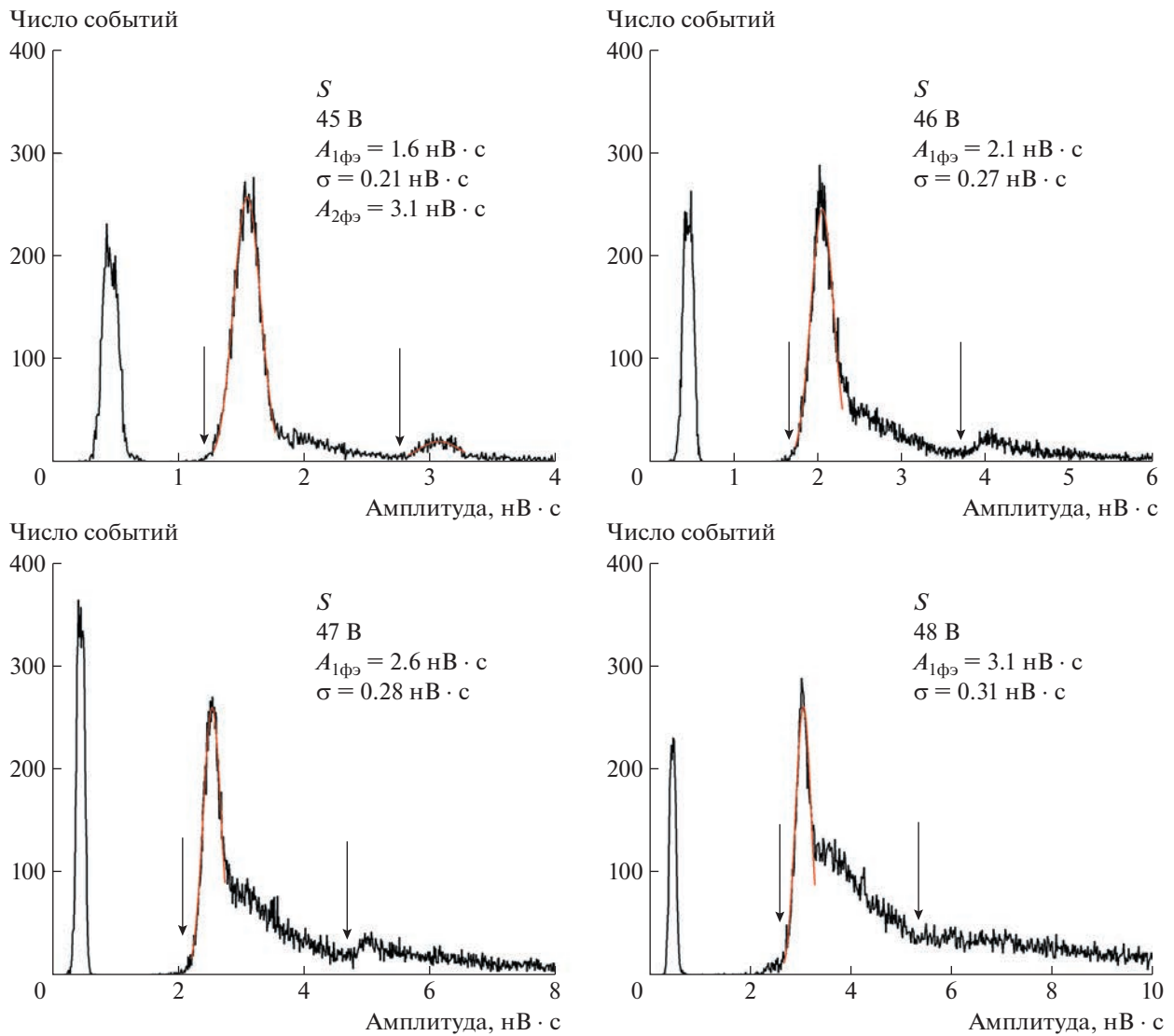


Рис. 9. Амплитудные спектры одиночного Si-ФЭУ при различных напряжениях смещения.

налов, связанных с внешней наводкой, оказываются выше заданного порога, при этом площадь таких сигналов мала. Следующий, хорошо отделяемый от него центральный пик соответствует регистрации одного фотона при помощи Si-ФЭУ. При достаточно низких напряжениях смещения (до 47 В) также отчетливо виден пик, соответствующий двухфотоэлектронному сигналу, наличие которого, в частности, связано с оптическими перекрестными наводками Si-ФЭУ [29]. С увеличением напряжения смещения интегральные амплитуды увеличиваются, а пики становятся все более несимметричными, что связано с увеличением вероятности возникновения послеимпульсов [29]; второй пик при этом становится слабо различим.

На рис. 10 представлены амплитудные спектры матриц с параллельным соединением различ-

ного числа Si-ФЭУ (P2–P5) при напряжении смещения 46 В. Согласно рис. 10, средняя интегральная амплитуда однофотоэлектронного сигнала ($A_{1фэ}$) для матриц с параллельным соединением элементов сравнима с амплитудой одиночного Si-ФЭУ. Кроме того, увеличение числа Si-ФЭУ в матрице приводит к уширению и размытию спектров. Это связано с тем, что увеличение числа Si-ФЭУ в матрице при параллельном соединении ведет к увеличению входной емкости зарядочувствительного усилителя, что, в свою очередь, приводит к повышению шумов [30].

На рис. 11 представлены амплитудные спектры матрицы с последовательным соединением двух Si-ФЭУ (S2). Слева показан спектр, полученный при напряжении 46 В на Si-ФЭУ; видно, что пик внешней наводки и спектр сигналов с Si-ФЭУ слива-

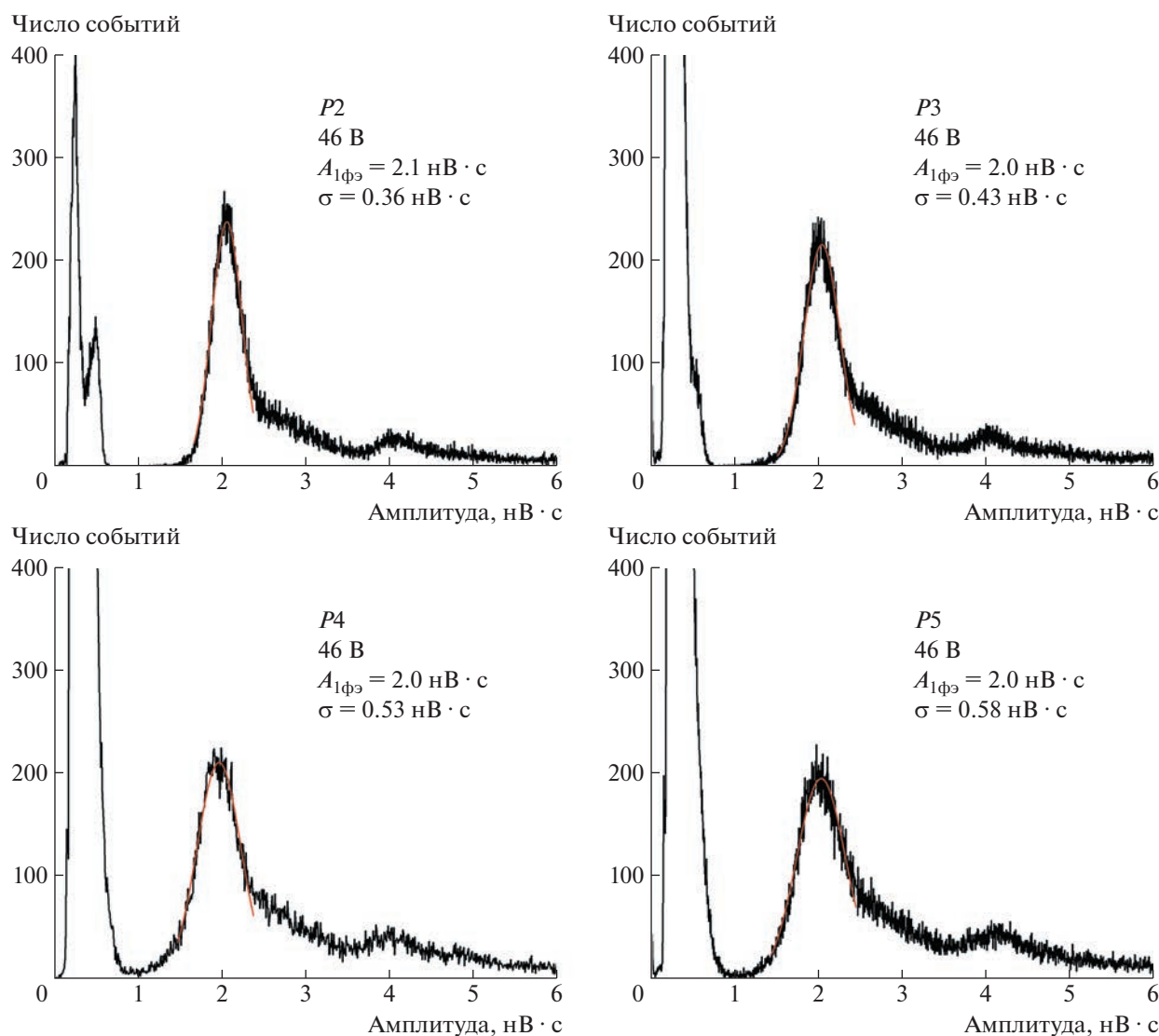


Рис. 10. Амплитудные спектры матриц с параллельным соединением различного числа Si-ФЭУ ($P2-P5$) при напряжении смещения 46 В.

ются, что затрудняет понимание, чему соответствует каждая часть спектра. Справа показан спектр, полученный при напряжении 48 В на Si-ФЭУ; здесь пик внешней наводки отделяется от сигнального спектра. Это позволяет не только оценить амплитуду однофотозлектронного сигнала Si-ФЭУ при напряжении 48 В, но и понять взаимное расположение пика наводки и сигнального спектра при более низких напряжениях на Si-ФЭУ, в частности при 46 В. Видно, что средняя интегральная амплитуда однофотозлектронного сигнала при равных напряжениях смещения для матрицы $S2$ гораздо ниже, чем для одиночного Si-ФЭУ (см. рис. 9), а сам спектр выглядит более размытым; пик, соответствующий регистрации двух фотоэлектронов, практически не виден. Последнее обстоятельство может быть связано, в частности,

с тем, что при достаточно редких сигналах ток, текущий через цепочку соединенных последовательно Si-ФЭУ, оказывается мал, что приводит к неравномерному распределению напряжения между Si-ФЭУ.

Амплитудные характеристики

При описании работы Si-ФЭУ часто используют зависимость средней интегральной амплитуды однофотозлектронного сигнала от напряжения смещения, так как она после соответствующей калибровки позволяет определить усилительную характеристику Si-ФЭУ, которая описывается линейной функцией [23]. Средняя интегральная амплитуда однофотозлектронного сигнала определяется при этом как разница средних значений

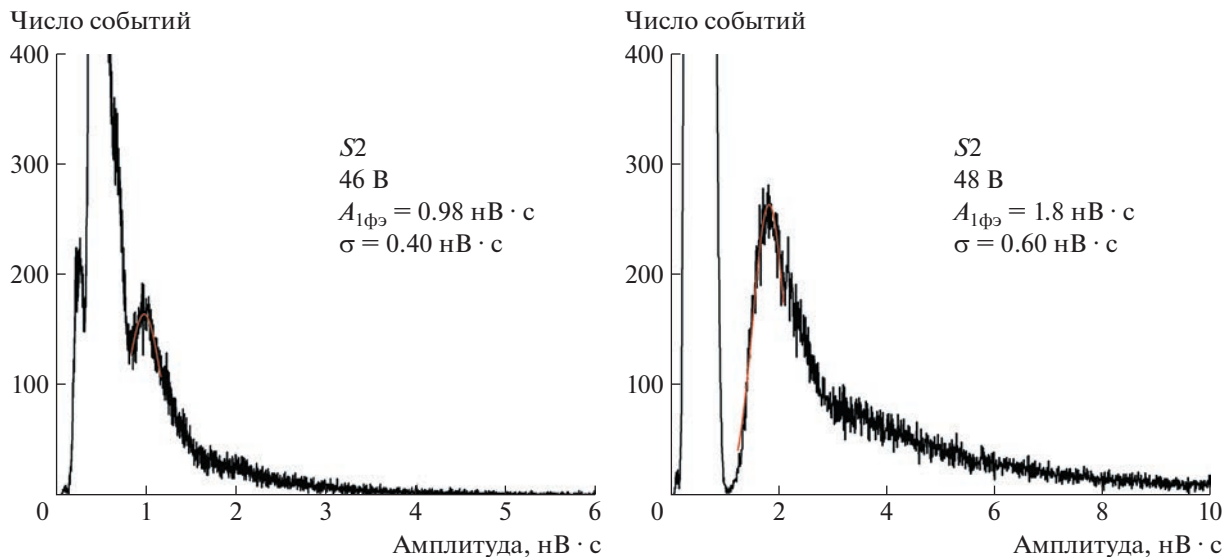


Рис. 11. Амплитудные спектры матрицы с последовательным соединением ($S2$) при напряжениях смещения 46 В (слева) и 48 В (справа).

амплитуды соседних пиков амплитудного распределения или как положение первого пика относительно нуля. Стоит отметить, что такой метод применим, когда пики распределения симметричны, как, например, в [31]. Однако, как видно из рис. 9–11, особенностью работы исследуемого Si-ФЭУ является наличие правого хвоста у фотоэлектронных пиков, связанного с послеимпульсами. В такой ситуации актуальным становится вопрос о методе определения средней интегральной амплитуды однофотоэлектронного сигнала.

Авторы видят два возможных метода. В первом предлагается оценивать среднюю амплитуду по той части спектра, которая включает в себя правый “хвост” (на рис. 9 эти области выделены стрелками). Во втором методе предлагается рассматривать только симметричную часть пика, отбросив “хвост”, аппроксимировать эту часть функцией Гаусса (см. линии аппроксимации на рис. 9–11) и таким образом получить оценки среднего значения и стандартного отклонения.

На рис. 12 представлены зависимости средней амплитуды однофотоэлектронного сигнала для одиночных Si-ФЭУ, полученные описанными методами. Данные усреднены по 11-ти имеющимся каналам. В качестве ошибок взято максимальное отклонение от среднего. Темными точками показаны данные, полученные с использованием симметричной части пика, сплошной линией показана линейная аппроксимация этих точек. Светлыми квадратами показаны данные, полученные с учетом правого “хвоста”, штриховой линией — линейная аппроксимация, проведенная через первые три точки.

Согласно рис. 12, чем выше напряжение смещения, тем сильнее отличие между амплитудами, определенными разными методами. Этот факт связан с увеличением вероятности послеимпульсов с повышением напряжения смещения. В отличие от данных, полученных с учетом правого “хвоста”, точки, полученные с использованием симметричной части пика, хорошо описываются линейной зависимостью, как и ожидалось, в связи с линейностью усилительной характеристики. Следовательно, далее для вычисления амплитудных зависимостей будем использовать метод, где учитывается только симметричная часть пика.

На рис. 13 представлены зависимости средней амплитуды однофотоэлектронного сигнала от напряжения для матриц с параллельным соединением элементов ($P2-P5$) и для матриц с последовательным соединением ($S2$). В пределах ошибок зависимости описываются линейными функциями. Кроме того, в пределах ошибок данные для матриц $P2-P5$ совпадают. Как и ожидалось, амплитуда однофотоэлектронного сигнала для матрицы $S2$ меньше, чем амплитуда для одиночного Si-ФЭУ, причем в пределах ошибок зависимость амплитуды от числа Si-ФЭУ в матрице описывается как $A_i^{SN_s}/A_i^S = 1/N_s$. В табл. 3 представлены коэффициенты линейных параметризаций $A_i = (V - U_{bd})G$, описывающих зависимости средней амплитуды однофотоэлектронного сигнала от напряжения для различных матриц.

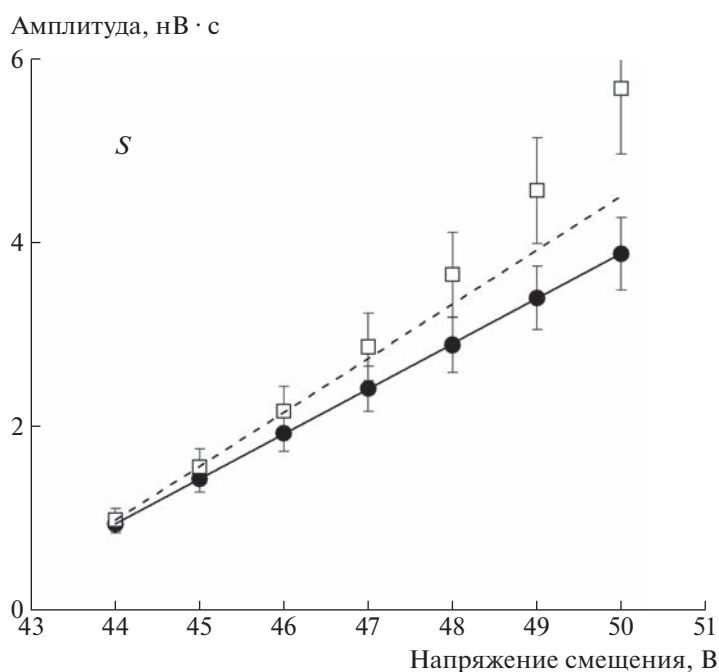


Рис. 12. Зависимость средней амплитуды однофотоелектронного сигнала, вычисленной как среднее по части спектра, включающей “хвост”, (светлые квадраты) и как среднее по симметричной части спектра (темные точки), от напряжения для одиночного Si-ФЭУ. Данные усреднены по 11-ти имеющимся каналам.

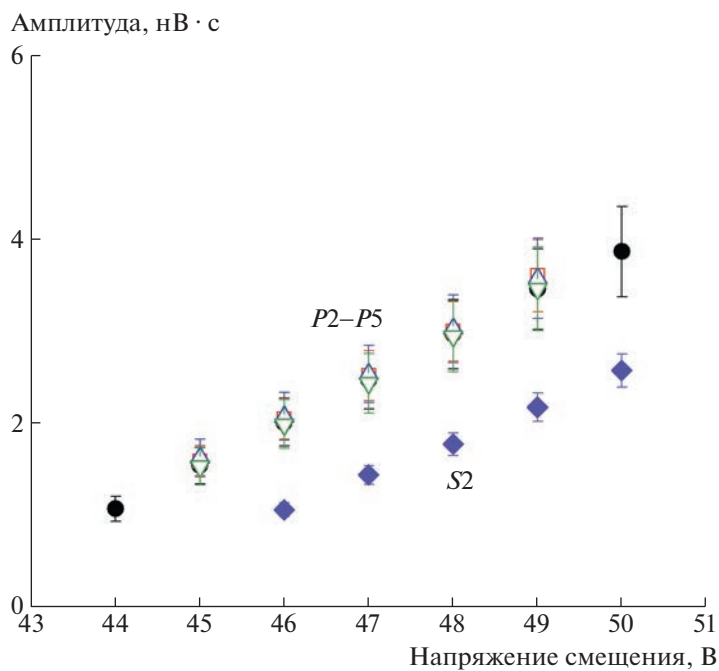


Рис. 13. Зависимость средней амплитуды однофотоелектронного сигнала от напряжения для матриц с параллельным соединением различного числа Si-ФЭУ ($P2-P5$) и с последовательным соединением Si-ФЭУ ($S2$).

Таблица 3. Коэффициенты линейных функций, описывающих зависимости средней амплитуды однофотозлектронного сигнала от напряжения для различных матриц

Константа параметризации	Конфигурация Si-ФЭУ					
	S	$P2$	$P3$	$P4$	$P5$	$S2$
G , нс	0.49	0.47	0.49	0.48	0.47	0.37
U_{bd} , В	42.1	41.7	41.8	41.6	41.8	43.1

Уровень наводок

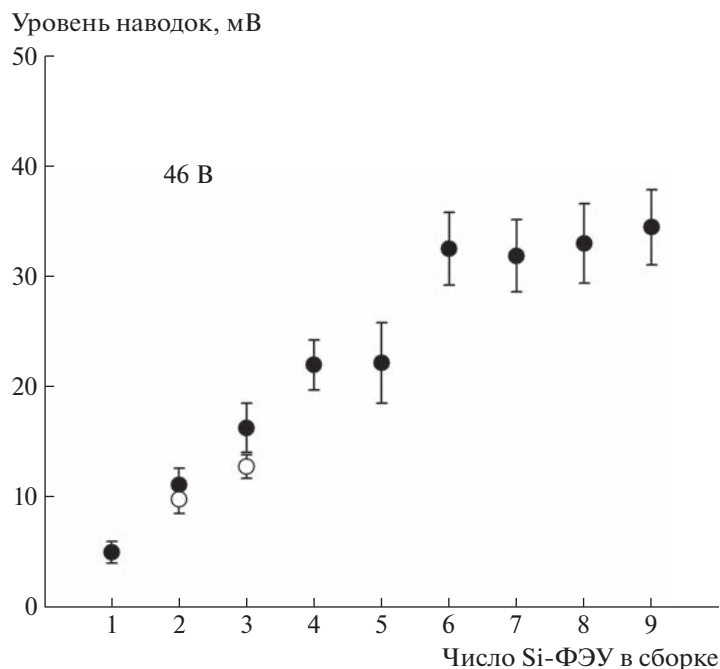
Помимо параметров фотозлектронных сигналов, для различных матриц Si-ФЭУ были исследованы уровни внешних наводок. С этой целью для каждого канала вычислялось среднеквадратичное отклонение от среднего значения среди совокупности y -координат каждой точки в диапазоне времен, где события не содержат фотозлектронных пиков (от 90 до 160 мкс, см. рис. 7). Полученные значения усреднялись по всем каналам (для всех матриц, кроме $P6$ – $P9$, в которых был только один канал), а затем – по выборке из 1000 событий; среднеквадратичное отклонение значений в данной выборке принималось за ошибку.

На рис. 14 представлена зависимость уровня наводок от числа Si-ФЭУ в матрице при напряжении смещения 46 В. Видно, что уровень наводок сначала растет с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице, а при соединении больше шести Si-ФЭУ выходит на плато.

Обсуждение результатов

Результаты, полученные другими группами, на первый взгляд, несколько противоречат полученным нами результатам [16, 17, 32, 33]. В частности, в [32] сказано, что при последовательном соединении Si-ФЭУ сигнал с матрицы оказывается более быстрым, чем сигнал одиночного Si-ФЭУ. По-видимому, это связано с тем, что в данных работах параметр x не являлся малым, в отличие от нашей работы. В нашем же случае измерения проводились при криогенной температуре, когда гасящее сопротивление возрастает в 10–100 раз [19] по сравнению с комнатной температурой, что приводит к уменьшению параметра x .

Остановимся подробнее на достоинствах и недостатках исследованных типов соединения. Одним из достоинств последовательного соединения считается автоматическая регулировка перенапряжения [32], которая избавляет от необходимости подбора Si-ФЭУ с одинаковыми напряжениями

**Рис. 14.** Зависимость уровня наводок (среднеквадратического отклонения) от числа Si-ФЭУ в матрице при напряжении смещения 46 В. Темные точки – одиночный Si-ФЭУ и матрицы с параллельным соединением различного числа Si-ФЭУ ($P2$ – $P9$); светлые точки – матрицы с последовательным соединением Si-ФЭУ ($S2$ и $S3$).

пробоя, что особенно важно в экспериментах, где количество каналов Si-ФЭУ велико. С другой стороны, при достаточно редких сигналах (в частности, при криогенных температурах, когда скорость счета шумов Si-ФЭУ невелика) ток, текущий через цепочку соединенных последовательно Si-ФЭУ, оказывается мал, что препятствует автоматической регулировке перенапряжения. Другим достоинством последовательного соединения является более быстрый по сравнению с параллельным соединением сигнал [32]. В то же время последовательное соединение имеет и минусы, в частности: необходимость прикладывать большее рабочее напряжение (пропорционально числу Si-ФЭУ в матрице) и более низкая амплитуда по сравнению с одиночными Si-ФЭУ.

Что касается параллельного соединения, в качестве плюсов можно указать, что для матриц с таким типом соединения амплитуда сигнала практически не изменяется с увеличением числа Si-ФЭУ, а рабочее напряжение остается таким же, как для одиночного Si-ФЭУ. Однако при работе с матрицей с параллельным соединением Si-ФЭУ длительность сигнала увеличивается, пусть и незначительно, что является минусом при быстрых измерениях. Кроме того, при параллельном соединении необходимо подбирать Si-ФЭУ с близкими напряжениями пробоя [33], чтобы получить схожие рабочие характеристики каждого Si-ФЭУ в матрице, в частности: близкие однофотонные амплитуды и вероятности оптических перекрестных наводок. Так как используемые нами Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE имеют небольшой разброс по напряжению пробоя, в нашем случае отдельный подбор Si-ФЭУ не требуется.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению работы матриц Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE с параллельным и последовательным подключением элементов при температуре жидкого аргона для применения в двухфазном криогенном детекторе темной материи, разрабатываемом в ИЯФ СО РАН.

В работе проведены теоретические расчеты характеристик сигнала (амплитуды и длительности) для одиночного Si-ФЭУ и для матриц с параллельным и последовательным соединением элементов. В результаты вычислений входит параметр $x = \frac{R_g}{R_q} N$, от которого зависит характер изменения сигнала при объединении Si-ФЭУ в матрицы. Для оценки величины данного параметра было измерено полное гасящее сопротивление $R_{tot} = R_q / N$ Si-ФЭУ при криогенной температуре. Оказалось, что $x \approx 4 \cdot 10^{-3} \ll 1$. При таком малом параметре x ожидается, что длительность

сигнала при последовательном и параллельном соединениях будет с хорошей точностью совпадать с длительностью сигнала одиночного Si-ФЭУ. Ожидается также, что интегральная амплитуда будет оставаться постоянной с увеличением числа элементов при параллельном соединении и уменьшаться обратно пропорционально числу элементов при последовательном соединении.

Экспериментально исследованы следующие матрицы Si-ФЭУ: с параллельным соединением элементов ($P2-P9$) и с последовательным ($S2, S3$). Длительность сигнала при последовательном соединении Si-ФЭУ с хорошей точностью не изменяется, что согласуется с теорией. Длительность сигнала при параллельном соединении увеличивается с числом Si-ФЭУ в матрице, что противоречит проведенным оценкам. Вероятнее всего, это связано с работой усилителя: с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице с параллельным соединением элементов растет общая емкость на входе зарядочувствительного усилителя, из-за чего усилитель сильнее искажает сигнал.

Что касается интегральной амплитуды сигнала, эксперимент подтвердил отсутствие в пределах ошибок влияния на данную величину числа элементов в матрице при параллельном соединении. При этом в матрицах с последовательным соединением наблюдается ожидаемое падение интегральной амплитуды, обратно пропорциональное числу элементов в матрице в пределах ошибки.

Уровень наводок сначала растет с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице, причем это верно для любого типа соединения элементов, а при большем числе Si-ФЭУ зависимость выходит на плато. Для матриц с последовательным соединением уровень наводок оказывается сопоставим с сигналом, что затрудняет определение амплитуды однофотонного сигнала по спектру. То же касается и матриц с параллельным соединением с количеством элементов более 5.

Таким образом, по результатам данной работы для дальнейшего использования в двухфазном криогенном детекторе темной материи выбрана матрица Si-ФЭУ, состоящая из четырех элементов, соединенных параллельно ($P4$), так как для такой матрицы продемонстрирована надежная регистрация однофотонных импульсов на фоне внешней наводки, а длительность сигнала увеличивается по сравнению с одиночным Si-ФЭУ не слишком сильно — на 20%. Кроме того, четыре элемента удобно расположить в виде квадрата, получив фотосенсоры размером 1.2×1.2 см.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа частично поддержана Российским научным фондом (проект № 21-72-00014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akimov D.Y., Bolozdynya A.I., Buzulutskov A.F., Chepel V. Two-phase Emission Detectors. World Scientific, 2021. P. 1.332.
<https://doi.org/10.1142/12126>
2. Chepel V., Araujo H. // JINST. 2013. V. 8. P. R04001.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/R04001>
3. Arcadi G., Dutra M., Ghosh P., Lindner M., Mambrini M., Pierre M., Profumo S., Queiroz F. S. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 203.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5662-y>
4. DarkSide Collaboration. Aalseth C.E. et al. // Eur. Phys. J. Plus. 2018. V. 133. P. 129.
<https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>
5. DarkSide Collaboration. Aalseth C.E. et al. // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 163.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08801-2>
6. Baudis L., Galloway M., Kish A., Marentini C., and Wulf J. // JINST. 2018. V. 13. P. 10022.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10022>
7. Acerbi F., Paternoster G., Capasso M., Marcante M., Mazzi A., Regazzoni V., Zorzi N., Gola A. // Instruments. 2019. V. 3. P. 15.
<https://doi.org/10.3390/instruments3010015>
8. Yamamoto K., Nagano T., Yamada R., Ito T., Ohashi Y. // JPS Conference Proceedings. 2019. V. 27. P. 011001.
<https://doi.org/10.7566/JPSCP.27.011001>
9. Garutti E. // JINST. 2011. V. 6. P. C10003.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/10/C10003>
10. Anderhub H., Backes M., Biland A., Boccone V., Braun I., Bretz T., Bu J., Cadoux F., Commichau V., Djambazov L., Dornier D., Einecke S., Eisenacher D., Gendotti A., Grimm O. et al. // JINST. 2013. V. 8. P. P06008.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/06/P06008>
11. Mora A.D., Martinenghi E., Contini D., Tosi A., Boso G., Durduran T., Arridge S., Martelli F., Farina A., Torricelli A., Pifferi A. // Optics Express. 2015. V. 23(11). P. 13937.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.013937>
12. Modi M.N., Daie K., Turner G.C., Podgorski K. // Optics Express. 2019. V. 27(24). P. 35830.
<https://doi.org/10.1364/OE.27.035830>
13. Otte A.N., Barral J., Dolgoshein B., Hose J., Klemm S., Lorenz E., Mirzoyan R., Popova E., and Teshima M. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2005. V. 545(3) P. 705.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.02.014>
14. Renker D. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2006. V. 567. P. 48.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.060>
15. Ozaki K., Kazama S., Yamashita M., Itow Y. and Moriyama S. // JINST. 2021. V. 16. P. P03014.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/03/P03014>
16. Cervi T., Babicz M.E., Bonesini M., Falcone A., Kose U., Nessi M., Menegolli A., Pietropaolo F., Raselli G.L., Rossella, M. Torti M., Zani A. // JINST. 2017. V. 12. P. C03007.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/C03007>
17. D'Incecco M., Galbiati C., Giovanetti G.K., Korga G., Li X., Mandarano A., Razeto A., Sablone D., Savarese C. // IEEE Trans. on Nucl. Science. 2017. V. 65. P. 591.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2017.2774779>
18. Bondar A., Buzulutskov A., Dolgov A., Shemyakina E., Sokolov A. // JINST. 2015. V. 10. P04013.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/04/P04013>
19. Bondar A., Buzulutskov A., Dolgov A., Shekhtman L., Shemyakina E., Sokolov A., Breskin A., Thers D. // JINST. 2014. V. 9. P. P08006.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/P08006>
20. Popova E.V., Buzhan P.Zh., Stifutkin A.A., Ilyin A.L., Mavritskii O.B., Egorov A.N., Nastulyavichius A.A. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 737. P. 012041.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012041>
21. Cova S., Ghioni M., Lacaita A., Samori C., Zappa F. // Applied Optics. 1996. V. 35. No. 12. P. 1956.
<https://doi.org/10.1364/AO.35.001956>
22. <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mpcc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html>
23. <https://www.hamamatsu.com/>
24. Bondar A., Buzulutskov A., Grebenuk A., Pavlyuchenko D., Snopkov R., Tikhonov Y., Kudryavtsev V.A., Lightfoot P.K., Spooner N.J.C. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2007. V. 574. P. 493.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.090>
25. Bondar A., Buzulutskov A., Dolgov A., Nosov V., Shekhtman L., Shemyakina E., Sokolov A. // Europhysics Letters. 2015. V. 112. P. 19001.
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/112/19001>
26. Bondar A., Borisova E., Buzulutskov A., Frolov E., Sokolov A. // JINST. 2020. V. 15. P. C06064.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06064>
27. Buzulutskov A., Frolov E., Borisova E., Nosov V., Oleynikov V., Sokolov A. // Eur. Phys. J. C. 2022. V. 82. P. 839.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10792-1>
28. Aalseth C.E., Abdelhakim S., Agnes P., Ajaj R., Albuquerque I.F.M., Alexander T., Alici A., Alton A.K., Amundruz P., Ameli F., Anstey J., Antonioli P., Arba M., Arcelli S., Ardito R. et al. // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 153.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08801-2>
29. Rosado J., Hidalgo S. // JINST. 2015. V. 10. P. P10031.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10031>
30. Horowitz P., Hill W. The art of electronics. 3rd edition. Cambridge University Press, 2015. Chapters 8.5.7. P. 497–499 и 8.11.3. P. 538–539.
31. Bondar A., Buzulutskov A., Grebenuk A., Sokolov A., Akimov D., Alexandrov I. and Breskin A. // JINST. 2010. V. 5. P. P08002.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/08/p08002>
32. Collazuol G. // The 15th Vienna Conference on Instrumentation VCI-2019. 18–22 Feb 2019. Vienna University of Technology. P 86, <https://indi.to/DyMp5>
33. Cervi T., Babicz M., Bonesini M., Falcone A., Menegolli A., Raselli G.L., Rossella M., Torti M. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2018. V. 912 P. 209.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.11.038>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8

ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И СВЕТОВОЙХОД ОБРАЗЦОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2023 г. Ф. Ф. Губер^а, А. П. Ивашкин^а, Н. М. Карпушкин^{а,*},
А. И. Махнев^а, С. В. Морозов^а, Д. В. Серебряков^а

^аИнститут ядерных исследований РАН
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 27

*e-mail: karpushkin@inr.ru

Поступила в редакцию 13.10.2022 г.

После доработки 20.10.2022 г.

Принята к публикации 12.12.2022 г.

Для идентификации нейтронов, образующихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях до 4 АГэВ в эксперименте BM@N с фиксированной мишенью на Нуклотроне (ОИЯИ, Дубна), и измерения их энергии планируется создать новый компактный времяпролетный детектор нейтронов. Этот детектор будет использоваться для измерения выходов и азимутальных потоков нейтронов, которые, как показано в различных теоретических моделях, должны быть чувствительны к уравнению состояния плотной ядерной материи. В качестве чувствительных элементов для активных слоев детектора нейтронов предлагается использовать пластиковые сцинтилляторы российского производства, а для регистрации фотонов — кремниевые фотоумножители с чувствительной площадью $6 \times 6 \text{ мм}^2$, по одному на каждую сцинтилляционную ячейку. Для достижения требуемого разрешения (порядка нескольких процентов) по энергии нейтронов в диапазоне энергий нейтронов до 4 ГэВ временное разрешение сцинтилляционных детекторов должно быть 100–150 пс. Обсуждается концепция времяпролетного нейтронного детектора. Приводятся результаты проведенных измерений световых ходов и временного разрешения ряда образцов сцинтилляционных детекторов различных размеров. Результаты получены при использовании кремниевых фотоумножителей двух типов.

DOI: 10.31857/S0032816223030060, EDN: IRMZMA

ВВЕДЕНИЕ

BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) является действующим экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA (ОИЯИ, Дубна, Россия) [1]. Исследовательская программа эксперимента BM@N направлена на изучение фазовой диаграммы состояния ядерной материи при высокой барионной плотности, которая образуется в процессе столкновения тяжелых ядер при энергиях до 4 АГэВ (где A — массовое число налетающих ядер). Плотность ядерной материи при таких энергиях столкновения может достигать значений, в несколько раз превышающих плотность обычной ядерной материи [2]. Значительный вклад в уравнение состояния ядерной материи, устанавливающее связь между давлением, плотностью, энергией и температурой, вносит также член, который характеризует степень изоспиновой (протон-нейтронной) асимметрии ядерной материи — энергию симметрии. В ряде эксперимен-

тов, выполненных ранее в GSI при энергиях налетающих ионов до 1 АГэВ, было показано, что отношения азимутальных прямых и эллиптических потоков нейтронов и протонов чувствительны к вкладу энергии симметрии в уравнения состояния [3–5]. При энергиях налетающих ионов в диапазоне 1–4 АГэВ экспериментальные данные по азимутальным потокам нейтронов отсутствуют, хотя именно в этой области энергий эти данные, совместно с данными по азимутальным потокам протонов, позволили бы определить параметры уравнения состояния плотной ядерной материи. Исследование зависимости энергии симметрии от плотности ядерной материи является принципиально важным как для ядерной физики, так и для астрофизики, поскольку структура нейтронных звезд, процессы при взрывах сверхновых, излучение гравитационных волн при слиянии звезд-компаньонов в двойных нейтронных звездах также тесно связаны с понятием энергии симметрии ядерной материи.

В ближайшие годы измерения азимутальных потоков нейтронов при энергии налетающих тяжелых ионов в диапазоне 1–4 АГэВ возможны только в эксперименте BM@N на выведенном пучке Нуклотрона в ОИЯИ. Азимутальные потоки протонов можно будет измерять с помощью существующей детекторной системы BM@N, а для измерения азимутальных потоков нейтронов необходимо разработать и изготовить новый детектор нейтронов.

КОНЦЕПЦИЯ НЕЙТРОННОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

В экспериментах, выполненных в GSI, при измерениях азимутальных прямых и эллиптических потоков нейтронов, полученных в столкновениях ядер золота при энергиях меньше 1 АГэВ, для идентификации нейтронов и измерения их энергии использовался времяпролетный детектор LAND [6]. Отдельные активные элементы детектора LAND представляют собой сборки из десяти чередующихся слоев длинных пластин пластикового сцинтиллятора и железа с размерами $200 \times 10 \times 0.5$ см. Свет с торцов каждой такой сборки считывается двумя фотоумножителями. Временное разрешение этого детектора составляет порядка 250 пс, координатная точность восстановления точки первого взаимодействия нейтрона в детекторе – порядка 3 см. Эффективность регистрации LAND одного нейтрона в событии составляет порядка 80% при энергии нейтрона более 400 МэВ.

Для экспериментов по исследованию свойств ядерной материи, образующейся при столкновениях радиоактивных ядер, которые планируются проводить в рамках R3B проекта на строящемся ускорительном комплексе FAIR в Дармштадте, Германия, изготавливается новый нейтронный детектор – NeuLAND [7]. Этот детектор собран только из пластиковых сцинтилляционных пластин с размером сцинтиллятора $250 \times 5 \times 5$ см. Свет с противоположных торцов сцинтилляционных пластин считывается также двумя фотоумножителями. Временное разрешение NeuLAND составляет 150 пс, координатная точность восстановления точки первого взаимодействия нейтрона в детекторе – 1.5 см. Эффективность регистрации одного нейтрона в событии достигает более 95% при энергии нейтрона в диапазоне 400–1000 МэВ. Часть уже изготовленного детектора предлагается использовать в эксперименте по измерению энергии симметрии в столкновениях ядер золота при энергиях меньше 1 АГэВ в эксперименте на ускорителе SIS18 в GSI [8].

Однако нейтронные детекторы типа LAND или NeuLAND не могут быть использованы для измерения азимутальных потоков нейтронов в области энергий сталкивающихся ядер более 1 АГэВ из-за

недостаточной гранулярности этих детекторов. Поэтому, в отличие от детекторов LAND и NeuLAND, в разрабатываемом нейтронном детекторе для эксперимента BM@N сцинтилляционные слои предлагается собирать из отдельных небольших пластиковых сцинтилляционных детекторов с площадью около 10–20 см².

Свет с каждого из этих сцинтилляционных детекторов предполагается считать напрямую с помощью полупроводниковых кремниевых фотоумножителей. Похожую структуру имеет, например, сегментированный адронный калориметр Fe-ANCal, созданный коллаборацией CALICE [9]. Но в этом детекторе свет с отдельных пластин сцинтилляционных детекторов собирается с помощью спектросмещающего оптоволокну, что не позволяет получить временное разрешение порядка 100–150 пс.

Создание нейтронного детектора для BM@N требует выполнения целого комплекса исследований, включающих в себя как моделирование геометрии активных и пассивных элементов детектора для достижения необходимого разрешения по энергии нейтронов и эффективности регистрации нейтронов, так и разработку алгоритмов и программного обеспечения для реконструкции энергии нейтронов, разработку системы считывания и т.д.

Детектор нейтронов должен обеспечивать измерение кинетической энергии нейтронов в диапазоне от 300 МэВ до 4 ГэВ с точностью до нескольких процентов. Для того чтобы получить такое энергетическое разрешение по энергии нейтронов при максимально возможной на BM@N времяпролетной базе порядка 6 м, необходимо, чтобы каждый из сцинтилляционных детекторов в активном слое нейтронного детектора имел временное разрешение порядка 100–150 пс. Это накладывает ограничение как на допустимые поперечные геометрические размеры сцинтилляционных детекторов, так и на их толщину. Это обусловлено тем, что свет предполагается регистрировать одним кремниевым фотоумножителем с чувствительной площадью 6×6 мм². Выбор поперечного размера сцинтилляционного детектора имеет важное значение и для оптимизации стоимости нейтронного детектора. Так, рассматривая нейтронный детектор с поперечными размерами 40×40 см², для одного активного слоя понадобится 100 сцинтилляционных детекторов с поперечным размером 4×4 см² или 169 таких детекторов с поперечным размером 3×3 см². Поскольку полное число активных продольных слоев в детекторе оценивается на уровне 15–20, одним из первых шагов при разработке нейтронного детектора является оптимизация геометрических

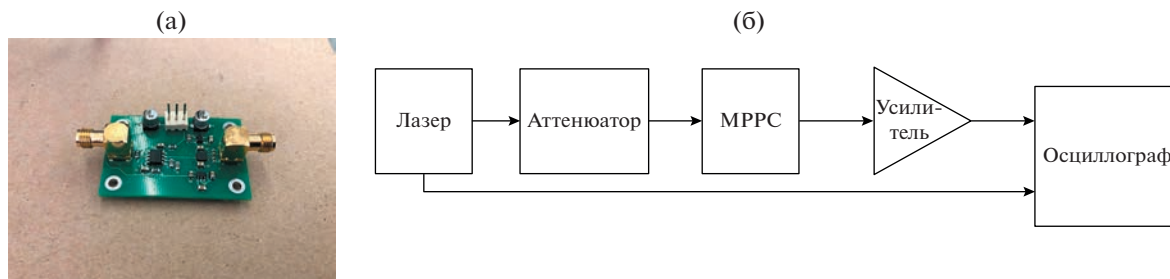


Рис. 1. Фото усилителя (а) и схема установки для измерения собственного разрешения тракта фотоприемника с усилителем (б). МРРС - многопиксельный счетчик фотонов (кремниевый фотоумножитель).

размеров сцинтилляторов и выбор доступных кремниевых фотоумножителей для получения требуемого временного разрешения.

В следующих разделах приводятся описание конструкции сцинтилляционных детекторов и установки для измерения временного разрешения на космических мюонах, а также результаты измерений для различных размеров детекторов, сцинтилляционных материалов и используемых кремниевых фотоумножителей.

КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Для измерения временного разрешения сцинтилляционных детекторов было изготовлено несколько образцов сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами 40×40 , 35×35 и 30×30 мм². Ячейки выполнены на основе полистирола с добавками 1.5% паратерфенила и 0.01% РОРОР. Кроме того, использовались и пластиковые сцинтилляционные ячейки, изготовленные в АО ИФТП [10] на основе полистирола, но с другим процентным соотношением добавок. Толщина всех детекторов составляла 25 мм. Одна из больших граней сцинтилляторов была покрыта черной светопоглощающей лентой с окном 6×6 мм в центре, в которое устанавливался кремниевый фотоумножитель. Другие грани были покрыты белым красителем на основе TiO_2 , обеспечивающим эффективное диффузное отражение.

Фотоприемники (кремниевые фотоумножители) были смонтированы на разработанных несущих печатных платах. Оптический контакт со сцинтиллятором обеспечивался тонким слоем диметилсилоксана (Dow Corning 200). Сцинтиллятор и плата с фотоприемником были помещены в светозащитный корпус, изготовленный из пластика с помощью 3D-печати.

В качестве фотоприемников использовались кремниевые фотоумножители SensL MicroFJ-60035TSV и Hamamatsu S13360-6050PE. Оба фотоприемника имеют эффективность регистрации

фотонов 41%, но расчетное усиление кремниевых фотоумножителей SensL ($3 \cdot 10^6$) в 2 раза выше, чем у Hamamatsu ($1.7 \cdot 10^6$). Кроме того, у фотоприемника SensL имеется емкостно-сопряженный “быстрый” выход, который также возможно использовать для считывания сигнала с этого фотоприемника. Сигнал со сцинтилляционного детектора с фотоприемником Hamamatsu усиливался с помощью усилителя (усиление 20 дБ, полоса 600 МГц по уровню -3 дБ, шум < 2.2 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$), рис. 1а. Для фотоприемника SensL использовался усилитель с коэффициентом усиления 2.5 (8 дБ).

Собственное временное разрешение фотоприемника с усилителем было измерено с помощью полупроводникового лазера с длиной волны 408 нм и длительностью импульсов менее 300 пс. Был измерен разброс задержки между триггерным сигналом лазера и откликом фотоприемника, который составил 30–40 пс. Схема измерений приведена на рис. 1б.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА КОСМИЧЕСКИХ МЮОНАХ

Для измерений временного разрешения образцов сцинтилляционных детекторов на космических мюонах детекторы были включены в состав мюонного телескопа: испытуемый детектор помещался на штанге над стартовым детектором, а набор данных выполнялся по порогу амплитуды испытуемого детектора. В качестве стартового детектора использовался микроканальный фотоэлектронный умножитель Photonis XP85012-FIT/Q с радиатором из кварца толщиной 20 мм, работающий как черенковский детектор. Этот фотоумножитель был разработан для детектора FIT в эксперименте ALICE [11], временное разрешение такого детектора 22 пс. Сигнал со сцинтилляционного детектора вместе с сигналом от стартового детектора оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя CAEN DT5742. Схема и фото установки приведены на рис. 2.

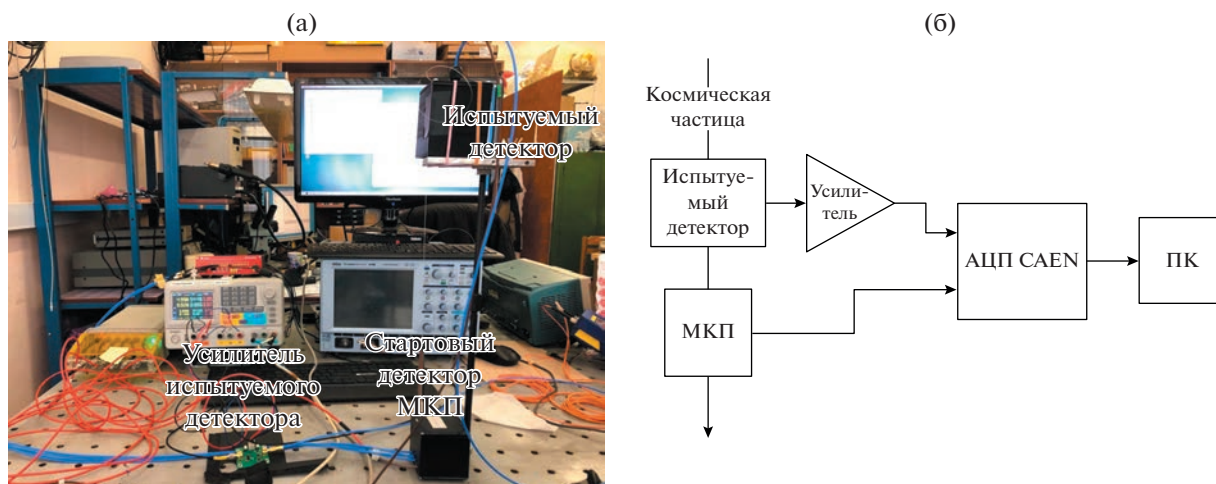


Рис. 2. Фотография установки (а) и схема установки для измерения характеристик детекторов на космических мюонах (б). Роль стартового детектора выполняет микроканальная пластина (МКП) Photonis XR85012-FIT/Q.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ АМПЛИТУДНЫХ И ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Измерения амплитудных и временных параметров сцинтилляционных детекторов выполнены для российских пластиковых сцинтилляторов различных типов с разными поперечными размерами, но одинаковой толщины (25 мм), а также с двумя типами фотоприемников и усилителей. Варианты конфигураций и результаты измерений представлены в табл. 1. Для определения свето-

выхода, выраженного в фотоэлектронах, были проведены измерения откликов фотоприемников при их облучении лазером. Эти измерения позволили установить связь между величиной наблюдаемого сигнала, выраженной в милливольтках, с величиной сигнала, выраженной в фотоэлектронах. Для этого была использована следующая процедура. Известно, что спектр отклика кремниевое фотоумножителя подчиняется статистике Пуассона, где наблюдается равенство между математическим ожиданием и дисперсией случайной величины, роль которой в данном случае

Таблица 1. Результаты измерения световых и временных разрешений сцинтилляционных детекторов на космических мюонах

Сцинтиллятор	Кремниевый фотоумножитель	Число фотоэлектронов/МІР	Временное разрешение, пс
Производство АО “ИФТП”			
ПС-Б2, 40 × 40 мм ²	SensL	41 ± 11	265 ± 10
ПС-Б3, 40 × 40 мм ²	SensL	89 ± 25	184 ± 7
ПС-Н3-С, 40 × 40 мм ²	SensL	169 ± 28	160 ± 6
ПС-Н3-П, 40 × 40 мм ²	SensL	175 ± 28	171 ± 5
ПС-Н3-С, 30 × 30 мм ²	SensL	316 ± 49	129 ± 6
ПС-Н3-П, 30 × 30 мм ²	SensL	347 ± 53	133 ± 4
Производство ОИЯИ			
40 × 40 мм ²	SensL	144 ± 32	183 ± 6
40 × 40 мм ²	Hamamatsu	100 ± 19	200 ± 4
30 × 30 мм ²	Hamamatsu	171 ± 30	142 ± 6

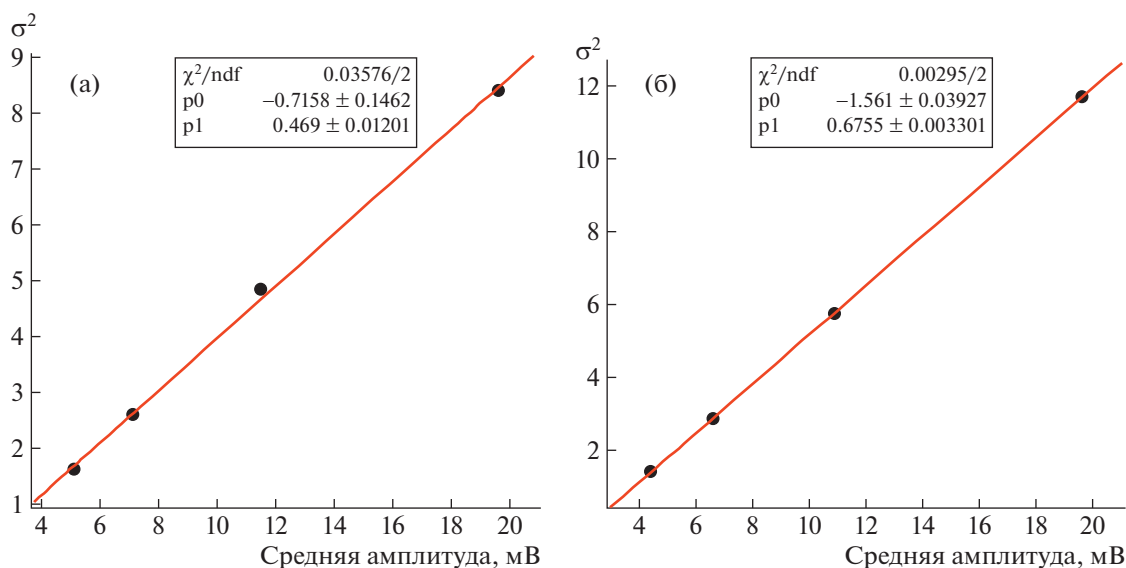


Рис. 3. Зависимость дисперсии измеренного сигнала от его средней амплитуды при измерении фотоприемниками: Hamamatsu S13360-6050PE (а) и SensL MicroFJ-60035TSV (б).

выполняет число зарегистрированных фотоэлектронов. Таким образом, наклон линейной зависимости дисперсии измеренного сигнала от его среднего отражает связь между выходной амплитудой импульса и числом фотоэлектронов. Отклики обоих фотоприемников были измерены при облучении их короткими вспышками от лазерного источника с различными интенсивностями. Результат измерения для фотоприемника Hamamatsu S13360-6050PE показан на рис. 3а, а для SensL MicroFJ-60035TSV — на рис. 3б.

Как видно из результатов линейной аппроксимации, для фотоприемника Hamamatsu было получено значение 0.47 мВ/фотоэлектрон, а для фотоприемника SensL это значение составило 0.68 мВ/фотоэлектрон. Далее, среднее значение амплитуды сигнала, полученного при прохождении космических мюонов через сцинтиллятор, являющихся минимально ионизирующими частицами (MIP — Minimum Ionizing Particles), было выражено в фотоэлектронах. Полученные таким образом значения световых выходов в единицах фотоэлектронов приведены в табл. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерено временное разрешение на космических мюонах для различных типоразмеров сцинтилляционных детекторов, изготовленных из российских пластиковых сцинтилляторов с использованием двух типов фотоприемников для считывания сигналов. Показано, что для заданного типоразмера сцинтиллятора временное раз-

решение при использовании фотоприемников SensL MicroFJ-60035TSV оказывается лучше по сравнению с Hamamatsu S13360-6050PE. Показано также, что временное разрешение лучше для детекторов, изготовленных с использованием сцинтилляторов ПС-НЗ-С.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в ИЯИ РАН и поддержана грантом Российского научного фонда № 22-12-00132.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность ОИЯИ и АО «ИФТП» за предоставление образцов сцинтилляторов для проведения измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* // JPS Conf. Proc. 2020. V. 32. P. 010093. <https://doi.org/10.7566/JPSCP.32.010093>
2. *Arsene I., Bravina L., Cassing W., Ivanov Yu., Larionov A., Randrup J., Russkikh V., Toneev V., Zeeb G., Zschesche D.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 034902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.034902>
3. FOPI Collaboration. *Leifels Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 963. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.963>
4. FOPI Collaboration. *Lambrecht D. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 350. P. 115. <https://doi.org/10.1007/BF01290679>
5. *Russotto P., Wu P., Zoric M., Chartier M., Leifels Y., Lemmon R., Li Q., Lukasik J., Pagano A., Pawłowski P.,*

- Trautmann W.* // Phys. Let. B. 2011. V. 697. P. 471.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.033>
6. LAND collaboration. *Blaich T. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 1992. V. 314. P. 136.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90507-Z](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90507-Z)
7. R3B collaboration. *Boretzky K. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2021. V. 1014. P. 165701.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165701>
8. *Russotto P., Le Fèvre A., Łukasik J., Boretzky K., Cozma M.D., De Filippo E., Gašparić I., Leifels Y., Lihtar I., Pirrone S., Politi G., Trautmann W.* // arXiv: 2105.09233 [nucl-ex].
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.09233>
9. CALICE collaboration. *Chadeeva M. et al.* // JINST. 2020. V. 15. Iss. 07. C07014.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/C07014>
10. URL <https://iftp.ru/>
11. ALICE Collaboration. *Karavicheva T. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012186.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012186>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО НЕЙТРИННОГО ДЕТЕКТОРА

© 2023 г. М. В. Данилов^a, Н. В. Ершов^b, А. С. Кобякин^{a,c}, Ю. Г. Куденко^{b,c,e,*}, В. Ю. Русинов^a,
Е. И. Тарковский^d, Д. В. Федорова^{b,c}, С. А. Федотов^b, А. А. Чвирикова^{b,e}, Д. О. Чернов^{b,e}

^aФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^bИнститут ядерных исследований РАН

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

^cМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Россия, 141701, Долгопрудный, Московской обл., Институтский пер., 9

^dНИИЦ “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^eМосковский инженерно-физический институт (НИЯУ МИФИ)

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: kudenko@inr.ru

Поступила в редакцию 02.12.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Представлены результаты измерений параметров сцинтилляционных вето-детекторов, которые планируется установить в промежуточном водном черенковском детекторе проекта Гипер-Камиоканде. Вето-детекторы представляют собой дисковые сцинтилляторы с вклеенными спектросмещающими волокнами и компактными фотоприемниками — кремниевыми фотоумножителями. Показано, что эффективность регистрации космических мюонов такими детекторами превышает 99%.

DOI: 10.31857/S0032816223030199, EDN: CVTNUU

ВВЕДЕНИЕ

Для повышения чувствительности эксперимента Гипер-Камиоканде [1], основной целью которого является поиск СР-нарушения в нейтринных осцилляциях, планируется создание промежуточного водного черенковского детектора массой ~1 кт, который будет установлен на расстоянии ~1 км от пионорождающей мишени на сильноточном протонном ускорителе J-PARC. Комбинация данных магнитного трекового детектора ND280 (ближнего нейтринного детектора эксперимента T2K [2]), который расположен на расстоянии 280 м от мишени, и промежуточного черенковского детектора позволит существенно снизить систематические погрешности осцилляционных измерений в эксперименте Гипер-Камиоканде.

В промежуточном детекторе в качестве фотоприемников черенковского света будут использоваться модули, имеющие форму полусферы и состоящие из 19-ти фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) диаметром 80 мм. Поскольку промежуточный детектор будет расположен в шахте глубиной всего несколько десятков метров, эффективная

идентификация и подавление фона от космических мюонов являются ключевыми условиями для успешного функционирования этого детектора. Рассматриваются несколько возможных вариантов вето-системы заряженных частиц. Одним из наиболее оптимальных является использование сцинтилляционных детекторов в форме дисков, которые устанавливаются в нижней части модуля (рис. 1). Сцинтилляционный сигнал регистрируется с помощью спектросмещающих волокон, вклеенных в сцинтиллятор, и кремниевых фотоумножителей (Si-ФЭУ). Геометрия этих детекторов и результаты тестов представлены в данной статье.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ И ОДНОРОДНОСТЬ ИХ СВЕТОВОХОДА

Сцинтилляционные детекторы состоят из двух полукругов, вырезанных из пластин сцинтиллятора на основе изготовленного ООО “Унипласт” (г. Владимир) методом экструзии полистирола с добавкой 1.5% паратерфенила и 0.25% РОРОР [3]. Детектор имеет диаметр 350 мм и толщину 7 мм

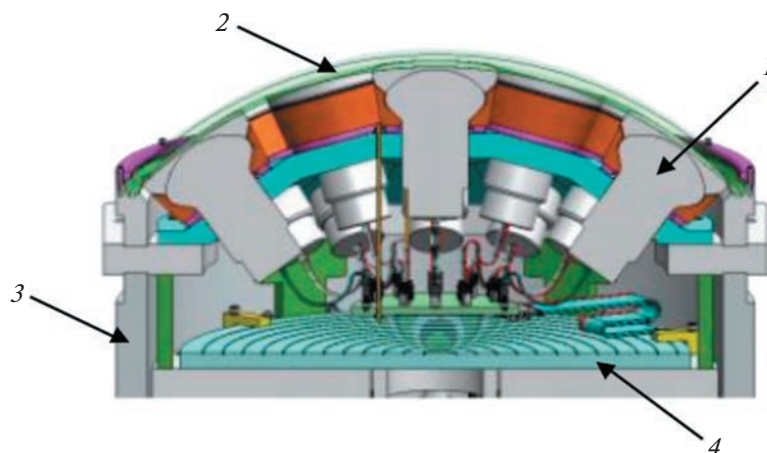


Рис. 1. Геометрия оптического модуля промежуточного водного черенковского детектора. 1 – ФЭУ, 2 – прозрачный колпак из акрила, 3 – корпус модуля, 4 – сцинтилляционный вето-детектор.

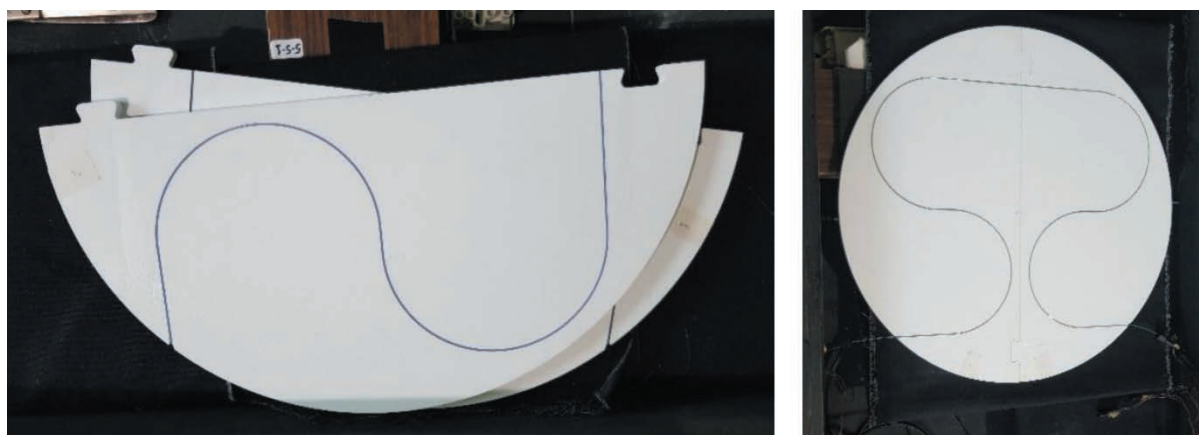


Рис. 2. Фотографии двух половин сцинтилляционного детектора (слева) и полного детектора (справа).

(рис. 2). На поверхности детектора путем химического вспенивания сцинтиллятора был образован тонкий (около 0.1 мм) слой с диффузным отражением. Свет с детектора собирался с помощью спектросмещающего волокна Y11(200)MSY диаметром 1 мм и длиной 650 мм, вклеенного в изогнутую (S-образную) канавку шириной 1.2 мм и глубиной 3.5 мм с помощью гелисилоксановой композиции СУРЭЛ-СЛ1 (ТУ 38.303.04.1-21-98) компании ООО СУРЭЛ. Такая форма канавки позволяет получить высокий световыход и высокую эффективность регистрации заряженных частиц в сцинтилляционных счетчиках мюонного детектора (Side Muon Range Detector – SMRD) [4, 5] в эксперименте T2K. Концы спектросмещающего волокна были обрезаны с помощью алмазного резца, что обеспечивает качество поверхности, близкое к качеству, получаемому полировкой. Свет с одного конца спектросмещающего волокна регистрируется Si-ФЭУ MPPC S13081-

050CS(X1), присоединенного с помощью простого оптического разъема. Другой конец волокна покрыт серебряной краской Silver Shine компании Eptainks, Italy. Два полукруга объединены в полный детектор, как показано на рис. 2 (справа).

Измерения однородности световыхода одной из половин сцинтилляционного детектора проводились с помощью радиоактивного источника ^{90}Sr . Источник был помещен в цилиндрический коллиматор из дюралюминия с диаметром отверстия 1 мм и длиной отверстия 6 мм. Внешний диаметр коллиматора равнялся 22 мм, а его высота составляла 60 мм. Испытуемый детектор находился на 6.5 мм ниже выхода коллиматора. На 6.5 мм ниже испытуемого детектора находился триггерный сцинтилляционный счетчик размером $30 \times 30 \times 5$ мм. Порог триггерного счетчика был близок к 0.5 МэВ. Моделирование с помощью программы GEANT4 показало, что среднее значение световыхода испытуемого детектора к электронам от ^{90}Sr близко

к среднему значению световыхода для минимально ионизирующих частиц, направленных перпендикулярно поверхности детектора, и слабо меняется при варьировании порога триггерного счетчика в диапазоне 0.2–0.5 МэВ.

Измерения одной половины детектора проводились при температуре 21–22°C и напряжении на Si-ФЭУ, равном 54 В. При этом оптическая связь между ячейками Si-ФЭУ (вероятность срабатывания соседних ячеек из-за фотонов от первичного сигнала) была меньше 5%, и на эту величину делалась поправка при вычислении числа зарегистрированных фотонов. Сигналы Si-ФЭУ усиливались и подавались на амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) LeCroy 2249A с воротами интегрирования 200 нс. Примеры распределений по величине сигналов в двух положениях радиоактивного источника показаны на рис. 3. Когда источник находился близко к спектросмещающему волокну, ширина распределения увеличивалась из-за электронов, проходящих в область канавки, где толщина сцинтиллятора меньше и, следовательно, меньше сигнал. Этот эффект будет менее выражен для мюонов, которые, в отличие от электронов от ^{90}Sr , попадают на поверхность детектора под разными углами. В дальнейшем в качестве величины световыхода детектора при заданном положении радиоактивного источника бралось среднее значение распределения Гаусса, которое лучше всего аппроксимировало область пика в распределении по величине сигналов. Примеры таких распределений приведены на рис. 3.

Следует отметить, что серебрение конца спектросмещающего волокна и его вклеивание в сцинтиллятор играют очень важную роль в получении достаточного световыхода детектора. Это иллюстрирует рис. 4, где показан световыход детектора в фотоэлектронах (ф.э.) до покрытия серебряной краской конца волокна и до его вклеивания в сцинтиллятор, но уже с покрашенным концом. Покрытие серебряной краской конца волокна приводит к увеличению световыхода детектора примерно в 1.6 раза вдали от фотодетектора и примерно в 1.3 раза вблизи. Вклеивание волокна увеличивает сигналы от детектора примерно в 1.8 раза по всей длине спектросмещающего волокна. Разброс отношений световыходов детектора, измеренных при одинаковых позициях источника ^{90}Sr до окрашивания конца волокна и до вклеивания волокна в сцинтиллятор, вызван неточностями в позиционировании детектора, которые особенно влияют на световыход вблизи спектросмещающего волокна.

Для изучения однородности световыход детектора измерялся с шагом 10 мм вдоль прямых, параллельных диаметру детектора и отстоящих от

Число событий

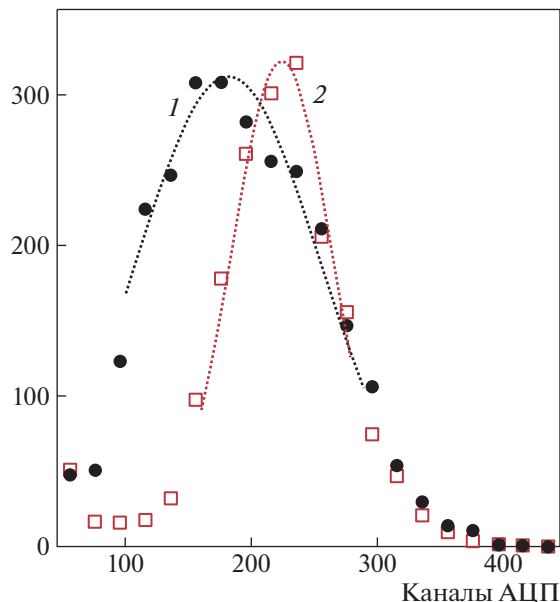


Рис. 3. Точки — распределения по величине сигналов от источника ^{90}Sr для позиции источника над спектросмещающим волокном (1) и в стороне от спектросмещающего волокна (2). Линии — аппроксимации центральных частей распределений распределением Гаусса.

диаметра на разные расстояния. Положения точек измерения показаны на рис. 5а, а результаты измерений световыхода детектора — на рис. 5б. Величина световыхода сильно зависит от положения источника, поскольку эффективности светосбора вблизи и вдали от спектросмещающего волокна сильно различаются. Однако даже самые малые значения световыхода детектора превышают 10 ф.э. Это позволяет получить, даже в этих точках, эффективность детектора для перпендикулярно входящих в детектор минимально ионизирующих частиц больше 97% при пороге сигнала 4 ф.э., достаточном для уменьшения уровня шума Si-ФЭУ ниже 100 Гц, который требуется для вето-детекторов промежуточного черенковского детектора [1].

Мюоны, для подавления которых предназначен исследуемый детектор, в среднем выделяют энергию, немного большую, чем минимально ионизирующая частица, поскольку часть мюонов имеет малые импульсы и, соответственно, большие ионизационные потери. Кроме того, они пересекают детектор под разными углами, что также увеличивает сигнал. Таким образом, средняя по площади эффективность детектора к космическим мюонам будет превышать 99%.

Несмотря на сильную неоднородность световыхода сцинтилляционного детектора по поверх-

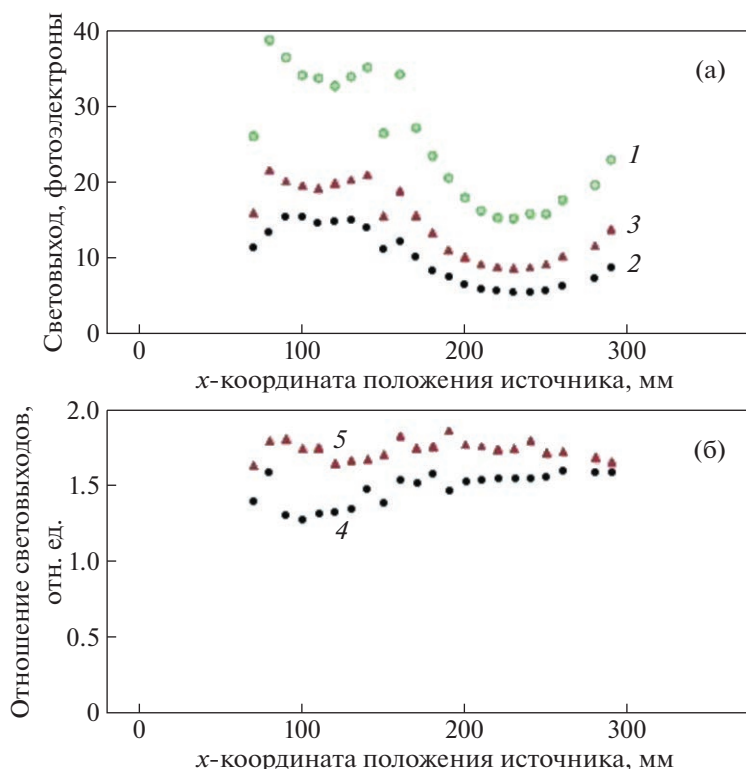


Рис. 4. а — световыход детектора: 1 — при разных позициях радиоактивного источника на расстоянии 20 мм от диаметра детектора, 2 — до нанесения серебряной краски на конец спектросмещающего волокна, 3 — до склеивания волокна в сцинтиллятор; б — отношение световыходов: 4 — детектора с нанесенной на конец спектросмещающего волокна серебряной краской и детектора без нанесенной на конец волокна краски, когда в обоих случаях волокно не вклеено в сцинтиллятор, 5 — детектора с нанесенной на конец волокна серебряной краской, вклеенного в сцинтиллятор, и детектора с таким же волокном, но не вклеенным в сцинтиллятор.

ности, предложенная конструкция обеспечивает высокую эффективность к космическим мюонам и является достаточно простой и дешевой в изготовлении.

ТЕСТ С КОСМИЧЕСКИМИ МЮОНАМИ

Световыход сцинтилляционных детекторов в собранном состоянии был также измерен с космическими мюонами. Геометрия измерений показана на рис. 6. В качестве запускающих (триггерных) счетчиков использовались сцинтилляционные счетчики размером 10×10 см. В результате получали усредненное по этой площади значение световыхода. В измерениях с космическими мюонами в качестве фотоприемников были использованы Si-ФЭУ MPPC Hamamatsu S13081-050C. Для положения запускающего счетчика 1 световыход минимально ионизирующей частицы составил 24.8 ф.э., а для положения счетчика 2 — 19.6 ф.э. Эта величина световыхода обеспечивает эффективность регистрации релятивистских заряженных частиц более 99% при пороге регистрации 4 ф.э., как обсуждалось выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены параметры сцинтилляционных veto-детекторов для оптических модулей промежуточного детектора нейтрино в проекте Гипер-Камиоканде. Относительно простые и дешевые детекторы с одним спектросмещающим волокном, вклеенным в изогнутую канавку в сцинтилляторе, и фотоприемником Si-ФЭУ имеют световыход для перпендикулярно падающих на детектор минимально ионизирующих частиц от 10 до 40 ф.э. в зависимости от точки прохождения частицы через сцинтиллятор. Полученный световыход должен обеспечить эффективность регистрации космических мюонов таким детектором более 99%, что заведомо удовлетворяет требованиям к оптическим модулям промежуточного черенковского детектора проекта Гипер-Камиоканде.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации “Нейтрино и астрофизика частиц” № 075-15-2020-778.

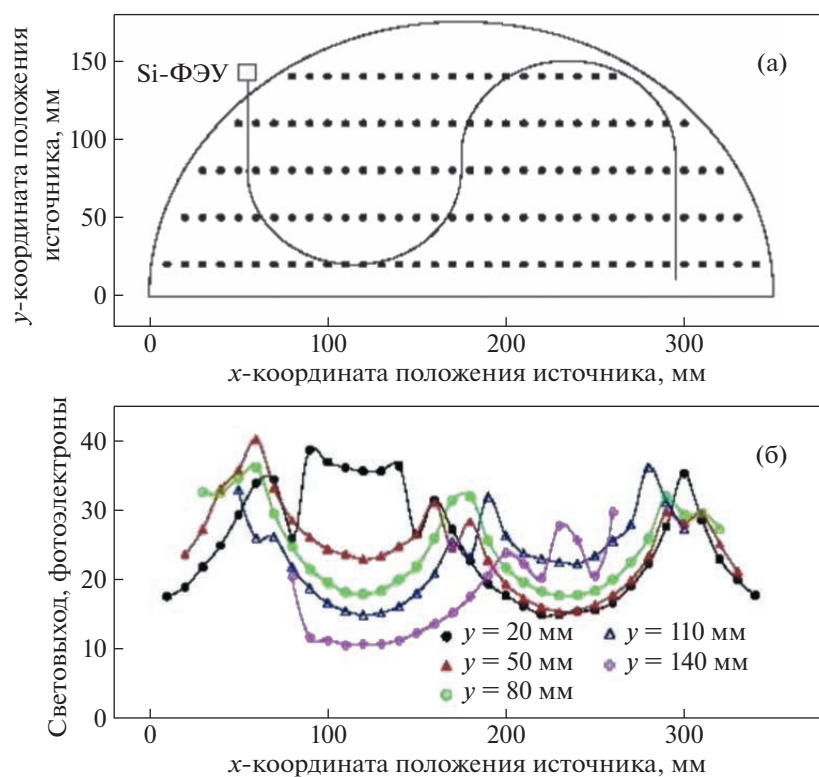


Рис. 5. Расположение точек измерения по поверхности детектора (а) и зависимость световыхода детектора от x - и y -координат положения источника ^{90}Sr (б).

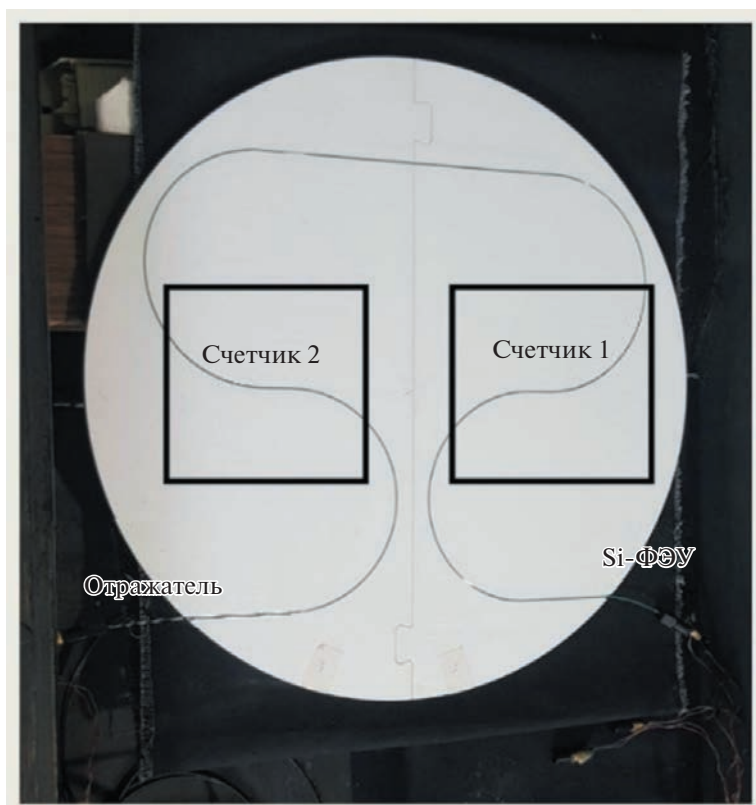


Рис. 6. Расположение запускаящих счетчиков 1 и 2 космических мюонов. Размер счетчиков 10×10 см.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают (декларируют), что нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hyper-Kamiokande Collaboration. *Abe K. et al.* // Hyper-Kamiokande Design Report. Arxiv:1805.04163.
2. T2K Collaboration. *Abe K. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2011. V. 659. P. 106.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067>
3. <https://www.eko-tec.ru/product/5162134/>
4. *Mineev O., Afanasjev A., Bondarenko G., Golovin V., Gushchin E., Izmaylov A., Khabibullin M., Khotjantsev A., Kudenko Yu., Kurimoto Y., Kutter T., Lubsandorzhiev B., Mayatski V., Musienko Yu., Nakaya T. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2007. V. 577. P. 540.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.161>
5. *Aoki S., Barr G., Batkiewicz S., Błocki J., Brinson J.D., Coleman W., Dabrowska A., Danko I., Dziewiecki M., Ellison B., Golyshkin L., Gould R., Hara T., Haremza J., Hartfiel B. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2013. V. 698. P. 135.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.10.001>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.6

*Памяти профессора Kei-Ichi Kuroda (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules (LAPP), France) посвящается*

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ГОДОСКОП ЭКСПЕРИМЕНТА СПАСЧАРМ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2023 г. А. В. Рязанцев^{a,*}, С. И. Букреева^a, А. Н. Васильев^{a,b}, А. М. Горин^a,
Ю. М. Гончаренко^a, В. В. Моисеев^a, В. В. Мочалов^{a,b}, П. А. Семенов^{a,b}

^aИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логонова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”

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

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

*e-mail: ryazants@ihep.ru

Поступила в редакцию 18.10.2022 г.

После доработки 29.10.2022 г.

Принята к публикации 12.12.2022 г.

Представлен сцинтилляционный волоконный годоскоп высокого разрешения с использованием многоанодных фотоэлектронных умножителей. Подробно изложена технология изготовления волоконных кассет и их монтажа в корпус детектора, приведены функциональная схема дискриминатора анодных сигналов, а также характеристики годоскопа при работе в составе экспериментальной установки на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

DOI: 10.31857/S0032816223030096, EDN: ISFXRQ

ВВЕДЕНИЕ

В ИФВЭ Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” на ускорительном комплексе У-70 проводится поляризационный эксперимент СПАСЧАРМ (Спиновые асимметрии в образовании чармония), нацеленный на исследование спиновой зависимости сильного взаимодействия [1]. В настоящее время эксперимент проходит на канале 14, где вторичные адронные пучки получают от внутренней мишени У-70. На этом канале ранее был успешно проведен ряд экспериментов с поляризованной мишенью, и имеется вся пучковая аппаратура, необходимая как для формирования первичного триггера, так и для определения типа частицы и ее координат на мишени установки при обработке данных [2]. Также создан эскизный проект нового адронного канала 24А с медленным выводом высокоинтенсивного пучка из кольца У-70 [1].

Точность, с которой вычисляются координаты частицы, определяется пространственным разрешением системы из трех двухкоординатных сцинтилляционных годоскопов, расположенных на фиксированном расстоянии друг от друга вдоль оси пучка до его входа в мишень, и, в

первую очередь, разрешением ближайшего к мишени годоскопа. Детектор, использовавшийся ранее в этом месте установки, перекрывал площадь 20×20 мм² и имел по 10 каналов регистрации в горизонтальной и вертикальной координатах с шагом дискретизации 2 мм. Для эксперимента СПАСЧАРМ было решено разработать и изготовить новый годоскоп с использованием пластиковых сцинтилляционных волокон, который имел бы заметно лучшее координатное разрешение.

В данной работе описана конструкция созданного детектора, приведены его технические характеристики и результаты использования на пучке в составе экспериментальной установки.

КОНСТРУКЦИЯ ГОДОСКОПА

Годоскоп изготовлен по технологии, разработанной в рамках сотрудничества RD-17 в ЦЕРН [3] и успешно примененной при создании детекторов для экспериментов DIRAC и COMPASS [4, 5]. Волоконные кассеты, на основе которых он собран, были изготовлены для построения и тестирования прототипа детектора DIRAC. Они составлены из пластиковых сцинтилляционных во-

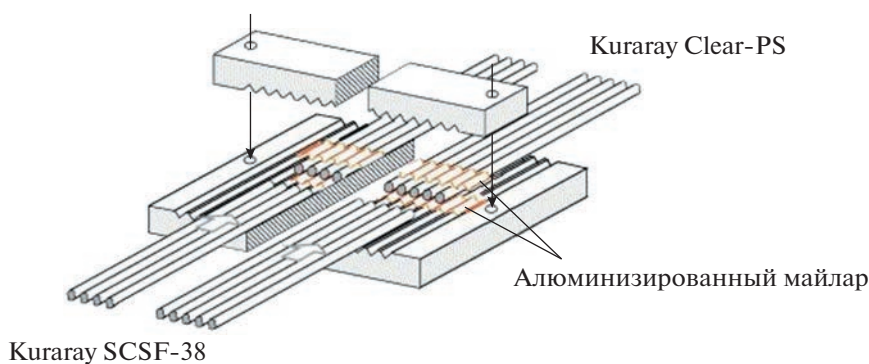


Рис. 1. Технология склейки пластиковых волокон.

локон с однослойной оболочкой типа SCSF-38 диаметром 0.5 мм производства японской фирмы Kuraray [6], склеенных с транспортными волокнами Kuraray Clear-PS того же диаметра.

Процедура склейки волокон показана на рис. 1. Сцинтилляционные и транспортные волокна укладываются в параллельные канавки треугольного сечения, изготовленные с высокой точностью в металлической пластине с шагом 0.88 мм. Под место склейки подкладывается полоска алюминизированного майлара толщиной 3 мкм. На полированные торцы волокон наносится оптическая эпоксидная смола, после чего волокна под микроскопом аккуратно сдвигаются до полного контакта. Место соединения накрывается такой же полоской майлара и прижимается металлической пластиной с канавками так, что каждая пара волокон в месте склейки оказывается надежно зафиксированной внутри канала квадратного сечения. Таким образом, после затвердевания смолы волокна образуют половинный слой (полуслой), находясь в месте соединения на расстоянии 0.88 мм друг от друга.

Полный слой формируется из двух таких склеек с использованием другого приспособления, также имеющего канавки для фиксирования волокон, изготовленные с таким же шагом. Длина этих канавок такова, что сцинтилляционные волокна могут быть полностью уложены и зафиксированы в них в слегка натянутом состоянии. Сначала укладывается один половинный слой, и сцинтилляционные волокна покрываются белой вододисперсионной краской. Второй половинный слой укладывается после высыхания краски поверх первого с поперечным смещением в полшага укладки так, чтобы линии склейки волокон в верхнем и нижнем полуслоях находились на расстоянии примерно 2 мм друг от друга для обеспечения прочности этой зоны. Предварительно на майлар наносится тонкий слой краски. Волокна второго полуслоя также слегка натягиваются, после чего краска наносится одновременно на все сцинтилляционные волокна. Таким образом, по-

сле полного высыхания краски получается один целый слой, в котором сцинтилляционные волокна расположены строго параллельно с шагом 0.44 мм. Согласно справочным данным Kuraray, толщина оболочки используемых волокон составляет 2% от их диаметра. Следовательно, диаметр керна равен 0.48 мм, и при выбранном шаге укладки соседние волокна слегка перекрываются, что гарантирует отсутствие зон нечувствительности в кассете.

Качество склейки в каждом изготовленном слое проверялось на специально созданной для этого установке. Коллимированный радиоактивный источник ^{90}Sr перемещался поперек сцинтилляционных волокон, а сигнал регистрировался фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), к фотокатоду которого пристыковывались все транспортные волокна, собранные вместе. Сигнал с анода ФЭУ передавался на микроамперметр, подключенный к самописцу. Таким образом, каждый изготовленный слой имел свой «паспорт качества». Измерения показали, что на склейке в среднем теряется не более 10% света.

Кассета формируется из нескольких слоев с нанесением между ними той же краски, после чего оставляется под прессом до полного высыхания краски. Сформированная таким образом кассета обрезается до требуемого размера, ее торец полируется, и на него приклеивается зеркальная пленка для улучшения светосбора.

Описанная процедура позволяет создавать волоконные кассеты с любым количеством слоев, обеспечивая необходимый световыход. Количество волокон в каждом слое, т.е. число каналов регистрации, определяется планируемой схемой стыковки транспортных волокон с фотоприемником. В качестве последнего хорошо зарекомендовали себя 16-анодные ФЭУ фирмы Hamamatsu Photonics [7], обеспечивающие высокую эффективность регистрации сигналов с кассет, состоящих из пяти слоев. Для эксперимента DIRAC была разработана механическая конструкция годо-

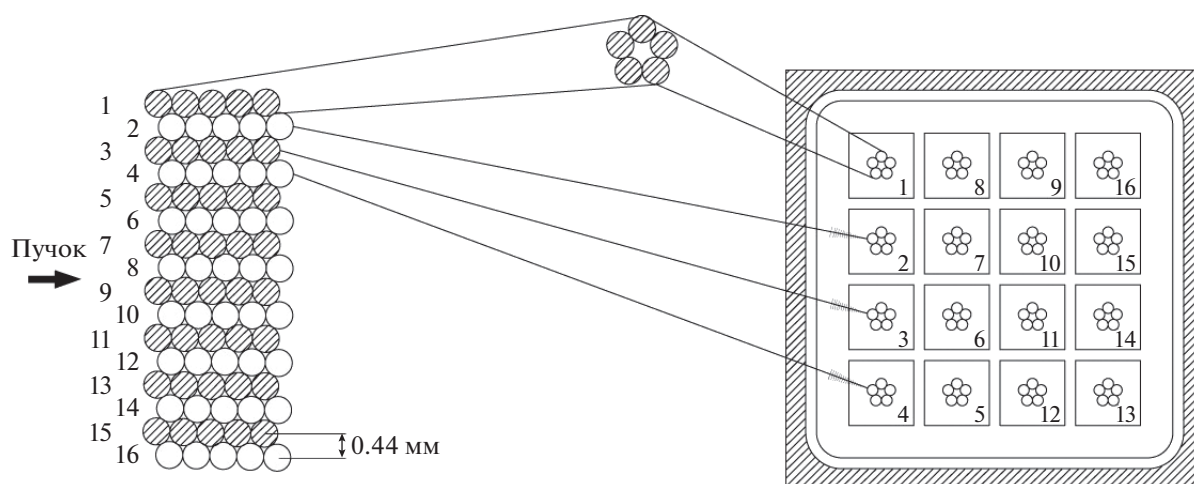


Рис. 2. Схематическое изображение части сцинтилляционной волоконной кассеты и расположения волокон на окне фотокатода 16-анодного ФЭУ Hamamatsu R7600-200-M16.

скопа, в которой три ФЭУ составляли один модуль. Соответственно для каждого модуля изготавливалась кассета на 48 каналов регистрации, имеющая ширину 21.2 мм.

Годоскоп эксперимента СПАСЧАРМ имеет площадь чувствительной зоны $\sim 42 \times 42$ мм² и представляет собой два одинаковых однокоординатных детектора, размещенных взаимно перпендикулярно на общей раме в непосредственной близости друг от друга. Каждый детектор составлен из двух пятислойных волоконных кассет по 48 каналов, обеспечивающих 96 каналов регистрации, закрепленных в светонепроницаемом алюминиевом корпусе, к которому присоединены два модуля с ФЭУ. Транспортные волокна длиной ~ 250 мм, по пять штук на канал, вклеены в адаптер из черного полиметилметакрилата для состыковки с окном фотокатода ФЭУ по схеме, показанной на рис. 2. Плоскость адаптера, примыкающая к фотокатоду, отполирована, а сам адаптер после сборки годоскопа оказывается плотно поджатым к ФЭУ с помощью трех пружин.

Регистрация сцинтилляционных сигналов осуществляется 16-анодными ФЭУ Hamamatsu R7600-200-M16 с бишелочным фотокатодом UBA (Ultra Bialkali), имеющим рекордные показатели квантовой эффективности. Внутри модуля каждый из трех ФЭУ находится в магнитном экране, составленном из пластин листовой стали СТ-3 толщиной 1.5 мм. Анодные сигналы выводятся кабелями с волновым сопротивлением 50 Ом и собираются на 36-контактном разъеме. По шесть таких разъемов закреплены на панелях вертикальной и горизонтальной плоскостей годоскопа для коммутации печатных плат 16-канальных дискриминаторов.

Функциональная схема одного канала дискриминатора приведена на рис. 3. В дискриминаторе

предусмотрена дистанционная регулировка общего для всех 16-ти каналов порога срабатывания компаратора, и приведенный к входу порог установлен на уровне 10 мВ. Длительность сформированного выходного парафазного LVDS (Low-voltage differential signaling) сигнала, передаваемого по скрученной паре плоского кабеля в систему сбора данных, составляет 40 нс. Сигналы поступают на входы времяцифрового преобразователя ЕМ-4 в крейт системы «ЕвроМИСС» [8].

Для настройки и диагностики детектора предусмотрено использование аналоговых сигналов с последних динодов ФЭУ, выведенных через конденсаторы на панельные высокочастотные разъемы для коммутации коаксиальных кабелей, которые установлены рядом с 36-контактными разъемами. Сигнал с последнего динода имеет положительную полярность и представляет собой сумму сигналов всех 16-ти каналов ФЭУ.

Высоковольтные делители ФЭУ изготовлены из SMD (Surface mounted device) компонентов. Фотоэлектронные умножители запитаны от многоканального высоковольтного источника питания CAEN [9]. Предварительно ФЭУ были сгруппированы таким образом, чтобы в одном модуле оказались приборы с близкими по значению коэффициентами усиления. Это позволило использовать всего четыре высоковольтных канала — по одному на модуль. Подпитка последних динодов не предусмотрена в силу относительно невысокой загрузки годоскопа при работе в составе установки.

Фотография полностью смонтированного в рабочем положении годоскопа приведена на рис. 4.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Представленные ниже данные получены в ходе тестового сеанса в апреле 2022 года на выведен-

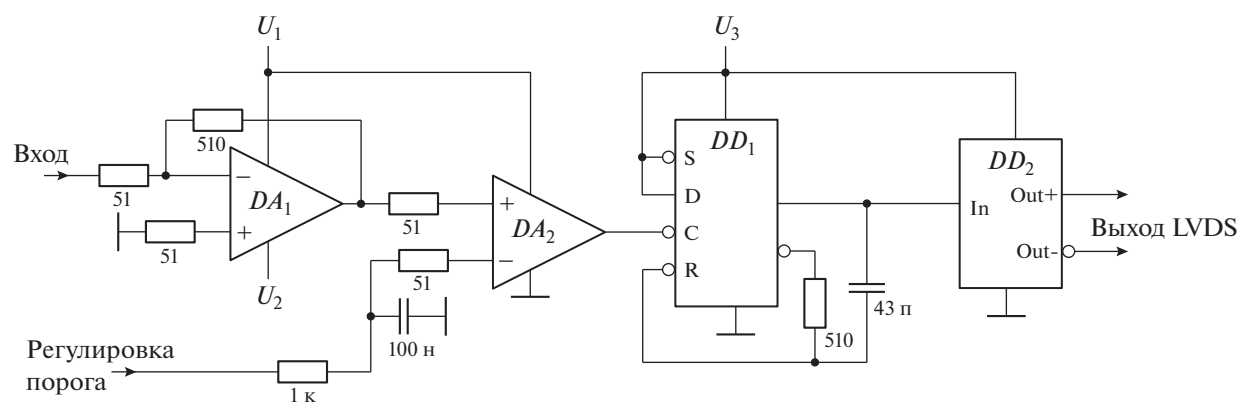


Рис. 3. Функциональная схема дискриминатора. DA_1 – усилитель, DA_2 – компаратор, DD_1 – формирователь длительности, DD_2 – преобразователь уровня.



Рис. 4. Фотография сцинтилляционного волоконного годоскопа в составе экспериментальной установки СПАСЧАРМ на канале 14.

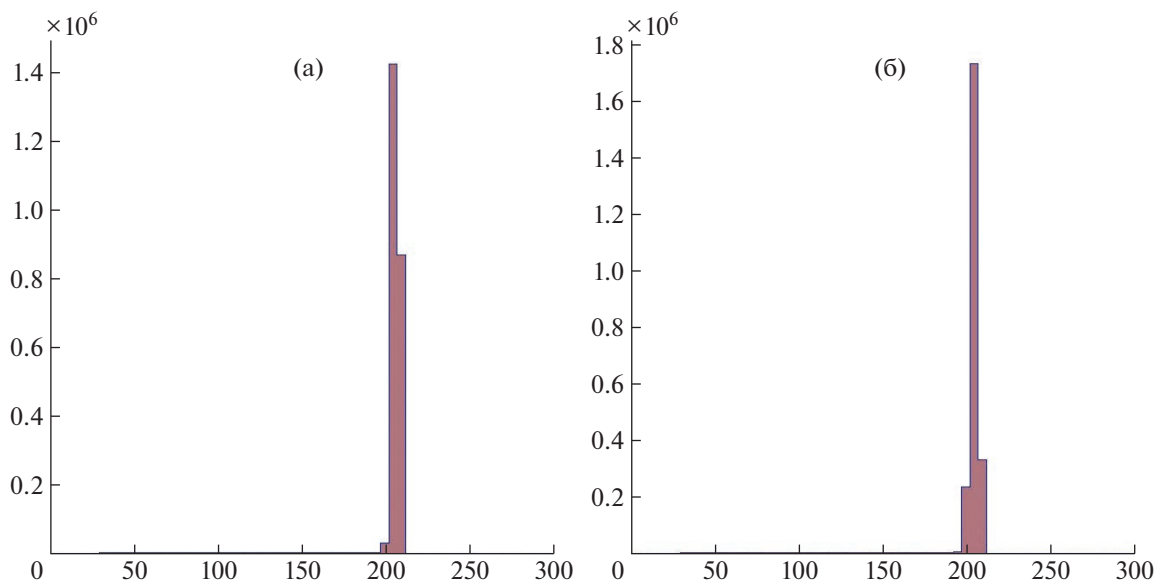


Рис. 5. Суммарные спектры времен регистрации сигналов со всех каналов годоскопа относительно триггера: **а** — по координате X , **б** — по координате Y . Горизонтальная шкала приведена в наносекундах.

ном в канал 14 пучке отрицательно заряженных пионов с импульсом 26.5 ГэВ/с. Триггер для системы сбора данных формируется из совпадения сигналов от трех сцинтилляционных пучковых счетчиков. Два из них имеют диаметр 100 мм и расположены на оси пучка до годоскопа. Третий счетчик диаметром 14 мм расположен между годоскопом и криостатом поляризованной мишени, непосредственно перед его входным окном.

Фокус пучка по обеим координатам находится в центре мишени, на расстоянии ~ 3.4 м от годоскопа.

На рис. 5 приведены суммарные спектры времен регистрации сигналов со всех каналов годоскопа относительно триггера по координате X (рис. 5а) и по координате Y (рис. 5б) во временном окне 300 нс.

Анализ результатов проводился для всех событий временных спектров во временном окне 50 нс

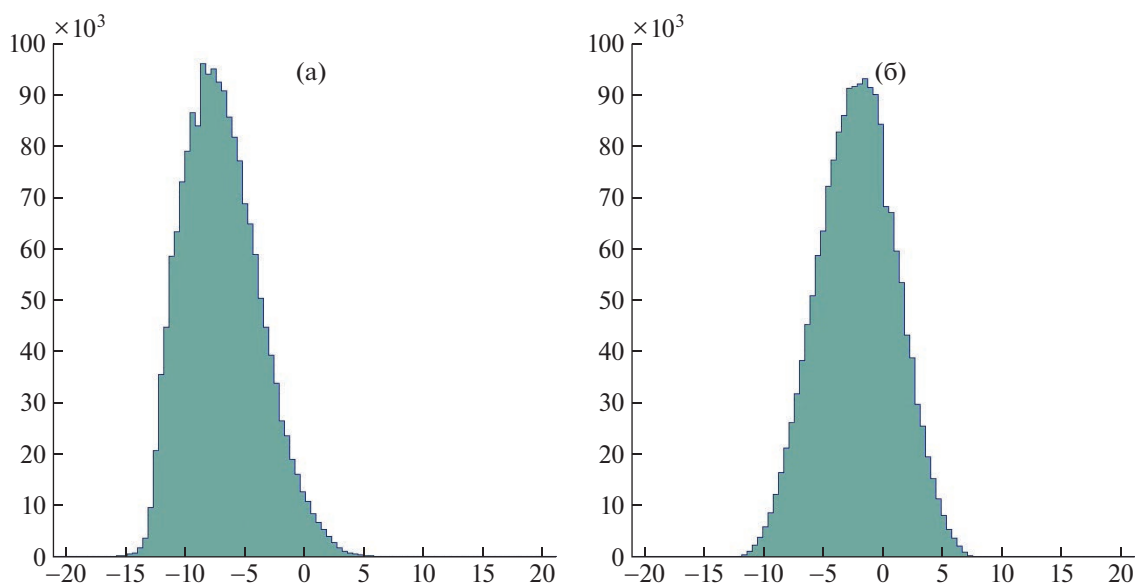


Рис. 6. Профили пучка — статистика числа событий в каналах годоскопа: **а** — по координате X , **б** — по координате Y . Горизонтальная шкала приведена в миллиметрах.

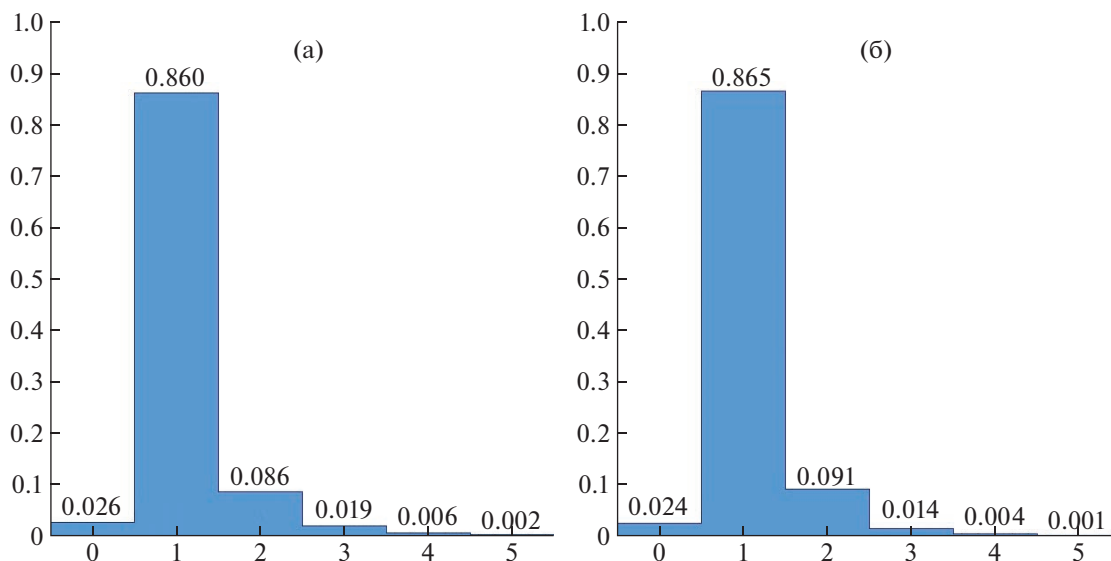


Рис. 7. Нормированные распределения множественности: а – по координате X, б – по координате Y.

(в интервале 175–225 нс, см рис. 5). Профили пучка по обеим координатам годоскопа показаны на рис. 6.

Важной характеристикой годоскопа, наряду с координатным разрешением, является эффективность. На рис. 7 приведены нормированные

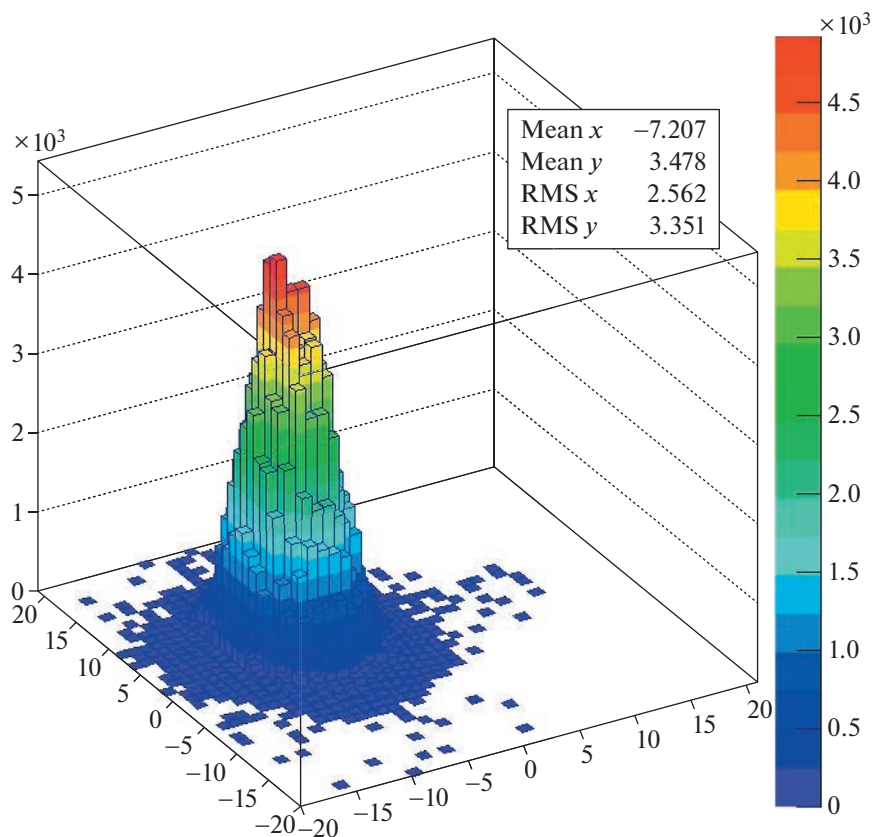


Рис. 8. Распределение частиц по координатам в центре мишени, вычисленное по данным системы из трех годоскопов. Шкалы горизонтальных осей приведены в миллиметрах.

распределения множественности — вероятностные распределения количества хитов в каждой из плоскостей на один триггер в заданном временном окне. Из этих гистограмм видно, что неэффективность годоскопа (нулевая множественность) составляет ~2.5%.

Практическое применение детектора проиллюстрировано на рис. 8. На нем показан 3D-плот с распределением частиц в центре протяженного образца мишени диаметром 20 мм, вычисленным по данным от трех годоскопов установки в их системе координат. Координатная сетка дана с шагом 1 мм. По вертикали отложено количество частиц, попавших в ту или иную зону поперечного сечения мишени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в настоящей работе сцинтиляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАСЧАРМ имеет координатное разрешение лучше 500 мкм. Эффективность каждой плоскости годоскопа составляет ~97.5%. Находясь в непосредственной близости к поляризованной мишени и имея отменное координатное разрешение, он является решающим детектором для мониторингирования прецизионного наведения пучка частиц в канале на центр поляризованной мишени. В течение ряда сеансов работы на пучке этот годоскоп показал высокую надежность функционирования и стабильность параметров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает признательность администрации НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ за содействие в приобретении дорогостоящих многоанодных ФЭУ и благодарит сотрудников конструкторского отдела, цеха опытного производства и отдела электроники и автоматизации за качественное и своевременное выполнение работ по разработке и изготовлению различных компонентов детектора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00164).

Работа выполнена в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ при частичной финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки (программа Приоритет-2030 в НИЯУ МИФИ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abramov V.V., Azhgirey I.L., Borisov A.A., Bukreeva S.I., Vasiliev A.N., Garkusha V.I., Goncharenko Yu.M., Gorin A.M., Derevshchikov A.A., Zapolsky V.N., Isaev A.N., Kalugin N.K., Kachanov V.A., Kozhin A.S., Likhoded A.K. et al. // *Physics of Particles and Nuclei*. 2023. V. 54. № 1. P. 69. <https://doi.org/10.1134/S1063779623010021>
2. Апокин В.Д., Беликов Н.И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Грачев О.А., Гришин В.Н., Давиденко А.М., Деревшиков А.А., Ильин Ю.А., Кормилицын В.А., Матуленко Ю.А., Медведев В.А., Мельник Ю.М., Мещанин А.П., Михалин Н.Е. и др. // *ПТЭ*. 1998. № 4. С. 23.
3. RD17 — FAROS Collaboration. Agoritsas V. et al. // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 1995. V. 44. P. 323. [https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(95\)80051-4](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(95)80051-4)
4. DIRAC Collaboration. Adeva B. et al. // *Nucl. Instrum. and Methods. A*. 2003. V. 515. P. 467. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.08.114>
5. Horicawa S., Daito I., Gorin A., Hasegawa T., Horikawa N., Iwata T., Kuroda K., Manuilov I., Matsuda T., Miyachi Y., Riazantsev A., Sidorov A., Takabayashi N., Toeda T. // *Nucl. Instrum. and Methods. A*. 2004. V. 516. P. 34. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.07.038>
6. <https://www.kuraray.com>
7. <https://www.hamamatsu.com>
8. Букреева С.И., Емельянов Н.М., Исаев А.Н., Карпиков Ю.Д., Киселев Ю.С., Петров В.С., Сенько В.А., Солдатов М.М., Шаланда Н.А., Якимчук В.И. // *ПТЭ*. 2014. № 6. С. 23. <https://doi.org/10.7868/S003281621405005X>
9. <https://www.caen.it>

РЕЖЕКТОРНЫЕ ФИЛЬТРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ МЕТОДОМ 3D-ПЕЧАТИ, ДЛЯ СИСТЕМ СВЧ-ДИАГНОСТИКИ УСТАНОВОК УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

© 2023 г. Т. А. Хусаинов^{a,*}, М. Д. Проявин^{a,**}, Л. В. Лубяко^a

^aИнститут прикладной физики РАН
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

*e-mail: hta@ipfran.ru

**e-mail: pmd@ipfran.ru

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.

После доработки 17.11.2022 г.

Принята к публикации 17.01.2023 г.

Обсуждается возможность применения технологии 3D-печати с последующей металлизацией при изготовлении полосовых волноводных режекторных фильтров, предназначенных для обеспечения работы чувствительной приемной аппаратуры в экспериментах по коллективному томсоновскому рассеянию на флуктуациях плотности электронов плазмы, в которых используется мощное (до нескольких сотен киловатт) зондирующее излучение. Создан двухрезонаторный прототип фильтра, исследованы его характеристики и опробована работа в реальных условиях. Полученные результаты указывают на перспективность использованной технологии. С учетом того, что такие фильтры играют ключевую роль в обеспечении электромагнитной совместимости диагностической приемной аппаратуры и гиротрона, предложенная технология изготовления СВЧ-компонентов открывает возможности, представляющие интерес для широкого круга исследователей.

DOI: 10.31857/S0032816223030229, EDN: CVYZVI

ВВЕДЕНИЕ

Распространенность использования на установках управляемого термоядерного синтеза (УТС) систем нагрева на электронном циклотронном резонансе, в которых используются гиротроны — источники мощного миллиметрового излучения [1], обуславливает развитие методов и средств защиты систем диагностики и контроля плазмы. Существующие угрозы для приемных систем связаны с тем, что поступающее в камеру установки в виде коллимированного пучка излучение гиротрона при неполном поглощении в плазме рассеивается на стенках камеры и часть рассеянного паразитного излучения попадает на вход приемника. Уровень этого паразитного сигнала может превышать безопасный, что требует решения задачи защиты приемника.

В разработанных к настоящему времени системах защиты основным элементом, позволяющим подавить паразитный сигнал на частоте гиротрона до безопасного уровня, является полосовой режекторный фильтр, за которым в литературе утвердилось название notch-filter. Предъявляемые к фильтру требования зависят от конкретных условий применения. Наиболее жесткие требования к точности частоты настройки, полосе и глубине

режекции фильтра предъявляются в диагностических установках, основанных на исследовании спектральных характеристик излучения при коллективном томсоновском рассеянии (CTS — Collective Thomson Scattering) на флуктуациях электронной плотности плазмы. Поскольку рассеяние весьма слабое, приходится использовать мощный источник зондирующего излучения и чувствительный приемник — анализатор спектра рассеянного сигнала. Чтобы обеспечить неискаженный прием сигнала от плазмы, необходимо подавить паразитный сигнал до уровня, определяемого динамическим диапазоном приемника. Значительная востребованность notch-фильтров способствовала поиску их оптимальной конструкции [2–6], который не завершен до настоящего времени. Из числа созданных и используемых в экспериментах конструкций notch-фильтров хорошо зарекомендовал себя волноводный многорезонаторный фильтр. В качестве примера приведем параметры notch-фильтра [7], созданного для исследования коллективного рассеяния в диапазоне 140 ГГц: при двадцати резонаторах фильтр обеспечивал режекцию не менее чем на 40 дБ в полосе 40 МГц и подавление не менее чем на 100 дБ на центральной частоте фильтра. Поте-

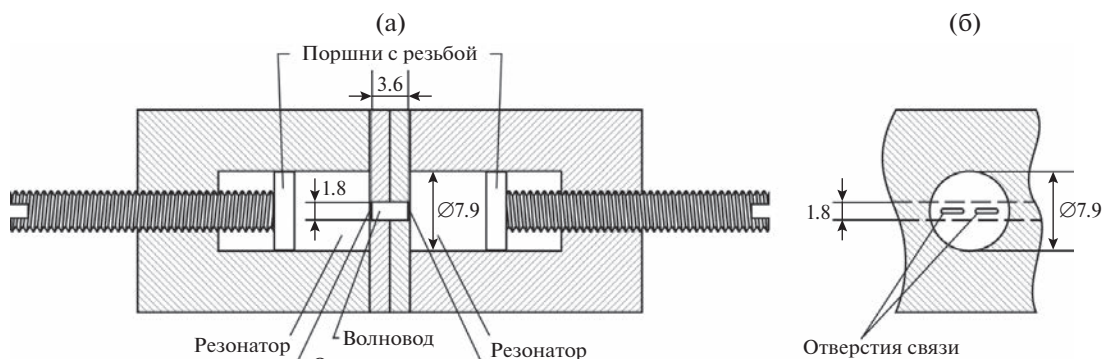


Рис. 1. Поперечное (а) и продольное (б) сечения прототипа notch-фильтра, изготовленного методом CMPS.

ри, вносимые вне полосы 150 МГц, не превышали 3 дБ.

При постановке экспериментов на газодинамической ловушке (ГДЛ) ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск [8–10], источником зондирующего излучения являлся гиротрон, генерировавший на частоте 54.47 ГГц мощность 400 кВт при длительности импульса до 8 мс. Спектральная чувствительность супергетеродинного приемника составляла порядка $5 \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц. Развязка приемного и передающего трактов не превышала 45 дБ, и проблема обеспечения совместной работы приемника и гиротрона была одной из центральных задач. Паразитный сигнал на входе приемного тракта достигал нескольких десятков ватт, что существенно превышало допустимый уровень. Чтобы обеспечить измерения, на ГДЛ была создана система защиты приемника, в которой использовался десятирезонаторный режекторный фильтр, обеспечивающий в полосе ± 10 МГц относительно частоты гиротрона подавление сигнала на 30 дБ, а на средней частоте фильтра 54.47 ГГц — более чем на 50 дБ. Были изготовлены еще два фильтра, испытание которых показало необходимость доработки конструкции, что послужило поводом к поиску новой технологии, обеспечивающей высокую точность изготовления фильтров, воспроизводимость их электрических характеристик и возможность более высокого (с запасом) подавления сигнала (для диагностики плазмы) на частоте гиротрона. В частности, исследовалась возможность использования технологии 3D-печати с последующей металлизацией для изготовления notch-фильтра с требуемыми характеристиками.

В настоящей статье представлены результаты работы по созданию прототипа пластикового notch-фильтра на основе применяемой в ИПФ РАН технологии Chemical Metallization of Photopolymer based Structures (CMPS) [11] и обсуждается перспективность применения этой технологии при создании систем защиты, обеспечивающих

совместную работу мощных источников излучения и чувствительных приемных устройств.

ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ПРОТОТИПА ПЛАСТИКОВОГО NOTCH-ФИЛЬТРА

По конструкции прототип в целом подобен используемым в работе [8] фильтрам, разработанным на основе решений, предложенных в работах [4, 5]. На рис. 1а показано поперечное сечение изготовленного фильтра. В центре находится прямоугольный одномодовый волновод, по которому передается излучение, сбоку от узких сторон волновода расположены цилиндрические резонаторы, связанные с волноводом через отверстия. Оси резонаторов ортогональны узкой стенке волновода, диаметр резонаторных полостей фиксирован, а длина настраивается при помощи поршня с резьбой, что позволяет выбирать полосу режекции. В отличие от фильтра [8], где резонаторов было десять, здесь их только два, и они расположены строго друг напротив друга. Вид отверстий связи волновода и резонатора на фоне поперечного сечения резонатора и узкой стенки волновода приведен на рис. 1б, форма отверстий оптимизирована для лучшей связи с модами H_{01n} .

Для частоты около 54.5 ГГц цилиндрический резонатор диаметром 7.9 мм и длиной, изменяемой в пределах 0–12 мм, может настраиваться на моды H_{011} , H_{111} , H_{211} , H_{311} , H_{012} , H_{112} , H_{212} , E_{011} , E_{111} , E_{012} , E_{112} . Рабочими модами для нас являются H_{011} и H_{012} , при этом в интересующий нас диапазон 54–55 ГГц при настройке на моду H_{01p} (где $p = 1, 2$) попадает только мода E_{11p} с точно такой же частотой, а побочных провалов на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) не должно возникать. Сдвиг резонансной частоты на 1 МГц происходит при смещении поршня на 0.4 мкм для моды H_{011} и на 0.8 мкм для моды H_{012} .

Конструктивно фильтр собран из четырех деталей и резьбовых поршней, выполненных из нержавеющей стали, как это можно видеть на рис.

1а. Две детали формируют волновод с отверстиями связи таким образом, что разрыв тока оказывается в середине широкой стенки волновода, что позволяет снизить потери при распространении излучения. По бокам от волновода установлены еще две идентичные детали, каждая из которых содержит полость резонатора и регулировочную резьбу для установки поршня. Для регулировки используется обычная метрическая резьба М4, в пластиковой детали она формируется непосредственно при печати. Такое решение достаточно грубо, но в целом с точностью до 10 МГц позволяет проводить регулировку.

ПРОИЗВОДСТВО NOTCH-ФИЛЬТРОВ ПО ТЕХНОЛОГИИ CMPS

В ИПФ РАН успешно применяется и развивается аддитивная технология Chemical Metallization of Photopolymer based Structures (CMPS) для создания СВЧ-компонентов [11], позволяющая на порядки сократить время и стоимость производства таких изделий. Данная технология неоднократно подтверждала возможность ее использования в различных частотных диапазонах (до 700 ГГц) [12, 13], а также в условиях высокого вакуума и интенсивных электронных потоков [14, 15]. Она может использоваться для создания изделий как с толстым слоем меди (для работ с большими уровнями мощности и тепловой нагрузки), так и с тонким слоем — порядка 10–30 мкм. Последний вариант исполнения деталей отличается крайне малыми временными и финансовыми затратами, что позволяет быстро проходить путь от прототипа к реальному прибору, проверяя в “холодных” экспериментах корректность научных теоретических и конструкторских идей. В любом случае в качестве начального шага, согласно технологии SLA (Stereolithography) или MJM/MJP (Multi Jet Modeling/Multi Jet Printing), печатается фотополимерная заготовка. Затем ее поверхность химически очищается и подготавливается для дальнейшей активации и металлизации. В случае толстого слоя меди при необходимости полимерный каркас может быть удален, после чего остается требуемый рельеф поверхности элемента. Ввиду химической стойкости фотополимеров данная задача является весьма нетривиальной. Для элементов с тонким слоем меди изменение размеров за счет медного покрытия можно заложить в допуски модели или же вообще ничего не менять, если для используемого частотного диапазона такие погрешности не критичны.

Качество рабочей поверхности получаемых элементов в основном определяется погрешностями изготовления полимерной оправки. Технология создания медного слоя оптимизирована таким образом, что по качеству первичный слой полностью соответствует поверхности заготовки,

повторяя ее форму, а металлический слой по свойствам пренебрежимо мало отличается от обычной медной детали. Помимо косвенных результатов, наблюдаемых в экспериментах, безусловно, нами были проведены исследования качества поверхности на векторных анализаторах цепей в различных диапазонах частот в процессе отработки технологии. На определенном этапе сравнения покрытых медью деталей с цельнофрезерованными чувствительности аппаратуры не хватало для выявления различия в потерях проходящего СВЧ-элемент полезного сигнала, что связано как с высокими показателями меди в СВЧ-технике, так и с малой разницей качества образцов. Было проведено отдельное исследование с использованием высокочастотной электродинамической системы, которая показала увеличение потерь проходящего сигнала примерно на 30% относительно смоделированного идеального образца. Однако, если говорить о границах применимости данной технологии, стоит обратить внимание на непрерывно улучшающиеся свойства печати.

На данный момент мы используем SLA-принтеры с матрицей с разрешением 8K на экранах разных размеров. Таким образом, размер пикселя составляет от 20 до 40 мкм (плоскость XY). Минимальная величина слоя составляет 10 мкм (Z-координата). Соответственно очень важно правильным образом ориентировать деталь в печатной области для достижения минимальных погрешностей при изготовлении. Оптимальным с точки зрения печати является геометрия модели, включающая в себя элементы плоскостей, строго перпендикулярных или параллельных плоскости стола. При этом слои детали, имеющие плоскости, параллельные плоскости печати, должны иметь под собой опору (чтобы при печати они не висели свободно в воздухе). Это могут быть как предыдущие слои модели, так и специально сгенерированные поддержки. Последнего стоит избегать, так как любые поддержки, за исключением используемого в технологии MJP в качестве поддержек выплавляемого воска, оставляют следы после механического удаления, что сильно портит качество поверхности. Для качественной SLA печати производитель рекомендует избегать углов наклона поверхности детали относительно печатного стола менее 60°. В случае малого угла наклона поверхности детали к плоскости печати на относительно большой ее длине (в проекции на плоскость печатного стола) слоистость структуры становится более выраженной.

Помимо корректной ориентации, важное влияние на качество поверхности оказывают параметры засветки фотополимерной смолы. Это связано с тем, что итоговая поверхность имеет микропериодическую структуру, связанную с максимумами диаграммы направленности каждого из пиксе-

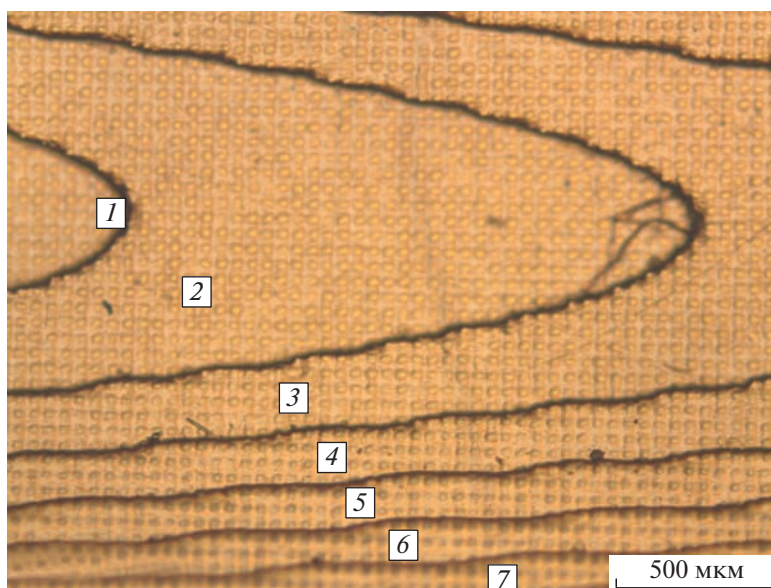


Рис. 2. Полученная на микроскопе фотография структуры первично омедненной 3D-печатной фотополимерной детали. Геометрия поверхности имеет плавный угол наклона относительно горизонтальной плоскости (плоскость поверхности печати), что при печати слоем 20 мкм демонстрирует ступенчатость поверхности от слоя 1 с минимальной толщиной до слоя 7 с максимальной толщиной. Ширина выпуклости периодической структуры 23 мкм, высота 5 мкм.

лей. Несмотря на относительно большой размер пикселя, основной вклад в шероховатость поверхности изделия вносит высота подъема такой неоднородности. При правильно подобранном времени засветки границы между бугорками “замываются”, что приводит к уменьшению амплитуды периодической структуры до 4–5 мкм. Пример увеличенной под микроскопом структуры поверхности с первичным омеднением представлен на рис. 2. Таким образом, точно определить электродинамические потери в конкретном элементе сложно, так как существует сильная зависимость качества поверхности (шероховатость и погрешность изготовления) от ее сложности и от возможностей оптимизации печати заготовки.

Применительно к изготовлению notch-фильтров выбор толщины покрытия определяется условиями тепловой нагрузки. На установках, использующих мощные непрерывные гиротронные комплексы, исполнение фильтра должно предполагать качественную систему охлаждения. В случае, если требуется термостатирование, целесообразно использовать жидкостное охлаждение. В таком случае производство notch-фильтра рассматриваемым методом усложняется. Требуется создание фотополимерной заготовки, которая повторяет форму будущих пустот фильтра и удаляется после покрытия толстым слоем меди.

В случае, если ожидаемая тепловая нагрузка мала, можно использовать тонкое покрытие на полимерном основании, что существенно экономит временные и финансовые затраты. При до-

статочно малом интегральном уровне мощности (в случае коротких импульсов) СВЧ-нагрев медного слоя будет невысок и легко нивелируется теплопроводностью тонкого металлического слоя, выходящего на открытую поверхность. Небольшой нагрев медного слоя в случае качественной адгезии с полимером не вызовет деформаций и отслоений вследствие большой разницы в коэффициентах теплового расширения между используемыми материалами. Тонкий слой меди и толстостенная фотополимерная оболочка формируют малочувствительный к внешним тепловым воздействиям notch-фильтр, частотные параметры которого могут меняться в зависимости от резкого изменения температуры окружающей среды. При этом с точки зрения электродинамики толщина покрытия практически не играет роли: для частот излучения гиротрона толщина скин-слоя в меди существенно меньше 1 мкм.

В экспериментах на установке ГДЛ важность теплоотвода нивелируется относительно малыми мощностью гиротронного комплекса (меньше 0.5 МВт) и длительностью импульса (не превышающей 10 мс). В силу этого для прототипа было выбрано тонкое, 30 мкм, покрытие. Если считать, что принимаемая мощность рассеянного излучения ≤ 1 Вт [9], то нагрев покрытия окажется в пределах 1°C , даже если большая часть мощности поглотится в одном резонаторе.

Корпус notch-фильтра с двумя резонаторами состоит из четырех напечатанных частей с медным покрытием, фотографии которых представ-

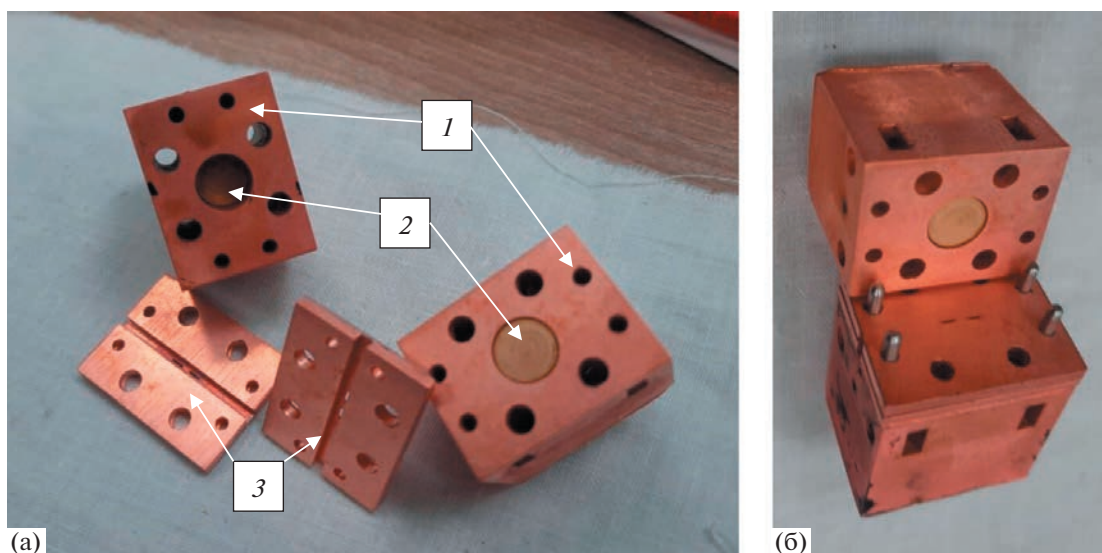


Рис. 3. Слева — вид разборного notch-фильтра, созданного по технологии CMPS (1 — резонаторные блоки, 2 — подвижные поршни для подстройки частоты, 3 — половинки волновода с отверстиями связи с резонатором); справа — частично собранный notch-фильтр.

лены на рис. 3. Данная конфигурация максимально упрощает печать и дальнейшую металлизацию элементов, а также контроль качества медного покрытия. Кроме того, в дальнейшем таким способом можно масштабировать количество резонаторов и обеспечивать соответствие их размеров друг другу. Для обеспечения лучшей проводимости регулировочные поршни из нержавеющей стали были химически покрыты тонким слоем меди и золота.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ А.Ч.Х. ПРОТОТИПА ПЛАСТИКОВОГО NOTCH-ФИЛЬТРА

Измерения проводились при помощи анализатора спектра Agilent E4407B с внешним смесителем, в качестве источника зондирующего гармонического сигнала использовался генератор Г4-142. Сигнал с генератора проходил через notch-фильтр и подавался на анализатор спектра. В ходе каждого измерения частота генератора плавно менялась в диапазоне 54.5 ± 0.1 ГГц, а анализатор спектра при этом фиксировал во всем этом диапазоне максимальный уровень мощности, измеряемый в децибелах. Измерения проводились для различных настроек регулировочных поршней: в каждом резонаторе поршень либо настраивался на моду H_{011} или H_{012} для частоты 54.5 ГГц, либо прижимался к отверстиям связи, полностью отключая резонатор от волновода. При измерении, когда оба поршня были прижаты и notch-фильтр работал как волновод, определялась мощность генератора в зависимости от частоты, в дальнейшем эта величина вычиталась из

результатов остальных измерений, чтобы получить непосредственно степень ослабления излучения, вносимую настроенным фильтром. Настройка поршней осуществлялась в два этапа: сначала выбранный поршень грубо устанавливался в окрестность первой или второй моды по измерению длины (характеризует длину резонатора и, соответственно, частоту) выступающей из корпуса части стержня с резьбой, затем частота генератора выставлялась на 54.5 ГГц по данным анализатора спектра, и аккуратной подстройкой поршня достигался минимум принимаемой мощности.

Снятые экспериментально АЧХ приведены на рис. 4. Сплошными линиями изображены АЧХ, соответствующие настройке обоих резонаторов на определенную моду, штриховыми — только одного резонатора, черные линии обозначают настройку на первую моду, серые — на вторую.

Как видно, наилучшие результаты дает настройка обоих резонаторов на моду H_{011} : максимальное подавление порядка 25 дБ, подавление в полосе ± 10 МГц составляет 15 дБ; АЧХ, соответствующая настройке на вторую моду (H_{012}), оказывается менее глубокой и более узкой. Логично, что большая добротность моды H_{012} снижает ширину полосы режекции, но, судя по всему, она еще и приводит к худшему согласованию с волноводом. При этом максимальное подавление сигнала на резонансной частоте, обеспечиваемое одним настроенным резонатором, оказывается существенно больше половины максимального подавления двумя резонаторами как для моды

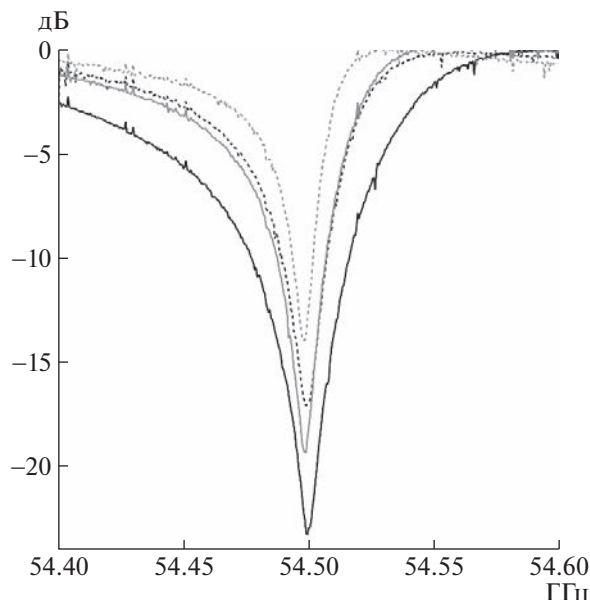


Рис. 4. Измеренные экспериментально АЧХ notch-фильтра при разных настройках резбовых поршней: сплошные линии — характеристики notch-фильтра с двумя резонаторами, штриховые — с одним резонатором — при настройке на моду H_{011} (черные линии) и на моду H_{012} (серые линии).

H_{011} , так и для моды H_{012} . Это говорит о возможности дальнейшей оптимизации конструкции.

Изготовленный прототип фильтра также был испытан в ходе экспериментальной кампании по исследованию спектров коллективного томсоновского рассеяния на установке ГДЛ. Фильтр был подключен ко входу одного из приемников [8], что позволило увеличить подавление паразитного сигнала (рис. 5) примерно на 20 дБ. При этом, поскольку фильтр был расположен до любых других подавляющих элементов приемной системы, он принимал на себя основную долю тепловых нагрузок в течение всех экспериментов, проводимых с использованием гиротрона, однако при этом не было замечено никаких изменений его характеристик.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что применение технологии CMPS для изготовления СВЧ-компонентов позволяет создать конструкцию многорезонаторного режекторного фильтра, удовлетворяющего требованиям экспериментов по коллективному томсоновскому рассеянию, проводимых на установках УТС. Новая технология обеспечивает изготовление деталей фильтра с требуемой точностью, с меньшими затратами труда и материалов по сравнению с традиционным подходом. Соответственно, это не только

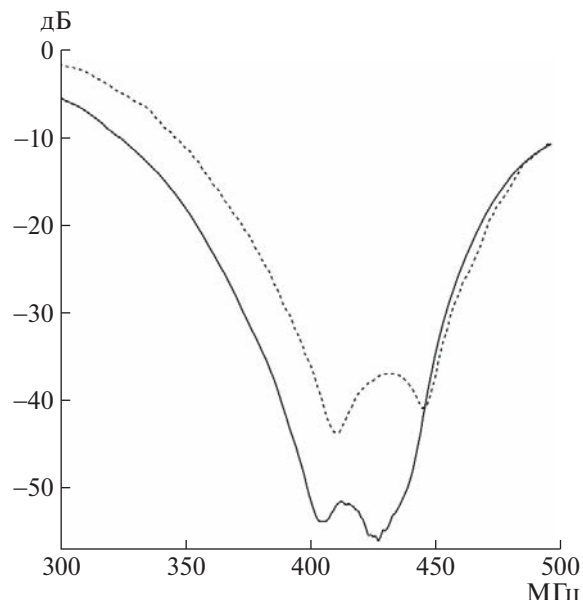


Рис. 5. Штриховая линия — АЧХ приемной системы на промежуточной частоте, сплошная линия — АЧХ приемника с добавленным фильтром. АЧХ снимались при помощи генератора Г4-142 аналогично рис. 4, но вместо анализатора спектра с внешним смесителем для записи характеристики использовался осциллограф Tektronix MSO54, подключенный к приемнику коллективного томсоновского рассеяния.

позволяет снизить стоимость и время изготовления готового изделия, но также открывает возможности для моделирования — оперативно вносить изменения в конструкцию и проводить экспериментальные исследования по ее оптимизации.

В перспективе представляет интерес использование данной технологии для изготовления деталей, используемых в коротковолновой части миллиметрового диапазона, соответствующей электронно-циклотронному нагреву на современных установках по исследованию УТС. Однако при этом важным вопросом остается ограничение по мощности принимаемого излучения, что потребует дальнейших исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда. Изготовление фильтра и первичные испытания поддержаны проектом РНФ № 21-19-00884, разработка конструкции и работа в ходе экспериментальной кампании в Новосибирске выполнены в рамках проекта РНФ № 19-72-20139.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Denisov G.G., Litvak A.G., Myasnikov V.E., Tai E.M., Zapevalov V.E. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 054007. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/48/5/054007>

2. Ковалев Н.Ф., Резников М.Г., Слуцкер Я.З. // ПТЭ. 1979. № 1. С. 120.
3. Denisov G.G. // 18th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Colchester, United Kingdom, 1993. V. 2104. P. 21044Z. <https://doi.org/10.1117/12.2298611>
4. Geist T., Bergbauer M. // Int. J. of Infrared and MM Waves. 1994. V. 15 (12). P. 2043. <https://doi.org/10.1007/BF02096276>
5. Dryagin Yu., Skalyga N. and Geist T. // Int. J. of Infrared and MM Waves. 1996. V. 17. P. 1199. <https://doi.org/10.1007/BF02088905>
6. Danilov Y.Y., Denisov G.G., Khozin M.A., Panin A., Rodin Y. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42 (6). P. 1685. <https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2318352>
7. Лубяко Л.В., Суворов Е.В., Буров А.Б., Штанюк А.М., Дрягин Ю.А., Кукин Л.М., Скалыга Н.К. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 54.
8. Лубяко Л.В., Шалашов А.Г., Андриянов А.Ф., Божков В.Г., Господчиков Е.Д., Дорожкина Д.С. // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 5. С. 373. https://doi.org/10.52452/00213462_2021_64_05_373
9. Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Lubyako L.V., Solomakhin A.L., Viktorov M.E. // JINST. 2021. V. 16. P. 07007. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/07/P07007>
10. Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Lubyako L.V., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 080702. <https://doi.org/10.1063/5.0101751>
11. Проявин М.Д., Котомина В.Е. Заявка на изобретение № 2022120582 РФ от 26.07.2022.
12. Proyavin M.D., Vikharev A.A., Fedotov A.E., Sobolev D.I., Peskov N.Yu., Makhlov P.B., Shmelev M.Yu., Kuzikov S.V. // Radiophys Quantum Electronics. 2020. V. 63. P. 469. <https://doi.org/10.1007/s11141-021-10072-0>
13. Gashturi A.P., Palitsin A.V., Goykhman M.B., Gromov A.V., Panin A., Proyavin M.D., Rodin Y.V. // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). IEEE, 2021. P. 1. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567076>
14. Morozkin M., Manuilov V., Proyavin M., Kotomina V., Kamenskiy M., Orlovskiy A. // International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE). 2022. P. 55. <https://doi.org/10.1109/APEDE53724.2022.9912957>
15. Peskov N.Y., Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Ginzburg N.S., Martyanov I.V., Proyavin M.D., Vikharev A.A., Zaslavsky V.Y. // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). IEEE, 2021. P. 1. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567272>

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ УСИЛИТЕЛЕЙ СИГНАЛА РАСКАЧКИ ПЬЕЗОИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО КОМПЛЕКСА

© 2023 г. В. А. Широков^{a,*}, А. С. Галузин^a, В. Н. Милич^a

^aУдмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
Россия, 426067, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

*e-mail: shirokovva@gmail.com

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.

После доработки 26.12.2022 г.

Принята к публикации 28.12.2022 г.

Описаны усилители сигнала раскачки пьезоизлучателей аппаратного обеспечения гидроакустического исследовательского комплекса, предназначенные для усиления кратковременных сигналов с амплитудной, частотной и фазовой модуляцией на частоте 1 МГц. Особенностью линейного усилителя сигналов с амплитудной модуляцией является применение усилителя с токовой обратной связью, характеризующегося высокими скоростными свойствами. Особенность ключевого усилителя сигналов с постоянной амплитудой (частотная и фазовая модуляция) – это применение оптопар в схеме формирователя управляющих импульсов выходных MOSFET (metal-oxide-semiconductor field effect transistor), что обеспечило симметрию импульсов. Высокая скважность усиливаемых сигналов позволила избежать необходимости в специальных теплоотводах и выполнить простую и компактную реализацию схем. Коэффициент усиления линейного усилителя составил 18 дБ, максимальная амплитуда выходного сигнала – 80 В, ключевого – 26 дБ и 200 В соответственно. Приведены конкретные схемотехнические решения.

DOI: 10.31857/S0032816223030126, EDN: ISRRXU

ВВЕДЕНИЕ

Создание аппаратуры обеспечения навигации беспилотных подводных аппаратов (БПА), предназначенных для автономной работы в подводных акваториях, является в настоящее время актуальной задачей. Известно, что дальность передачи гидроакустических сигналов весьма ограничена в силу объективных причин затухания звуковых волн в водной среде. Поэтому разработка электронных устройств, увеличивающих мощность зондирующих сигналов, имеет важное значение при создании и исследовании алгоритмов обнаружения и локализации подводных объектов при автономном функционировании БПА в окружающей акватории. В настоящей работе рассматриваются особенности построения таких устройств усиления сигналов и конкретные технические решения реализации линейного и импульсного усилителей.

Усилители предназначены для расширения возможностей исследовательского комплекса на основе лабораторного опытового бассейна Физико-технического института УдмФИЦ УрО РАН [1, 2] при решении задачи создания системы подводного видения. Опытный бассейн является масштабной моделью реальной акватории и поз-

воляет проводить полунатурное моделирование компонентов гидроакустических систем [3–5]. В гидроакустических исследованиях волновой коэффициент масштабирования определяется как отношение длин волн гидроакустических колебаний в модели и в реальной акватории, поэтому частота гидроакустических сигналов в опытном бассейне в такой же пропорции должна быть больше частоты сигналов в реальной акватории. Выбранная в исследованиях частота сигналов 1 МГц при размере бассейна 3 м позволяет моделировать распространение гидроакустических сигналов частотой 10 кГц в реальной акватории размером до 300 м. Увеличение частоты приводит к увеличению степени поглощения сигнала в воде, а уменьшение частоты – к уменьшению моделируемой акватории, эти обстоятельства в основном определили выбор указанной частоты сигналов.

Амплитуда гидроакустического сигнала убывает при распространении в гидросреде обратно пропорционально расстоянию от излучателя, что обусловлено пространственным рассеянием мощности сигнала при удалении его от источника излучения. Отраженный от объектов сигнал также рассеивается и ослабевает на пути к приемнику обратно пропорционально расстоянию от отразившего сиг-

нал объекта. Поэтому мощность излучения играет определяющую роль в увеличении дальности систем подводного зондирования [6, 7]. Амплитуда выходного сигнала используемого в исследовательском комплексе генератора JDS6600 [8] в ряде экспериментов оказалась недостаточной для изучения отражаемых гидроакустических сигналов от используемых в исследованиях малоразмерных тестовых объектов. Для расширения возможностей исследовательского комплекса за счет увеличения мощности излучаемых в гидросреду зондирующих сигналов нами разработаны усилители мощности сигнала возбуждения гидроакустического излучателя.

ОСОБЕННОСТЬ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Усилители должны обеспечить возможность проведения исследований со всеми видами модуляции сигнала: амплитудной, частотной и фазовой. Особенностью сигналов систем гидроакустического зондирования является высокая скважность, позволяющая увеличить пиковую мощность излучаемого сигнала при сохранении небольших средних значений рассеиваемой активными компонентами усилителей мощности. В описываемом исследовательском комплексе длительность кодовой посылки не превышает 100 мкс при частоте повторения не выше 100 Гц, что существенно облегчает тепловые режимы электронных компонент выходного усилителя.

Нагрузкой усилителя в проводимых экспериментах служит пьезоэлектрический излучатель, комплексное сопротивление которого в окрестности частоты резонанса и антирезонанса может носить активный, емкостный или индуктивный характер [9]. Частотная и фазовая характеристики использованного в исследованиях серийно выпускаемого пьезокерамического герметизированного пьезоизлучателя US1000-21A с активным элементом в форме диска и рабочим диапазоном частот от 0.9 до 1.1 МГц приведены, например, в источнике [10]. Статическая емкость пьезоизлучателя составляет 1200 пФ, а минимальное сопротивление 130 Ом достигается на частоте 950 кГц, близкой к частоте резонанса. В исследованиях в основном использовался сигнал с частотой 1 МГц, на которой чувствительность пьезоизлучателя максимальна.

Допустимое напряжение пьезоизлучателя US1000-21A равно 150 В, поэтому усилитель должен обеспечивать выходную амплитуду сигнала до 150 В на частоте 1 МГц при емкостной нагрузке 1200 пФ.

Скорость нарастания $\partial U / \partial t$ выходного напряжения определяется частотой f и амплитудой A сигнала по известной формуле:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = A\omega \sin(\omega t),$$

где $\omega = 2\pi f$. При указанных выше параметрах сигнала $\partial U / \partial t$ может достигать 940 В/мкс.

ТРЕБОВАНИЯ К УСИЛИТЕЛЯМ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО КОМПЛЕКСА

Ввиду отсутствия доступных усилителей с указанной выше скоростью нарастания выходного напряжения и высокой амплитудой выходного сигнала на емкостной нагрузке с целью реализации указанных характеристик для применения в исследовательском комплексе были разработаны два усилителя: линейный — для усиления знакопеременных сигналов с амплитудной модуляцией, а также импульсный, обеспечивающий усиление сигналов с частотной и фазовой модуляцией без изменения амплитуды знакопеременного сигнала.

Важными дополнительными факторами являлись следующие требования: использование распространенной элементной базы, лаконичность схемных решений и простота отладки электронной схемы, а также отсутствие необходимости использования теплоотводов и компактность конструкции. Последнее свойство особенно важно при изготовлении многоканальных усилителей для многоэлементных матричных и фасеточных излучателей.

ЛИНЕЙНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ТОКОВОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ДЛЯ СИГНАЛОВ С АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Для усиления амплитудно-модулированного сигнала разработана схема линейного усилителя класса В с токовой обратной связью (ТОС), имеющего высокие быстродействие и скорость нарастания выходного напряжения [11–14].

Усилитель представляет собой симметричный выходной каскад, собранный на комплементарных парах биполярных транзисторов. Для реализации необходимого усиления сигнала по току использована схема составного транзистора Шиклаи, в которой усиление по току определяется произведением коэффициентов усиления двух последовательно включенных транзисторов противоположных типов проводимости (рис. 1а). Встраивание резистивного трехполюсника (рис. 1б) преобразует составной транзистор в усилитель напряжения с ТОС, в котором коэффициент усиления определяется отношением номиналов резисторов трехполюсника $(R_1 + R_2)/R_2$ и в меньшей степени — номиналом резистора R_{36} .

Полная схема усилителя приведена на рис. 2а. Усилитель состоит из симметричных положительного и отрицательного плеч усиления. Точка соединения эмиттеров первой пары транзисторов

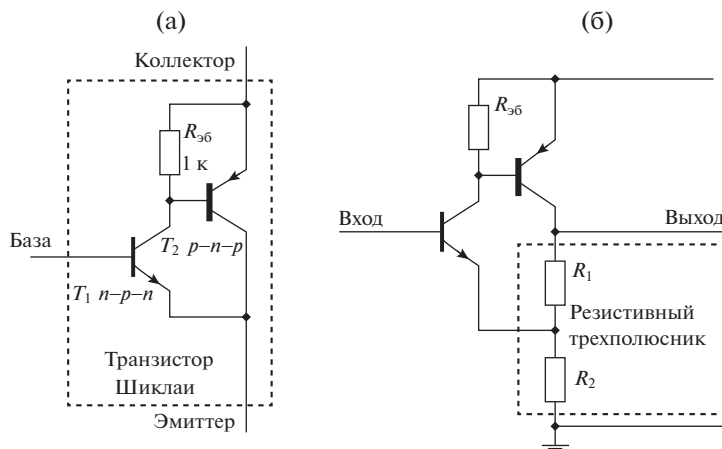


Рис. 1. Преобразование составного транзистора Шиклаи (а) в усилитель напряжения с токовой обратной связью (б).

(T_1 и T_2) положительного (T_1) и отрицательного (T_2) плеч усилителя использована в качестве входа токовой отрицательной обратной связи, точка соединения коллекторов второй пары транзисторов (T_3 и T_4) — в качестве выхода усилителя. При указанных номиналах резисторов коэффициент усиления равен 18 дБ.

При возбуждении пьезоизлучателя в области резонанса уровень нелинейных искажений не является существенным. Поэтому выходная пара работает в режиме с нулевым смещением, снижающим возможность возникновения сквозных токов при переключении транзисторов выходной пары.

Максимальное напряжение питания усилителя ограничено максимально допустимым напряжением выходных транзисторов T_3 и T_4 , а также максимально допустимой мощностью рассеяния используемых в выходном каскаде транзисторов.

Максимально допустимое напряжение пьезоизлучателя равно 150 В. При сопротивлении пьезоизлучателя 130 Ом ток через него может превышать 1.1 А. Мгновенная выходная мощность при этом превышает 160 Вт, что значительно превосходит возможности комплементарной пары 2SA1837 + 2SC4793 биполярных транзисторов, наиболее мощной из доступных на данный момент. Это обстоятельство повлияло на выбор напряжения питания. Для определения зоны допустимой работы транзисторов использованы справочные материалы фирмы-изготовителя [15, 16].

Наиболее напряженный режим работы достигается на емкостной нагрузке в моменты перезарядки емкости пьезоизлучателя от одного уровня напряжения питания до другого с высокой скоростью изменения напряжения. При этом кристалл транзистора должен рассеивать максимальную пиковую мощность без повреждения. Этот фактор, наряду с максимально допустимыми напря-

жениями и током, является определяющим при выборе выходных транзисторов. Для оценочного расчета мгновенного значения рассеиваемой на выходных транзисторах мощности воспользуемся упрощенной схемой, показывающей цепь прохождения тока нагрузки на положительном фронте выходного напряжения (рис. 2б). Предполагаем, что ток через сопротивление R_5 пренебрежимо мал по сравнению с током коллектора выходного транзистора T_3 , а быстродействия транзисторов T_3 и T_4 достаточно для запираания в этот момент выходного транзистора нижнего плеча T_4 .

При этом ток пьезоизлучателя (трансдюсера) $I_T(t)$ можно считать равным току коллектора $I_K(t)$ выходного транзистора T_3 .

Значение мощности на коллекторном переходе выходного транзистора $P_K(t)$ вычисляется по очевидной формуле:

$$P_K(t) = I_K(t)U_{K3}(t),$$

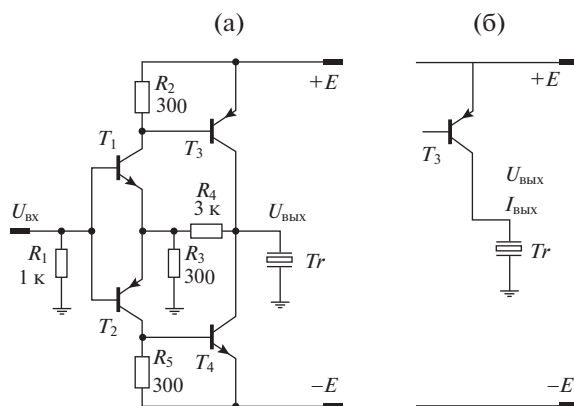


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема биполярного усилителя сигнала: а — полная схема, б — фрагмент верхнего плеча в активной фазе.

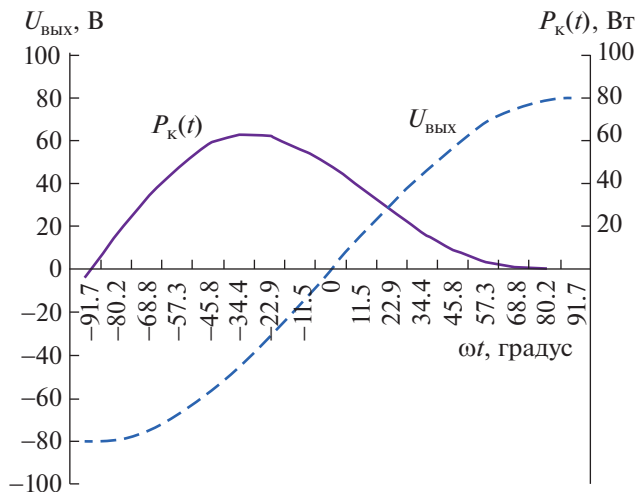


Рис. 3. Зависимости мощности $P_k(\omega t)$, рассеиваемой на коллекторе транзистора T_3 верхнего плеча, и выходного напряжения от времени активной фазы работы.

где $I_k(t)$ — ток коллектора транзистора T_3 , а $U_{кэ}(t)$ — напряжение между коллектором и эмиттером T_3 .

Пусть выходное напряжение усилителя $U_{\text{вых}}(t)$ меняется по гармоническому закону с частотой $F = 1$ МГц и амплитудой A :

$$U_{\text{вых}}(t) = A \sin(\omega t),$$

тогда ток пьезоизлучателя $I_T(t)$, имеющего емкость C_T , равен

$$I_T(t) = C_T \partial U_{\text{вых}}(t) / \partial t = C_T A \omega \cos(\omega t),$$

а напряжение $U_{кэ}(t)$ равно

$$U_{кэ}(t) = E - U_{\text{вых}}(t) = E - A \sin(\omega t),$$

следовательно,

$$P_k(t) = I_k(t) U_{кэ}(t) = C_T A \omega \cos(\omega t) \times (E - A \sin(\omega t)).$$

График $P_k(t)$ для $E = A = 80$ В, рассчитанный в программе Excel, приведен на рис. 3.

Максимальная за период, расчетная, рассеиваемая на коллекторном переходе выходного транзистора мощность равна 62 Вт, а средняя за период колебаний сигнала — 15.1 Вт, при этом ток коллектора не превышает 0.6 А при напряжении $U_{кэ}(t) \leq 100$ В. При частоте сигнала 1 МГц длительность периода равна 1 мкс, продолжительность времени превышения мощности 40 Вт составляет 188 нс.

Ассортимент комплементарных пар биполярных транзисторов с граничной частотой выше 50 МГц весьма ограничен. Предельные параметры единственной доступной пары на данный момент — 2SA1837 + 2SC4793, NPN/PNP, 230 В, 1 А —

приведены в справочных материалах фирмы изготовителя [15, 16].

Как следует из приведенных справочных данных производителя транзисторов, предельные параметры транзисторов T_3 и T_4 при работе в данной схеме при $E = A \geq 60$ В выходят за пределы области гарантированной производителем максимальной нагрузки. Однако в соответствии со справочными материалами фирмы изготовителя можно ожидать, что уменьшение времени действия перегрузки в 1000 раз может расширить область допустимых нагрузок, не вызывающих деградации структуры кристалла транзистора. Поэтому было проведено испытание надежности работы усилителя в области субмикросекундных нагрузок при напряжениях $E = A = 80$ В в течение трех суток работы без выключения питания, подтвердившее, что такие кратковременные тепловые перегрузки не вызывают повреждений транзисторов. В режиме испытания усилитель был нагружен на пьезоизлучатель US1000-21A, амплитуда A выходного напряжения была равна 80 В, частота сигнала $F = 1$ МГц, пакеты синусоидальных колебаний в 64 периода следовали с частотой 100 Гц. Испытания не привели к деградации параметров выходных транзисторов. Усилитель находится в режиме регулярной эксплуатации более 5 месяцев.

Так как выходные транзисторы усилителя работают в напряженном режиме, а схема защиты от перегрузки и короткого замыкания нагрузки в схеме отсутствует, при работе с усилителем следует соблюдать аккуратность во избежание выхода его из строя. Важно также, чтобы скважность сигнала (отношение паузы к длительности сигнала) была не менее 100 для соблюдения безопасного теплового режима.

При напряжении питания 80 В и амплитуде выходного сигнала 80 В эффективная мощность в нагрузке на частоте резонанса пьезоизлучателя составляет 26.6 Вт. Дальнейшее увеличение выходной мощности повышением напряжения питания в данной лаконичной симметричной конфигурации может снизить надежность работы усилителя. Параллельное включение выходных транзисторов для увеличения тока и мощности [17], как и последовательное включение выходных транзисторов для увеличения размаха напряжения [18] влекут значительное увеличение числа компонент, поэтому в рамках данной работы не рассматриваются.

Осциллограммы выходного напряжения усилителя в режиме холостого хода и в нагруженном на пьезоизлучатель режиме приведены на рис. 4. Осциллограммы подтверждают отсутствие видимых искажений выходного сигнала типа “ступенька”.

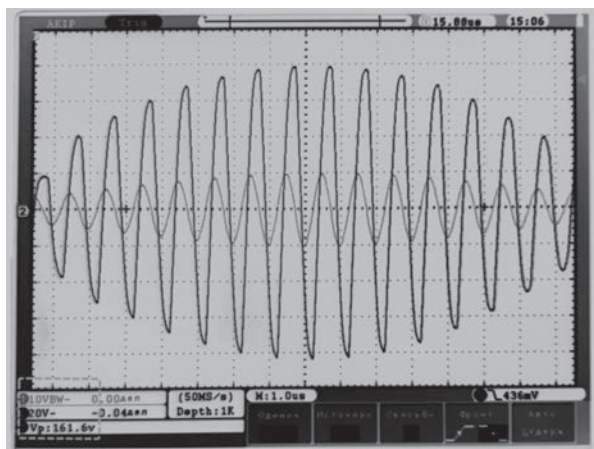


Рис. 4. Осциллограмма выходного сигнала усилителя. Масштаб по вертикали: 20 В/деление — для выходного напряжения, 10 В/деление — для входного, усиление сигнала составляет 18 дБ; масштаб по горизонтали — 1 мкс/деление.

КЛЮЧЕВОЙ УСИЛИТЕЛЬ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

В отличие от амплитудно-модулированных, сигналы с частотной и фазовой модуляцией имеют постоянную амплитуду. Это обстоятельство позволяет при конструировании выходного усилителя использовать значительно более энергоэффективные ключевые схемы на MOSFET (metal-oxide-semiconductor field effect transistor) (например, IRFZ44VPbF [19]). Кроме того, применение выходного трансформатора избавляет от необходи-

мости использования высоковольтного двупольного источника питания и позволяет реализовать лаконичную схему двухтактного усилителя класса D. Дополнительно применение выходного трансформатора дает возможность использовать низковольтный источник питания, а также варьировать сопротивление и мощность нагрузки без изменения схемных решений. Поэтому выходной усилитель для работы с частотно-модулированными и фазомодулированными сигналами выполнен по ключевой схеме и имеет значительно большую энергоэффективность. Схема усилителя приведена на рис. 5.

Усилитель состоит из двух одинаковых каналов, нагруженных на противофазные первичные обмотки L_1 , L_2 выходного трансформатора. Каждый канал содержит схему управления ключом IC_1 (IC_2) и сам выходной ключ на MOSFET T_1 (T_2), а также цепь рекуперации D_1 , R_4 , C_3 (D_2 , R_6 , C_5) и гасящую цепь R_5 , C_4 (R_7 , C_6). Схема управления ключами должна обеспечивать формирование противофазных импульсов отпираания выходных ключей T_1 (T_2) при подаче на вход схемы синусоидального напряжения с амплитудой 10 В. При отсутствии входного напряжения схема управления ключами должна поддерживать запертое состояние ключей. Импульсы отпираания ключей T_1 (T_2) должны иметь одинаковую длительность и не пересекаться во времени. Схема управления ключами реализована на микросхемах IC_1 , IC_2 (HCPL3180), входная цепь которых включает оптопару, что позволяет получить про-

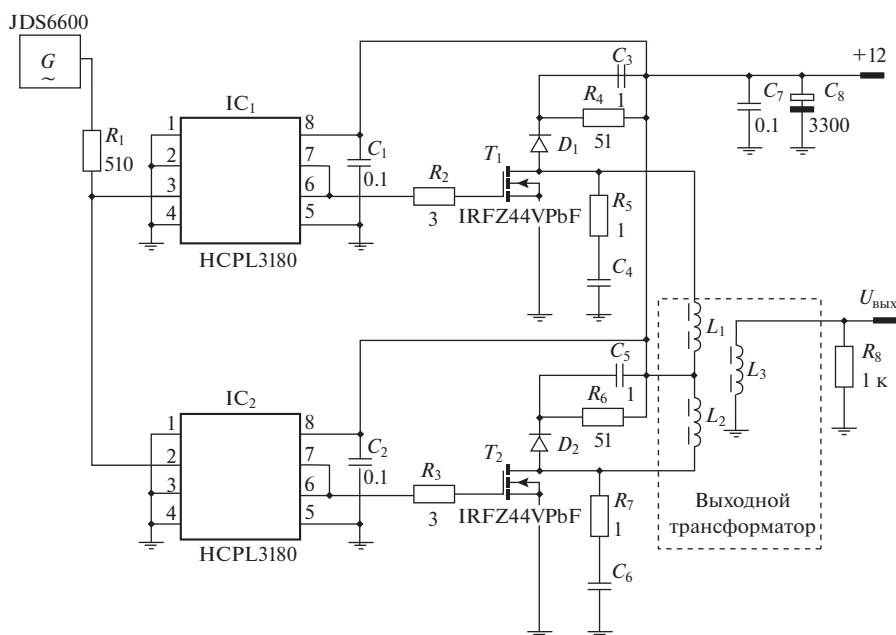


Рис. 5. Усилитель сигнала на MOSFET.

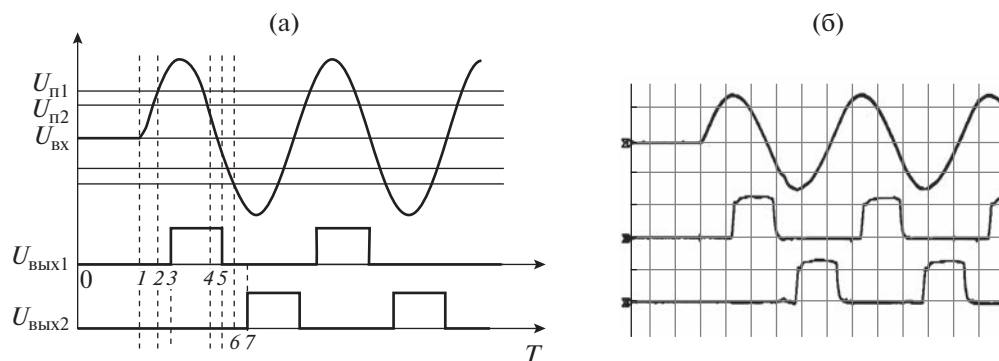


Рис. 6. Временные диаграммы формирования импульсов управления выходными ключами. **а** – входной сигнал $U_{\text{вх}}$ ($U_{\text{п1}}$ – уровень отпираания оптрона микросхемы IC_1 , $U_{\text{п2}}$ – уровень запираания оптрона микросхемы IC_1), выходное напряжение $U_{\text{вых1}}$ микросхемы IC_1 , выходное напряжение $U_{\text{вых2}}$ микросхемы IC_2 ; цифрами обозначены моменты времени: 1 – начало входного сигнала, 2 – момент отпираания оптрона микросхемы IC_1 , 3 – передний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_1 , 4 – момент запираания оптрона микросхемы IC_1 , 5 – задний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_1 , 6 – момент отпираания оптрона микросхемы IC_2 , 7 – передний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_2 . **б** (сверху вниз) – осциллограммы входного сигнала, выходного напряжения микросхемы IC_1 , выходного напряжения микросхемы IC_2 .

тивофазные сигналы управления выходными ключами T_1 (T_2) простым противофазным включением входных выводов оптопар прямого и инверсного каналов без применения схемы инвертирования сигнала, вносящей нежелательную задержку в инвертированный канал. Применение оптопар, обеспечивающей строгую противофазность отпирающих импульсов, является особенностью данного схемотехнического решения. Дополнительным преимуществом такого решения является обеспечение закрытого состояния выходных ключей при отсутствии входного сигнала. Работа схемы иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис. 6.

На диаграммах (рис. 6) цифрами обозначены моменты времени: 1 – начало входного сигнала; 2 – момент отпираания оптрона микросхемы IC_1 ; 3 – передний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_1 ; 4 – момент запираания оптрона микросхемы IC_1 ; 5 – задний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_1 ; 6 – момент отпираания оптрона микросхемы IC_2 ; 7 – передний фронт импульса выходного напряжения микросхемы IC_2 и т.д.

Резисторы R_2 и R_3 ограничивают выходной ток микросхем IC_1 , IC_2 допустимой величиной. Резистор R_8 , включенный параллельно выходной обмотке L_3 , ограничивает выходное напряжение усилителя при отсутствии нагрузки. При величине питающего напряжения $E = 12$ В амплитуда выходного напряжения усилителя составляет 200 В. Выходной трансформатор выполнен на ферритовом кольце М2000НМ-1 К16 × 10 × 4,5,

первичные обмотки содержат по 3 витка, вторичная – 46 витков. Для получения другой амплитуды выходного напряжения число витков вторичной обмотки может варьироваться в соответствии с требованиями.

Параметры конденсаторов C_7 и C_8 – эффективное сопротивление и величина емкости – являются критическими параметрами. Дело в том, что во время излучения сигнала ток, протекающий через ключи T_1 и T_2 в моменты их отпираания, превышает 15 А. Источником этого тока в первые десятки микросекунд являются конденсаторы C_7 и C_8 . Их эквивалентное последовательное сопротивление (ЭПС) включается последовательно с первичными катушками трансформатора. Падение напряжения на ЭПС уменьшает КПД усилителя и его максимальное выходное напряжение. Поэтому указанные конденсаторы должны иметь возможно меньшее значение ЭПС. Суммарная емкость конденсаторов должна быть достаточной, чтобы обеспечить необходимый ток в течение длительности сигнала. Величина емкости C_8 , равная 3300 мкФ, обеспечивает падение напряжения питания менее чем на 0,5 В при токе разряда 15 А в течение 100 мкс.

Критичность намотки катушек L_1 , L_2 и L_3 трансформатора заключается в том, что они должны быть намотаны одна поверх другой, чтобы обеспечить максимальную взаимную магнитную связь. Этот простой прием позволяет увеличить выходное напряжение и уменьшить выбросы напряжения при размыкании ключей при прочих равных условиях.

Компоновка радиоэлектронных компонентов и топология проводников на печатной плате должны быть выполнены с учетом импульсного режима работы устройства, в частности: емкости C_7 и C_8 должны соединяться с нулевой шиной и катушками L_1 , L_2 максимально короткими проводниками, соединения истоков транзисторов T_1 и T_2 с емкостями C_7 и C_8 тоже должны быть максимально короткими.

Сопротивление канала открытого ключа не превышает 16 мОм [19], поэтому генерируемая на кристалле транзистора мощность при токе 15 А не превышает 3.6 Вт. При скважности усиливаемых импульсных сигналов от 100 и выше средняя рассеиваемая транзистором мощность не превышает 0.036 Вт, что позволяет использовать транзисторы без дополнительного теплоотвода.

В соответствии с опубликованной производителем диаграммой допустимых сочетаний тока стока и напряжения сток-исток используемых транзисторов при длительности цуга колебаний до 100 мкс выходной каскад имеет многократный запас мощности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описана схемотехническая реализация двух вариантов усилителей мощности сигнала, подаваемого на пьезоэлектрический излучатель гидроакустических импульсов, применяемый в экспериментальном лабораторном исследовательском бассейне. Один из усилителей предназначен для увеличения мощности амплитудно-модулированных сигналов с меняющейся амплитудой, другой — для увеличения мощности сигналов с частотной и фазовой модуляцией.

Специфика разработанных схемотехнических решений обусловлена кратковременностью сигналов (десятые доли миллисекунды) при большой скважности, что позволяет получать высокую мощность кратковременных сигнальных посылок при сохранении низкой средней потребляемой мощности. Дополнительной особенностью решений является способность работы усилителей на емкостную нагрузку пьезоэлектрического излучателя.

Усилитель сигналов с амплитудной модуляцией реализован на основе комплементарных пар биполярных транзисторов, работающих в режиме класса В, соединенных по схеме составного транзистора Шиклаи в конфигурации усилителя с токовой обратной связью. Результатом применения этого усилителя является увеличение на 18 дБ динамического диапазона лабораторной системы обнаружения малоразмерных объектов в гидро-среде.

Усилитель частотно-модулированных сигналов реализован по трансформаторной схеме на

MOSFET, работающих в ключевом режиме. Результатом применения этого усилителя является увеличение динамического диапазона лабораторной системы на 26 дБ.

Лаконичность схемотехнических решений, малая потребляемая мощность, доступность радиоэлектронных компонентов позволяют решить задачу раскочки (запитывания) матричных или фасеточных массивов пьезоэлектрических излучателей простым тиражированием усилительных каналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Широков В.А., Милич В.Н. // Вестник ИжГТУ им. М.Т. Калашникова. 2021. Т. 24. № 4. С. 54.
2. Липанов А.М., Альес М.Ю., Милич В.Н., Широков В.А. // Актуальные проблемы защиты и безопасности: Труды XXV Всероссийской научно-практической конференции РАРАН (4–7 апреля 2022 г.) Т. 3. М., 2022. С. 253.
3. Трофимов В.Н. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 9. doi Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep19/7/text.pdf> <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.9.7>
4. УНУ “Имитационно-натурный гидроакустический комплекс”. [Электронный ресурс]. URL: http://inep.sfedu.ru/unu_ingak/ (дата обращения: 05.10.2022)
5. УСУ “Гидроакустический комплекс”: [Электронный ресурс]. URL: <http://akin.ru/about-us/sten-dovaya-baza/gidroakusticheskij-ispytatelnyj-kompleks/> (дата обращения: 05.10.2022)
6. Урик Роберт Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.
7. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
8. JDS6600 серия цифровых двухканальных DDS генераторов сигналов: руководство по эксплуатации. URL: <https://supereyes.ru/img/instructions/JDS6600%20manual.pdf> / (дата обращения 06.10.2022)
9. Шарапов В.М., Мусиенко М.П., Шарапова Е.В. Пьезоэлектрические датчики. М.: Техносфера, 2006.
10. Ultrasonic heat meter sensor US1000-21A: [Электронный ресурс]. URL: https://aliexpress.ru/item/32767948760.html?gateway-Adapt=glo2rus&sku_id=62365824783 / (дата обращения: 06.10.2022)
11. Савенко Н. // Современная радиоэлектроника. 2006. № 2. С. 18.
12. Senani R., Бхаскар Д.Р., Сингх А.К., Сингх В.К. Current Feedback Operational Amplifiers and Their Applications. Springer, 2013. (Analog Circuits and Signal Processing) ISBN 9781461451884.
13. Операционный усилитель с токовой обратной связью. Википедия. [Электронный ресурс]. URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Операционный_усилитель_с_токовой_обратной_связью / (дата обращения: 06.10.2022)

14. *Селф Д.* Проектирование усилителей мощности звуковой частоты. 3-е издание. М.: ДМК Пресс, 2009. С. 134.
15. TOSHIBA Transistor Silicon PNP Epitaxial Type 2SA1837 [Электронный ресурс]. URL: <https://static.chipdip.ru/lib/920/DOC000920605.pdf> /(дата обращения: 05.10.2022)
16. TOSHIBA Discrete Semiconductors 2SC4793 [Электронный ресурс]. URL: <https://static.chipdip.ru/lib/921/DOC000921041.pdf> /(дата обращения: 05.10.2022)
17. *Alexander M.* A Current Feedback Audio Power Amplifier. 88th Convention of the Audio Eng. Soc. Reprint № 2902, March 1990.
18. *Жарков Я.Е., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямичиков В.А.* // ПТЭ. 2021. № 6. С. 25.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221060239>
19. IRFZ44VPbF Product Data Sheet – Infineon Technologies [Электронный ресурс]. URL: <https://static.chipdip.ru/lib/416/DOC012416386.pdf> /(дата обращения: 05.10.2022)

ДИНИСТОРНЫЙ КОММУТАТОР МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2023 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а, К. А. Козлов^а

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

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

Поступила в редакцию 03.03.2023 г.

После доработки 11.03.2023 г.

Принята к публикации 12.03.2023 г.

Описан мощный коммутатор на основе блока динисторов с ударной ионизацией, который имеет рабочее напряжение 16 кВ и способен на частоте 300 Гц коммутировать наносекундные импульсы тока с амплитудой ~3 кА. Приведены результаты компьютерного моделирования процесса его включения, определены перспективы увеличения коммутируемой мощности.

DOI: 10.31857/S0032816223040134, EDN: RBDVWO

Высокая эффективность полупроводниковых коммутаторов наносекундных импульсов тока может быть обеспечена только при очень малом времени их переключения в хорошо проводящее состояние. В настоящее время наименьшее время включения имеют описанные в работах [1–3] четырехслойные кремниевые структуры, которые запускаются наносекундным импульсом напряжения, нарастающим со скоростью >1 кВ/нс. Такой способ запуска был предложен в работе [4]. Он обеспечивает нарастание напряжения на полупроводниковой структуре до величины, существенно превышающей напряжение стационарного пробоя, время развития которого составляет десятки наносекунд. В результате напряженность поля в базовых областях полупроводниковой структуры становится достаточной для инициации процесса ударной ионизации кремния. Процесс ударной ионизации позволяет обеспечить высокую проводимость за время <1 нс.

В работах [5–7] описаны оригинальные четырехслойные кремниевые структуры с субнаносекундным временем включения — динисторы с ударной ионизацией (SID — Shock Ionized Dynistors). Их основное достоинство — возможность эффективно включаться при сравнительно малой мощности запускающего воздействия.

Принцип работы SID позволяет включать высоковольтные блоки последовательно соединенных SID-структур общим наносекундным импульсом высокого напряжения. В работе [8] приведены результаты исследования блока SID с рабочим напряжением 12 кВ, состоящего из шести последовательно соединенных опытных SID-

структур, имеющих диаметр 24 мм. Эффективное включение этого блока достигалось, когда выходное напряжение цепи управления (ЦУ) нарастало со скоростью более 5 кВ/нс, а выходной ток ЦУ в процессе переключения SID-структур был не менее 300 А.

В данной статье приведены результаты исследования более мощного блока SID, с рабочим напряжением 16 кВ, состоящего из восьми динисторных структур, имеющих диаметр 24 мм, которые были изготовлены в условиях промышленного производства в ПАО “Электровыпрямитель” (г. Сааранск, Россия).

Для проведения исследований был разработан генератор мощных наносекундных импульсов. Его электрическая схема показана на рис. 1.

В схеме на рис. 1 зарядное напряжение U_0 накопительного конденсатора C_0 первоначально приложено к блоку SID и к цепи $C-D$. Включение блока SID осуществляется с помощью размыкающего ключа с наносекундным временем выключения, выполненного в виде блока последовательно соединенных дрейфовых диодов с резким восстановлением (DSRD — Drift Step-Recovery Diodes), впервые описанных в работе [9]. Эффективная работа блока DSRD обеспечивается ЦУ, которая подробно описана в работе [10]. Она разработана на основе схемотехнического решения, представленного в работе [11].

Принцип действия схемы на рис. 1 заключается в следующем. После включения ключа K конденсатор C_1 быстро перезарядается. Ток перезарядки протекает через цепь DSRD— L_2 — C_2 и через

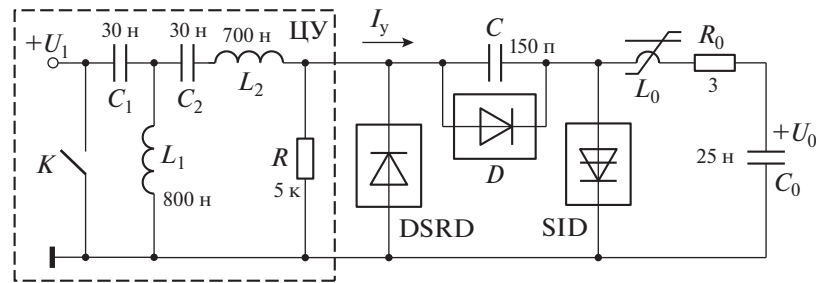


Рис. 1. Электрическая схема опытного генератора. L_0 — один виток, сердечник — феррит N87 (EPCOS), 2 кольца размером $29.5 \times 19 \times 14.9$ мм; D — K100F (2 последовательно); DSRD — 35 диодных структур, имеющих диаметр 20 мм; SID — 8 динисторных структур, имеющих диаметр 24 мм; K — высоковольтный интегральный импульсный тиристор [12].

индуктивность L_1 . В результате происходит зарядка конденсатора C_2 , и через блок DSRD в прямом направлении протекает принципиально короткий ток, обеспечивающий эффективное накопление заряда в DSRD-структурах. Длительность этого тока составляет ~ 300 нс. Затем конденсаторы C_1 , C_2 разряжаются по цепи L_2 —DSRD, и через блок DSRD в обратном направлении протекает быстро нарастающий ток, который за время ~ 200 нс выносит из DSRD-структур весь накопленный заряд. В результате блок DSRD выключается за время ~ 2.5 нс, и ток I_y (~ 350 А), протекающий через индуктивность L_2 , коммутируется в цепь C —SID.

Ток I_y осуществляет перезарядку конденсатора C и быструю зарядку собственной емкости C_{SID} блока SID ($C_{SID} \ll C$). В результате напряжение на динисторных структурах резко нарастает до величины напряжения переключения. В процессе включения SID-структур через них продолжает протекать ток I_y , который обеспечивает высокую интенсивность процесса ударной ионизации. До момента включения блока SID дроссель L_0 имеет

большую индуктивность и исключает возможность перераспределения тока I_y в цепь конденсатора C_0 . Сердечник дросселя L_0 насыщается спустя несколько наносекунд после включения блока SID. В результате индуктивность дросселя уменьшается, и ток I_0 разряда конденсатора C_0 резко нарастает. В интервале между моментом включения блока SID и моментом насыщения сердечника дросселя L_0 через блок SID протекает ток цепи управления, обеспечивающий высокую проводимость SID-структур. Такой режим достигается благодаря использованию диодного блока D .

На рис. 2 показана осциллограмма напряжения на блоке SID в процессе его переключения. Она получена при использовании в цепи разряда конденсатора C_0 токоограничивающего резистора с сопротивлением 500 Ом. Осциллограмма измерена при использовании опытного высоковольтного делителя напряжения с сопротивлением ~ 500 Ом, который калибровался при измерении импульсов напряжения с фронтом 300 нс с помощью генератора

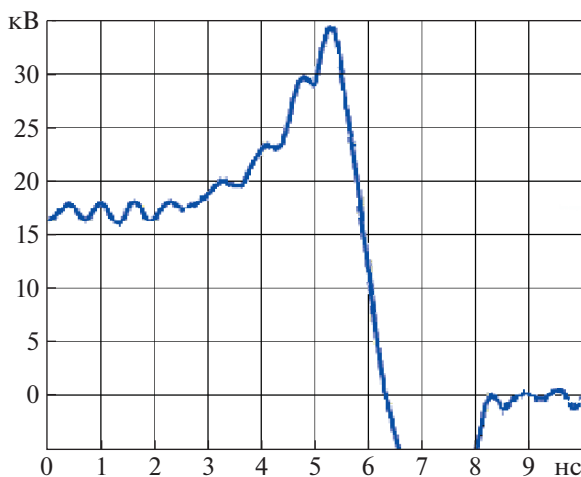


Рис. 2. Осциллограмма напряжения на блоке SID.

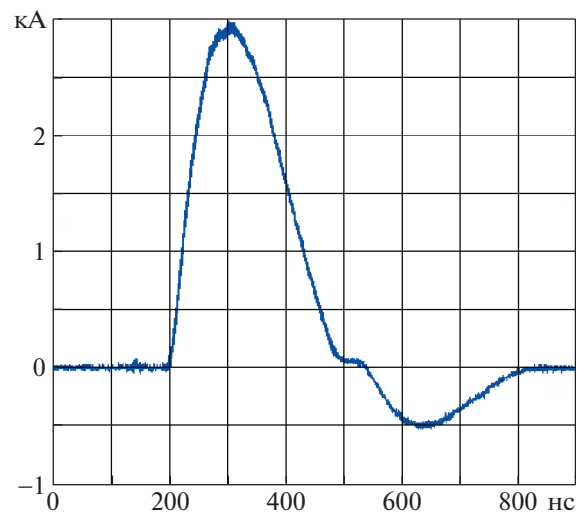


Рис. 3. Осциллограмма тока через блок SID.

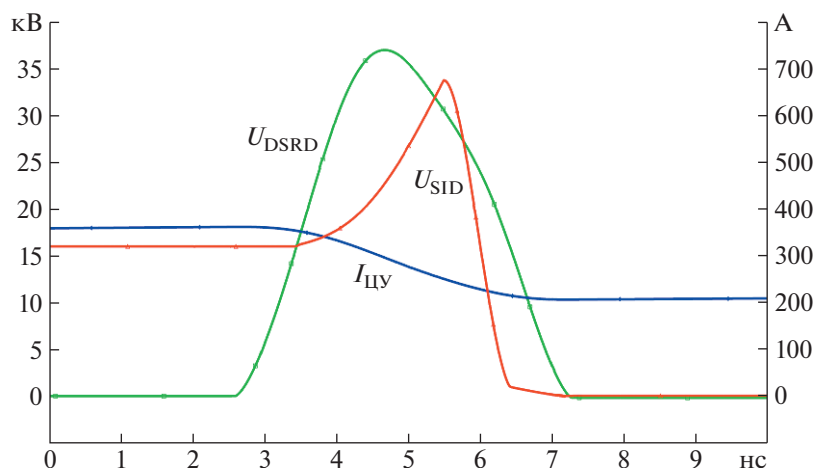


Рис. 4. Расчетные кривые напряжения на блоке SID (U_{SID}), выходного тока цепи управления ($I_{ЦУ}$) и напряжения на блоке DSRD (U_{DSRD}).

LeCroy 9210. Делитель подключался к блоку SID через малогабаритный конденсатор.

На рис. 3 приведена осциллограмма тока через блок SID, полученная на частоте 300 Гц при напряжении $U_0 = 16$ кВ. Амплитуда тока составляет ~ 3 кА, длительность ~ 250 нс. Осциллограмма измерена с помощью малогабаритного датчика тока, разработанного в фирме Pearson Electronics.

На рис. 4 приведены результаты компьютерного моделирования процесса включения блока SID, выполненного с помощью пакета программ OrCAD. Кривые $I_{ЦУ}$, U_{SID} , U_{DSRD} иллюстрируют

выходной ток цепи управления и падение напряжения на блоках SID и DSRD.

Моделируемая схема показана на рис. 5. Блок SID в процессе нарастания запускающего напряжения моделировался как блок обратносмещенных диодов. В качестве этих диодов и диодов блока DSRD использовались модели диодов из пакета программ OrCAD. Коэффициенты в формулах, описывающих вольт-фарадные характеристики диодов OrCAD, выбирались так, чтобы получить совпадение с зависимостями, измеренными для структур DSRD и SID в диапазоне напряжений до 300 В. Время жизни в моделях диодов OrCAD задавалось ~ 10 мкс. Включение блока SID моделировалось включением ключа K_1 . Величина напряжения включения ключа K_1 определялась как сумма напряжений включения динисторных структур блока SID. Величина этих напряжений (~ 4 кВ) задавалась исходя из результатов исследования используемых SID-структур, проведенного на стенде, описанном в работе [7]. Величины $L_{SID} = 20$ нГн, $L_1 = 10$ нГн и $R_1 = 50$ мОм подбирались таким образом, чтобы расчетная кривая напряжения U_{SID} хорошо соответствовала осциллограмме на рис. 2.

Таким образом, результаты исследований разработанного блока SID с рабочим напряжением 16 кВ свидетельствуют о его высокой эффективности в режиме коммутации мощных наносекундных импульсов тока. Принцип работы рассмотренного блока SID позволяет увеличивать коммутируемую мощность путем увеличения рабочего напряжения, определяемого количеством последовательно соединенных SID-структур. Недостатком такого решения является то, что при большом количестве SID-структур чрезмерно увеличивается выходное напряжение цепи управления. Так, например, при запуске блока SID с рабо-

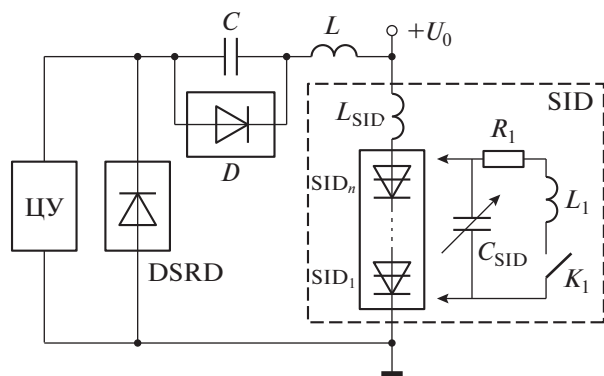


Рис. 5. Моделируемая схема коммутатора на основе блока SID. ЦУ, C, D — цепь управления и разделительные элементы, соответствующие схеме на рис. 1; DSRD — блок диодов с напряжением статического пробоя 1.3 кВ; SID — блок динисторов с напряжением статического пробоя 2.7 кВ; SID_1 , SID_n — динисторные структуры; L , L_{SID} — монтажные индуктивности; C_{SID} — суммарная емкость динисторных структур; R_1 , L_1 , K_1 — элементы цепи, моделирующей включение блока SID.

чим напряжением 24 кВ расчетное напряжение на блоке DSRD составляет ~53 кВ. Такое напряжение требует создания соответствующей изоляции с использованием специальных изолирующих материалов. Поэтому рассмотренную схему SID-коммутатора с одной цепью управления, по-видимому, целесообразно применять для переключения блоков SID с рабочим напряжением <20 кВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Tchashnikov I.G., Yarin P.M. // Proc. of 1996 International Power Modulator Symposium. FL, USA, Boca Raton, 1996. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2008. V. 36. № 2. Part 1. P. 3782. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
3. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2016. V. 44. № 10. Part 1. P. 1888. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
4. Grekhov I., Kardo-Sysoev A. // Soviet Technical Physics Letters. 1979. V. 5. № 8. P. 395.
5. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
6. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 75. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050171>
7. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. Art. 084704. <https://doi.org/10.1063/5.0015284>
8. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 70. <https://doi.org/10.31857/S003281622205007X>
9. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderov S. // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 6. P. 597. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(85\)90130-3](https://doi.org/10.1016/0038-1101(85)90130-3)
10. Korotkov S., Aristov Yu., Zhmodikov A. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2022. V. 50. № 4. P. 954. <https://doi.org/10.1109/TPS.2022.3156386J>
11. Sanders J., Kuthi A., Gundersen M.A., Moore W.H. Patent No. US 8, 115, 343 B2. 2012.
12. Грехов И.В., Жмодиков А.Л., Коротков С.В., Прижимнов С.Г., Фоменко Ю.Л. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 32. <https://doi.org/10.1134/S0020441216020202>

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОММУТАТОРОВ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО СОЕДИНЕННЫХ БЛОКОВ ДИНИСТОРОВ С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

© 2023 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а,
А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

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

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

Поступила в редакцию 11.03.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Описаны два типа коммутаторов мощных импульсов тока с рабочим напряжением 24 кВ, выполненных на основе блоков последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией. Рассмотрены процессы переключения этих коммутаторов, приведены результаты их сравнительного исследования. Показана возможность эффективной коммутации наносекундных импульсов тока с амплитудой 6 кА и скоростью нарастания 150 А/нс. Определены перспективы увеличения коммутируемой мощности.

DOI: 10.31857/S0032816223040146, EDN: RBFCKV

Потери энергии в коммутаторах мощных импульсов с субмикросекундным фронтом существенно зависят от времени их переключения в состоянии с высокой проводимостью. Поэтому большой интерес представляют описанные в работах [1–4] четырехслойные кремниевые структуры, которые имеют субнаносекундное время включения благодаря использованию предложенного в работе [5] способа запуска наносекундным импульсом высокого напряжения. При такой длительности запускающего воздействия лавинный пробой развиться не успевает, и напряженность поля в базовых областях полупроводниковой структуры нарастает до величины, достаточной для инициирования процесса ударной ионизации кремния. Этот процесс обеспечивает очень высокую скорость увеличения проводимости кремниевой структуры, которая в настоящее время недоступна для альтернативных полупроводниковых ключей.

В работе [6] показаны высокие коммутационные возможности полупроводникового ключа с рабочим напряжением 12 кВ, который выполнен в виде блока последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией (SID – Shock-Ionized Dynistors), описанных в работах [7–9]. Недостатком такого ключа является большая амплитуда выходного напряжения цепи управления (~27 кВ), которая обеспечивает переключение всех динисторных структур. Этот недостаток за-

трудняет разработку SID-ключей с более высоким рабочим напряжением, но может быть устранен при использовании нескольких последовательно соединенных блоков SID с автономными цепями управления.

На рис. 1 приведена схема опытного генератора, содержащего SID-ключ с рабочим напряжением 24 кВ, состоящий из блоков SID₁, SID₂, которые включаются эстафетно. Блок SID₁ включается цепью управления ЦУ, а блок SID₂ – в результате разряда конденсатора C₃, обусловленного включением блока SID₁. В исходном состоянии конденсатор C₃ заряжен до напряжения зарядки U₀ накопительного конденсатора C₀, к блокам SID₁, SID₂ приложено напряжение, которое определяется количеством используемых в этих блоках динисторных структур, конденсатор C заряжен до напряжения, приложенного к блоку SID₁. Цепь управления содержит ключ K, конденсатор C₁, заряженный до небольшого напряжения U₁, звено магнитного сжатия C₂–Tr и блок дрейфовых диодов с резким восстановлением (DSRD – Drift Step-Recovery Diodes), впервые описанных в работе [10]. Цепь C–D и резистор R исключают возможность приложения к ЦУ высокого напряжения U₀.

Переключение блоков SID₁, SID₂ осуществляется следующим образом.

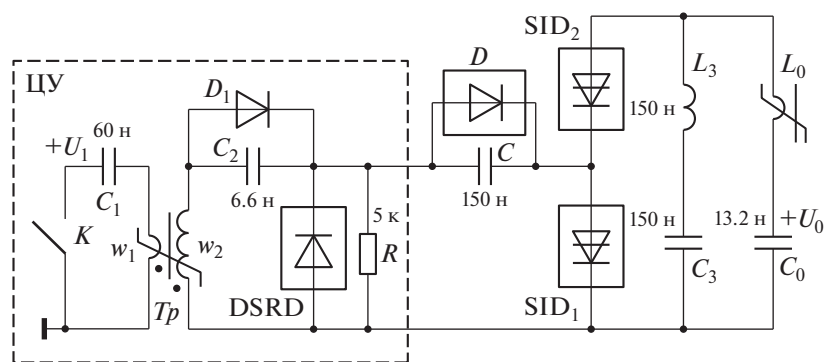


Рис. 1. Электрическая схема генератора на основе эстафетно включаемых блоков SID. DSRD — блок диодных структур с диаметром 20 мм; SID₁, SID₂ — блоки динисторных структур с диаметром 24 мм; D — блок диодов K100F (2 последовательно), D₁ — K100F; Tp — трансформатор (сердечник — феррит N87 (EPCOS), 4 кольца размером 29.5 × 19 × 20 мм, w₁ = 1, w₂ = 3); L₀ — дроссель (сердечник — феррит 600 НН, 4 кольца размером 31 × 20 × 6 мм, один виток).

После включения ключа K через блок DSRD в прямом направлении протекает ток с принципиально малой длительностью (~ 300 нс), который обеспечивает накопление заряда в диодных структурах и заряжает конденсатор C_2 . В момент окончания процесса зарядки происходит насыщение сердечника трансформатора Tp , и индуктивность его вторичной обмотки резко уменьшается. В результате конденсатор C_2 разряжается по цепи DSRD— w_2 , и через блок DSRD протекает обратный ток, который за принципиально малое время (~ 120 нс) выводит из DSRD-структур весь накопленный заряд и обеспечивает их выключение. В процессе выключения блока DSRD формируется импульс выходного тока цепи управления. Его амплитуда определяется амплитудой тока, протекающего через обмотку w_2 , а длительность фронта — временем выключения блока DSRD (~ 2.5 нс).

Выходной ток цепи управления протекает через конденсатор C и коммутируется в блок SID₁ и в цепь SID₂— L_3 — C_3 . Так как при наносекундном фронте импульса коммутируемого тока электрическое сопротивление элементов L_3 , C_3 сравнительно велико, то выходной ток цепи управления протекает в основном через блок SID₁. В результате осуществляется быстрая зарядка собственных емкостей динисторных структур этого блока. Ток, протекающий через цепь SID₂— L_3 — C_3 , разряжает собственные емкости динисторных структур блока SID₂ и обеспечивает увеличение напряжения на конденсаторе C_3 . Когда напряжение на динисторных структурах блока SID₁ нарастает до порогового значения, инициирующего процесс ударной ионизации, они за время < 1 нс переключаются в состояние с высокой проводимостью. В результате конденсатор C_3 быстро разряжается по цепи L_3 —SID₂—SID₁, и напряжение на блоке SID₂ резко нарастает. Так как потери энергии в цепи

разряда конденсатора C_3 малы, а его емкость много больше собственной емкости блока SID₂, то напряжение на блоке SID₂ может достигнуть величины, существенно превышающей величину напряжения на конденсаторе C_3 в момент включения блока SID₁. Блок SID₂ включается, когда напряжение на нем достигает порогового значения, обеспечивающего инициирование процесса ударной ионизации в структурах динисторов этого блока.

В процессе переключения SID-ключа дроссель L_0 имеет большую индуктивность, которая ограничивает скорость изменения тока в цепи накопительного конденсатора C_0 . Через несколько наносекунд после включения блока SID₂ происходит насыщение сердечника дросселя L_0 , индуктивность дросселя резко уменьшается и ток разряда конденсатора C_0 быстро нарастает. В интервале между моментом включения блока SID₁ и моментом насыщения сердечника дросселя L_0 через диод D и динисторы блока SID₁ протекает выходной ток цепи управления, обеспечивающий высокую проводимость блока SID₁.

На рис. 2 показана осциллограмма тока через SID-ключ, соответствующая напряжению $U_0 = 24$ кВ. Она получена при использовании пилотного SID-ключа, в котором блоки SID₁, SID₂ состояли из одинакового количества динисторных структур (по 6 в каждом блоке). Блок DSRD состоял из 25 диодных структур. Конденсатор C_1 был заряжен до напряжения $U_1 = 1.4$ кВ. Выходной ток цепи управления составлял ~ 350 А.

Как видно из осциллограммы, ток через SID-ключ имеет амплитуду ~ 6 кА и нарастает со скоростью ~ 150 А/нс. Малое затухание тока свидетельствует о малом электрическом сопротивлении SID-ключа.

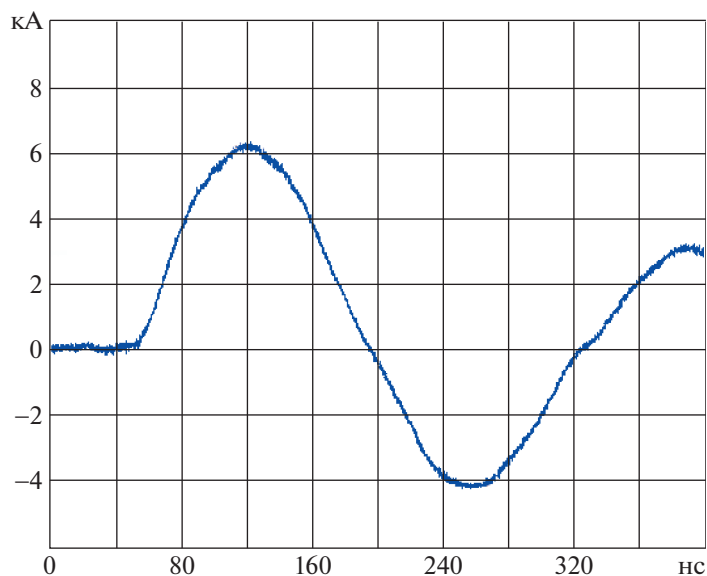


Рис. 2. Осциллограмма тока через SID-ключ.

Исследования показали, что электрическое сопротивление пилотного SID-ключа существенно увеличивается при $U_0 < 20$ кВ. Так как условия запуска блока SID_1 не изменялись, то полученный результат свидетельствует об увеличении потерь энергии в блоке SID_2 . Это можно объяснить тем, что при малом напряжении U_0 цепь конденсатора C_3 не обеспечивает эффективного включения блока SID_2 , состоящего из шести последовательно соединенных динисторных структур.

Для обеспечения эффективной работы в диапазоне изменения напряжения U_0 от 24 до 12 кВ пилотный SID-ключ был оптимизирован путем уменьшения количества динисторных структур в блоке SID_2 . В оптимизированном SID-ключе блок SID_1 содержал 8, а SID_2 — 4 динисторные структуры. Увеличение количества динисторных структур в блоке SID_1 определило необходимость повышения напряжения зарядки конденсатора C_1 (до 1.6 кВ) и увеличения количества диодных структур в блоке $DSRD$ (до 35 шт).

На рис. 3 приведена осциллограмма падения напряжения на оптимизированном SID-ключе, полученная при исследовании процесса его переключения. Амплитуды пиков напряжения определяются величинами напряжений включения блоков SID_1 и SID_2 .

Альтернативным способом обеспечения эффективной работы высоковольтного SID-ключа в генераторе с глубоким регулированием напряжения зарядки конденсатора C_0 является использование модульной конструкции: последовательно соединенные блоки SID переключаются авто-

номно при использовании отдельных цепей управления.

На рис. 4 приведена схема модульного SID-ключа с рабочим напряжением 24 кВ. Он состоит из двух последовательно соединенных блоков SID_1 , SID_2 с рабочим напряжением 12 кВ. Запуск блоков SID_1 , SID_2 осуществляется с помощью одинаковых ЦУ на основе блоков $DSRD_1$ и $DSRD_2$, аналогичных ЦУ на рис. 1. Трансформаторы Tr имеют один хорошо изолированный виток в первичной обмотке. В результате напряжение пробоя между обмотками w_1 и w_2 существенно превышает величину максимального напряжения на SID-ключе.

В схеме на рис. 4 формирование наносекундных импульсов запуска блоков SID_1 , SID_2 происходит следующим образом. После включения ключа K конденсатор C_1 , исходно заряженный до напряжения $U_1 = 2.8$ кВ, разряжается через обмотки w_1 трансформаторов Tr . В результате через цепи C_2 — $DSRD_1$ и $DSRD_2$ — C_2 протекают короткие импульсы тока, которые обеспечивают зарядку конденсаторов C_2 и накопление заряда в диодных структурах блоков $DSRD_1$, $DSRD_2$. В момент, когда конденсаторы C_2 заряжаются до максимального напряжения, сердечники трансформаторов Tr насыщаются и конденсаторы C_2 быстро разряжаются через обмотки w_2 трансформаторов Tr . В результате через блоки $DSRD_1$, $DSRD_2$ в обратном направлении протекают быстро нарастающие токи, которые выводят из $DSRD$ -структур накопленный заряд.

Весь накопленный заряд выводится к моменту, когда конденсаторы C_2 полностью разряжают-

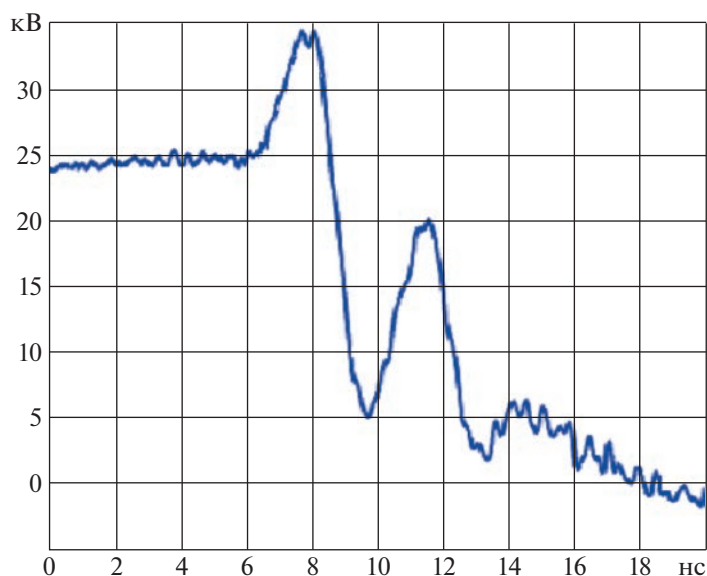


Рис. 3. Осциллограмма напряжения на оптимизированном SID-ключе.

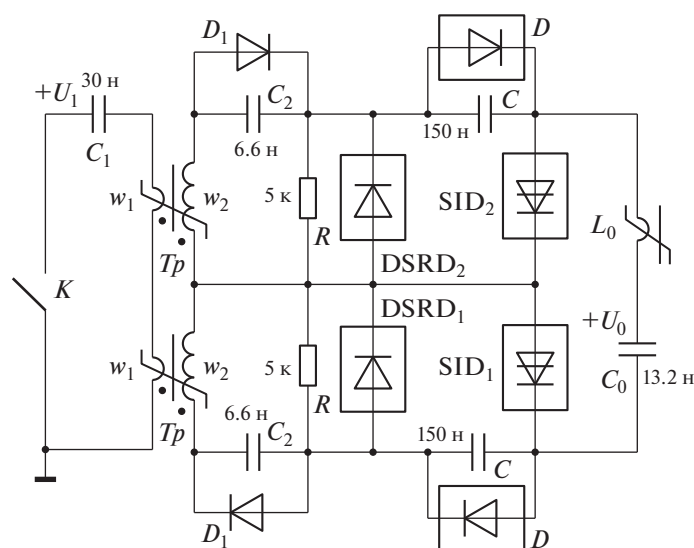


Рис. 4. Электрическая схема генератора на основе модульного SID-ключа. DSRD₁, DSRD₂ – 25 диодных структур с диаметром 20 мм; SID₁, SID₂ – 12 диносторных структур с диаметром 24 мм; D – блок диодов K100F (2 последовательно), D₁ – K100F; Tp – трансформатор (сердечник – феррит N87 (EPCOS), 4 кольца размером 29.5 × 19 × 20 мм, w₁ = 1, w₂ = 3); L₀ – дроссель (сердечник – феррит 600 НН, 4 кольца размером 31 × 20 × 6 мм, один виток).

ся и токи через обмотки w_2 достигают максимального значения (~300 А). В этот момент DSRD-структуры выключаются, и токи обмоток w_2 коммутируются в цепи SID₁–C и C–SID₂. Эти токи обеспечивают быструю зарядку собственных емкостей диносторных структур блоков SID₁, SID₂ до напряжения включения. Благодаря использованию общего ключа K создаются практически одинаковые условия формирования импульсов запуска блоков SID₁, SID₂.

На рис. 5 приведена типичная осциллограмма напряжения на SID-ключе, иллюстрирующая процесс его включения при напряжении $U_0 = 24$ кВ. Ступенчатая форма напряжения показывает, что включение блоков SID₁ и SID₂ происходит не одновременно. После включения опережающего блока SID цепь управления отстающего блока SID обеспечивает его включение с небольшой задержкой, которая определяется технологическим

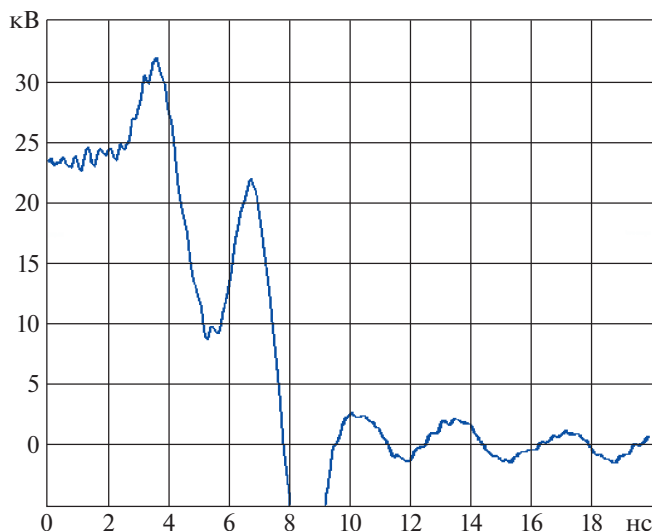


Рис. 5. Осциллограмма напряжения на модульном SID-ключе.

разбросом параметров элементов цепей управления.

Амплитуда напряжения на SID-ключе определяется как сумма амплитудных значений напряжения на опережающем блоке SID в момент его включения и напряжения, которое в этот момент приложено к отстающему блоку SID. Она существенно меньше суммы амплитуд напряжений включения блоков SID_1 , SID_2 , в каждом из которых используется 6 диносторных структур с напряжением включения ~ 4 кВ.

Сравнительное исследование генераторов, выполненных по схемам на рис. 4 и рис. 1, показало, что при использовании одной и той же цепи C_0-L_0 и одинаковом напряжении U_0 ток разряда конденсатора C_0 был практически одинаковым, что свидетельствует о примерно одинаковых потерях энергии в SID-ключах с автономным и эстафетным переключением блоков SID.

Так как для переключения блоков SID использовалась также фактически одинаковая энергия (~ 120 мДж), запасаемая в конденсаторах C_1 , C_3 в схеме на рис. 1 и в конденсаторе C_1 в схеме на рис. 4, то можно считать, что рассмотренные высоковольтные SID-ключи имеют примерно одинако-

вую эффективность. Их основным достоинством является возможность увеличения рабочего напряжения путем подключения дополнительных блоков SID.

В рассмотренных генераторах ключи K были выполнены на основе интегральных импульсных тиристоров с рабочей площадью ~ 0.5 см², описанных в работе [11]. Импульсы тока измерялись с помощью малогабаритных датчиков тока, работающих в фирме Pearson Electronics. Осциллограммы напряжения получены с помощью щупа Tektronix P6015A.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Tchashnikov I.G., Yarin P.M. // Proc. of 1996 International Power Modulator Symposium. USA, FL, Boca Raton, 1996. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2008. V. 36. № 2. Part 1. P. 378. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
3. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2009. № 5. С. 90.
4. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2016. V. 44. № 10. Part 1. P. 1888. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
5. Grekhov I., Kardo-Sysoev A. // Soviet Technical Physics Letters. 1979. V. 5. № 8. P. 395.
6. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 70. <https://doi.org/10.31857/S003281622205007X>
7. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
8. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 75. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050171>
9. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Rev. of Scie. Instruments. 2020. V. 91. Art. № 084704. <https://doi.org/10.1063/5.0015284>
10. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderoy S. // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 6. P. 597. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(85\)90130-3](https://doi.org/10.1016/0038-1101(85)90130-3)
11. Грехов И.В., Жмодиков А.Л., Коротков С.В., Прижимнов С.Г., Фоменко Ю.Л. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 32. <https://doi.org/10.1134/S0020441216020202>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ТОЧКИ Х-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ БИН

© 2023 г. И. Н. Тиликин^а, Т. А. Шелковенко^а, С. А. Пикуз^а,
И. Г. Григорьева^б, А. А. Макаров^б, Г. Х. Салахутдинов^{б,*}

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^бНациональный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 24.10.2022 г.

После доработки 16.11.2022 г.

Принята к публикации 17.12.2022 г.

Описана методика и приведены основные экспериментальные результаты исследования пространственной структуры плазменных объектов гибридного Х-пинча в диапазоне рентгеновского излучения. Представлены результаты измерений спектральных характеристик источников рентгеновского излучения плазменных объектов. Исследования проведены с использованием термолюминесцентных детекторов на основе фторидов лития LiF(Mg, Ti).

DOI: 10.31857/S003281622303014X, EDN: IVAZQK

ВВЕДЕНИЕ

Х-пинч является широкополосным источником излучения. При этом различные области Х-пинча имеют разные параметры излучения: размеры излучающей области, длительность излучения и длину волны. Излучение горячей точки Х-пинча лежит в основном в области мягкого рентгеновского излучения (0.2–2 нм) [1]. После образования горячей точки происходит генерация электронного пучка, имеющего более коротковолновую составляющую (<0.2 нм). В процессе протекания тока происходит генерация излучения в ультрафиолетовой области (>2 нм) [2]. При этом любое из этих излучений может быть использовано в различных отраслях науки и техники [3–5].

Несмотря на многолетние исследования излучения Х-пинча, точное определение энергии, излучаемой различными областями Х-пинча, представляет собой довольно сложную задачу. Поскольку Х-пинч является достаточно ярким источником излучения, это позволяет использовать термолюминесцентные детекторы (ТЛД) на основе фторидов лития LiF(Mg, Ti) [6–8] для регистрации дозы излучения и ее дальнейшего пересчета в излучаемую энергию. После первых экспериментов стало ясно, что чувствительности таких детекторов достаточно для того, чтобы ре-

гистрировать излучение с пространственным разрешением.

Важно отметить, что ТЛД на основе LiF(Mg, Ti) не подвержены воздействию электромагнитных наводок и обладают линейностью отклика в широком диапазоне поглощенных доз (от 20 мЗв до 10 Зв), они практически нечувствительны к ультрафиолетовому излучению, образованному в сильноточном импульсном электроразряде [6–9].

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по исследованию интенсивности рентгеновского излучения и энергетической составляющей горячей точки при сильноточном импульсном электрическом разряде проводились на установке БИН [1] (гибридный Х-пинч с 30-микрометровой Мо-проволочкой длиной 2.3 мм, максимум тока 270 кА, время нарастания тока 100 нс, напряжение 300 кВ) Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Принципиальная схема установки БИН представлена на рис. 1.

В вакуумной камере для диагностики установлены различные детекторы: зондовые детекторы и пояс Роговского предназначены для измерения тока, а фоточувствительные детекторы РСД (Photo conducting detectors) – для измерения распределения интенсивности излучения Х-пинча

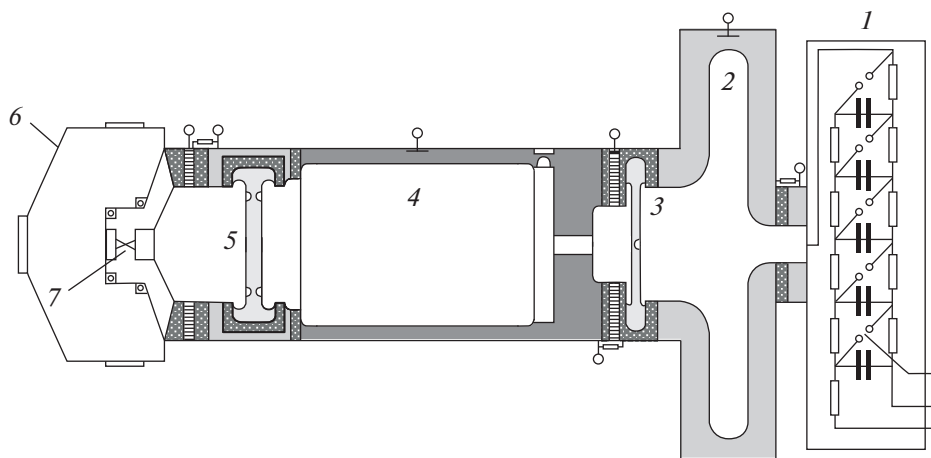


Рис. 1. Схема установки БИН. 1 — генератор Маркса; 2 — промежуточный конденсатор; 3 — коммутатор; 4 — формирующая линия; 5 — выходной разрядник; 6 — вакуумная камера; 7 — X-пинч.

во времени (калиброванные алмазные датчики с фотопроводимостью) [10].

Для регистрации излучения с пространственным разрешением была использована схема получения одномерного пространственного разрешения с помощью щели шириной 200 мкм, выполненной в пластине из тантала (Ta) толщиной 50 мкм. Длина щели составляла 2 мм, от фоновой подсветки защищал экран толщиной 50 мкм из свинца (Pb). Расстояние от X-пинча до щели составляло 7 см, а от щели до фотопластины — 28 см. Расстояние подбиралось таким образом,

чтобы излучение горячей точки попадало на один ТЛД. В данном случае размер области образования горячей точки равен ~200 мкм, размер детектора 1 мм, таким образом, пространственное увеличение составляет 5 раз. Схема получения изображения приведена на рис. 2.

Для получения распределения излучения вдоль длины проволоочки гибридного X-пинча щель размещали перпендикулярно направлению проволоочки. За пластиной устанавливалась сборка из ТЛД. При этом детекторы располагались торцом к излучению для увеличения пространственного разрешения. Рентгеновское излучение от горячей точки распространялось по нормали к плоскости OXY (см. рис. 2) и проходило через сборку ТЛД таким образом, чтобы изображение плазменной точки попадало в середину сборки (в эксперименте были установлены две сборки из ТЛД). Для регистрации рентгеновского излучения также использовалась фотопластина Fuji BAS TR [11], чувствительная как к ультрафиолетовому, так и к мягкому рентгеновскому излучению. Для регистрации излучения с временным разрешением в каждом выстреле использовались PCD, установленные за фильтрами из алюминия (Al) толщиной 4 мкм и титана (Ti) толщиной 12.5 мкм. На рис. 3 приведены сигналы с PCD и ток через X-пинч.

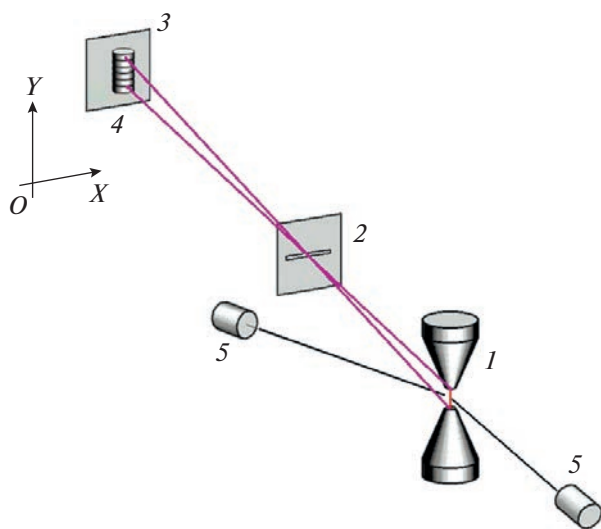


Рис. 2. Схема эксперимента по регистрации излучения гибридного X-пинча с пространственным разрешением с помощью ТЛД на основе LiF(Mg,Ti). 1 — вертикально расположенный гибридный X-пинч; 2 — горизонтальная щель шириной 200 мкм; 3 — вертикальная сборка ТЛД на основе LiF(Mg,Ti); 4 — фотопластина Fuji BAS TR; 5 — PCD.

Сигнал с фотодетектора за фильтром из Ti толщиной 12.5 мкм показывает наличие мягкого рентгеновского излучения с длиной волны от 0.25 до 0.5 нм, что говорит об образовании горячей точки [11, 12]. При этом PCD с фильтром из Al толщиной 4 мкм регистрирует излучение с длиной волны менее 1.8 нм, что обеспечивает более широкую полосу пропускания излучения. Данный детектор показывает наличие излучения до и после излучения горячей точки. Это говорит о

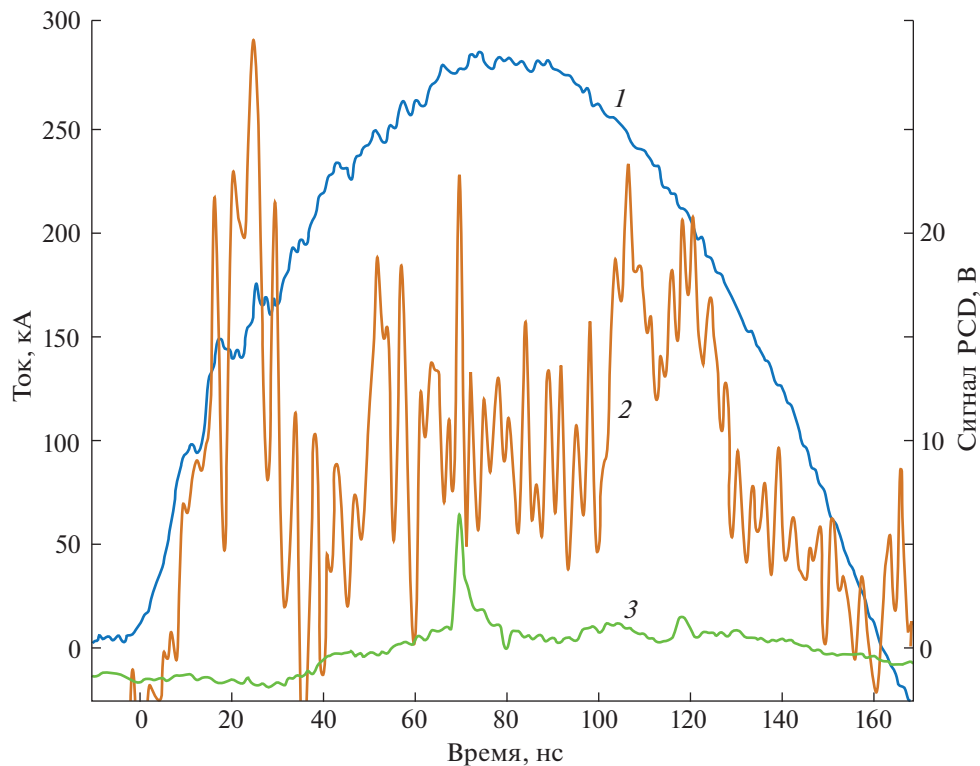


Рис. 3. Сигналы тока через X-пинч (1) и сигналы PCD за фильтрами из Al толщиной 4 мкм (2) и Ti толщиной 12.5 мкм (3).

других источниках излучения в данном выстреле, кроме горячей точки X-пинча.

На рис. 4 приведено полученное на фотопластине изображение от излучения гибридного X-пинча, зарегистрированное через щель. Изменением контраста изображения можно восстановить положение каждого из установленных в эксперименте ТЛД (в эксперименте были установлены две сборки 1 и 2 из ТЛД, см. рис. 4).

Профиль распределения интенсивностей излучений, зарегистрированных фотопластиной, приведен на рис. 5а. Профиль построен вдоль оси ОУ внутри области, обозначенной позицией 3 на рис. 4. На профиле почернений заметны два участка, имеющие наибольшую интенсивность при наименьшем размере излучающей области. Размер можно оценить, исходя из размытия края изображения щели. Данные участки соответствуют положению горячей точки в X-пинче [11, 12]. В данном эксперименте наблюдалось излучение от двух горячих точек, одна из которых была более интенсивной, согласно сигналам с фотодатчиков. Для того чтобы иметь возможность сравнить поглощенную энергию излучения, которую регистрирует каждый ТЛД, рассчитан интеграл почернений внутри той области, которую перекрывает каждый из детекторов (рис. 5б, кривая 3). Распределение энергии излучения, поглощенной ТЛД, приведено на рис. 5б (кривые 1 и 2).

Из графиков видно неплохое соответствие кривых, если сравнивать в относительных единицах энергию, поглощенную ТЛД, и интеграл почернений, который пропорционален поглощенной энергии. Это дает возможность использовать ТЛД для получения распределения поглощенных доз, используя щель (или камеру-обскуру) для построения изображения горячей точки на сборке ТЛД. В случае использования фотопластин определение абсолютной величины поглощенной энергии излучения представляет определенную сложность.

ТЛД позволяют вычислить энергию, излученную из конкретной области плазменного объекта. В данном случае ТЛД № 5 и № 9 регистрировали излучение из горячей точки. Вычисление поглощенной дозы излучения и пересчет поглощенной дозы в энергию излучения позволили определить энергию, воздействующую на детектор. Энергия излучения составила 69 и 94 мкДж для каждой из горячих точек. Учитывая изотропность излучения, общая излученная энергия во все направления составила 11 и 15 мДж для каждой из двух горячих точек. Значение излученной энергии из горячей точки можно также определить по сигналу PCD как интеграл зарегистрированной кривой излучения. В данном выстреле излученная энергия составила 9 и 13 мДж для каждой из горячих точек. Однако, поскольку PCD был установлен за

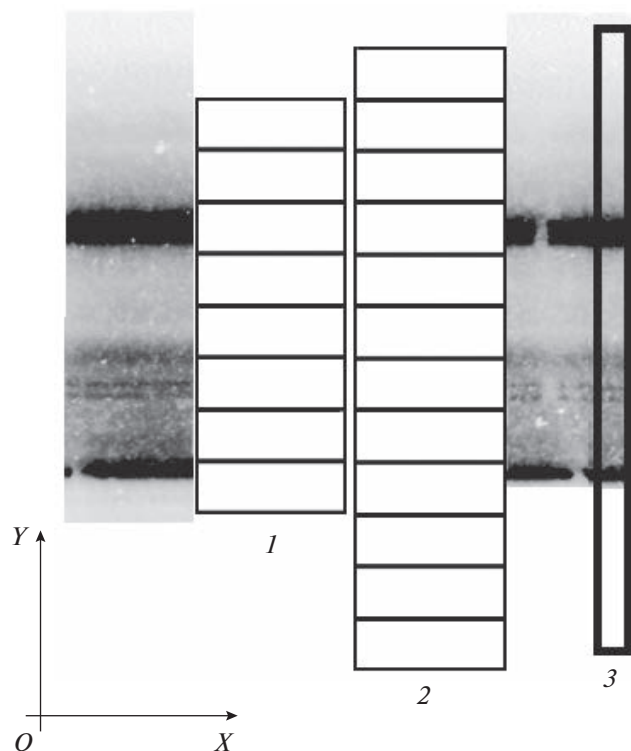


Рис. 4. Изображение на фотопластине, полученное при взрыве гибридного Х-пинча с 30-микрометровой Мо-проволочкой, на котором видна тень от ТЛД. По тени восстановлено положение сборки из ТЛД. 1 – первая сборка, 2 – вторая сборка, 3 – область, по которой строился профиль поглощенной энергии.

Al-фильтром толщиной 4 мкм, его эффективная спектральная чувствительность оказалась ниже, поэтому и полученное значение излученной энергии чуть ниже, чем за ТЛД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность использования ТЛД в схеме с пространственным разрешением, что позволяет определять излучаемую энергию из конкретных областей плазменного объекта. В случае сложных объектов, таких как Х-пинч, например, это позволяет определить излучаемую энергию от разных плазменных объектов, в том числе и от такого наиболее интересного объекта, как горячая точка Х-пинча, которая является наиболее широко используемым источником мягкого рентгеновского излучения. В проведенной серии экспериментов была определена излученная энергия, которая составила 11 и 15 мДж для каждой из горячих точек, образовавшихся при взрыве Х-пинча.

Несмотря на большие размеры ТЛД (порядка 1 мм в минимальном сечении), его высокая чувствительность позволяет, используя схему с большим увеличением, регистрировать излучение с

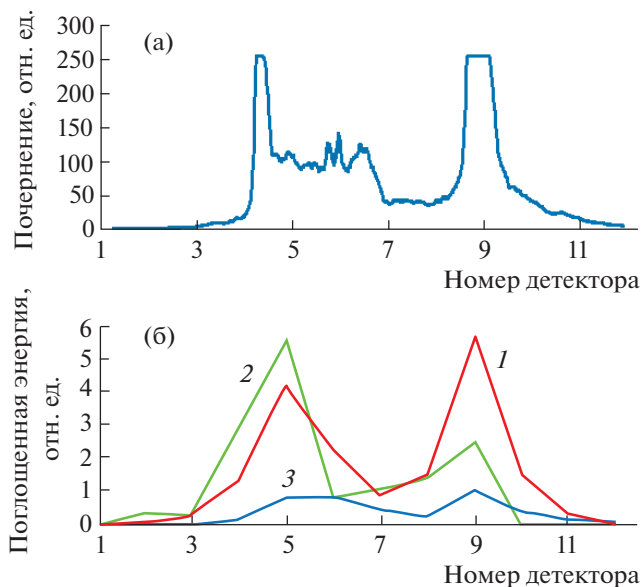


Рис. 5. а – профиль почернений фотопластины; б – суммарная зарегистрированная энергия излучения (3), полученная в области, аналогичной положению ТЛД, и поглощенная энергия, зарегистрированная с помощью первой и второй сборки ТЛД (соответственно 1 и 2).

пространственным разрешением порядка 200 мкм. В данной серии экспериментов энергия излучения определялась двумя независимыми способами: по ТЛД и по РСД. При этом результаты совпали с точностью более 80%. С учетом разной спектральной чувствительности ТЛД и РСД это позволяет судить о неплохой точности нового метода измерения энергии излучения.

Как показывают эксперименты, ТЛД могут быть успешно использованы при диагностике плазменных объектов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была поддержана программой НИЯУ МИФИ “Приоритет 2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 4. С. 319.
2. Pikuz S.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 115012. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac3211>
3. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Douglass J.D., Blesener I.C., Greenly J.B., McBride R.D., Hammer D.A., Kusse B.R. // Phys. of Plasmas. 2007. V. 14. P. 102702.
4. Grabovskii E.V., Mitrofanov K.N., Oleĭnik G.M., Porofeev I. Yu. // Plasma Physics Reports. 2004. V. 30. № 2. P. 121.
5. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., Hammer D.A. // Phys. of Plasmas. 2001. V. 8. № 4. P. 1305.

6. *Balovnev A.A., Bashutin O.A., Grigoryeva I.G., Salakhutdinov G.Kh.* // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. № 3. P. 277.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19020028>
7. *Grigoryeva I.G., Khil'ko M.V., Salakhutdinov G.Kh.* // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1390. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012105>
8. *Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2022. № 4. С. 90.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040115>
9. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2018. № 1. С. 84.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010135>
10. *Spielman R.B., Ruggles L.E., Pepping R.E., Breeze S.P., McGurn J.S., Struve K.W.* // Rev. of Scie. Instruments. 1997. V. 68. P. 762.
11. *Tilikin I.N., Tskhai S.N., Shelkovenko T.A., Savinov S.Y., Pikuz S.A.* // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 6. P. 600.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18060107>
12. *Шелковенко Т.А., Тиликин И.Н., Иваненков Г.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 1. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115010035>

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ИМПУЛЬСЕ РАДИАЛЬНО СХОДЯЩЕГОСЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

© 2023 г. П. П. Кизириди^{а,*}, Г. Е. Озур^{а,**}

^аИнститут сильноточной электроники СО РАН
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

*e-mail: kiziridi_pavel@mail.ru

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

Поступила в редакцию 25.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 22.12.2022 г.

Исследованы энергетические характеристики сильноточной электронной пушки с радиально сходящимся электронным пучком. Катодный узел пушки состоял из одной или двух кольцевых секций с внутренним диаметром 8 см, каждая из которых включала 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы, инициируемых пробоем по поверхности диэлектрика. Показано, что электростатическое экранирование, препятствующее выходу электронов и ультрафиолетового излучения из катодной и анодной плазмы в пространство за катодом, снижает вероятность развития пробоя вдоль резисторов дуговых источников плазмы и позволяет примерно вдвое увеличить энергию пучка, выделяемую в аноде. В двухсекционном варианте катодного узла ширина автографа пучка на аноде (следа оплавления) составила около 7 см при аксиальном расстоянии между центрами секций 4 см.

DOI: 10.31857/S0032816223030072, EDN: IRXYDZ

ВВЕДЕНИЕ

Импульсные радиально сходящиеся электронные пучки применяются для самых разнообразных целей. Это накачка газовых лазеров [1], генерация СВЧ-излучения [2, 3] и модификация поверхностных слоев материалов [4, 5]. Практически все вышеупомянутые установки генерируют высокоэнергетические пучки (около 100 кэВ и выше) сравнительно небольшой плотности тока (единицы–десятки ампер на квадратный сантиметр) и небольшого общего тока пучка (до единиц килоампер). В работе [6] нами представлен источник низкоэнергетических (10–30 кэВ) сильноточных электронных пучков с плотностью тока на аноде несколько килоампер на квадратный сантиметр, общим током до 30 кА и длительностью импульса 2–4 мкс. В односекционном варианте катодный узел электронной пушки источника представляет собой кольцо из дюралюминия шириной 1 см и внутренним диаметром 8 см, в которое встроены 18 дуговых источников плазмы, инициируемых пробоем по поверхности диэлектрика. Данный метод возбуждения сильноточной взрывной электронной эмиссии был впервые предложен и реализован для пушек планарно-аксиальной геометрии [7, 8], генерирующих цилиндрические пучки, транспортируемые в продольном ведущем маг-

нитном поле. Пушки с таким катодным узлом работают не только в режиме плазмонаполненного диода, но и в режиме вакуумного и газонаполненного диода, поскольку возбуждение взрывной эмиссии в них не зависит от ширины ускоряющего зазора и его наполнения.

Наши эксперименты [8] показали, что осциллографические измерения дают значительное (более чем в 2.5 раза) завышение энергии пучка в импульсе по сравнению с калориметрическими измерениями из-за распадного тока коллекторной плазмы, ионы которой уходят в значительном количестве в радиальном направлении на стенку корпуса пушки, а электроны – на коллектор. Кроме того, значительные утечки электронного тока имели место вдоль поверхности изоляторов подвода напряжения к катоду, а также вдоль резисторов катодного узла. В совокупности это приводило к сравнительно невысокой эффективности передачи энергии, запасенной в емкостном накопителе, питающем электронную пушку, в энергию пучка (в среднем около 25%). При этом с ростом амплитуды импульса ускоряющего напряжения эффективность падала из-за роста утечек тока.

Перед началом экспериментов [6] с радиально сходящимся пучком мы предполагали, что в дан-

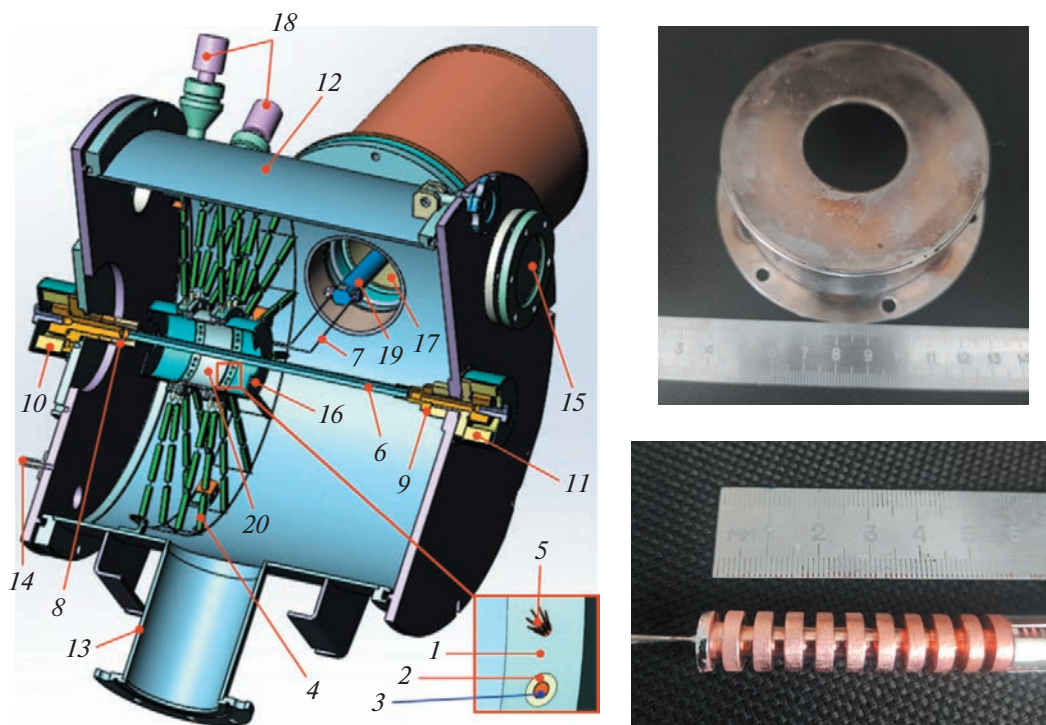


Рис. 1. Слева — общий вид рабочей камеры и электронной пушки: 1 — катод; 2 — керамическая трубка; 3 — электрод дугового источника плазмы; 4 — резистор ТВО-2; 5 — пучок медных проволок; 6 — стержневой анод; 7 — подводы импульса высокого напряжения от передающей линии к катоду; 8 и 9 — цанговые токосъемы; 10 и 11 — пояса Роговского; 12 — рабочая камера; 13 — патрубок откачки; 14 — патрубок напуска рабочего газа; 15 — смотровое окно со свинцовым стеклом; 16 — чашеобразный экран; 17 — изолятор ввода ускоряющего напряжения; 18 — датчики давления газа; 19 — стержневой ввод ускоряющего напряжения; 20 — соединительный стакан. Справа — фотографии экрана 16 (вверху) и калориметра (внизу).

ной геометрии диода эффективность передачи энергии будет существенно выше вследствие значительной удаленности стенок вакуумной камеры и высоковольтного изолятора ввода ускоряющего напряжения. Однако эксперименты [6] показали, что это не так. Утечки по-прежнему были значительными.

В настоящей работе предложены меры по снижению утечек, т.е. повышению энергетической эффективности электронной пушки с радиально сходящимся пучком, а также представлены результаты испытаний двухсекционного варианта катодного узла.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах использовалась установка, устройство и принцип действия которой описаны в работе [6]. Отличие настоящих экспериментов заключалось в возможности установки на катод чашеобразных экранов, ограничивавших выход электронов и ультрафиолетового (УФ) излучения катодной и анодной плазмы в пространство рабочей камеры (рис. 1). Диаметр отверстий в доньшках экранов, сквозь которые проходил стержневой анод диаметром 1 см, равен 3 см. Таким обра-

зом, радиальный зазор между кромкой этих отверстий и анодом составлял 1 см, что было достаточно для предотвращения пробоя между ними в отсутствие плазмы при наших амплитудах импульса ускоряющего напряжения (до 28 кВ). Часть экспериментов проводилась в двухсекционном варианте катодного узла, который и показан на рис. 1. Катоды секций соединялись между собой тонкостенным металлическим стаканом длиной 3 см. Таким образом, расстояние между плоскостями расположения дуговых источников плазмы, встроенных в катоды, составляло 4 см. В случае измерения энергии пучка стержневой анод 6 заменялся составным, и частью составного анода являлся калориметр. Калориметр представлял собой медный цилиндр с наружным диаметром 1 см с нарезанными в нем десятью кольцевыми канавками (рис. 1, справа внизу). К одному из торцов цилиндра припаян калиброванный терморезистор В57820-М 561-А5 номиналом 1 кОм при 25°C. Масса калориметра составляла 30.2 г, длина — 6 см.

Зарядное напряжение $U_{\text{зар}}$ генератора высоковольтных импульсов, практически определяющее амплитуду импульса ускоряющего напряжения, варьировалось в интервале от 10 до 28 кВ.

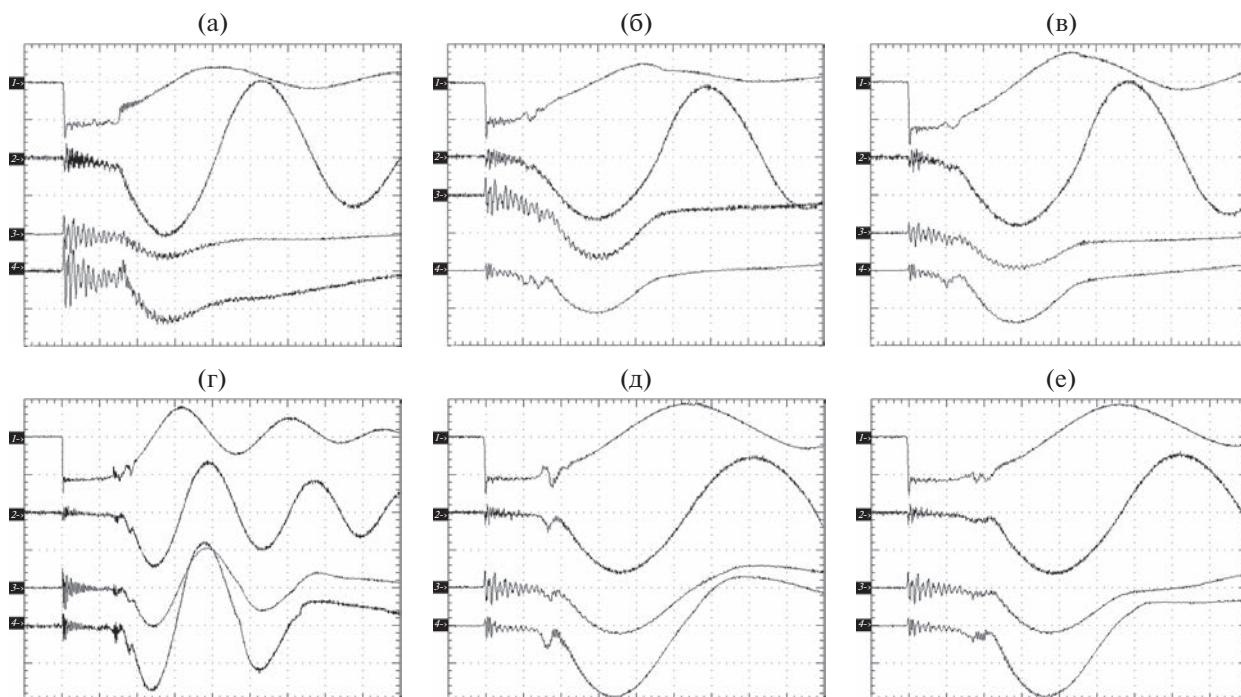


Рис. 2. Типичные осциллограммы импульсов: 1 – ускоряющего напряжения (20 кВ/деление), 2 – полного тока в разрядном контуре (24 кА/деление) и 3, 4 – токов пучка на анод (10 кА/деление), полученные при отсутствии экранов на катоде (а–в) и при их установке (г–е) при давлении воздуха $p = 0.013$ Па (а, г), давлении аргона $p = 0.078$ Па (б, д) и 0.133 Па (в, е). Масштаб по горизонтальной оси: 1 мкс/деление (а–в, д, е) и 2.5 мкс/деление (г). $U_{зар} = 20$ кВ.

Регистрация импульсов ускоряющего напряжения осуществлялась с помощью активного делителя, а полного тока в контуре и токов на анод – поясами Роговского. Сигналы с датчиков подавались на входы 4-канального широкополосного (200 МГц) цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024.

Свечение плазмы регистрировалось с помощью цифрового фотоаппарата CASIO QV-3000EX/Ir в режиме открытого затвора через смотровое окно 15.

Напуск рабочего газа (аргон) в камеру осуществлялся с помощью прибора СНА-2. Давление остаточных газов в объеме пушки не превышало 10^{-2} Па.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (без корректировки на индуктивное падение напряжения на передающей линии и подводящих проводниках), полного тока в разрядном контуре и токов на анод приведены на рис. 2. Токи на анод, регистрируемые в цепях 1-го и 2-го токосъемов, различны ввиду различной длины отрезков анода от плоскости катода до соответствующего токосъема, а значит, и их индуктивности. Видно, что, начиная примерно с первого максимума (по абсолютной величине),

характер осциллограмм в отсутствие экранов 16 (см. рис. 1) на катоде и при их наличии заметно различается. При отсутствии экранов осциллограммы токов на анод после прохождения максимума униполярные (в отличие от осциллограммы полного тока, имеющей колебательный характер после первого максимума). Это свидетельствует о начале интенсивных утечек тока (по изоляторам, на стенки камеры и т.д.), параллельных “полезному” току на анод. Такое поведение осциллограмм, отражающее процесс утечек тока в пушке, неоднократно наблюдалось нами ранее для случая планарно-аксиальной геометрии электронной пушки как в режиме плазменнонаполненного диода, так и в режимах вакуумного и газонаполненного диода [8, 9]. Напротив, при наличии экранов на осциллограммах токов на анод наблюдаются два-три “переполаривания”, и лишь затем начинается униполярная стадия. Кроме того, при наличии экранов отношение амплитуды тока анода к амплитуде полного тока заметно увеличивается по сравнению со случаем отсутствия экранов.

Можно предположить, что чем позже осциллограммы токов на анод становятся униполярными, тем больше энергии электронного пучка выделится в аноде. Данное предположение подтвердилось результатами калориметрических измерений. В табл. 1 приведены значения энергии пучка (усреднен-

Таблица 1. Значения энергии пучка, измеренные калориметром в различных режимах. Односекционный катодный узел

Зарядное напряжение, кВ	Энергия пучка, Дж	
	в отсутствие экранов на катоде	при наличии экранов на катоде
15	26.8	47.9
20	54.4	91.2

ные по десяти импульсам), полученные при наличии и отсутствии экранов на катоде. Видно, что эти значения различаются примерно в 2 раза. Следует отметить, что необходимость обеспечения жесткости анода при встраивании в него калориметра существенно ухудшила теплоизоляцию последнего. По нашим оценкам, это занижало значения энергии, измеряемой калориметром, примерно на 20%.

Утечки тока и развитие пробоя по изоляторам и вдоль поверхности резисторов подтверждаются интегральными фотографиями свечения плазмы (рис. 3).

Мы полагаем, что позитивный эффект от установки экранов обусловлен тем, что они существенно ограничивают выход части электронов и УФ-излучения из катодной и анодной плазмы за пределы диода. Тем самым замедляется развитие пробоя по изолятору ввода ускоряющего напряжения 17 (см. рис. 1) и по поверхности резисторов 4. Отметим, что свечение плазмы вокруг ввода 19 наблюдается практически всегда (как при отсутствии экранов, так и при их наличии), но, вероятно, при наличии экранов оно возникает позже. Причиной появления этой плазмы, на наш взгляд, является разряд в десорбированном (с поверхности ввода 19) газе под действием скрещенных радиального электрического и азимутально-

го магнитного полей. А инициируется данный разряд УФ-излучением катодной и анодной плазмы. В свою очередь, УФ-излучение и какая-то часть электронов разряда (не вовлеченных в дрейф вдоль поверхности ввода 19) попадают на поверхность изолятора 17 и стимулируют развитие пробоя вдоль его поверхности. При испытаниях пушки на активную нагрузку 3.8 Ом (т.е. без включения диода) никаких пробоев не наблюдалось вплоть до напряжений 28 кВ.

На рис. 4 приведены автографы пучка на аноде. Сравнивая автографы на рис. 4а–4в, полученные нами ранее в работе [6] для односекционного катодного узла, с автографом на рис. 4г для двухсекционного варианта, мы видим, что ширина автографа (области оплавления) для случая двухсекционного катодного узла составляет около 7 см, что более чем вдвое превышает ширину автографа в случае односекционного узла. Таким образом, выбранное расстояние между центрами секций (4 см) оказалось близким к оптимальному.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали возможность существенного (примерно в два раза) увеличения энергии в импульсе радиально сходящегося низкоэнергетического (до 30 кэВ) сильно-точного электронного пучка. Это обеспечивается за счет ограничения выхода электронов и УФ-излучения из катодной и анодной плазмы за пределы диода с помощью чашеобразных электростатических экранов, закрепленных на кольцевом катоде.

Продемонстрирована работоспособность электронной пушки с двухсекционным катодным узлом, причем ширина автографа пучка (оплавленной области) на аноде составила около 7 см в сравнении с 2.5–3 см в случае односекционного катодного узла. Увеличение количества парал-

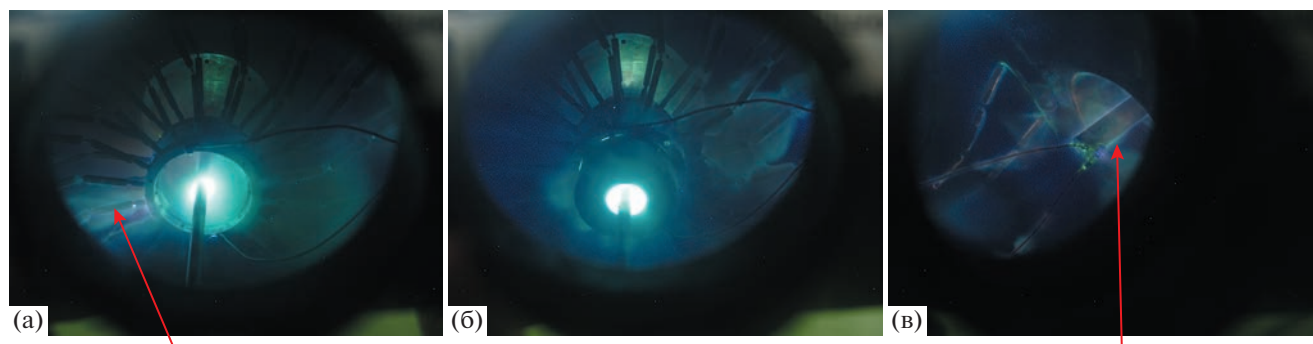


Рис. 3. Свечение плазмы: а — в отсутствие экранов, б — при наличии экранов, в — свечение плазмы на стержневом вводе 19 (см. рис. 1) ускоряющего напряжения (съемка наикосок). Стрелки указывают на плазму вблизи поверхности резисторов (а) и вблизи стержневого ввода ускоряющего напряжения (в).

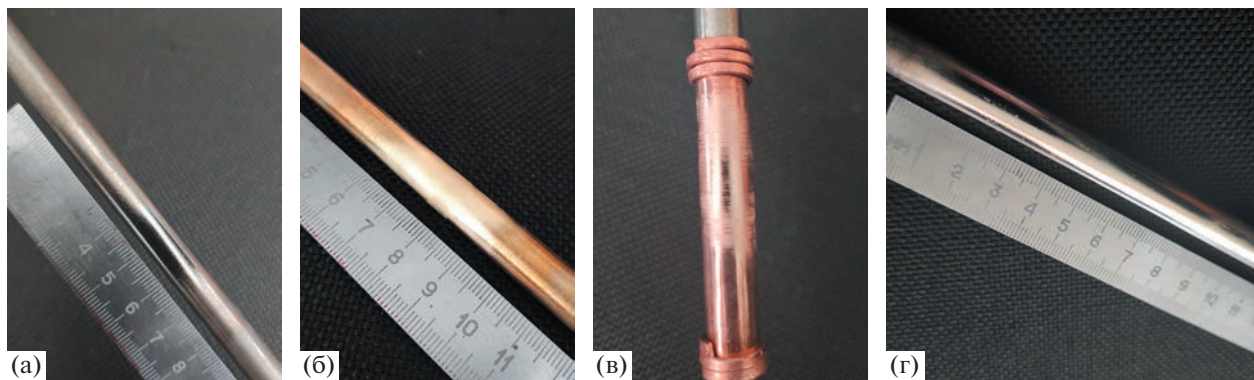


Рис. 4. Фотографии автографов пучка на нержавеющей стали (а, г), латуни (б) и меди (в), полученные в случае одно-секционного катодного узла [6] (а–в) и двухсекционного узла (г). $U_{\text{зар}} = 17$ кВ, давление аргона – 0.09 Па. В каждой серии — по 10 импульсов пучка.

тельно работающих секций позволит в дальнейшем нарастить производительность пушки при обработке протяженных изделий.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-00070.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abdullin E.N., Ivanov N.G., Losev V.F., Morozov A.V. // *Laser and Particle Beams*. 2013. V. 31. P. 1. <https://doi.org/10.1017/S026303461300075X>
2. Бугаев А.С., Климов А.И., Коваль Н.Н., Кошелев В.И., Сочуггов Н.С., Щанин П.М. Препринт ТНЦ СО АН СССР № 25. Томск, 1991. С. 21.
3. Kovalchuk B.M., Polevin S.D., Tsygankov R.V., Zherlitsyn A.A. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2010. V. 38. Issue 10. P. 2819. <https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2060367>
4. Engelko V.I., Kuznetsov V.S., Mueller G. // *J. Applied Physics*. 2009. V. 105. P. 023305. <https://doi.org/10.1063/1.2996286>
5. Энгелько В.И., Ткаченко К.И., Русанов А.Е., Биржевой Г.А. // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы*. 2015. № 4. С. 93.
6. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // *ПТЭ*. 2022. № 6. С. 61. <https://doi.org/10.31857/S0032816222060143>
7. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // *Письма в ЖТФ*. 2020. Т. 46. № 15. С. 47. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.15.49750.18364>
8. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // *ЖТФ*. 2022. Т. 92. № 6. С. 876. <https://doi.org/10.21883/JTF.2022.06.52518.316-21>
9. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. № 1. С. 21. <https://doi.org/10.7868/S0367292118010146>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 53.082

УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕРМОРЕФЛЕКТОМЕТРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
МАТЕРИАЛОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© 2023 г. А. Н. Котов^{a,*}, А. А. Старостин^a, В. В. Шангин^a,
С. Б. Бобин^{b,**}, А. Т. Лончаков^b

^aИнститут теплофизики УрО РАН

Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

^bИнститут физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Россия, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

*e-mail: artem625@mail.ru

**e-mail: bobin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 19.01.2023 г.

Разработаны конструкция экспериментальной ячейки и оптоэлектронный блок для исследования релаксационных процессов в приповерхностной области полупроводников при импульсном лазерном облучении в температурном диапазоне от 3 до 300 К и магнитном поле до 12 Тл.

DOI: 10.31857/S0032816223030230, EDN: CWJFVM

Экспериментальная установка предназначена для исследования процессов температурной релаксации на поверхности полупроводниковых материалов по отраженному излучению в схеме “накачка–зондирование” [1]. Для подвода излучения к образцу используется одномодовое волокно. Торец световода и поверхность образца образуют интерферометр Фабри–Перо с зазором около 100 мкм, чувствительный к фазе отраженной волны [2]. По световоду передаются два лазерных луча разной мощности и с разной длиной волны. Луч импульсной накачки с длиной волны 1470 нм осуществляет локальный нагрев образца на площадке диаметром 20–30 мкм. Постоянное зондирующее маломощное излучение с длиной волны 1530 нм отражается от поверхности образца и торца световода с последующей интерференцией. Измеряемый сигнал термоотражения, синхронный с импульсом накачки, формируется на выходе селективного фотоприемника. Установка измеряет комплексный коэффициент отражения на линейном участке характеристики интерферометра Фабри–Перо. Выходной сигнал интерферометра зависит от изменения фазы и амплитуды отраженного от образца излучения. Соответственно выходной сигнал зависит от изменения комплексного показателя преломления и от смещения поверхности в результате теплового расширения. В нашем случае, даже при хорошем поглощении излучения, импульсный нагрев образ-

ца не превышает нескольких кельвинов [1], а глубина прогреваемого приповерхностного слоя составляет единицы микрометров, поэтому вклад в результирующий сигнал от возможного смещения поверхности на доли нанометра при имеющейся чувствительности около 8 мВ/нм не превышает уровня шума.

На рис. 1а показана конструкция миниатюрной немагнитной сборки с возможностью откачки воздуха и напуска газообразного гелия. Измерительная ячейка закреплена в цилиндрической вакуумной камере (трубке) 3 диаметром 20 мм на медной теплоотводящей шине 5. Вакуумная камера 3 с ячейкой 4 помещается в гелиевый криостат 1 со сверхпроводящим соленоидом фирмы “Oxford Instruments”. Внутри ячейки исследуемый образец 7 в форме прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами $1 \times 2 \times 4$ мм может смещаться с помощью цилиндрического пьезоактюатора 9 относительно торца световода для регулировки рабочей точки интерферометра Фабри–Перо. После охлаждения в криостате температура образца регулируется с помощью специального электрического нагревателя 8. Измерение температуры образца осуществляется миниатюрным германиевым термометром, расположенным рядом с образцом. Температура корпуса ячейки контролируется с помощью угольного термометра. Электрические провода и оптическое волокно выводятся через герметичные разъемы.

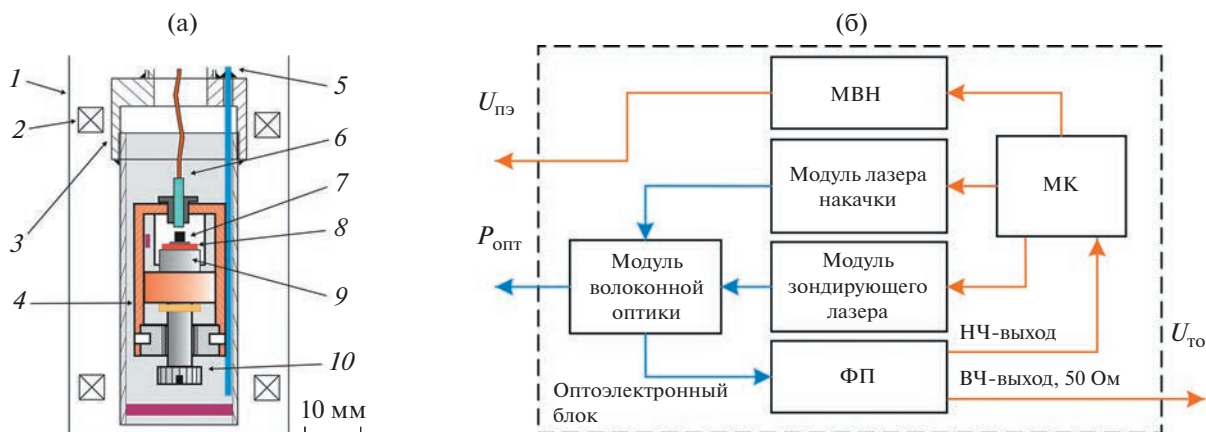


Рис. 1. а – схема размещения измерительной ячейки в вакуумной камере и сверхпроводящем соленоиде: 1 – криостат, 2 – магнитная система, 3 – вакуумная камера, 4 – корпус ячейки, 5 – теплоотводящая шина, 6 – оптоволокно с керамическим ферулом, 7 – образец, 8 – электрический нагреватель, 9 – пьезокерамический актюатор, 10 – юстировочный винт; б – схема оптоэлектронного блока: МК – микроконтроллер, ФП – фотоприемник, МВН – модуль высокого напряжения, $U_{то}$ – электрический сигнал термоотражения, $P_{опт}$ – оптическое излучение на выходе модуля волоконной оптики, $U_{пз}$ – напряжение управления пьезоактюатором.

На рис. 1б показана схема оптоэлектронного блока. Модуль лазера накачки обеспечивает импульсное излучение мощностью до 0.2 Вт при длительности от 0.01 до 10 мкс. Модуль зондирующего лазера генерирует постоянный оптический сигнал мощностью до 3 мВт. Дрейф мощности лазеров не превышает 1%. Объединение и разделение лучей происходит в модуле волоконной оптики. Отслеживание измерительного сигнала и выбор необходимого напряжения управления пьезоэлектрического актюатора с подбором оптимальной рабочей точки интерферометра реализует электронный блок на основе микроконтроллера МК. Блок содержит модуль фотоприемника ФП отраженного пробного излучения. Фотоприемник имеет два тракта преобразования сигнала: низкочастотный (НЧ) – для отслеживания температурного дрейфа (0–10 Гц) и высокочастотный (ВЧ) – для передачи сигнала термоотражения (0–100 МГц). Амплитуда сигнала термоотражения не превышает 2% от диапазона интерферометра. Схема цифровой компенсации дрейфа позволяет усилить и выделить слабый сигнал термоотражения с минимальными искажениями. Модуль высокого напряжения МВН в схеме компенсации позволяет регулировать напряжение актюатора в диапазоне 0–3 кВ с дискретностью 1 В. Регулировкой напряжения актюатора обеспечивается стабилизация рабочей точки в середине линейного участка выходной характеристики интерферометра с погрешностью 0.5%.

Для проведения измерений полированный или травленный образец 7 устанавливается на плоский электронагреватель 8 специальной формы, прикрепленный к пьезоэлектрическому элементу 9. Юстировкой образца относительно тор-

ца световода 6 достигается максимальный сигнал отраженного излучения. После герметизации камеры 3 из нее откачивается воздух и при необходимости напускается гелий. Полученная сборка охлаждается в криостате 1. Для задания температуры образца регулируется ток нагревателя с контролем нагрева по датчику вблизи образца. После достижения теплового квазиравновесия с помощью регулятора напряжения актюатора 9 устанавливается рабочая точка на характеристике интерферометра по уровню напряжения с низкочастотного выхода ФП. Измерение проводится с высокочастотного выхода ФП по серии импульсов накачки с накоплением результатов в цифровом осциллографе. Накопление позволяет увеличить соотношение сигнал/шум.

На рис. 2 показан пример сигнала отражения для образца *n*-Ge при разных температурах. Концентрация электронов в образце $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует при низких температурах диэлектрической стороне перехода металл–диэлектрик. При комнатной температуре образец имел удельное сопротивление $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Длительность импульса накачки составляла 5 мкс. При комнатной температуре наблюдался классический вид теплового сигнала термоотражения 1 с участками монотонного нагрева и охлаждения. При уменьшении температуры до 80 К становится существенным сдвиг края фундаментального поглощения германия в область высоких энергий. Соответственно, поглощение греющего луча уменьшается, а значит, уменьшается и нагрев, создаваемый излучением накачки. Следует учесть, что температурный коэффициент линейного расширения германия при низких температурах также уменьшается и меняет знак [3]. Поэтому приведенный на рис. 2

сигнал 2, характерный для диапазона 10–80 К, отражает в основном изменение комплексного показателя преломления. Практически прямоугольный сигнал 2, соответствующий импульсу накачки, вероятно, формируется за счет фотоиндуцированного изменения отражения зондирующего луча. Релаксация фотоэлектрических явлений протекает со значительно более высокой скоростью, чем релаксация тепловых явлений. Поэтому при анализе получаемых результатов можно использовать это различие в скорости релаксации для определения протекающего процесса. При низкой температуре (3.3 К) наблюдался более сложный вид сигнала 3, требующий дальнейшего изучения.

Зарегистрировано значительное влияние магнитного поля при температурах ниже 40 К. Исходно близкий к прямоугольному сигнал 5 начал искажаться при индукции поля более 2 Тл, принимая вид осциллирующих затухающих колебаний при включении и выключении лазерного импульса накачки. В диапазоне 10–40 К действие поля проявлялось наиболее ярко — как переход от простого прямоугольного импульса к сложному процессу затухающих колебаний (см. вставку к рис. 2). Длительность наблюдаемого переходного процесса сигнала “магнитотермоотражения” составляет десятки микросекунд, что более характерно для тепловых процессов релаксации. Вместе с тем длительная релаксация в непрямоугольном *n*-Ge возможна также из-за особенностей механизма межзонной рекомбинации электронов.

Приведенные примеры показывают возможности метода для исследования вкладов в наблюдаемый термооптический сигнал от различных механизмов формирования отраженного излучения на поверхности образцов полупроводниковых материалов в зависимости от скорости и характера релаксации наведенных возмущений.

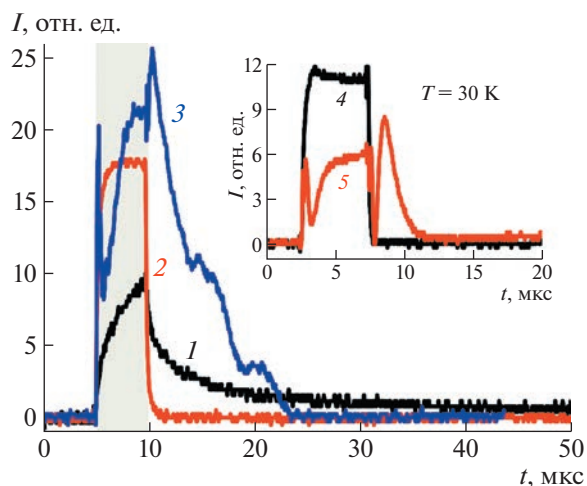


Рис. 2. Примеры сигналов термоотражения для образца *n*-Ge при температурах 300 (1), 80 (2) и 3.3 К (3) без магнитного поля. Серым цветом выделен интервал импульса накачки длительностью 5 мкс. На вставке показано изменение зондирующего сигнала при отсутствии магнитного поля (4) и при действии магнитного поля 2.5 Тл (5) при температуре 30 К.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00789.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Starostin A.A., Shangin V.V., Lonchakov A.T., Kotov A.N., Bobin S.B. // *Annalen der Physik* 2020. V. 532. Iss. 8. P. 1900586. <https://doi.org/10.1002/andp.201900586>
2. Wang T., Zheng S., Yang Z. // *Sensors and Actuators A*. 1998. V. 69. P. 134.
3. Новицкий Л.А., Кожеевников И.Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1975.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 537.86

ДВУХЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ
СВЕРХТОНКИХ ПЕРЕХОДОВ В АЗОТНО-ВАКАНСИОННОМ
ЦЕНТРЕ ОКРАСКИ В АЛМАЗЕ

© 2023 г. В. В. Сошенко^{a,b,*}, И. С. Кожокару^{a,b,c,**}, С. В. Большедворский^{a,b},
О. Р. Рубинас^{a,b}, А. М. Козодаев^{a,e}, С. М. Дрофа^{a,d}, П. Г. Вилужанина^e,
Е. А. Примак^{b,d}, А. Н. Смолянинов^a, А. В. Акимов^{a,b,c}

^aСенсор Спин Технолоджис

Россия, 121205, Москва, Территория инновационного центра “Сколково”
ул. Нобеля, 7, помещение 54

^bФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^cМеждународный центр квантовых технологий
Россия, 121205, Москва, Территория инновационного центра “Сколково”, Большой бульвар, 30, стр. 1

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

^eНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, институт ЛаПлас
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: soshenko.v@gmail.com

**e-mail: ivancojocarwork@gmail.com

Поступила в редакцию 03.10.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 09.12.2022 г.

Представлены результаты разработки двухчастотного резонатора для частот 4.95 и 7.1 МГц, соответствующих частотам сверхтонких переходов основного состояния азотно-вакансионного центра окраски в алмазе. Продемонстрирована работоспособность резонатора путем наблюдения осцилляций Раби. Амплитуда переменного магнитного поля составила 1.6 и 1 мТл для частот поля 4.95 и 7.1 МГц соответственно при мощности на входе резонатора 0.3 Вт.

DOI: 10.31857/S0032816223030138, EDN: IUQXAU

ВВЕДЕНИЕ

Отрицательно заряженные азотно-вакансионные центры окраски в алмазе (NV^- -центры) являются предметом пристального изучения в последние десятилетия. Наличие оптически детектируемого магнитного резонанса делает эти центры окраски привлекательными для сенсоров магнитного и электрического поля [1], температуры [2] и вращения [3], а также для однофотонных источников [4] и квантовой памяти [5].

Такие приложения, как сенсор вращения или квантовая память, требуют эффективного возбуждения сверхтонких переходов в NV^- -центре. В частности, для работы алгоритма измерения скорости вращения, описанного в работе [3], необходимо возбуждение двух сверхтонких переходов в ансамбле NV^- -центров на частотах 7.1 и 4.95 МГц (рис. 1). Данные переходы являются магнитно-

дипольными и возбуждаются переменным магнитным полем с ориентацией индукции магнитного поля ортогонально оси симметрии дефекта.

При работе с одиночными NV^- -центрами переменное магнитное поле можно создать при помощи тонкого проводника на поверхности алмаза, например, как в работе [6]. В то же время при работе с ансамблем NV^- -центров требуется возбуждающая катушка с размерами не менее размера ансамбля. Для эффективной работы она должна быть согласована по импедансу с источником сигнала. В узком диапазоне частот согласование достигается с помощью параллельно включенного конденсатора, образующего с катушкой резонансный контур. Однако это либо ограничивает число возбуждаемых переходов до одного, либо требует уширения резонансного контура, что влечет снижение добротности и, как следствие, эффективности резонатора. Достичь “раздвоения”

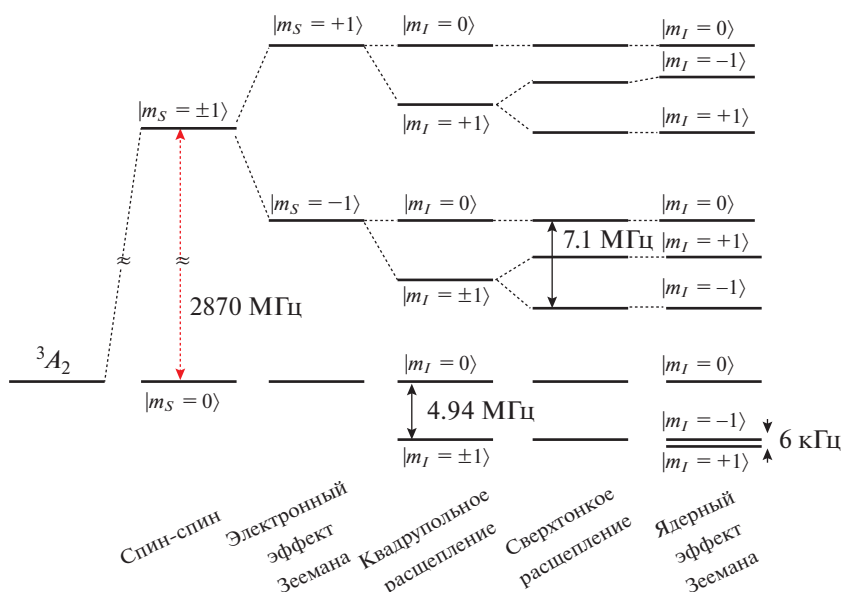


Рис. 1. Схема уровней энергии основного состояния NV^- -центра с указанием характерных расщеплений в магнитном поле 10 Гс.

резонанса в контуре можно при помощи вспомогательного резонансного контура, включенного последовательно с конденсатором (рис. 2).

В настоящей работе представлена схема резонатора, согласованного для двух рабочих частот, обеспечивающая эффективное возбуждение двух сверхтонких переходов в ансамбле NV^- -центров.

РАСЧЕТ КОМПОНЕНТОВ РЕЗОНАТОРА

Принципиальная схема резонатора изображена на рис. 2, где L_1 — катушка возбуждения, а L_2 и C_2 образуют вспомогательный резонансный кон-

тур и вместе с емкостью C_1 обеспечивают наличие двух резонансов в резонаторе.

Задача расчета резонатора сводится к поиску значений C_1 , C_2 и L_2 при известной индуктивности L_1 и резонансных частотах ω_1 , ω_2 . Для упрощения выражений используются циклические частоты. Вначале рассмотрим импеданс резонатора без согласующего трансформатора:

$$Z = \frac{iL_1\omega(1 - (C_1 + C_2)L_2\omega^2)}{1 - (C_2L_2 + C_1(L_1 + L_2))\omega^2 + C_1C_2L_1L_2\omega^4}. \quad (1)$$

Резонансные частоты соответствуют полюсам импеданса Z_L . Приравняв знаменатель к нулю на частотах ω_1 , ω_2 , получаем систему из двух уравнений для трех неизвестных: C_1 , L_2 , C_2 . Значения L_2 , C_2 находятся при выборе C_1 в качестве параметра:

$$L_2 = \frac{(1 - C_1L_1\omega_1^2)(C_1L_1\omega_2^2 - 1)}{C_1^2L_1\omega_1^2\omega_2^2}, \quad (2)$$

$$C_2 = \frac{C_1}{(1 - C_1L_1\omega_1^2)(C_1L_1\omega_2^2 - 1)}. \quad (3)$$

Из неотрицательности значений L_2 , C_2 следует, что емкость C_1 должна находиться в диапазоне $(L_1^{-1}\omega_2^{-2}; L_1^{-1}\omega_1^{-2})$ при $\omega_1 < \omega_2$.

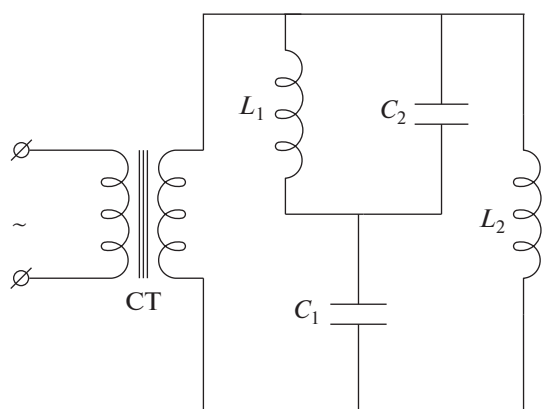


Рис. 2. Принципиальная схема резонатора. СТ — согласующий трансформатор. Номиналы конденсаторов и индуктивностей приведены в тексте статьи.

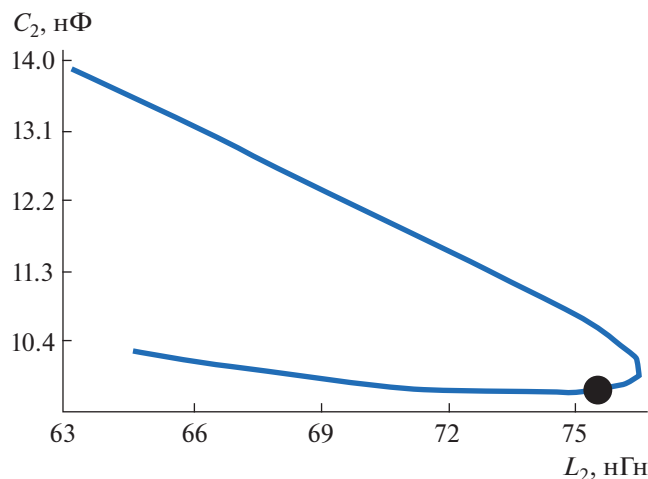


Рис. 3. Значения C_2 и L_2 для номиналов емкости C_1 в диапазоне от 1.05 до 1.4 нФ при условии, что резонансные частоты равны 4.95 и 7.1 МГц. Черная точка соответствует выбранному в работе значению $C_1 = 1.36$ нФ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ РЕЗОНАТОРА

Катушка L_1 содержит 16 витков провода диаметром 0.1 мм, намотанных в 4 слоя на краю сапфирового усеченного конуса диаметром 1.5 мм. Сапфировый цилиндр используется для охлаждения катушки. Для определения индуктивности катушки L_1 параллельно ей подключали конденсатор емкостью $C = 1000$ пФ и измеряли резонансную частоту f_{res} полученного колебательного контура при помощи векторного анализатора цепей. Индуктивность возбуждающей катушки определена по формуле

$$L_1 = \left(\frac{1}{2\pi f_{res} \sqrt{C}} \right)^2 = 563 \text{ нГн.} \quad (4)$$

Резонатор должен быть согласован для частот $\omega_1 = 2\pi \cdot 4.96$ МГц, $\omega_2 = 2\pi \cdot 7.1$ МГц. Для значений емкости C_1 в диапазоне от 1.05 до 1.4 нФ, используя выражения (2), (3), мы получили пары значений C_2 , L_2 . Параметрический график показан на рис. 3.

Исходя из данных решений была выбрана конфигурация: $C_1 = 1.36$ нФ, $C_2 = 10.0$ нФ и $L_2 = 68$ нГн (отмечена точкой на рис. 3) — на основании следующих соображений:

1) емкость C_2 не должна быть очень большой, так как это будет приводить к большой запасенной энергии во вспомогательном контуре;

2) необходимые емкости C_1 и C_2 можно подобрать из имеющихся номиналов конденсаторов.

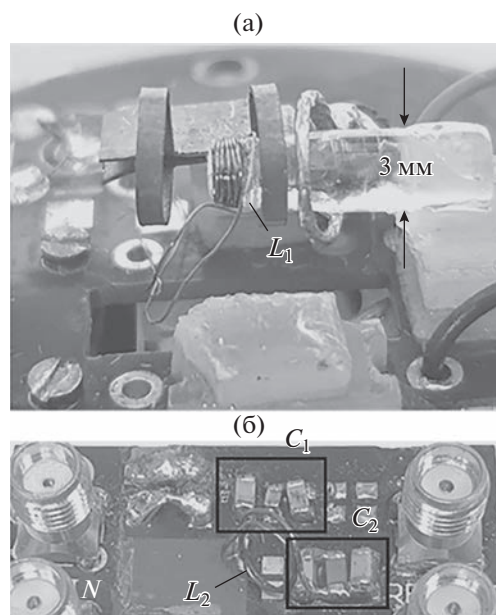


Рис. 4. Внешний вид резонатора: **а** — расположенная внутри квазигильмгольцевского резонатора для возбуждения магнитных переходов в NV^- -центре катушка L_1 , катушка намотана на сапфировый конус с диаметром 1.5 мм в месте, где находятся витки; **б** — вынесенная от катушки L_1 часть резонатора, состоящая из катушки L_2 и конденсаторов C_1 , C_2 , катушка и резонатор соединены коаксиальным кабелем (не показано на рисунке).

С учетом выбранных значений был собран резонатор (рис. 4). Катушка L_2 содержит 4 плотно расположенных витка радиусом 2 мм медного провода диаметром 0.3 мм и имеет некоторый запас по индуктивности.

Настройка резонатора осуществлялась изменением как расстояния между витками катушки L_2 , так и номиналов используемых конденсаторов. Емкость C_1 влияет на сумму резонансных частот. Увеличение C_2 с одновременным уменьшением L_2 при выполнении равенства $L_2 C_2 \approx \text{const}$ влияет на разность резонансных частот. В результате были выбраны емкости C_1 , C_2 , набранные из керамических конденсаторов с диэлектриком NP0 в типоразмере 1210 с допуском номиналов $\pm 5\%$. Полученные значения равны $C_1^{\text{exp}} = 4.7 + 4.7 + 1 + 0.22 = 10.62$ нФ, $C_2^{\text{exp}} = 1 + 0.22 + 0.047 = 1.267$ нФ.

Созданный резонатор на резонансных частотах имел импеданс 120 и 280 Ом, согласно показаниям векторного анализатора цепей, что дает среднее значение $Z_{\text{mean}} = 200$ Ом. Это потребовало подключения резонатора к усилителю с выход-

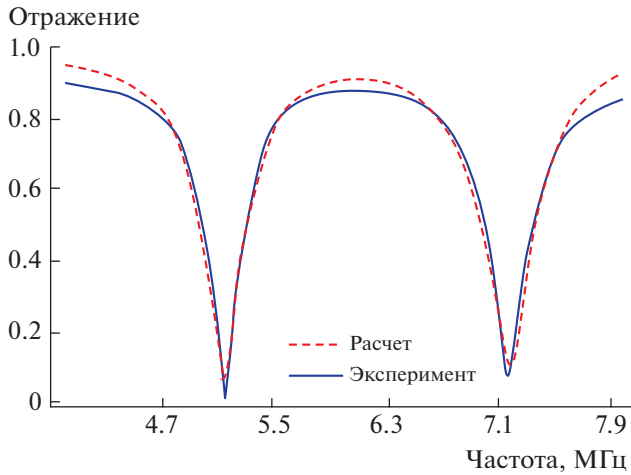


Рис. 5. Зависимость возвратных потерь резонатора от частоты.

ным импедансом $Z_0 = 50$ Ом через согласующий трансформатор с коэффициентом трансформации $K = N_1/N_2 = \sqrt{Z_0/Z_{\text{mean}}} = 1/2$, где N_1 , N_2 — число витков в первичной и вторичной обмотках соответственно. Согласующий трансформатор изготовлен в виде трифилярной обмотки из десяти витков на ферритовом кольце Toroids (5967000201) от Fair-Rite. Внешний и внутренний диаметры, а также толщина кольца составляют соответственно 9.5, 4.75 и 3.3 мм. В качестве первичной обмотки использован один из проводников трифилярной обмотки, вторичная обмотка получена последовательным соединением двух оставшихся проводов.

Спектр возвратных потерь собранного резонатора получен с помощью векторного анализатора и представлен на рис. 5. Полученный спектр хорошо аппроксимируется моделью, в которой возвратные потери рассчитаны по формуле

$$\Gamma = \frac{Z - K^2 Z_0}{Z + K^2 Z_0}. \quad (5)$$

Импеданс резонатора Z рассчитан по формуле (1) при подстановке в формулу значений L_1 , L_2 , C_1^{fit} , C_2^{fit} , где к индуктивностям путем замены L_i на $L_i^{\text{fit}} \left(1 + \frac{R_i}{i\omega L_i^{\text{fit}}}\right)$ добавлено активное сопротивление соответствующих катушек R_1 , R_2 . При помощи нелинейного метода наименьших квадратов были найдены значения параметров аппроксимации: $R_1 = 1.1$ Ом, $R_2 = 0.07$ Ом, $L_1^{\text{fit}} = L_1$, $C_1^{\text{fit}} = C_1$, $L_2^{\text{fit}} = 0.75L_2$, $C_2^{\text{fit}} = 0.83C_2$.

Вместо параллельного LC-контура можно использовать последовательный контур, состоящий

из $L_1, C_1, L_2 \parallel C_2$. При этом для расчета номиналов L_2 , C_2 могут быть использованы формулы (2), (3), а импеданс контура будет близок к сопротивлению катушки R_1 . По результатам расчета с учетом сопротивления катушек импеданс последовательного контура на частотах ω_1 , ω_2 составил 2.9 и 3.2 Ом соответственно. В этом случае согласование потребует трансформатора с большим коэффициентом трансформации. Поэтому за основу был взят параллельный резонансный контур.

НАБЛЮДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ РАБИ

Для оценки эффективности полученного резонансного контура были зарегистрированы осцилляции Раби населенности на сверхтонких подуровнях. Для этого использовалась установка, описанная в работе [7], населенности измерялись по интенсивности флуоресценции ансамбля NV^- -центров методом оптически детектируемого магнитного резонанса. Мощность сигнала на входе двухрезонансной антенны оценивалась путем измерения значения пик-пик сигнала на входе антенны при помощи осциллографа при известном импедансе источника. Ансамбль NV^- -центров находился в магнитном поле 1 мТл, выровненном вдоль одной из кристаллографических осей. Катушка L_1 ориентирована так, чтобы магнитное поле было ортогонально выбранной оси.

Для частоты 7.1 МГц наблюдались осцилляции Раби между сверхтонкими подуровнями: $|m_S = -1, m_I = 0\rangle \rightarrow |m_S = -1, m_I = -1\rangle$. Частоту Раби можно рассчитать по формуле

$$\Omega_{7.1} = 2\pi \frac{\gamma_n B_x |\alpha_{-1}|}{\sqrt{2}}, \quad (6)$$

где $\gamma_n = 307$ МГц/Тл — гиромагнитное отношение ядерного спина азота; B_x — амплитуда переменного магнитного поля; $\alpha_{-1} = -9$ — коэффициент, связанный со сверхтонким взаимодействием в NV^- -центре [8].

Полученная частота Раби $\Omega_{7.1} = 2\pi \cdot 18.8$ кГц (рис. 6) соответствует амплитуде переменного поля 1 мТл.

При частоте Раби больше 6 кГц переменное поле на частоте 4.95 МГц одновременно возбуждает два перехода $|m_S = 0, m_I = 0\rangle \rightarrow |m_S = 0, m_I = \pm 1\rangle$. Учитывая одновременное возбуждение двух переходов в лямбда-системе, получаем, что частота Раби определяется формулой

$$\Omega_{4.95} = 2\pi \frac{\sqrt{2}\gamma_n B_x |\alpha_0|}{\sqrt{2}}, \quad (7)$$

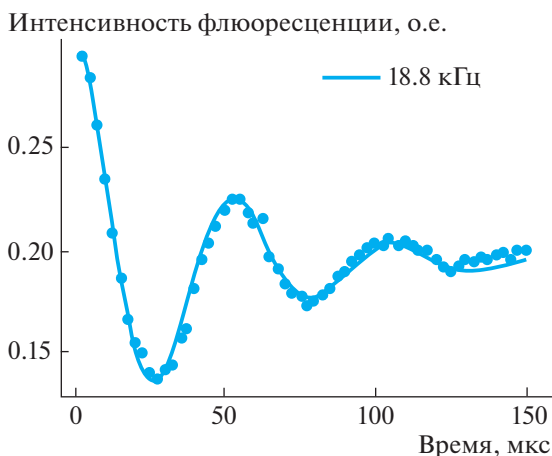


Рис. 6. Осцилляции Раби, измеренные на переходе $|m_S = -1, m_I = 0\rangle \rightarrow |m_S = -1, m_I = -1\rangle$ на частоте 7.1 МГц.

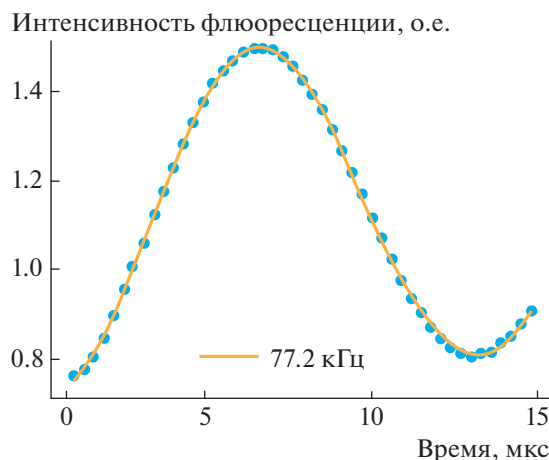


Рис. 7. Осцилляции Раби, измеренные на переходе $|m_S = 0, m_I = 0\rangle \rightarrow |m_S = 0, m_I = \pm 1\rangle$ на частоте 4.95 МГц.

где $\alpha_0 = 16$ — коэффициент, связанный со сверхтонким взаимодействием в NV^- -центре [8]. Из частоты полученных осцилляций Раби $\Omega_{4.95} = 2\pi \cdot 77.2$ кГц (рис. 7) найдена амплитуда переменного поля 1.6 мТл.

Осцилляции Раби были получены при напряжении пик-пик на выходе согласующего трансформатора 23 В, что при импедансе контура 200 Ом соответствует мощности 330 мВт.

ВЫВОДЫ

Разработана схема двухчастотного резонатора, работающего на частотах 4.95 и 7.1 МГц, которая позволяет эффективно манипулировать ядерным спином центра окраски азот-вакансия, реализовывать последовательности, предназначенные для поляризации ядерного спина, гироскопии на ядерном спине и квантовой памяти на ядерном спине. Были измерены частоты Раби и получены следующие значения: $\Omega_{4.95} = 77.2$ кГц и $\Omega_{7.1} = 18.8$ кГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 21-42-04407.

ИНФОРМАЦИЯ О ВКЛАДЕ АВТОРОВ

В.В. Сошенко и И.С. Кожокару внесли одинаковый вклад в работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schirhagl R., Chang K., Loretz M., Degen C.L. // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 2014. V. 65. P. 83
<https://doi.org/10.1146/annurev-physchem-040513-103659>
2. Acosta V.M., Bauch E., Ledbetter M.P., Waxman A., Bouchard L.-S., Budker D. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 070801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.070801>
3. Soshenko V.V., Bolshedvorskii S.V., Rubinas O., Sorokin V.N., Smolyaninov A.N., Vorobyov V.V., Akimov A.V. // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126. P. 197702.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.197702>
4. Vorobyov V.V., Soshenko V.V., Bolshedvorskii S.V., Javadzade J., Lebedev N., Smolyaninov A.N., Sorokin V.N., Akimov A.V. // *The European Physical Journal D.* 2016. V. 70. Article number 269.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2016-70099-3>
5. Hirose M., Cappellaro P. // *Nature.* 2016. V. 532. P. 77.
<https://doi.org/10.1038/nature17404>
6. Sangtawesin S., McLellan C.A., Myers B.A., Bleszynski Jayich A.C., Awschalom D.D., Petta J.R. // *New J. Phys.* 2016. V. 18. P. 083016.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/8/083016>
7. Soshenko V.V., Vorobyov V.V., Bolshedvorskii S.V., Rubinas O., Cojocar I., Kudlatsky B., Zelenev A.I., Sorokin V.N., Smolyaninov A.N., Akimov A.V. // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. P. 125133.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.125133>
8. Chen M., Hirose M., Cappellaro P. // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. P. 020101(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.020101>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 539.893

СИЛЬФОННАЯ КАМЕРА В КАЧЕСТВЕ ДОЖИМАЮЩЕЙ СТУПЕНИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ 1 ГПа В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

© 2023 г. С. И. Ниненко^{а,*}

^аИнститут физики высоких давлений РАН
Россия, 108840, Москва, Калужское шоссе, 14

*e-mail: ninenko@hppi.troitsk.ru

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

После доработки 13.01.2023 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Описана дожимающая ступень установки для сжатия газовой среды до 1 ГПа, в качестве которой используется тонкостенная сильфонная камера, погруженная в гидростатически сжатую среду. Такая конструкция позволяет создавать требуемое давление в рабочем объеме более 1.5 см³, что достаточно и для оптических исследований, и для точных измерений давления в рабочей камере.

DOI: 10.31857/S0032816223030254, EDN: CWVCRP

ВВЕДЕНИЕ

Получение давления газа 1 ГПа в объемах более 1 см³ является весьма сложной задачей и выполняется в несколько этапов. Предварительное сжатие газовой среды обычно выполняют промышленно выпускаемыми газовыми компрессорами, которые позволяют получать на выходе давление 0.2 ГПа. Известны компрессоры высокого давления, до 0.4 ГПа, например мембранные компрессоры модели КСВД-М (НПП “Ковинт”, Россия, г. Санкт-Петербург, <http://covint.ru/>). В литературе описаны компрессоры, позволяющие получать давление 0.5 ГПа и даже 0.6 ГПа [1].

Дальнейшее повышение давления газа связано с большими техническими сложностями создания надежного уплотнения поршня мультипликатора. В работе [2] описан компрессор, позволяющий получать сверхвысокое давление гелия до 2 ГПа. Вариант установки, в которой было достигнуто давление газов 2 ГПа без использования подвижных деталей, описан в работе [3]. Установка состоит из последовательно соединенных капиллярными трубками баллонов с внутренними электронагревателями и отсечными обратными клапанами и действует по принципу многократного термического расширения рабочего тела. Необходимо отметить, что такие установки имеют крупные габариты и технически сложны, что сказывается на их обслуживании и работоспособности.

В работе [4] описана установка, позволяющая проводить оптические исследования как в газовой, так и в жидкой среде при давлениях до 1 ГПа в широком температурном диапазоне, 200–500 К, с высокой точностью измерения давления. Чтобы избежать влияния температуры на точность измерения давления, было принято решение использовать две камеры, соединенные капилляром. Это позволило измерять давление во всем диапазоне с точностью 1.0–1.5 МПа, но увеличило суммарный объем рабочей среды в этих камерах до 1.5 см³.

Установка разделена на две ступени по уровню рабочего давления. На первой ступени с помощью термобарической камеры в исследуемой среде создается давление до 200 МПа. На второй ступени давление увеличивается до заданного уровня с помощью сильфонной камеры. Эта установка предназначена для изучения поведения сверхкритических флюидов в N₂, CO₂, CH₄ и в других средах.

СИЛЬФОННАЯ КАМЕРА

В литературе описаны различные конструкции сильфонных камер высокого давления. Они позволяют перекачивать жидкости даже под давлением 40 МПа [5] и избегать каких-либо утечек рабочей среды. Их использование при более высоких давлениях ограничено прочностью боковых стенок сильфона при увеличивающемся перепаде внутреннего и внешнего давлений.



Рис. 1. Сильфонная камера в разобранном виде. 1 – тонкостенный компенсатор давления; 2 – внутренняя втулка; 3 – внешняя втулка; 4 – внешняя разрезная втулка; 5 – плунжер; 6 – уплотнительные кольца; 7 – металлический стержень; 8 – катушка из нихромовой проволоки; 9 – цилиндр с контактом.

В данной статье описана установка, в которой в качестве дожимающей ступени была использована сильфонная камера, помещенная в гидростатически сжатую среду. Разность давлений в двух средах определялась силой упругости сильфонной камеры и не превышала 1.5–2.0 МПа при давлении среды 1 ГПа.

В конструкции сильфонной камеры (рис. 1) были использованы тонкостенные сильфоны – компенсаторы давления 1. Каждый такой компенсатор представляет собой сильфонный бочонок из нержавеющей стали с толщиной стенки 0.2 мм, внутренний диаметр бочонка 13.3–13.4 мм, а внешний 22 мм. Компенсаторы необходимо последовательно герметично соединить. Такое соединение должно выдерживать перепад давления 2 МПа и оставаться работоспособным до давления 1 ГПа. В установке для этого были использованы две втулки: внутренняя 2 и внешняя 3, в которых на месте стыка компенсаторов были выполнены небольшие канавки, заполненные силиконовым герметиком Gasket Maker. Для обеспечения осевой прочности конструкции использовалась еще одна внешняя разрезная втулка 4, на торцах которой сделаны выступы, помещаемые в складку компенсатора. Для фиксации такой втулки в собранном виде она обматывалась проволокой. Необходимо отметить, что эти детали изготавливались индивидуально с высокой точностью по размерам каждого такого стыка компенсаторов для обеспечения плотной посадки. Итоговый внешний диаметр конструкции не

превышал 22.5 мм. В одном торце такой сборки внутренняя втулка сделана как продолжение гайки, с помощью которой вся сильфонная камера крепится на плунжере 5. На плунжере также закреплен набор уплотнительных колец 6 для удержания жидкости, создающей давление.

Для увеличения эффективности работы сильфонной камеры по ее оси расположен металлический стержень 7 диаметром 13.1 мм. К стержню крепится реостат – катушка 8 из нихромовой проволоки на эбонитовой втулке с общим внешним диаметром 8.3 мм, используемый для определения длины (объема) сильфонной камеры. По катушке скользит цилиндр 9 с внутренним диаметром 8.5 мм, в котором имеются медные контакты на пружинном креплении. Во избежание случайного соприкосновения катушки с цилиндром на его торце закреплена тефлоновая втулка с внутренним диаметром 8.4 мм. Другой торец цилиндра совмещен с внутренней втулкой и фиксируется в торце сборки компенсаторов.

Столь малые зазоры (0.1 мм) на длине в несколько сантиметров между свободно скользящими деталями конструкции (цилиндр с контактом по катушке и компенсаторы по стержню) позволили уменьшить минимальный объем сильфонной камеры до 3 см³, в то время как максимально возможный объем составляет 45 см³. Если мы учтем объемы рабочей камеры, камеры измерения давления и системы капилляров, то получим, что отношение максимального и минимального объемов составит 10 : 1. Таким образом, мак-

симальные давления в установке могут быть достигнуты без использования предельных положений сильфонной камеры.

Для работы сильфонной камеры используется вспомогательная установка высокого давления (рис. 2). Она состоит из малогабаритного гидравлического пресса 1 с усилием 1200 кН, цилиндра высокого давления 2 с внутренним диаметром 24 мм и пары плунжеров с уплотнениями. На верхнем плунжере 3 крепится сильфонная камера 4. В корпусе этого плунжера имеются два канала диаметром 0,9 мм. Один из каналов используется для ввода проводов, а другой — для соединения объема сильфонной камеры с остальной установкой при помощи капилляра высокого давления 5. Опорой верхнего плунжера является гайка, расположенная в верхней станине пресса. Цилиндр высокого давления изготовлен из бронзы БрБ2, обработанной на твердость 36–38 HRc. Плунжеры изготовлены из сплава P18 (HRc 58–60), а в качестве уплотнений использовался набор колец: резинового, фторопластового прямоугольного сечения и трапецеидального из латуни. Для удобства работы нижний плунжер пресса жестко связан с цилиндром высокого давления. Получившаяся емкость заполняется полиэтилсилоксановой жидкостью ПЭС-5 — средой, передающей давление и сохраняющей гидростатичность во всем используемом диапазоне давлений. Сжатие жидкости осуществляется путем поднятия цилиндра высокого давления совместно с нижним плунжером на неподвижный верхний плунжер.

Собранная и проверенная на герметичность сильфонная камера крепится на верхнем плунжере и опускается в рабочую зону, предварительно заполненную жидкостью ПЭС-5. Камера опускается на 8–10 мм, пока уплотнения полностью не войдут в канал. Из-за разной сжимаемости исследуемой среды и жидкости ПЭС-5 погружение сильфонной камеры происходит за счет уменьшения ее объема. Количество жидкости ПЭС-5 в рабочей зоне внешней камеры трудно рассчитать, поэтому оно подбирается экспериментально. Если жидкости будет слишком много, то сильфонная камера будет меньшего объема, и даже при давлении среды 150–200 МПа ее размеры не увеличатся до значений, близких к максимальным. Если жидкости будет недостаточно, то часть рабочей зоны останется заполненной воздухом, и невозможно будет создать требуемое давление в жидкости ПЭС-5. На практике используется предварительное растяжение сильфонной камеры, т.е. в ней создается избыточное давление в 1,0–1,5 МПа до ее погружения в рабочий канал.

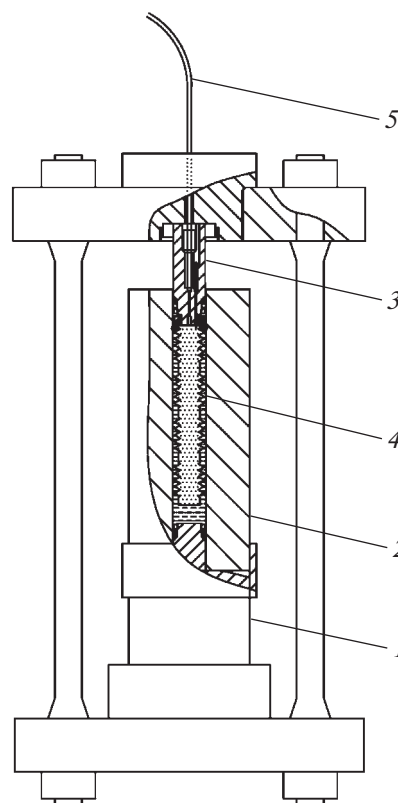


Рис. 2. Вспомогательная установка высокого давления. 1 — гидравлический пресс; 2 — цилиндр высокого давления; 3 — верхний плунжер; 4 — сильфонная камера; 5 — капилляр высокого давления.

С ростом гидростатического давления в рабочем канале заметно возрастает вязкость жидкости ПЭС-5. Градиент давления вдоль сильфонной камеры может привести к ее необратимой деформации и выходу из строя. Именно по этой причине в установке использован пресс с ручным управлением и возможностью плавного повышения или понижения давления в рабочем канале.

В заключение отметим, что вся установка для создания давления в газовой среде до 1 ГПа, включая термостат, занимает всего 4 м² и размещается в отдельном помещении для защиты оптических компонент установки (лазерного источника и монокроматора). В конструкции установки отсутствуют газовые уплотнения для подвижных соединений, есть только стационарные присоединения. Установка позволяет получать давление в рабочей камере до 1 ГПа для азота (N₂) в температурном диапазоне 200–500 К. По завершении запланированной серии экспериментов данная установка будет использована для получения давления в CO₂, CH₄ и других газах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность С.М. Стишову, А.Н. Утюжу и О.Б. Циоку за полезные обсуждения конструкции установки, а также А.И. Рябову за изготовление деталей экспериментальной установки.

Автор отдельно выражает благодарность В.В. Бражкину за поставленную интересную задачу.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00111).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Верецагин Л.Ф., Иванов В.В.* А.с. № 97915 СССР // Оpubл. 1952.
2. *Стишов С.М., Уваров А.Ф.* // ПТЭ. 1975. № 4. С. 191.
3. *Boksha S.S.* // Journal of Crystal Growth. 1968. V. 3–4. P. 426.
4. *Ninenko S.I., Brazhkin V.V.* // Review of Scientific Instruments 2022. V. 93. Issue 11. P. 113905 <https://doi.org/10.1063/5.0094655>
5. *Полянин А.Б., Алексеев А.Б., Турчин С.И.* Патент № 2690316 РФ // Оpubл. 31.05.2019. Бюл. № 16.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА ПРОЕКЦИЙ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА МНОГОУГЛОВОГО СКАНИРОВАНИЯ ПУЧКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. А. А. Булавская^{a,*}, Е. А. Бушмина^{a,**}, А. А. Григорьева^a,
А. С. Ермакова^a, И. А. Милойчикова^{a,b}, С. Г. Стучебров^a

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

^bНИИ онкологии Томского национального исследовательского медицинского центра РАН
Россия, 634009, Томск, пер. Кооперативный, 5

*e-mail: bulavskaya@tpu.ru

**e-mail: eab60@tpu.ru

Поступила в редакцию 13.12.2022 г.

После доработки 11.01.2023 г.

Принята к публикации 16.01.2023 г.

Разработан метод многоугольного сканирования для измерения распределения интенсивности пучка в поперечном сечении. Данный метод основан на реконструкции профилей пучка, полученных под разными углами в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Для эффективной реализации метода многоугольного сканирования необходимо найти оптимальное количество проекций, т.е. такое количество проекций, при котором результат измерения остается достоверным при минимальном времени измерения. В результате численного эксперимента была разработана методика поиска оптимального количества проекций и было показано, что без учета ошибок, вызванных работой узлов экспериментальной установки, оптимальное число проекций равно 10. Для устранения этой погрешности было проведено многоугольное сканирование рентгеновского пучка и были реконструированы распределения его интенсивности в поперечном сечении при разном количестве проекций. С помощью разработанной методики было определено оптимальное количество проекций для данной экспериментальной установки, которое составило 18.

DOI: 10.31857/S0032816223030187, EDN: CVSVFW

ВВЕДЕНИЕ

В научных исследованиях и для решения различных прикладных задач применяются установки, генерирующие ионизирующее излучение [1–3]. Важной задачей при работе с такими установками является контроль пространственных характеристик пучков. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка – одна из таких характеристик.

В областях неразрушающего контроля и лучевой терапии, а также при стерилизации медицинских инструментов применяются широкоапертурные пучки. Это пучки, размеры которых составляют единицы миллиметров и более. Измерить распределения интенсивности излучения в поперечном сечении широкоапертурных пучков позволяют пленочные детекторы, флуоресцентные экраны [4–10], матричные детекторы, состоящие из набора ионизационных камер [11–14] или полупроводниковых детекторов [14, 15].

Методы регистрации поперечного распределения интенсивности пучков должны обеспечивать измерения с высоким пространственным разрешением за относительно малое время. При этом в процессе измерения детектирующая установка не должна оказывать значительного воздействия на пучок. Описанные выше детектирующие методы не отвечают всем этим требованиям [5, 16–22].

В работах [23, 24] был предложен метод многоугольного сканирования пучка, который основан на применении метода обратного преобразования Радона для реконструкции данных, полученных путем сканирования пучка под разными углами с фиксированным углом смещения. Такой подход к диагностике пучков позволит решить описанные выше проблемы. Однако, для эффективной реализации метода многоугольного сканирования пучка необходима методика определения оптимального количества проекций, которая

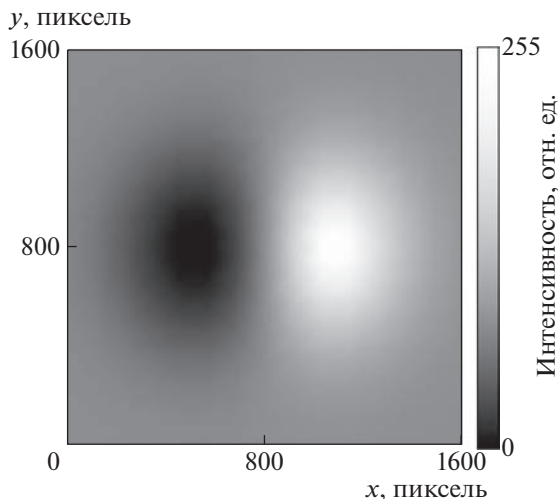


Рис. 1. Двумерное изображение, полученное на основе графика функции (1).

позволит за минимальное время измерения получить качественный результат. Таким образом, целью данного исследования стала разработка методики определения оптимального количества проекций.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Тестовое распределение

Для разработки методики определения оптимального количества проекций была проведена серия численных экспериментов на основе тестового распределения. Выбранное распределение характерно для интенсивности излучения в поперечном сечении пучка и описывается следующей формулой:

$$f(x, y) = xe^{-(x^2+y^2)}. \quad (1)$$

Распределение (1) было представлено в графическом виде таким образом, чтобы максимуму функции $f(x, y)$ соответствовал белый цвет, а минимуму — черный. Каждый пиксель полученного изображения несет один байт информации, т.е. позволяет передавать 256 оттенков серого. На рис. 1 представлено изображение тестового распределения.

На следующем этапе были получены проекции данного распределения под разными углами. Для этого тестовое изображение (рис. 1) было представлено в виде матрицы значений, которая умножалась на поворотную матрицу. Так как угол смещения должен быть не менее 180° , было получено 180 матриц, каждая из которых повернута под углом φ относительно оси OX исходного распределения (рис. 1) с шагом 1° . Далее были найдены проекции каждой матрицы на ось OX' . На

рис. 2 для примера представлен внешний вид некоторых проекций.

Полученные проекции в дальнейшем будут использоваться для восстановления исходного изображения при разном количестве проекций.

Критерии качества восстановленного изображения

Для оценки качества реконструированных изображений использовались среднеквадратичное отклонение [25–27] и евклидово расстояние [28–30].

Среднеквадратичное отклонение является общепринятым критерием сравнения изображений при решении различных задач томографическими методами [25–27]. Среднеквадратичное отклонение исследуемой функции от эталонной рассчитывается по следующей формуле:

$$\sigma^2 = \frac{1}{s_0} \iint_{\Omega} (f'(x, y) - f(x, y))^2 dx dy, \quad (2)$$

где $f'(x, y)$ — исследуемая функция интенсивности, $f(x, y)$ — эталонная функция интенсивности, s_0 — площадь исследуемой области.

Так как измерение пучка методом многоугольного сканирования имеет конечное количество значений, которые несут информацию об интенсивности излучения в каждой точке (x_i, y_j) , формулу (2) необходимо представить в дискретном виде (3):

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{AB} \sum_{i,j} (f'(x_i, y_j) - f(x_i, y_j))^2}, \quad (3)$$

где A и B — горизонтальный и вертикальный размеры изображений в пикселях; $f'(x_i, y_j)$ — значение интенсивности в точке (x_i, y_j) восстановленного изображения; $f(x_i, y_j)$ — значение интенсивности в точке (x_i, y_j) эталонного изображения.

Исходное распределение в данном случае будет являться эталонным изображением. Среднеквадратичное отклонение здесь будет показывать отличие восстановленного изображения от эталонного, т.е. будет равно 0, если изображения абсолютно одинаковые, и 1, если изображения абсолютно разные.

Евклидово расстояние является общепринятым критерием для сравнения двух любых изображений и количественно показывает их различие. Для его расчетов изображение представляют в виде гистограммы, имеющей вид графика статистического распределения цифрового изображения с разной яркостью. На горизонтальной оси отображается яркость, а на вертикальной — относительное число пикселей с соответствующим значением яркости. Гистограммы представляют

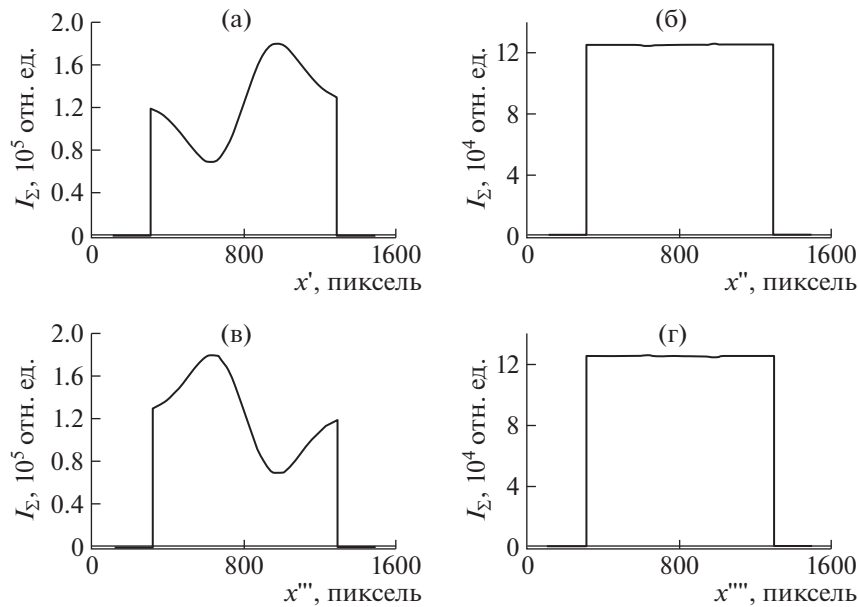


Рис. 2. Проекции распределения, полученные под углами: а – $\varphi = 0^\circ$; б – $\varphi = 90^\circ$; в – $\varphi = 180^\circ$; г – $\varphi = 270^\circ$.

ся в виде вектора. Евклидово расстояние вычисляется по формуле:

$$\delta = \sqrt{\sum_k (m_k - e_k)^2}, \quad (4)$$

где m_k – количество пикселей с яркостью k первого изображения; e_k – количество пикселей с яркостью k второго изображения.

Евклидово расстояние при абсолютном совпадении изображений равно 0, при абсолютном несовпадении – корню из общего числа пикселей изображения. В дальнейшем в работе для сопоставления результатов δ будет нормироваться на 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Методика определения оптимального количества проекций для реализации метода многоуглового сканирования

Оптимальное количество проекций ($n_{\text{опт}}$) при реализации метода многоуглового сканирования пучка позволит получить качественный результат измерения за минимальное время. Математически это определение можно описать следующим образом: $n_{\text{опт}}$ – это точка, в которой скорость возрастания функции совпадения эталонного и восстановленного изображений от n равна скорости возрастания функции времени от n . Чтобы определить $n_{\text{опт}}$, найдем производную разности функции совпадения изображений $f(n)$ и функции времени $t(n)$. Такой подход к поиску оптимального значения некоторой величины предложен в работе [31].

Таким образом, необходимо определить, какой функцией можно достоверно описать зависимость совпадения результатов от количества проекций. Для этого необходимо построить зависимость среднеквадратичного отклонения (3) и евклидова расстояния (4) от количества проекций. С помощью обратного преобразования Радона были реконструированы изображения тестового распределения (рис. 1) при разном количестве проекций. На рис. 3 представлены исходное и некоторые восстановленные изображения.

Для каждого изображения (рис. 3) были получены численные матрицы значений интенсивностей, с помощью которых по формулам (3) и (4) были рассчитаны критерии качества восстановленных изображений. На рис. 4 представлены графики зависимостей σ и δ от количества проекций.

Полученные зависимости достоверно аппроксимируются ($R^2 = 0.85$ и $R^2 = 0.88$) степенной функцией, которую можно описать выражением:

$$\Delta(n) = bn^c, \quad (5)$$

где Δ – критерий качества реконструированных изображений.

Среднеквадратичное отклонение и евклидово расстояние описывают различие между двумя изображениями, а для поиска оптимального количества проекций необходима функция, описывающая совпадение изображений. Для поиска критерия совпадения двух изображений используется формула:

$$f(n) = 1 - \Delta(n) = 1 - bn^c. \quad (6)$$

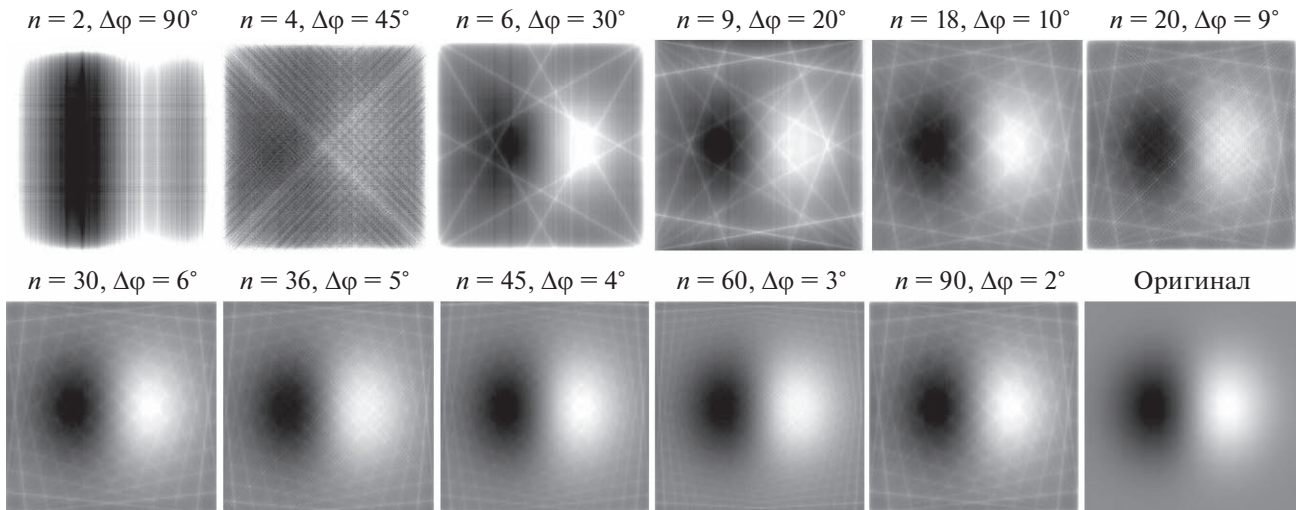


Рис. 3. Исходное изображение и внешний вид восстановленных изображений, полученных при разном количестве проекций n с угловым шагом $\Delta\varphi$.

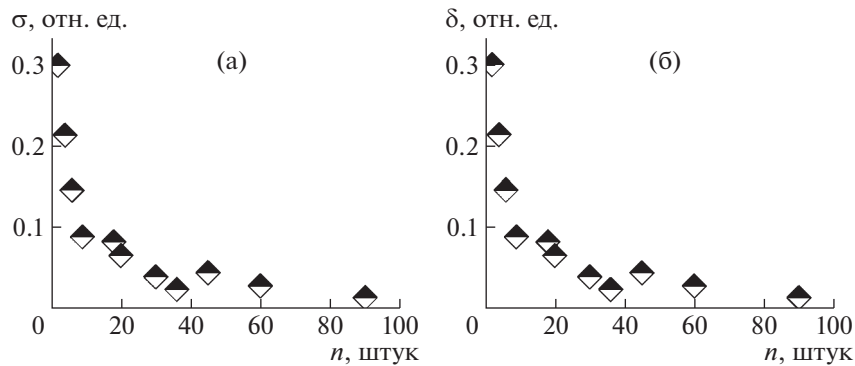


Рис. 4. Графики зависимости критериев качества реконструированных изображений от количества проекций: **а** – среднеквадратичного отклонения, **б** – евклидова расстояния.

В методе многоугольного сканирования время, затраченное на изменение, пропорционально количеству проекций, поэтому его можно представить в виде линейной зависимости

$$t(n) = an + d. \quad (7)$$

Выражение для оптимального количества проекций было получено в соответствии с описанным выше подходом к поиску $n_{\text{опт}}$ [31]:

$$f(n) - t(n) = 1 - bn^c - an - d;$$

$$(f(n) - t(n))' = -bcn^{c-1} - a;$$

$$-bcn^{c-1} - a = 0;$$

откуда

$$n_{\text{опт}} = c^{-1} \sqrt[c]{-\frac{a}{bc}}. \quad (8)$$

На рис. 5 графически представлен подход к поиску $n_{\text{опт}}$. Функции $f(n)$ и $t(n)$ нормированы на 1.

С помощью предложенной методики было найдено оптимальное количество проекций для тестового распределения (рис. 1), которое составило 10. Однако полученное значение не учитывает погрешность работы узлов экспериментальной установки, поэтому в дальнейшем при применении метода многоугольного сканирования для каждой установки необходимо экспериментально определять оптимальное количество проекций, которое всегда будет больше 10.

Применение методики определения оптимального количества проекций для реализации метода многоугольного сканирования на конкретной экспериментальной установке

Для апробации предложенной методики был проведен эксперимент на установке, сканирую-

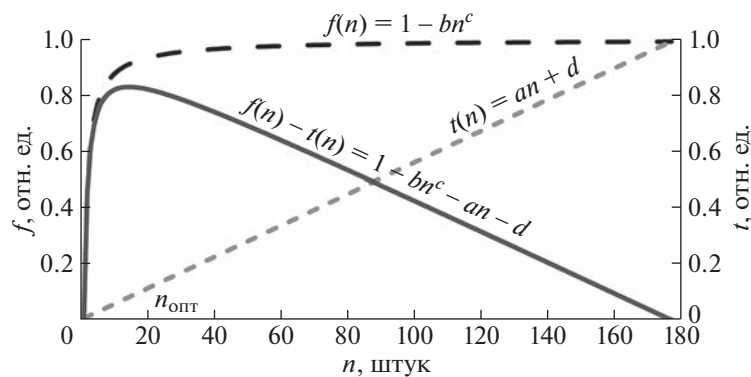


Рис. 5. К пояснению вывода формулы (8) для поиска оптимального количества проекций $n_{\text{опт}}$.

щее устройство которой выполнено в виде тонкой сцинтилляционной полоски BC-408 с размерами $2 \times 6 \times 150$ мм фирмы Saint-Gobain [32]. Из рабочего объема детектора сцинтилляционные фотоны передавались в устройство на основе кремниевого фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) MicroSB/FB фирмы SensL [33]. Рабочая область кремниевого ФЭУ в устройстве составляла 6×6 мм. Для передачи фотонов из сцинтилляционного детектора в кремниевый ФЭУ был использован оптоволоконный кабель из полиметилметакрилата (ПММА пластик) [34] с диаметром сечения 6 мм фирмы Shenzhen Amer Lighting Technology Co. [35]. Сигнал с ФЭУ поступал на спектрометрическое устройство СУ-05 [36] фирмы НЦП “Аспект”, оснащенное импульсным спектрометрическим усилителем УИС-04 [37] и амплитудно-цифровым преобразователем БПА-04 [38]. Сигнал после усиления и аппаратной обработки передавался на персональный компьютер.

При помощи специально написанной программы “MeCroS” полученные данные записывались в файл [39]. Запись уровня сигнала осуществлялась синхронно с информацией о положении и ориентации детектирующей полоски. Программа также позволяла управлять системой позиционирования детектора.

В качестве эталонных изображений в данной работе использовались результаты, полученные с помощью пленочных дозиметров Gafchromic EBТ3 [40]. Пленочные дозиметры сканировались с помощью устройства Epson Perfection V750 Pro [41] и обрабатывались в программном пакете MATLAB [42].

С помощью данной экспериментальной установки было проведено многоугловое сканирование пучка. В качестве источника излучения использовался рентгеновский аппарат РАП-160-5 [43]. Анодный ток импульсного рентгеновского пучка составлял 1 мА, анодное напряжение — 130 кВ. Характерный поперечный размер пучка равен 20 мм. Измерение проводилось с угловым шагом 4° , т.е.

количество проекций равно 45. Полный шаг сканирования составил 180° .

На основе полученных в эксперименте данных были реконструированы распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка при разном количестве проекций (рис. 6).

Были найдены значения среднеквадратичного отклонения (3) и евклидова расстояния (4) для результатов, представленных на рис. 6. Построены аппроксимационные кривые с достоверностью аппроксимации $R^2 = 0.96$ и $R^2 = 0.92$ соответственно. По формуле (8) было рассчитано оптимальное количество проекций для данной экспериментальной установки, которое составило 18, что соответствует угловому шагу 10° .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе разработана методика поиска оптимального количества проекций для эффективной реализации метода многоугольного сканирования пучка. Разработка методики проводилась на основе экспериментов с тестовым распределением, характерным для распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка. Показано, что без учета погрешностей узлов экспериментальной установки оптимальное количество проекций равно 10. Таким образом, при реализации метода многоугольного сканирования пучка количество проекций должно быть не менее 10.

Определено оптимальное количество проекций для конкретного экспериментального стенда на основе проведенных измерений на рентгеновском пучке. Было получено, что оптимальное количество проекций для данной экспериментальной установки равно 18, при этом угловой шаг должен составлять 10° .

Методика поиска оптимального количества проекций должна использоваться при разработке каждой конкретной экспериментальной установ-

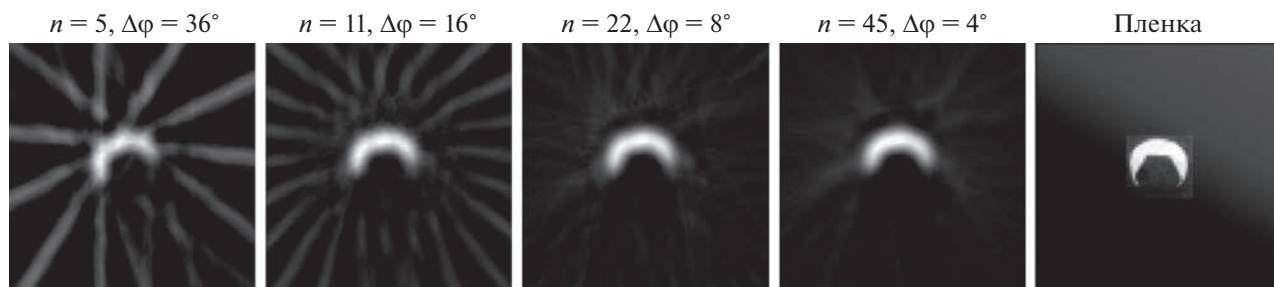


Рис. 6. Результаты эксперимента, полученные методом многоуглового сканирования при разных количествах проекций и с помощью дозиметрических пленок.

ки, реализующей метод многоуглового сканирования пучка.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-00252).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wolski A.* Beam dynamics in high energy particle accelerators. Singapore: World Scientific Publishing, 2014.
2. *Patterson H.W.* Accelerator health physics. Amsterdam: Elsevier, 2012.
3. *Hamm R.W., Hamm M.E.* Industrial accelerators and their applications. Singapore: World Scientific Publishing, 2012.
4. *Okabe S., Tabata T., Tsumori K.* // Japanese Journal of Applied Physics. 1966. Т. 5. № 1. С. 68.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.5.68>
5. *Michail C., Valais I., Seferis I., Kalyvas N., David S., Fountos G., Kandarakis I.* // Radiation Measurements. 2014. Т. 70. С. 59.
<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2014.09.008>
6. *Ronda C.R.* Luminescence: from theory to applications. New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.
7. *Ozawa L.* // Journal of The Electrochemical Society. 1979. Т. 126. № 1. С. 106.
<https://doi.org/10.1149/1.2128962>
8. *Johnson C.D.* // Preprint № CERN-PS-90-42-AR. 1990.
9. *Borca V.C., Pasquino M., Russo G., Grosso P., Cante D., Sciacero P., Girelli G., La Porta M.R., Tofani S.* // Journal of applied clinical medical physics. 2013. Т. 14. № 2. С. 158.
<https://doi.org/10.1120/jacmp.v14i2.4111>
10. *Zhu X.R., Yoo S., Jursinic P.A., Grimm D.F., Lopez F., Rownd J.J., Gillin M.T.* // Medical physics. 2003. Т. 30. № 5. С. 912.
<https://doi.org/10.1118/1.1568979>
11. *Amerio S., Boriani A., Bourhaleb F., Cirio R., Donetti M., Fidanzio A., Garelli E., Giordanengo S., Madon E., Marchetto F., Nastasi U., Peroni C., Piermattei A., Sanz Freire C.J., Sardo A., Trevisiol E.* // Medical physics. 2004. Т. 31. № 2. С. 414.
<https://doi.org/10.1118/1.1639992>
12. *Spezi E., Angelini A.L., Romani F., Ferri A.* // Physics in Medicine & Biology. 2005. Т. 50. № 14. С. 3361.
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/50/14/012>
13. <https://www.elsesolutions.com/wp-content/uploads/2015/07/StarTrack.pdf>
14. <https://www.iba-dosimetry.com/product/matrixx-universal-detector-array/>
15. *Létourneau D., Gulam M., Yan D., Oldham M., Wong J.W.* // Radiotherapy and Oncology. 2004. Т. 70. № 2. С. 199.
<https://doi.org/10.1016/j.radonc.2003.10.014>
16. *Bal C., Bravin E., Lefevre T., Scrivens R., Taborelli M.* // Proc. of DIPAC 2005. Lyon, France. CERN, 2005. № CERN-AB-2005-067.
17. *Duggal A.R., Srivastava A.M.* US Paten 6566808. 2003.
18. *Cheymol B. Th.* Docteur d'Université dans la spécialité de Physique des Particules. Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2011.
19. *Boogert S.T., Blair G.A., Boorman G., Bosco A., Deacon L.C., Karataev P., Aryshev A., Fukuda M., Terunuma N., Urakawa J., Corner L., Delerue N., Foster B., Howell D., Newman M., et al.* // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. 2010. Т. 13. № 12. С. 122801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.122801>
20. *Pozimski J., Gibson S.M.* // Proc. of the 2nd International Beam Instrumentation Conference IBIC2013. UK, Oxford, 2013. С. 503.
21. *Nazhmudinov R.M., Kubankin A.S., Kishin I.A., Zhukova P.N., Nasonova V.A., Karataev P.V., Vukolov A.V., Potylitsyn A.P.* // Journal of Instrumentation. 2018. Т. 13. № 12. С. P12012.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/12/P12012>
22. *Trad G.* Thesis ... Doctor from the University of Grenoble. Speciality: Subatomic Physics and Astroparticles. U. Grenoble Alpes, 2013.
23. *Stuchebrov S.G., Cherepennikov Y.M., Krasnykh A.A., Miloichikova I.A., Vukolov A.V.* // Journal of Instrumentation. 2018. Т. 13. № 05. С. C05020.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/C05020>

24. *Bulavskaya A.A., Cherepennikov Y.M., Chakhlov S.V., Grigorieva A.A., Miloichikova I.A., Vukolov A.V., Stuchebrov S.G.* // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering: IOP Publishing. 2021. Т. 1019. № 1. С. 012043.
<https://doi.org/10.1088/1757-899X/1019/1/012043>
25. *Казначеева А.О.* Современные виды томографии: учебное пособие. СПб.: СПбГУ ИТМО. 2006.
26. *Wang Z., Bovik A.C., Sheikh H.R., Simoncelli E.P.* // IEEE transactions on image processing. 2004. Т. 13. № 4. С. 600.
27. *Shi H., Luo S., Yang Z., Wu G.* // PLoS one. 2015. Т. 10. № 9. С. e0138498.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0138498>
28. *Chen C.C., Chu H.T.* // 29th Annual International Computer Software and Applications Conference (COMPSAC'05). IEEE, 2005. Т. 2. С. 41.
<https://doi.org/10.1109/COMPSAC.2005.140>
29. *Wang L., Zhang Y., Feng J.* // IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence. 2005. Т. 27. № 8. С. 1334.
<https://doi.org/10.1109/TPAMI.2005.165>
30. *Maurer C.R., Qi R., Raghavan V.* // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 2003. Т. 25. № 2. С. 265.
<https://doi.org/10.1109/TPAMI.2003.1177156>
31. *Двилис Э.С.* Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск: Томский политехнический университет, 2013.
32. <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>
33. <https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/silicon-photomultipliers-sipm/j-series%20sipm>
34. ГОСТ 33366.1-2015 (ISO 1043-1:2011) Пластмассы. Условные обозначения и сокращения. Часть 1. Основные полимеры и их специальные характеристики. М.: Стандартинформ, 2016.
35. <https://www.eworldtrade.com/c/amerlighting/>
36. <https://old.aspect-dub-na.ru/new/page.php%3Fpage=431.html>
37. <https://old.aspect-dub-na.ru/new/page.php%3Fpage=309.html>
38. <https://old.aspect-dub-na.ru/new/page.php%3Fpage=492.html>
39. *Красных А.А., Черепенников Ю.М., Милойчикова И.А., Стучебров С.Г.* Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2019610265 РФ // Оpubл. 09.01.19.
40. http://www.gafchromic.com/documents/EBT3_Specifications.pdf
41. <https://www.epson.ru/catalog/scanners/epson-perfection-v750-pro/>
42. <https://uk.mathworks.com/products/matlab.html>
43. https://ncontrol.ru/catalog/rentgenovskiy_kontrol/rentgenovskie_apparaty/rentgenovskiy_apparat_rap_160_5

КОНТУРНЫЙ МЕТОД ТОМОГРАФИЧЕСКОГО СКАНИРОВАНИЯ С ИДЕНТИФИКАЦИЕЙ ДЕФЕКТОВ ПРИ ПОМОЩИ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ

© 2023 г. А. Х. Оздиев^а, В. И. Сырямкин^{а,*}

^аНациональный исследовательский Томский государственный университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

*e-mail: svi_tsu@mail.ru

Поступила в редакцию 14.10.2022 г.

После доработки 22.11.2022 г.

Принята к публикации 27.12.2022 г.

Исследование крупногабаритных объектов является одной из самых распространенных проблем рентгеновского томографического сканирования, решение которой требует применения более мощных источников излучения, сложной дорогостоящей мехатроники, а также детекторных устройств большого размера, что, несомненно, ведет к кратному удорожанию самой рентгеновской установки. В данной статье представлен один из возможных методов решения данной проблемы, суть которого заключается в сканировании объектов по их контуру. Такой подход способен сильно сократить стоимость комплектующих рентгеновской установки. В то же время подход обладает существенным ограничением: наличием большого числа артефактов, которые не позволяют с достаточной достоверностью детектировать дефекты. Данную проблему предложено решить при помощи машинного обучения.

DOI: 10.31857/S0032816223030084, EDN: ISEWTY

1. ВВЕДЕНИЕ

Трехмерная рентгеновская томография является одним из основных методов неразрушающего контроля, применяемых во многих областях промышленного производства. Благодаря свойствам рентгеновского излучения рентгеновская томография позволяет восстанавливать или реконструировать внутреннюю структуру исследуемых объектов. Эта возможность используется для поиска во внутренних объемах промышленных изделий дефектов, которые могут стать причинами критических неисправностей агрегатов и промышленных узлов, частью которых являются производимые изделия. Существует множество вариантов проведения рентгеновского сканирования для сбора необходимых экспериментальных данных, каждый из которых решает те или иные проблемы, связанные с особенностью сканируемых объектов. Наиболее сложным направлением в неразрушающем контроле с применением рентгеновской томографии является дефектоскопия крупногабаритных объектов. Самым перспективным методом контроля таких объектов является применение нестандартных протоколов томографического сканирования с последующей обработкой результатов при помощи машинного обучения. В данной работе мы демонстрируем

данный подход в виде комбинации контурного метода томографического сканирования и нейросетевой модели, предназначенной для классификации дефектов.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Промышленное производство ежедневно сталкивается с необходимостью выявления бракованных изделий и поиска зон локализации дефектов с последующим выявлением причин их возникновения. Для этих целей применяются различные методы диагностики, в том числе ультразвуковая дефектоскопия, теплотометрия, магнитный и вихретоковый контроль, а также радиография и трехмерная рентгеновская томография [1]. Рентгеновская томография обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами контроля в основном благодаря возможности реконструировать и визуализировать внутреннюю структуру исследуемых объектов. Данный подход фактически предоставляет возможность находить дефекты внутри изделий и визуализировать их [2].

Стандартный протокол рентгеновского томографического сканирования представляет собой такую схему расположения компонентов установки, при которой сканируемый объект поме-

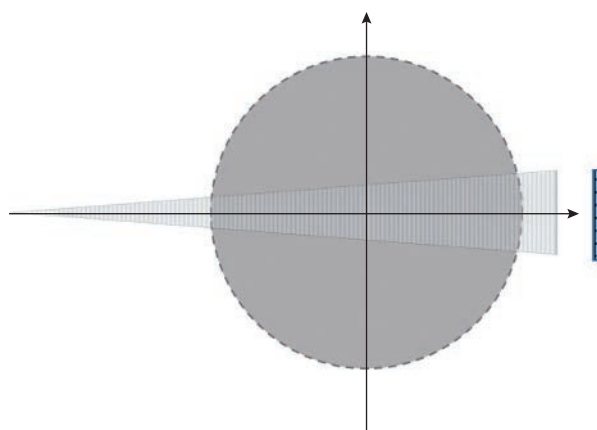


Рис. 1. Стандартный протокол рентгеновского томографического сканирования.

щается между источником излучения и рентгеновским детектором так, чтобы его ось вращения совпадала с центральным лучом пучка излучения и центром детектирующего устройства (рис. 1) [3].

В случае, когда объект соизмерим с размерами установки, а значит, и с углом раскрытия и с шириной рентгеновского пучка, а также с размерами детектора, стандартный протокол сканирования прекрасно справляется с задачей поиска дефектов и точно визуализирует внутреннюю структуру объекта. Однако, когда размеры объекта значительно превышают перечисленные параметры установки, как это схематично показано на рис. 1, возникают проблемы, главной из которых является значительное ослабление рентгеновского пучка до достижения поверхности детектирующего устройства. Это ведет к уменьшению разности амплитуд сигнала на пикселях детектора, что не позволяет выявлять дефекты на реконструированном изображении. Данная проблема очень актуальна при диагностике сварных соединений труб большого диаметра. Поскольку предполагаемые дефекты расположены практически по контуру сканируемого пространства, рентгеновский пучок не формирует необходимой для регистрации на детекторе разницы амплитуд и при этом значительно ослабляется из-за большого диаметра трубы.

Для решения проблемы сканирования и дефектоскопии сварных соединений труб большого диаметра предлагается использовать следующую конфигурацию рентгеновской установки: центральный луч источника излучения совмещается с контуром сканируемого объекта, проходя по нему по касательной, центр детектирующего устройства совмещается с центральным лучом пучка, но центр вращения объекта остается в точке, как если бы к нему применялся стандартный протокол томографического сканирования (рис. 2) [4].

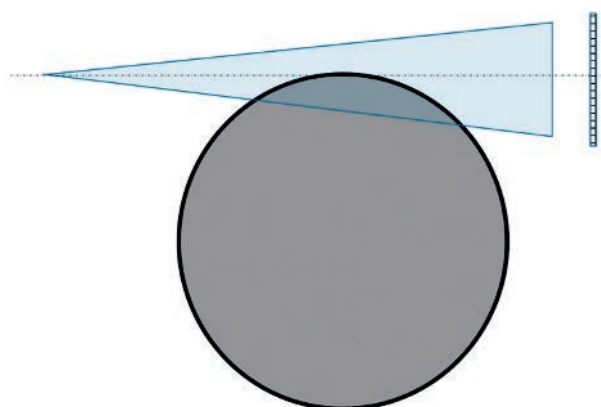


Рис. 2. Схематичное представление конфигурации рентгеновской установки при контурном методе сканирования объекта.

В представленной конфигурации, как и при стандартном способе сканирования, необходимо осуществлять сбор проекционных данных, которые, очевидно, структурно отличаются от стандартных. Это означает, что применение к ним общепринятых алгоритмов томографической реконструкции не позволит реконструировать контур объекта. А для реконструкции необходимо модифицировать алгоритм для учета смещения центров пучка излучения и детектора [5].

3. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНТУРНОГО ПРОТОКОЛА СКАНИРОВАНИЯ

Хорошо известно, что рентгеновские лучи обладают корпускулярно-волновым дуализмом [6]. Здесь мы предполагаем, что рентгеновский пучок представляет собой совокупность лучей. Их прохождение определяется точечным источником рентгеновского излучения и пикселями детектора таким образом, что каждый луч проходит через источник и пиксель детектора. Плоскость детектора выбирается перпендикулярной центральному лучу рентгеновского конуса, а все остальные лучи попадают на детектор под разными углами, вплоть до ограниченного поверхностью конуса максимального угла. Образец поглощает часть энергии рентгеновских лучей, которые проходят через него. Поэтому лучи формируют на детекторе так называемое радоновское преобразование объекта [7]. Центральный же луч, как это сказано в предыдущем разделе, направляется по касательной к контуру сканируемого объекта.

Для проверки работоспособности предложенного метода была разработана компьютерная модель рентгеновского томографического сканирования. Модель позволяет имитировать процесс сканирования для стандартного подхода сбора

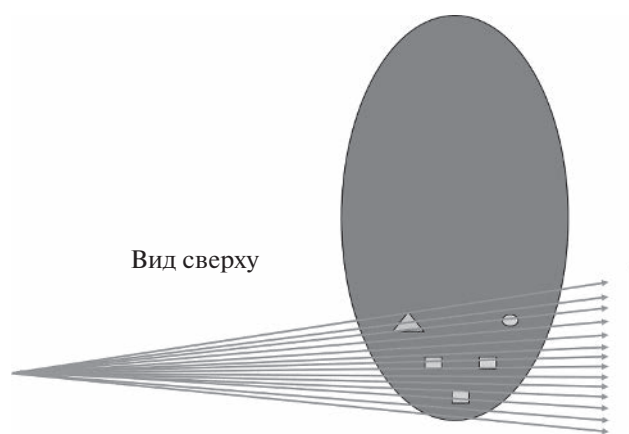


Рис. 3. Схематичное изображение моделируемой конфигурации томографической установки и контурного сканирования представленного фантома.

проекционных данных и для контурного томографического сканирования.

Целью моделирования является тестирование работоспособности предложенного метода с точки зрения применения к полученным проекционным данным модифицированного алгоритма томографической реконструкции. Для фантома, представленного на рис. 3, было смоделировано сканирование с последующей реконструкцией с

применением модифицированного реконструкционного алгоритма.

На рис. 4 представлен результат моделирования. Левая часть изображения содержит синограмму, которая представляет собой сечение трехмерного тензора из проекционных данных. На правой части изображения — соответствующая приведенной синограмме реконструкция слоя фантома.

Моделирование показало, что предложенный метод сканирования демонстрирует работоспособность при правильном применении алгоритма реконструкции, а именно: алгоритм реконструкции должен учитывать смещение центрального луча источника рентгеновского излучения и пропорциональное смещение детектирующего устройства, при этом центр вращения объекта должен оставаться неподвижным.

Для реализации реконструкции был выбран алгоритм обратного проецирования. Стандартный алгоритм обратного проецирования предназначен для реконструкции данных, полученных при сканировании стандартной схемой томографического контроля. Для того чтобы обеспечить работоспособность алгоритма при контурной схеме томографического контроля, необходимо было оптимизировать алгоритм таким образом, чтобы обратные проекции точно соответствовали

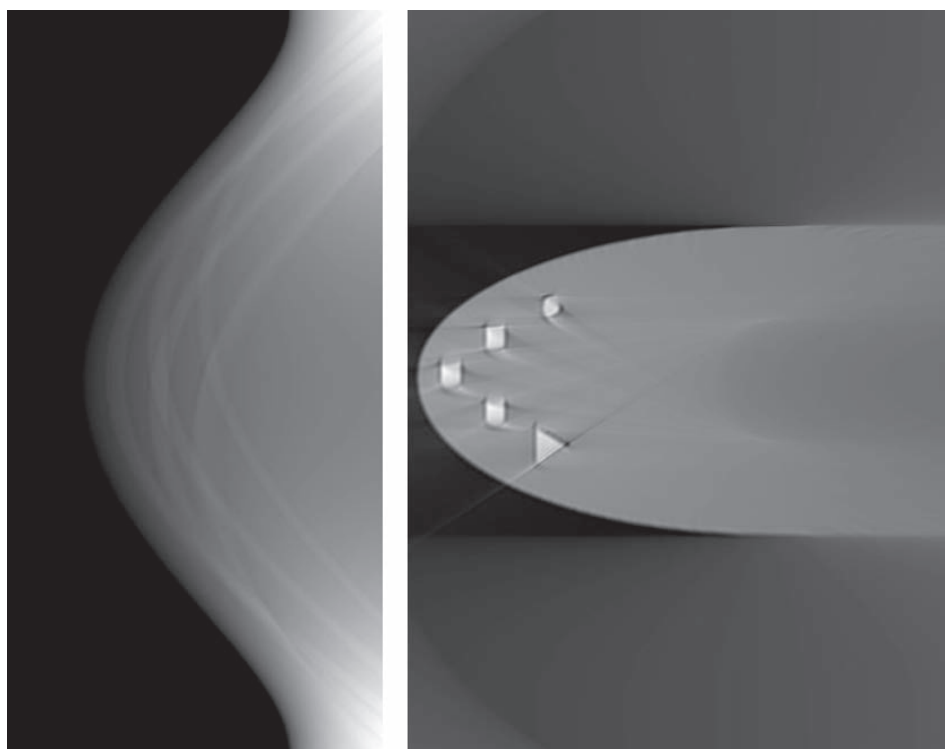


Рис. 4. Слева — синограмма, полученная при моделировании контурного протокола сканирования; справа — результат реконструкции области фантома, содержащей характерные элементы внутренней структуры.

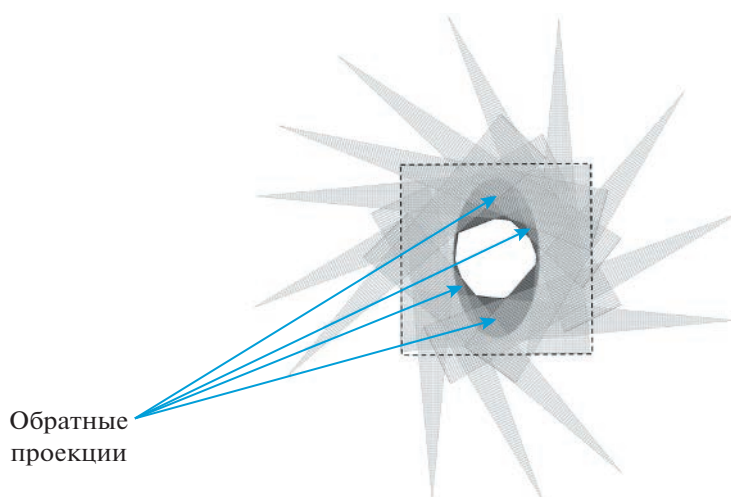


Рис. 5. Обратное проецирование вдоль траекторий пучка рентгеновских частиц.

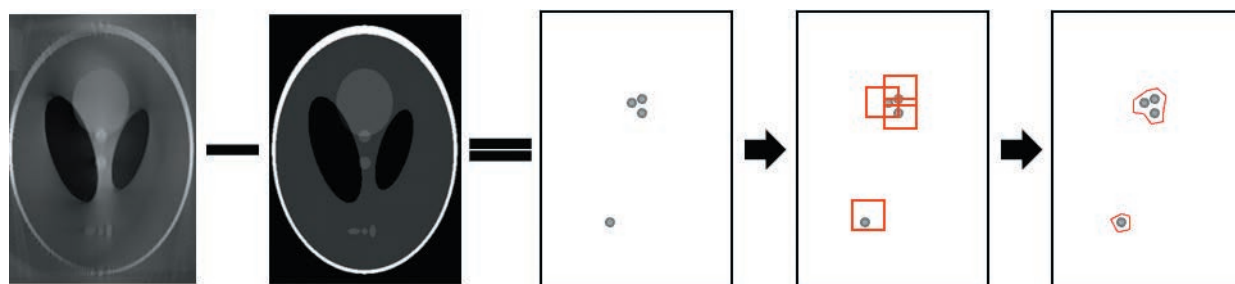


Рис. 6. Схема применения компьютерного зрения в скользящем окне к дефектам внутренней структуры объектов.

траекториям пучка рентгеновских частиц в области реконструкции [8] (рис. 5).

4. ИДЕЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ДЕФЕКТОВ НА ОСНОВЕ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ

Базово для классификации выделено три типа дефектов: включения, трещины и поры. Существуют готовые датасеты [9], содержащие эти и другие типы дефектов. Используя эти датасеты, можно натренировать нейронную сеть, которая будет способна детектировать и классифицировать дефекты. Однако такое применение компьютерного зрения было бы оптимально для случая, когда система обладала бы достаточным объемом проекционных данных, которые не приводили бы к возникновению артефактов. Артефакты, возникающие при применении модифицированных алгоритмов реконструкции, характерны для краев различных структур на восстановленном изображении [10, 11]. Это приводит к тому, что артефакты также могут возникать на краях дефектов, которые необходимо детектировать. На рис. 6 при-

ведена схема, следование которой позволит свести ошибки нейронной сети к минимуму.

Согласно приведенной схеме, из реконструированного изображения вычлениют дефекты путем вычитания из него смоделированного изображения без дефектов, которое используется как эталон. Далее к изображению применяется метод скользящего окна, при помощи которого детектируются области, где присутствуют дефекты и артефакты. Определение дефекта происходит путем применения модели искусственной нейронной сети (ИНС). Задача ИНС – классифицировать изображение скользящего окна. Данная операция применяется к каждому окну, пока не выстроится полная картина дефекта. Пример работы такого подхода представлен на рис. 7.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для проверки работоспособности предлагаемого подхода были проведены экспериментальные измерения, цель которых заключалась в по-

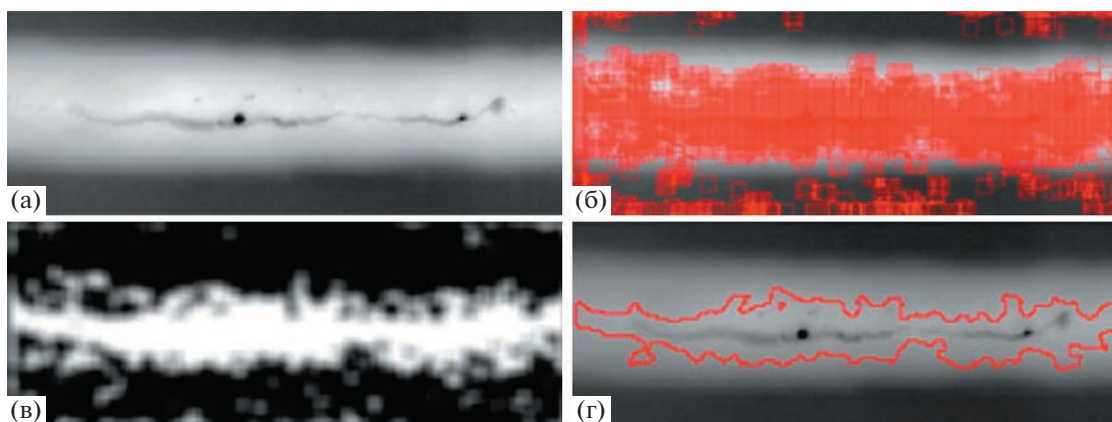


Рис. 7. Детектирование дефектов сварного шва при помощи скользящего окна и применения детектирования на основе нейронной сети: **а** – дефект; **б** – области скользящего окна; **в** – маска, **г** – детектированный дефект.



Рис. 8. Образец сварного соединения.

иске дефектов в сварном соединении, представленном на рис. 8.

Для того чтобы провести контурное сканирование, рентгеновская установка была сконфигурирована таким образом, чтобы детектирующее устройство, в качестве которого использовался плоскостной матричный детектор, было смещено относительно оси вращения объекта исследования, благодаря чему регистрируемые проекции

представляли собой четверть объема трубы. Параметры рентгеновской установки: источник MXR-451HP/11 (COMET), анодное напряжение до 450 кВ (регулируемое); детектор XRD-1642 (Perkin-Elmer=Varex), размер детектора 2048 × 2048 пикселей, разрешение детектора 200 мкм. Проекция после предварительной обработки имели вид, представленный на рис. 9.

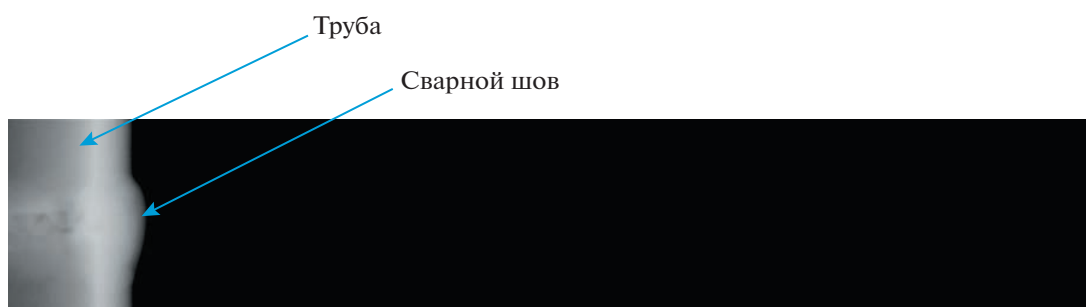


Рис. 9. Пример исходной проекции, полученной в результате контурного сканирования.

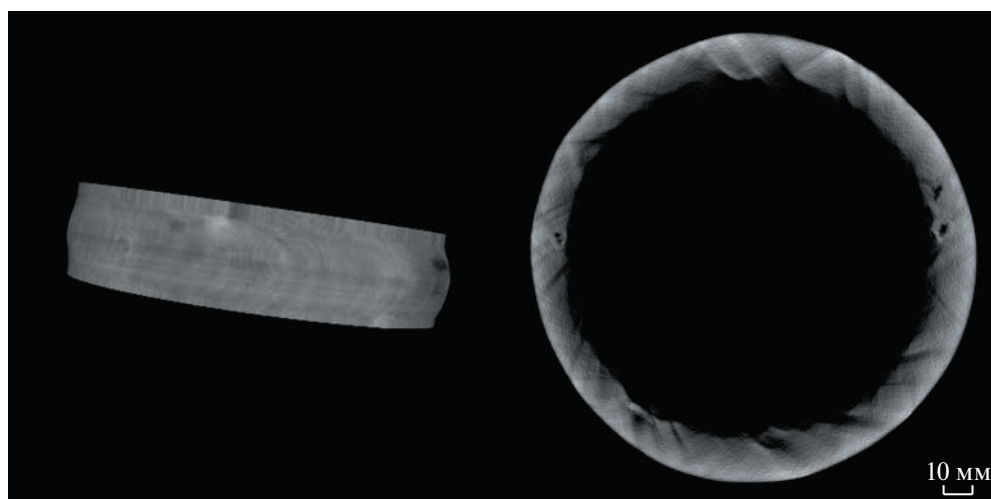


Рис. 10. Результаты реконструкции: слева — трехмерная визуализация сварного шва, справа — одно из сечений.

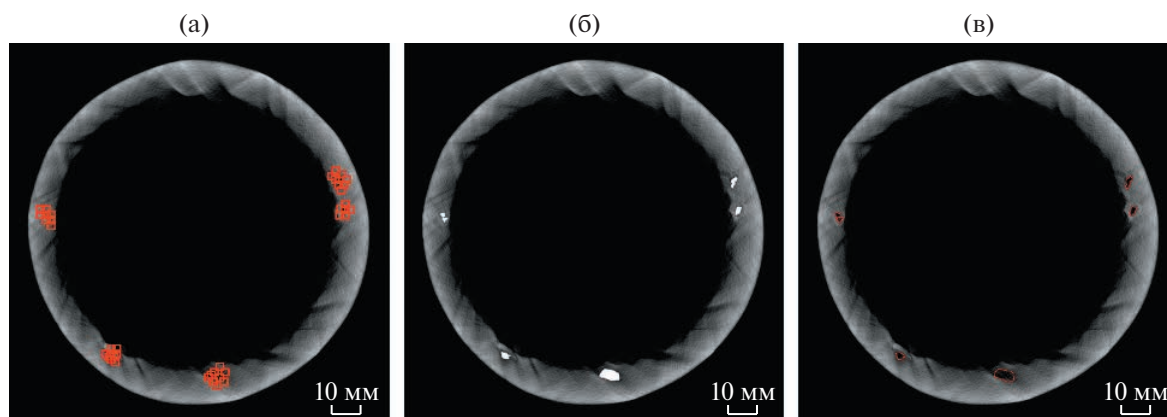


Рис. 11. Детектирование дефектов при помощи предложенного метода на основе компьютерного зрения: **а** — область скользящего окна, **б** — маска, **в** — детектированные дефекты.

По результатам обработки данных была получена трехмерная визуализация исследуемого сварного соединения с возможностью пошагового анализа его сечений. Визуальный анализ реконструированных сечений показал, что метод позволяет обнаруживать дефекты, но все еще

нуждается в доработке. Так, при сравнении с результатами томографического исследования, проведенного по стандартной схеме эксперимента, в местах, где располагаются дефекты, можно обнаружить существенный разброс в интенсивности пикселей (рис. 10).

Применимо детектирование дефектов при помощи компьютерного зрения для поиска дефектов на реконструированном слое объекта. На рис. 11 представлены 3 этапа процесса поиска дефектов в сварном соединении исследуемого объекта: область скользящего окна, маска, детектированные дефекты.

Для классификации участка трубы была построена архитектура нейронной сети, базирующаяся на предварительно обученной сети InceptionV3. Данная модель хорошо зарекомендовала

Таблица 1. Параметры обучения нейронной сети

Наименование	Значение
Optimizer	Adam
Learning rate	0.0002
Epochs	300
Batch size	512
Loss function	Binary cross entropy
Metrics	Accuracy, Precision, Recall

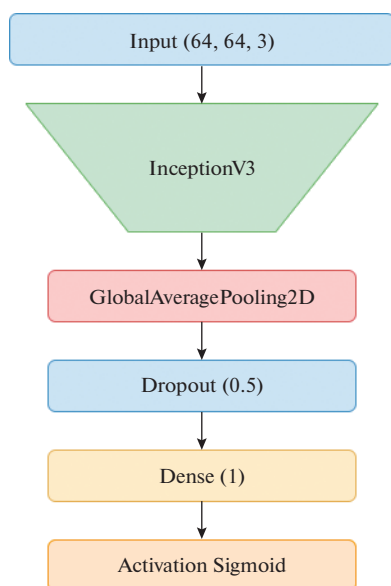


Рис. 12. Архитектура примененной нейронной сети.

себя в задачах классификации сложных объектов [12]. Архитектура ИНС представлена на рис. 12.

Для обучения представленной модели были использованы параметры, приведенные в табл. 1.

Графики, отражающие процесс обучения модели, приведены на рис. 13, 14.

Стоит отметить, что для принятия конечного результата работы сети задано пороговое значение, равное 0.42. Данное значение подобрано эмпирическим путем в ходе анализа тестовой выборки. Качественные показатели, полученные на тестовой выборке, таковы: Precision = 0.983, Recall = 0.992.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложено контурное сканирование крупногабаритных объектов, например сварных соединений труб большого диаметра. Представлены результаты моделирования для контурного подхода к сканированию. Продемонстрирована работоспособность предложенного подхода на примере компьютерного моделирования эксперимента с тестовым фантомом. Также приведены результаты сканирования реального объекта с последующей томографической реконструкцией. Благодаря модифицированному методу обратных проекций, используемому для наших реконструкций, предлагаемый подход позволяет быстро и достаточно хорошо реконструировать дан-

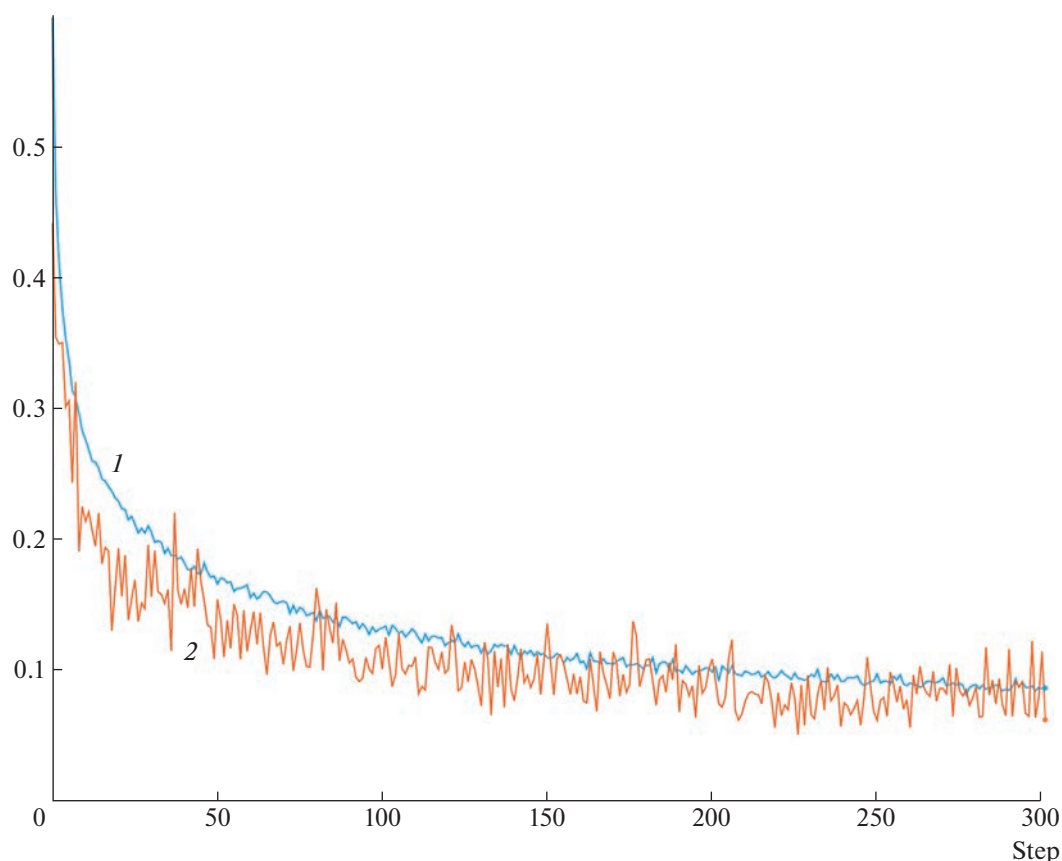


Рис. 13. График изменения параметров loss (1) и val_loss (2) в зависимости от эпохи.

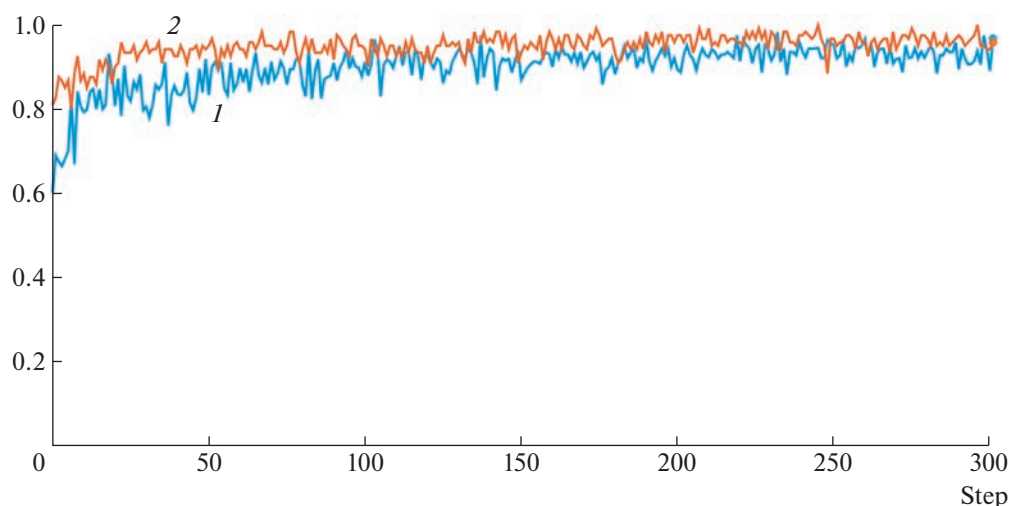


Рис. 14. График изменения точности классификации в зависимости от эпохи: 1 – val_precision, 2 – val_recall.

ные. Предложен метод детектирования дефектов на реконструированных изображениях на основе компьютерного зрения с применением скользящего окна. Нейронная сеть детектирует дефекты в каждом окне и сегментирует дефект из тех областей, где степень достоверности обнаружения наиболее высокая.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00389, <https://rscf.ru/project/22-19-00389/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hiller J., Maisl M., Reindl L.M. // Measurement Science and Technology. 2012. V. 23. P. 085404. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/8/085404>
2. Zhao G., Qin S. // Sensors (Switzerland). 2018. V. 18. <https://doi.org/10.3390/s18082524>
3. Sperrin M., Winder J. Scientific Basis of the Royal College of Radiologists Fellowship. IOP Publishing, 2014. P. 2–50.
4. Zwanenburg E., Williams M., Warnett J. // Measurement Science and Technology. V. 33. № 1. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/ac354a>
5. De Chiffre L., Carmignato S., Kruth J.-P., Schmitt R., Weckenmann A. // CIRP Annals – Manufacturing Technology. 2014. V. 63. P. 655. <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2014.05.011>
6. Cervantes G.A. Technical Fundamentals of Radiology and CT. IOP Publishing, 2016. P. 11–15.
7. Herman G.T. Chap. Computerized Tomography. UK, Basingstoke: Macmillan Press Ltd., 2002. P. 192.
8. Ozdiev A., Afornu B., Sednev D. // Research in Nondestructive Evaluation. 2019. V. 30. Iss. 3. P. 179. <https://doi.org/10.1080/09349847.2018.1498960>
9. Wenming Guo, Huifan Qu, Lihong Liang // 14th International Conference on Natural Computation, Fuzzy Systems and Knowledge Discovery (ICNC-FSKD). Huangshan, China, July 28–30, 2018. IEEE. 2018. doi 20 <https://doi.org/10.1109/ICNC-FSKD45631.2018>
10. Ozdiev A. // Key Engineering Materials. 2017. V. 743. P. 445. doi 10.4028/www.scientific.net/KEM.743.445
11. Ozdiev A., Kryuchkov Y., Kroning H. // MATEC Web Conf. V International Forum for Young Scientists “Space Engineering”. 2017. V. 102. Article Number 01029. P. 4. <https://doi.org/10.1051/mateconf/201710201029>
12. <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/7984661>

РАСШИРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МАГНИТОМЕТРА
С ПОЛЮСАМИ-ПОЛУСФЕРАМИ© 2023 г. А. А. Сандуляк^а, Д. А. Сандуляк^{а,*}, М. Н. Полисмакова^а,
В. А. Ершова^а, А. В. Сандуляк^а^аМИРЭА – Российский технологический университет
Россия, 107076, Москва, ул. Стромывка, 20

*e-mail: d.sandulyak@mail.ru

Поступила в редакцию 24.09.2022 г.

После доработки 05.11.2022 г.

Принята к публикации 17.12.2022 г.

Описан модернизированный магнитометр, работающий на пондеромоторном принципе, в котором специально используемые полюса сферической формы создают неоднородное магнитное поле с зонами с практически постоянными значениями магнитного градиента (MG) и/или магнитного силового фактора (MFF) в окрестностях экстремумов координатных зависимостей MG и MFF. Зоны MG_{const} и MFF_{const} , фиксируемые в магнитометре ограничителями в виде управляемых маркеров (лазерных), имеют индивидуальные значения координат их условных центров x_{extr} и протяженностей Δx с допустимой погрешностью изменения данных MG и MFF в пределах таких зон. Показано, что при разных взаимных расстояниях между полюсами-полусферами диаметром D зона MFF_{const} в сравнении с зоной MG_{const} располагается (по x_{extr}/D) на треть ближе к межцентральной линии полюсов-полусфер и является настолько же менее протяженной (по $\Delta x/D$).

DOI: 10.31857/S0032816223030102, EDN: ISGMKU

1. ВВЕДЕНИЕ

К выполнению ряда исследований и измерений, связанных с действием неоднородного магнитного поля, нередко предъявляются те или иные требования по его неоднородности. Так, необходимым требованием может быть обеспечение сравнительно постоянного магнитного градиента (MG) такого неоднородного поля. В реально создаваемом неоднородном поле такому требованию, т.е. условию $\text{grad}H \cong \text{const}$ или $\text{grad}B \cong \text{const}$ (по напряженности поля H или по индукции $B = \mu_0 H$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная константа), можно подчинить лишь определенную ограниченную зону – назовем ее зоной MG_{const} . Необходимым требованием может быть также обеспечение сравнительно постоянных значений магнитного силового фактора (MFF), представляющего собой произведение $H\text{grad}H$ или $B\text{grad}B$. В создаваемом неоднородном поле такому требованию, а именно условию $H\text{grad}H \cong \text{const}$ или $B\text{grad}B \cong \text{const}$, тоже можно подчинить лишь ограниченную зону – назовем ее зоной MFF_{const} .

Подобные требования оговаривают, например, для магнитометров, которые для определения магнитной восприимчивости χ образцов малого объема V используют пондеромоторный

принцип Фарадея. Измеряемая ими величина – это пондеромоторная (магнитная) сила F_m , которая действует на изучаемый образец в создаваемом неоднородном магнитном поле. Исходя из известных [1–6] идентичных выражений $F_m = \mu_0 V \chi H \text{grad}H$ или $F_m = V \chi B \text{grad}B / \mu_0$, вычисляются значения χ :

$$\chi = F_m / (\mu_0 V H \text{grad}H) \quad \text{или} \quad \chi = F_m \mu_0 / (V B \text{grad}B). \quad (1)$$

Эти выражения указывают на то, что для повышения достоверности получаемых результатов изучаемый образец (хотя и малого объема, но все же обладающий реальными линейными размерами) следует размещать в той зоне неоднородного поля, где эту неоднородность можно считать практически постоянной. При этом по вопросу (пока дискуссионному) о том, какой из зон неоднородности, а именно MG_{const} или MFF_{const} , отдавать предпочтение при реализации такого вида магнитометрии, мнения пока неоднозначны [7–12].

Надо сказать, что применительно к действующим и предлагаемым магнитометрам объем аргументированных данных о наличии зон MG_{const} или MFF_{const} , их местоположении и размерах, к

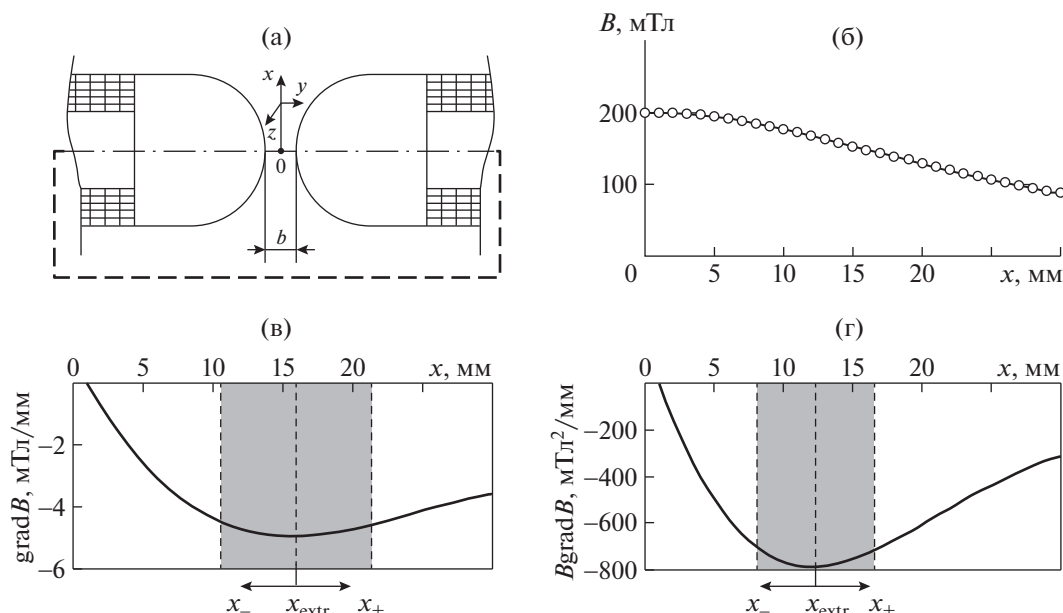


Рис. 1. Магнитометр магнитного поля с зонами постоянной неоднородности: **а** – вариант использования полюсов-полусфер ($b = 13$ мм, $D = 100$ мм, $I\omega = 12000$ А, где I – величина тока в обмотке с числом витков ω); **б** – пример координатной характеристики индукции – извилистой; **в** – соответствующая экстремальная характеристика MG; **г** – соответствующая экстремальная характеристика MFF; зоны MG_{const} и MFF_{const} затемнены.

сожалению, крайне невелик. Эти вопросы настолько не проработаны, что важные для пользователя сведения (типа паспортных) о координатных характеристиках MG и MFF, по которым можно было бы судить о самих зонах MG_{const} и/или MFF_{const} , отсутствуют.

Задача создания такого неоднородного поля, в котором бы обеспечивалось наличие необходимых зон MG_{const} и/или MFF_{const} (с обоснованием их идентификации), оригинально решена в работах [13, 14] посредством использования в магнитометре полюсных наконечников сферической формы (элементы такой формы находят применение и в других задачах намагничивания [15]). Вместе с тем этот результативный подход к созданию зон MG_{const} и MFF_{const} (рабочих зон) пока недостаточно подкреплён конкретными научно-техническими решениями. Так, актуальный вопрос обоснования протяженности зон MG_{const} и MFF_{const} рассмотрен лишь частично – для зоны MG_{const} – и то пока применительно лишь к одному диаметру полюсов-полусфер [16], в то время как пользователю важны более информативные, расширенные сведения о протяженности рабочих зон. К тому же отсутствуют предложения по крайне необходимым ограничителям рабочих зон магнитометра, причем предпочтительно бесконтактным и оперативно переуставляемым в зависимости от изменяемых от опыта к опыту таких параметров, как расстояние между полюсными наконечниками и их диаметр.

Рассмотрение этих вопросов и выработка соответствующих рекомендаций (опробованных в модернизированном магнитометре для расширения его функциональных возможностей) составили цель данной работы.

2. КОМПЛЕКТАЦИЯ МАГНИТОМЕТРА С ПОЛЮСАМИ-ПОЛУСФЕРАМИ И МОБИЛЬНЫМИ БЕСКОНТАКТНЫМИ ОГРАНИЧИТЕЛЯМИ РАБОЧЕЙ ЗОНЫ

Предложенное в работах [13, 14] решение об использовании в электромагнитной системе магнитометра полюсных наконечников сферической формы имеет принципиальное значение. Так, координатная характеристика индукции B (или напряженности H), получаемая по показанному на рис. 1а направлению x между расположенными на расстоянии b друг от друга полюсами-полусферами магнитометра (эту характеристику фактически несложно получить, пошагово перемещая датчик Холла тестламетра с помощью координатного столика [13, 14]), является извилистой линией (рис. 1б). Наличие на ней примечательного перегиба подтверждают многочисленные экспериментальные зависимости B от x , полученные в работах [13, 14, 17] с использованием полюсов-полусфер с диаметрами $D = 100$ мм и 135 мм.

Такой тренд координатной характеристики B обуславливает (по математической логике) экс-

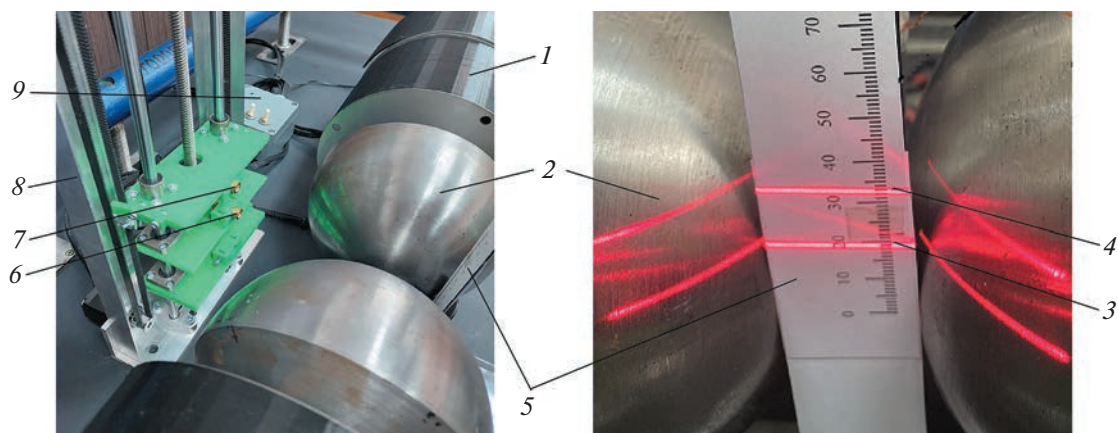


Рис. 2. Фотография модернизированного магнитометра и его рабочей зоны (для проведения в ней научных исследований и практических измерений). 1 — намагничиваемые обмотки; 2 — магнитопровод с полюсными наконечниками-полусферами; 3, 4 — нижний и верхний бесконтактные ограничители в виде световых маркеров; 5 — неферромагнитный отражатель; 6 и 7 — нижний и верхний лазерные модули; 8 — неферромагнитная рамная конструкция; 9 — плата управления.

тремальный вид координатных характеристик MG (рис. 1в), а также MFF (рис. 1г) [13] и тем самым наличие в окрестности соответствующих экстремумов как зоны сравнительно постоянного магнитного градиента, т.е. MG_{const} , так и зоны сравнительно постоянного магнитного силового фактора, т.е. MFF_{const} .

В качестве ограничителей этих зон обычно применяются механические средства (упоры), что затрудняет выполнение экспериментов, так как они загромождают межполюсное пространство и снижают оперативность измерений, особенно при вынужденном изменении параметров b и D в магнитометре.

На рис. 2 показан модернизированный магнитометр, используемый для проведения научных исследований и практических измерений. Преимущество модернизированного магнитометра состоит в том, что, помимо обычно используемых основных элементов магнитометра, таких как намагничиваемая обмотка 1 магнитопровода с полюсными наконечниками 2 (здесь полусферами диаметром D , удаленными друг от друга на устанавливаемое для проведения исследований и измерений расстояние b), он укомплектован ограничителями 3, 4 (указывающими на границы рабочей зоны), которые являются бесконтактными и исключают применение дополнительных механических средств.

Ограничители 3 и 4 (см. рис. 2) представляют собой два световых маркера (в виде узких полос) на неферромагнитном отражателе 5. Те или иные положения этих световых маркеров-ограничителей оперативно устанавливаются посредством целевого перемещения источников света (в частности, лазерных модулей 6 и 7, закрепленных на неферромагнитной рамной конструкции 8).

Управление перемещением (независимым друг от друга) лазерных модулей 6 и 7 обеспечивается типовой платой управления 9 (с возможностью соответствующего программирования при помощи персонального компьютера). Она выполняет команду по установке световых маркеров-ограничителей 3 и 4 (в зависимости от изменяемых от опыта к опыту параметров b и D) при помощи, например, шагового двигателя и ременной передачи.

3. ПОЛОЖЕНИЕ ЗОН (ЦЕНТРОВ) MG_{const} И MFF_{const} В МАГНИТОМЕТРЕ

Одна из многочисленных, сходных между собой по виду [13], опытных зависимостей B от x показана на рис. 1б. При характерном извилистом тренде такой зависимости ее производная $\partial B/\partial x$ приобретает ожидаемый вид — с экстремумом (см. рис. 1в). При этом здесь фактически $\partial B/\partial x \cong \partial B/\partial x \cong \text{grad} B$ с учетом того, что по направлениям y и z (см. рис. 1а), исходящим из любой точки на оси x , вблизи оси $\partial B/\partial y \rightarrow 0$ и $\partial B/\partial z \rightarrow 0$ [18]. Значит, зона в окрестности экстремума получаемой (см. рис. 1в) координатной характеристики магнитного градиента (MG) — это зона практически постоянного градиента [13], т.е. зона MG_{const} (или, что то же, зона $(\text{grad} B)_{const}$) с легко идентифицируемой (как визуально, так и по результатам обработки данных в программе) координатой этого экстремума $x = x_{extr}$. Ее можно находить также по расчетной формуле из работы [19], если полином четвертой степени, приемлемый для аппроксимации данных индукции B (линия на рис. 1б), аналитически исследовать на экстремум.

Для иллюстрируемого частного случая координата экстремума характеристики MG (условного центра зоны MG_{const}) $x_{extr} \cong 16$ мм (рис. 1в), и,

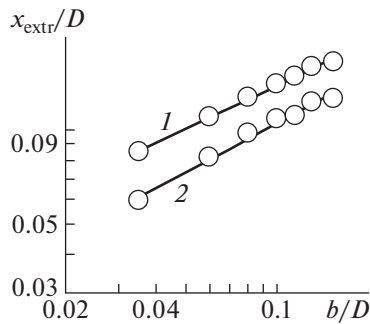


Рис. 3. Зависимости относительной координаты x_{extr}/D центра зоны MG_{const} (1) и центра зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$ (2) от относительного расстояния b/D между полюсами-полусферами.

что важно, эта величина практически не зависит от $I\omega$ (где I — величина тока в обмотке с числом витков ω) по меньшей мере в диапазоне $I\omega = 3000\text{--}22500\text{ А}$ [16, 19]. Аналогично определяют значения x_{extr} при других межполюсных расстояниях b [19] (для диапазона $b = 3.5\text{--}15.3\text{ мм}$) и при тех же значениях $I\omega$ (тоже не влияющих на x_{extr}). Исходя из подтвержденного в работе [17] подобия трендов родственных координатных зависимостей (B , MG и MFF) для полюсов-полусфер разного диаметра D , предпочтительно оперировать относительными, как более универсальными и обобщающими, величинами: x_{extr}/D и b/D . Соответствующая зависимость показана на рис. 3 (линия 1).

По данным B и $\text{grad}B$ можно получить произведение $B\text{grad}B$, т.е. значения магнитного силового фактора (MFF) и его соответствующую координатную (по x) характеристику. Используя, например, данные рис. 1б, 1в, легко убедиться, что получаемая зависимость параметра $B\text{grad}B$ от x тоже имеет экстремальный вид (рис. 1г). Это свидетельствует и о наличии зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$ (или, что то же, зоны $(B\text{grad}B)_{\text{const}}$) с идентифицируемой (как визуально, так и по результатам обработки данных в программе) координатой этого экстремума $x = x_{\text{extr}}$. Для иллюстрируемой на рис. 1г частной зависимости, т.е. при межполюсном расстоянии $b = 13\text{ мм}$, а также и при значениях b в диапазоне $3.5\text{--}15.3\text{ мм}$, координата экстремума x_{extr} (условного центра зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$) практически не зависит от $I\omega$ [19] (в оговоренном диапазоне $I\omega$). Получаемые значения x_{extr} при разных b [19], как и ранее, целесообразно представлять в более универсальном обобщающем виде: x_{extr}/D от b/D , как это показано на рис. 3 (линия 2).

Заметим, что обе зависимости от b/D относительных координат x_{extr}/D центров зон MG_{const} и $\text{MFF}_{\text{const}}$ (рис. 3, линии 1 и 2), будучи изображенными в логарифмических координатах, в выбран-

ном диапазоне $b/D = 0.035\text{--}0.153$ хорошо квазилинеаризуются, а значит, могут быть описаны функционально идентичными выражениями степенного вида:

$$\frac{x_{\text{extr}}}{D} = A_G \left(\frac{b}{D}\right)^{0.5}; \quad \frac{x_{\text{extr}}}{D} = A_F \left(\frac{b}{D}\right)^{0.5}, \quad (2)$$

где показатель степени при аргументе b/D в обоих случаях равен 0.5, а значения коэффициентов $A_G = 0.44\text{--}0.45$ для зоны MG_{const} (формула слева) и $A_F = 0.33\text{--}0.34$ для зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$ (формула справа).

Ввиду того что выражения (2) различаются только значениями коэффициентов A_G и A_F , по меньшей мере в диапазоне $b/D = 0.035\text{--}0.153$ взаимная дислокация условных центров зон MG_{const} и $\text{MFF}_{\text{const}}$ остается практически неизменной: отношение координат x_{extr}/D этих центров (как отношение A_G к A_F) составляет в среднем 1.33.

4. ПРОТЯЖЕННОСТИ ЗОН MG_{const} И $\text{MFF}_{\text{const}}$ В МАГНИТОМЕТРЕ

Протяженности зон MG_{const} и $\text{MFF}_{\text{const}}$ в окрестности экстремума магнитного градиента (MG) и экстремума магнитного силового фактора (MFF) можно оценивать, задавая то или иное ограничиваемое (условно нормативное) отклонение значений $\text{grad}B$ и $B\text{grad}B$ от их определенных контрольных значений. Такая оценка, но лишь для зон MG_{const} , оговаривалась ранее в работе [13], но в количественном виде приведена в работе [16] на примере зависимостей, подобных показанной на рис. 1в.

Показателем в таких оценках, как принято в работе [16], удобно брать сначала относительное отличие текущих значений интересующего нас параметра (здесь и далее — по модулю), т.е. $\text{grad}B$ или $B\text{grad}B$, от его значения в экстремуме, т.е. $(\text{grad}B)_{\text{extr}}$ или $(B\text{grad}B)_{\text{extr}}$. Величины $(\text{grad}B)_{\text{extr}}$ и $(B\text{grad}B)_{\text{extr}}$ фиксированы и потому пока приемлемы в качестве контрольных. Для зоны MG_{const} такой показатель $E = [(\text{grad}B)_{\text{extr}} - \text{grad}B]/(\text{grad}B)_{\text{extr}}$, а для зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$ — $E = [(B\text{grad}B)_{\text{extr}} - B\text{grad}B]/(B\text{grad}B)_{\text{extr}}$. Используя характеристики MG и MFF (как на рис. 1в, 1г), стартуя от экстремумов, считывают контрольные данные $(\text{grad}B)_{\text{extr}}$ и $(B\text{grad}B)_{\text{extr}}$ и, далее, текущие данные $\text{grad}B$ и $B\text{grad}B$ при пошаговом смещении. Поскольку как для зоны MG_{const} , так и для зоны $\text{MFF}_{\text{const}}$ их смежные полузоны (до экстремума и после него) не строго симметричны, смещаться следует в левую от экстремума полузону. На рис. 1в, 1г направление смещения показано стрелкой вниз, величина смещения (от координаты экстремума x_{extr}) обозначена как x_- . Выбор именно такого направления смещения (влево) оправдан ввиду более крутых (чем вправо) трендов характеристик

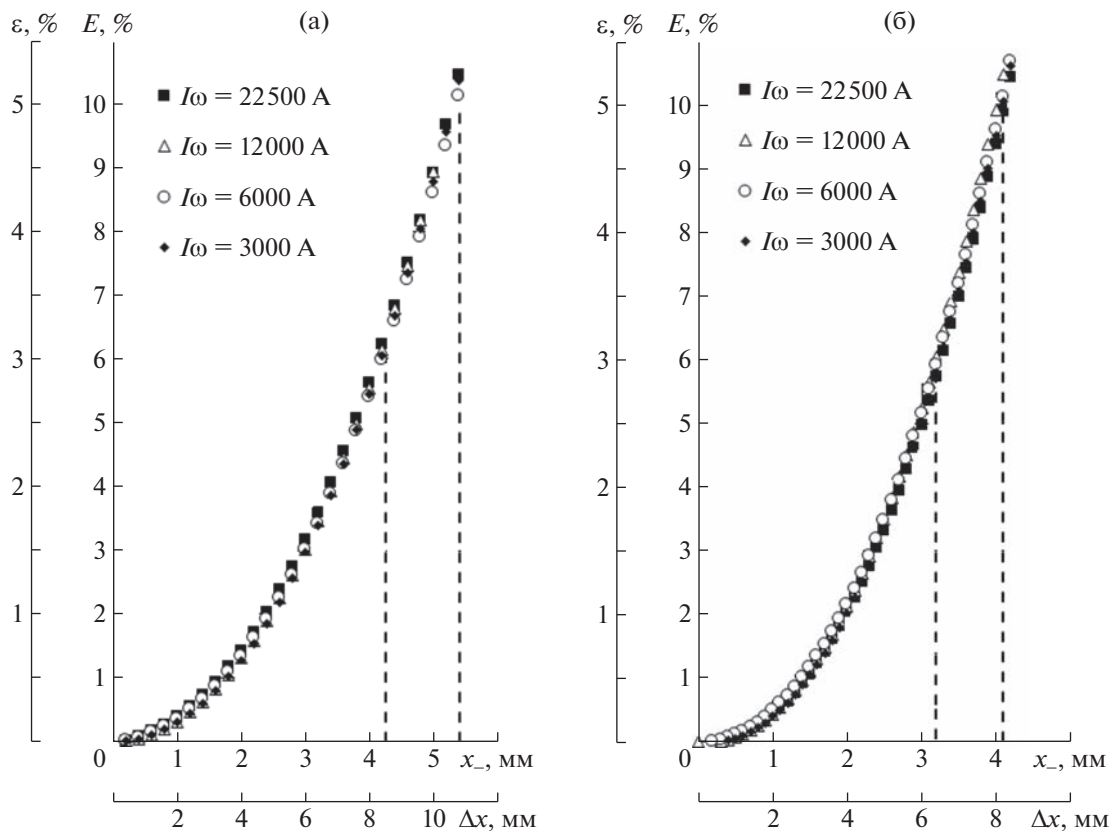


Рис. 4. Значения показателей E и ε , характеризующих отклонения текущих данных MG (а) и MFF (б) от их контрольных (для зон MG_{const} и MFF_{const}) значений, для различных значений $I\omega$. Установлены по данным рис. 1в, 1г при пошаговом смещении x_- от экстремумов MG и MFF, а также при выборе (нормативно ограничиваемом) протяженности $\Delta x \cong 2x_-$ зон MG_{const} и MFF_{const} .

$\text{grad}B$ и $B\text{grad}B$. Тогда при условном смещении вправо (рис. 1в, 1г), где тренды характеристик $\text{grad}B$ и $B\text{grad}B$ менее крутые (величина смещения обозначена как x_+), при $x_+ = x_-$ результат оценки протяженности $\Delta x \cong 2x_-$ той или иной зоны вполне удовлетворяет устанавливаемым ограничениям.

Количественная оценка протяженности Δx одной из зон, а именно зоны MG_{const} , демонстрируется на том же примере экстремальной зависимости $\text{grad}B$ от x на рис. 1в. Стартуя от ее экстремума (рис. 1в), в котором $\text{grad}B = (\text{grad}B)_{extr}$, при увеличении x_- считывают текущие данные $\text{grad}B$ и определяют возрастающие значения показателя E (рис. 4а). В частности, этот рост (одинаковый для разных $I\omega$) достигает значения $E \cong 10\%$ при $x_- = 5.4$ мм и соответственно $\Delta x \cong 2x_- \cong 10.8$ мм (рис. 4а, дополнительная ось абсцисс Δx).

Теперь, когда по такому значению E установлена протяженность полузоны x_- (рис. 4а), можно, используя данные рис. 1в, зафиксировать значение градиента на ее границе, т.е. $(\text{grad}B)_Z$, и найти среднее для полузоны (и зоны в целом) значение

градиента: $\langle \text{grad}B \rangle = [(\text{grad}B)_Z + (\text{grad}B)_{extr}]/2$. Тогда отклонения текущих значений $\text{grad}B$ наиболее объективно оценивать по отношению к $\langle \text{grad}B \rangle$ как к фактически контрольному значению. Тем самым можно перейти от первоначального показателя E , благодаря которому все же удастся предварительно судить о протяженности зоны MG_{const} , к более объективному показателю $\varepsilon = (\langle \text{grad}B \rangle - \text{grad}B)/\langle \text{grad}B \rangle \cong E/2$. Значит, указанная зона протяженностью $\Delta x \cong 2x_- \cong 10.8$ мм ($\Delta x/D = 0.108$) в окрестности экстремума с координатой $x_{extr} = 16$ мм ($x_{extr}/D = 0.16$), согласно рис. 4а (дополнительная ось ординат ε), соответствует зоне MG_{const} при фактическом условии $\varepsilon \cong 5\%$, так как отражает допустимое отклонение текущих значений $\text{grad}B$ именно от среднего значения $\langle \text{grad}B \rangle$.

Условие для оценки протяженности Δx зоны MG_{const} можно варьировать, например ужесточить, ограничивая отклонения $\text{grad}B$ по отношению к $\langle \text{grad}B \rangle$ значением $\varepsilon \cong 3\%$ или, что то же, значением $E \cong 6\%$ по отношению к $(\text{grad}B)_{extr}$. То-

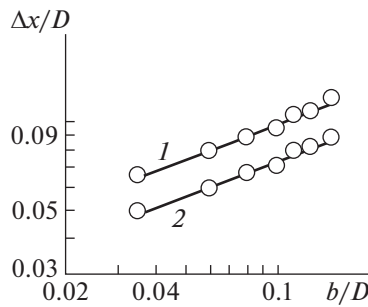


Рис. 5. Зависимости относительной протяженности $\Delta x/D$ зоны MG_{const} (1) и зоны MFF_{const} (2) от относительного расстояния b/D между полюсами-полусферами при условии отклонения текущих данных MG и MFF от их усредненных (для зон MG_{const} и MFF_{const}) значений не более чем на 5%.

гда, по данным рис. 4а и рис. 1в, при изменившихся значениях $\langle grad B \rangle_z$ и $\langle grad B \rangle$ и уменьшившемся до $x_- = 4.25$ мм смещении зона MG_{const} сузится до $\Delta x \cong 2x_- \cong 8.5$ мм ($\Delta x/D = 0.085$).

Реализация описанного подхода к зависимостям, подобным представленной на рис. 1в, но получаемым при других межполюсных расстояниях b [19], приводит к зависимостям относительной протяженности $\Delta x/D$ зон MG_{const} от b/D . Одна из них показана на рис. 5 (линия 1) при условии, что в пределах зоны MG_{const} текущие значения $grad B$ отличаются от усредненных значений $\langle grad B \rangle$ на величину, в частности, не более чем на $\epsilon \cong 5\%$.

Количественная же оценка (ранее не проводившаяся) протяженности Δx другой зоны, а именно зоны MFF_{const} , сходна с описанной выше оценкой. Так, используя пример экстремальной зависимости $Bgrad B$ от x на рис. 1г и стартуя от экстремума, в котором $Bgrad B = (Bgrad B)_{extr}$, при увеличении x_- считают текущие данные $Bgrad B$ и определяют возрастающие значения показателя E (рис. 4б). Этот рост (одинаковый для разных $I\omega$) достигает, в частности, $E \cong 10\%$ при $x_- = 4.05$ мм. Следовательно, здесь $\Delta x \cong 2x_- \cong 8.1$ мм (рис. 4б, дополнительная ось абсцисс Δx), т.е. здесь Δx меньше, чем значение Δx для аналогичной по E зоны MG_{const} (рис. 4а).

Когда, исходя из такого значения показателя E , установлена протяженность x_- полузоны (рис. 4б), можно, используя данные рис. 1г, зафиксировать значение силового фактора на границе этой полузоны, т.е. $(Bgrad B)_z$, и найти среднее для полузоны (и зоны MFF_{const} в целом) значение силового фактора: $\langle Bgrad B \rangle = [(Bgrad B)_z + (Bgrad B)_{extr}]/2$. Тогда отклонения текущих значений $Bgrad B$ следует оценивать по отношению уже к $\langle Bgrad B \rangle$

как к фактически контрольному значению и перейти от показателя E (который сыграл свою роль первоначального количественного критерия протяженности зоны MFF_{const}) к более объективному показателю $\epsilon = [|\langle Bgrad B \rangle - Bgrad B|]/\langle Bgrad B \rangle \cong \cong E/2$. Следовательно, при такой трактовке, судя по данным на рис. 1г и рис. 4б (дополнительная ось ординат ϵ), указанная протяженность $\Delta x \cong 2x_- \cong \cong 8.1$ мм ($\Delta x/D = 0.081$) зоны MFF_{const} оценивается с фактической погрешностью до $\epsilon \cong 5\%$.

Если изменения $Bgrad B$ по отношению к $\langle Bgrad B \rangle$ в пределах искомой зоны MFF_{const} ограничить более жестким условием, например $\epsilon \cong 3\%$, или, что то же, условием $E \cong 6\%$ по отношению к $(Bgrad B)_{extr}$, то протяженность Δx такой зоны уменьшится. Так, если мы используем данные рис. 4б и рис. 1г, то при изменившихся значениях $(Bgrad B)_z$ и $\langle Bgrad B \rangle$ получаем $x_- = 3.23$ мм, а соответствующая (уменьшенная) протяженность зоны MFF_{const} имеет следующее значение: $\Delta x \cong \cong 2x_- \cong 6.46$ мм (и $\Delta x/D = 0.065$).

Описанный подход к оценке протяженности Δx зоны MFF_{const} нетрудно реализовать и по другим (подобным приведенным на рис. 1г) зависимостям, полученным в работах [17, 19] при различных b . На рис. 5 (линия 2) показан пример зависимости $\Delta x/D$ от b/D при не столь жестком условии: текущие значения $Bgrad B$ отличаются от усредненных $\langle Bgrad B \rangle$ не более чем на $\epsilon \cong 5\%$.

Заметим, что в оговоренном диапазоне относительного расстояния b/D между полюсами-полусферами диаметром D данные по относительной протяженности $\Delta x/D$ зон MG_{const} и MFF_{const} (частично показаны на рис. 5) в логарифмических координатах неплохо квазилинеаризуются. Значит, функционально они аппроксимируются зависимостями степенного вида:

$$\frac{\Delta x}{D} = T_G \left(\frac{b}{D} \right)^{0.4}; \frac{\Delta x}{D} = T_F \left(\frac{b}{D} \right)^{0.4}; \quad (3)$$

где показатель степени при аргументе b/D в обоих случаях равен 0.4, а значения коэффициентов T_G для зоны MG_{const} (формула слева) равны 0.24–0.25 и 0.19–0.2 при ограничениях $\epsilon \cong 5\%$ и $\epsilon \cong 3\%$ соответственно, а значения коэффициентов T_F для зоны MFF_{const} (формула справа) – 0.18–0.19 и 0.14–0.15 при таких же ограничениях соответственно.

Эти выражения, различающиеся только значениями коэффициентов T_G и T_F , свидетельствуют о том, что по меньшей мере в оговоренном диапазоне b/D взаимное отношение размеров (протяженностей) зон MG_{const} и MFF_{const} остается практически неизменным – в среднем 1.33 (отношение T_G к T_F). Эта величина соответствует и установленной выше величине взаимной дислокации центров зон MG_{const} и MFF_{const} . Следова-

тельно, зона MFF_{const} в сравнении с зоной MG_{const} располагается (по параметру x_{extr}/D) практически на треть ближе к межцентральной линии полюсов-полусфер и является настолько же менее протяженной (по параметру $\Delta x/D$).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В магнитометре, работающем на пондеромоторном принципе определения магнитной проницаемости малообъемных образцов (или на магнитно-реологическом принципе определения магнитной восприимчивости отдельных частиц [16]), целесообразно использовать полюсные наконечники сферической формы. В этом случае создается неоднородное магнитное поле, в котором имеются зоны с практически постоянными значениями магнитного градиента (MG) и/или магнитного силового фактора (MFF). Получаемые экстремальные по виду координатные зависимости MG и MFF указывают на зоны в окрестности их экстремумов как зоны практически постоянных (при допустимой погрешности, например, 5% или 3%) значений MG и MFF (т.е. зоны MG_{const} и MFF_{const}) с координатами их условных центров x_{extr} и данными их допустимой протяженности Δx (они фиксируются в модернизированном магнитометре управляемыми ограничителями – лазерными маркерами). Зависимости x_{extr}/D от b/D для зон MG_{const} и MFF_{const} (D и b – диаметр полюсов-полусфер и расстояние между ними) взаимно сходны функционально: расчетное выражение с показателем степени 0.5. Зависимости $\Delta x/D$ от b/D для этих зон тоже взаимно сходны: функциональное расчетное выражение с показателем степени 0.4. При этом значения x_{extr}/D и $\Delta x/D$ для зон MFF_{const} практически в 1.33 раза меньше, чем для зон MG_{const} .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания в сфере науки (проект № 0706-2020-0024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu Y.-L., Li D.-W., He J., Xie X.-Z., Chen D., Yan E.-K., Ye Y.-J., Yin D.-C. // *Rev. Scient. Instrum.* 2018. V. 89. P. 105103. <https://doi.org/10.1063/1.5016570>
2. Zeng J., Tong X., Yi F., Chen L. // *Minerals*. 2019. V. 9 (9). P. 509. <https://doi.org/10.3390/min9090509>
3. Hu K., Sun J., Guo Z., Wang P., Chen Q., Ma M., Gu N. // *Advanced Materials*. 2015. V. 27. P. 2507. <https://doi.org/10.1002/adma.201405757>
4. Mariani G., Fabbri M., Negrini F., Ribani P.L. // *Separation and Purification Technology*. 2010. V. 72. P. 147. <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2010.01.017>
5. Xue Z., Wang Y., Zheng X., Lu D., Li X. // *Separation and Purification Technology*. 2020. V. 237. P. 116375. <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2019.116375>
6. Baik S.K., Ha D.W., Ko R.W., Kwon J.M. // *Physica C: Superconductivity*. 2012. V. 480. P. 111. <https://doi.org/10.1016/j.physc.2012.04.036>
7. Hosu B.G., Jakab K., Bánki P., Toth F.I., Forgacs G. // *Rev. Scient. Instrum.* 2003. V. 74 (9). P. 41583. <https://doi.org/10.1063/1.1599066#>
8. Казин П.Е., Кульбакин И.В. Методы исследования магнитных свойств материалов. М.: МГУ, 2011.
9. Cape J.A., Young R.A. // *Rev. Scient. Instrum.* 1971. V. 42 (7). P. 1061. <https://doi.org/10.1063/1.1685279>
10. Quinn R.K., Knauer R.C. // *Rev. Scient. Instrum.* 1972. V. 43 (10). P. 1543.
11. Petersson L., Ehrenberg A. // *Rev. Scient. Instrum.* 1985. V. 56 (4). P. 575.
12. Marcon P., Ostanina K. // *PIERS Proceedings*. Malaysia, Kuala Lumpur, March 27–30. 2012. P. 420.
13. Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Киселев Д.О., Ершова В.А., Сандуляк Д.А. // *ПТЭ*. 2018. № 1. С. 109. <https://doi.org/10.7868/S0032816218010342>
14. Sandulyak A.A., Sandulyak A.V., Polismakova M., Ershova V., Sandulyak D., Kiselev D. // *Applied Physics, System Science and Computers (APSAC 2017). Lecture Notes in Electrical Engineering*. V. 428. Springer, 2017.
15. Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Горпиненко Ю.О., Ершова В.А., Сандуляк А.В. // *Российский технологический журнал*. 2021. Т. 9. № 5. С. 36. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-5-36-44>
16. Sandulyak A.A., Polismakova M.N., Sandulyak D.A., Sandulyak A.V., Ershova V.A. // *Glass and Ceramics*. 2021. V. 78 (3). P. 104. <https://doi.org/10.1007/s10717-021-00356-2>
17. Сандуляк А.А., Киселев Д.О., Полисмакова М.Н., Сандуляк А.В., Сандуляк Д.А. // Сборник материалов III Международной научно-практической конференции “Актуальные направления научных исследований: перспективы развития”. Челябинск: ЦНС “Интерактив плюс”, 2017. С. 137.
18. Сандуляк А.А., Киселев Д.О., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Сандуляк Д.А. // *Приборы*. 2017. № 10. С. 4.
19. Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Киселев Д.О., Сандуляк Д.А. // *Российский технологический журнал*. 2017. Т. 5. № 2. С. 57. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2017-5-2-57-69>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.396.96

НАВИГАЦИОННЫЕ ГРУППОВЫЕ РАДИООПТИЧЕСКИЕ ОТРАЖАТЕЛИ КРУГОВОГО ДЕЙСТВИЯ

© 2023 г. Н. К. Блинковский^{а,*}, В. Л. Гулько^а, А. А. Мещеряков^а

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

*e-mail: nkblink@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.10.2022 г.

После доработки 23.11.2022 г.

Принята к публикации 27.12.2022 г.

Разработаны конструкции навигационных групповых радиооптических отражателей кругового действия. Приведены результаты экспериментальных исследований их характеристик рассеяния в составе плавучего буя. Получены сравнительные оценки дальности видимости плавучих буюв, оборудованных групповыми радиооптическими отражателями, в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн. Экспериментальные исследования проводились в Обском бассейне внутренних водных путей — на реках Обь и Томь.

DOI: 10.31857/S0032816223030023, EDN: IRASOP

ВВЕДЕНИЕ

Плавучие буи конической или цилиндрической формы широко используются для обозначения навигационной обстановки на внутренних водных путях. Для визуального наблюдения плавучих буюв в темное время суток применяются электрические светосигнальные приборы кругового действия [1]. Для увеличения радиолокационной дальности видимости плавучие буи оснащаются пассивными радиолокационными отражателями со всенаправленными в горизонтальной плоскости характеристиками рассеяния [2–4]. Для обеспечения высоких значений эффективной площади рассеяния (ЭПР) и всенаправленных характеристик обратного рассеяния плавучие буи оборудуют преимущественно кольцевыми или сферическими решетками (группами), состоящими из стандартных радиолокационных отражателей уголкового или полусферического типа [5–8]. Реже используют биконические отражатели и линзовые отражатели Лüneберга, обладающие низкой механической прочностью [9–11].

Среди известных групповых отражателей кругового действия наибольшее применение в навигации получили радиолокационные отражатели на основе октаэдрной компоновки трехгранных уголкового отражателей (УО) с квадратной, секторной или треугольной формой граней [12–14]. Достоинствами групповой октаэдрной компоновки трехгранных УО являются высокое значение ЭПР, практически всенаправленная характеристика обратного рассеяния в горизонтальной

плоскости, простота изготовления и механическая прочность. Для предотвращения ухудшения отражательных свойств при наклоне или вынужденных колебаниях плавучего буя были разработаны эффективные групповые трехгранные УО различной конфигурации, обладающие улучшенными характеристиками обратного рассеяния как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях [15–17].

Недостатком используемых в навигации радиолокационных отражателей кругового действия являются их ограниченные функциональные возможности, проявляющиеся в том, что они работают только в радиолокационном диапазоне длин волн, выполняя функции пассивных отражателей электромагнитных волн, излучаемых судовой радиолокационной станцией (РЛС), и не обладают функциями активного источника света со всенаправленной в горизонтальной плоскости характеристикой светорассеяния в оптическом диапазоне длин волн.

Совместное использование электрических светосигнальных и радиолокационных средств в составе плавучих буюв, безусловно, повышает безопасность судоходства, но при этом увеличиваются габариты и масса навигационного оборудования, что влечет за собой ухудшение устойчивости плавучего буя при воздействии ветра и при волнении водной поверхности. В работе [18] авторами были предложены и разработаны радиооптические УО направленного действия, совмещающие одновременно функции светосигнальных

приборов и радиолокационных отражателей. Приведены их экспериментальные характеристики рассеяния в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн. Отмечена высокая эффективность использования радиооптических отражателей (РОО) в составе линейных створов на внутренних водных путях — на реках Обь и Томь.

Целями настоящей работы являются разработка навигационных групповых РОО кругового действия с расширенными функциональными возможностями в оптическом диапазоне длин волн и экспериментальные исследования их характеристик рассеяния в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн в составе плавучих биев на внутренних водных путях Обского бассейна.

ГРУППОВОЙ РАДИООПТИЧЕСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ КРУГОВОГО ДЕЙСТВИЯ

Ограждение судового хода на внутренних водных путях Обского бассейна плавучими биеми носит сезонный характер и осуществляется на период текущей навигации. Конструкция РОО кругового действия должна обеспечивать надежную защиту от механических повреждений при сезонной расстановке плавучих биев на внутренних водных путях и в процессе эксплуатации. За основу конструкции РОО кругового действия была выбрана групповая октаэдрная компоновка трехгранных УО с треугольными гранями. Известно, что направленность характеристик рассеяния трехгранных УО зависит от формы грани. Наиболее широкой диаграммой обратного рассеяния (ДОР) обладают трехгранные УО с треугольной формой граней. При этом конструкция группового отражателя оказывается компактной и механически наиболее жесткой.

Навигационный групповой РОО кругового действия в радиолокационном диапазоне длин волн включает в себя группу из восьми трехгранных УО. Каждый УО состоит из трех плоских взаимно перпендикулярных металлических или металлизированных треугольных отражающих граней одинаковых размеров, фазовые центры рассеяния которых совпадают и находятся в вершинах трехгранных УО [19].

Групповой радиолокационный отражатель ориентирован относительно горизонтальной плоскости так, что плоскости раскрывов двух противоположно направленных трехгранных УО, входящих в группу, расположены перпендикулярно вертикальной оси, проходящей через их вершины, и совпадают с горизонтальной плоскостью. Шесть других трехгранных УО расположены вокруг вертикальной оси, проходящей через их фазовые центры рассеяния перпендикулярно горизонтальной плоскости, и формируют круговую ДОР в этой

плоскости в радиолокационном диапазоне длин волн.

Для одновременной работы РОО кругового действия в радиолокационном и оптическом диапазонах длин волн в вершинах каждого из шести трехгранных УО установлены источники света. Они выполнены в виде светоизлучающих полупроводниковых диодов, формирующих круговую диаграмму светорассеяния в горизонтальной плоскости.

Конструкция РОО кругового действия приведена на рис. 1.

Вершина каждого УО одновременно является его фокусом в оптическом диапазоне длин волн и фазовым центром рассеяния в радиолокационном диапазоне длин волн (источники света первого 1, третьего 3, четвертого 9 и шестого 11 УО на рис. 1 не показаны).

Геометрическая ось симметрии каждого УО является его оптической осью в оптическом диапазоне длин волн и электрической осью в радиолокационном диапазоне длин волн (геометрические оси первого 1, второго 2, четвертого 9 и пятого 10 УО на рис. 1 не показаны). Геометрическая ось симметрии в каждом УО проходит через его вершину перпендикулярно плоскости раскрыва.

Седьмой и восьмой УО, плоскости раскрывов которых совпадают с горизонтальной плоскостью и не формируют ДОР в этой плоскости, на рис. 1 не показаны.

В радиолокационном диапазоне длин волн РОО кругового действия работает как групповой УО, формирующий круговую ДОР. При падении электромагнитной волны на треугольные грани каждого из шести трехгранных УО после трехкратного отражения формируется электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, обратном направлению падения. Это свойство обратного отражения у каждого из шести трехгранных УО, входящих в группу, сохраняется в области главного лепестка ДОР. При этом максимум ЭПР σ_m у отдельных трехгранных УО соответствует случаю, когда направление падающей электромагнитной волны совпадает с электрической осью соответствующего отражателя. Ширина ДОР на уровне $0.5\sigma_m$ у каждого из шести трехгранных УО составляет 42° в горизонтальной и вертикальной плоскостях [20].

Радиооптический отражатель кругового действия в оптическом диапазоне волн работает следующим образом. Светоизлучающие полупроводниковые диоды излучают вдоль оптических осей в горизонтальной и вертикальной плоскостях конические световые пучки с угловой шириной $2\alpha \geq 90^\circ$. Световой поток, попадая на взаимно перпендикулярные треугольные грани каждого из шести трехгранных УО, после трехкратного отражения концентрируется ими на выходах в све-

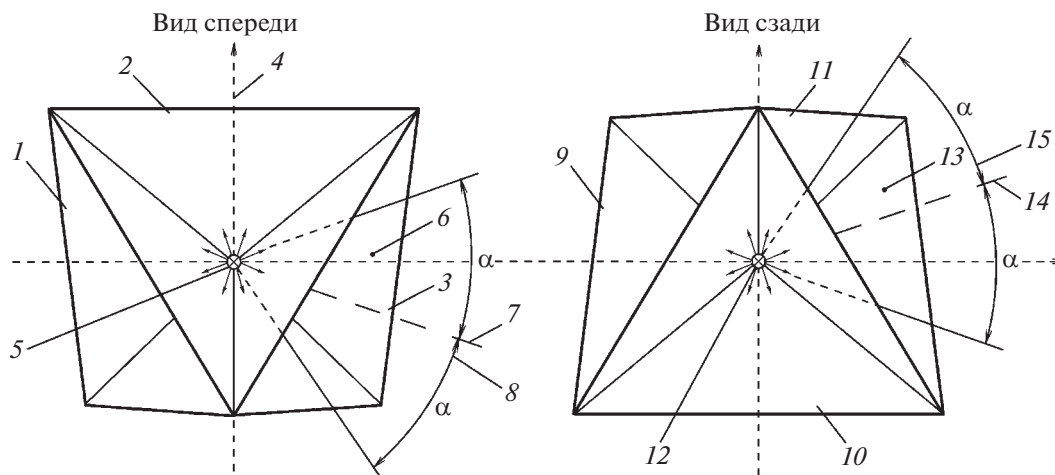


Рис. 1. РОО кругового действия. 1, 2, 3 – первый, второй и третий трехгранные УО с равными треугольными гранями; 4 – вертикальная ось, проходящая через совпадающие вершины УО перпендикулярно горизонтальной плоскости; 5 – источник света, расположенный в вершине второго УО; 6 – плоскость раскрытия третьего УО; 7 – геометрическая ось симметрии третьего УО; 8 – угол излучения 2α источника света третьего УО; 9, 10, 11 – четвертый, пятый и шестой трехгранные УО; 12 – источник света, расположенный в вершине пятого УО; 13 – плоскость раскрытия шестого УО; 14 – геометрическая ось симметрии шестого УО; 15 – угол излучения 2α источника света шестого УО относительно его оптической оси 14.

товые пучки большей силы света I_m с угловой шириной на уровне $0.5I_m$, равной 42° в горизонтальной и в вертикальной плоскостях. При этом оптические оси в каждом из шести УО совпадают с их электрическими осями. Поэтому угловая ширина светового потока, излучаемого каждым из шести УО на уровне $0.5I_m$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях в оптическом диапазоне длин волн, совпадает с угловой шириной главного (основного) лепестка ДОР на уровне $0.5\sigma_m$ в этих плоскостях в радиолокационном диапазоне длин волн и составляет 42° .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования проводились в Обском бассейне внутренних водных путей на реках Обь и Томь для оценки дальности видимости плавучих буйев в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн.

Объектами экспериментальных исследований являлись:

- плавучий буй цилиндрической формы с электрическим светосигнальным прибором (ЭСП-90);
- плавучий буй цилиндрической формы с РОО кругового действия с металлизированными гранями;
- плавучий буй цилиндрической формы с РОО кругового действия с металлизированными светоотражающими гранями.

Внешние виды цилиндрических буйев со светосигнальным прибором ЭСП-90 и с РОО кругового действия представлены на рис. 2.

Плавучий буй цилиндрической формы с ЭСП-90 представляет собой металлический поплавок, надводная часть которого выполнена в виде цилиндра, окрашенного с учетом судоходной обстановки в красный цвет. Для обеспечения движения судов в темное время суток на его горловине в верхней части цилиндра установлен электрический светосигнальный прибор кругового действия ЭСП-90. Высота надводной части цилиндрического буйа составляет 1.4 м, а его диаметр – 0.85 м. Высота расположения огня ЭСП-90 над уровнем воды равна 1.7 м.

Плавучий буй цилиндрической формы с РОО кругового действия с металлизированными гранями обеспечивал одновременную работу в радиолокационном и оптическом диапазонах длин волн. В вершинах трехгранных УО были установлены источники света, выполненные в виде светоизлучающих полупроводниковых диодов направленного действия типа LED-001W-02C-040-050LM-EL-P с красным цветом свечения сигнального огня. Длина ребра треугольной грани в каждом из шести трехгранных УО составляла 30 см. Средняя ЭПР РОО кругового действия в горизонтальной плоскости составила 9.2 м^2 для длины волны 3.2 см. Высота фазового центра рассеяния РОО кругового действия над водной поверхностью равна 1.9 м.

Экспериментальная ДОР РОО кругового действия в радиолокационном диапазоне приведена

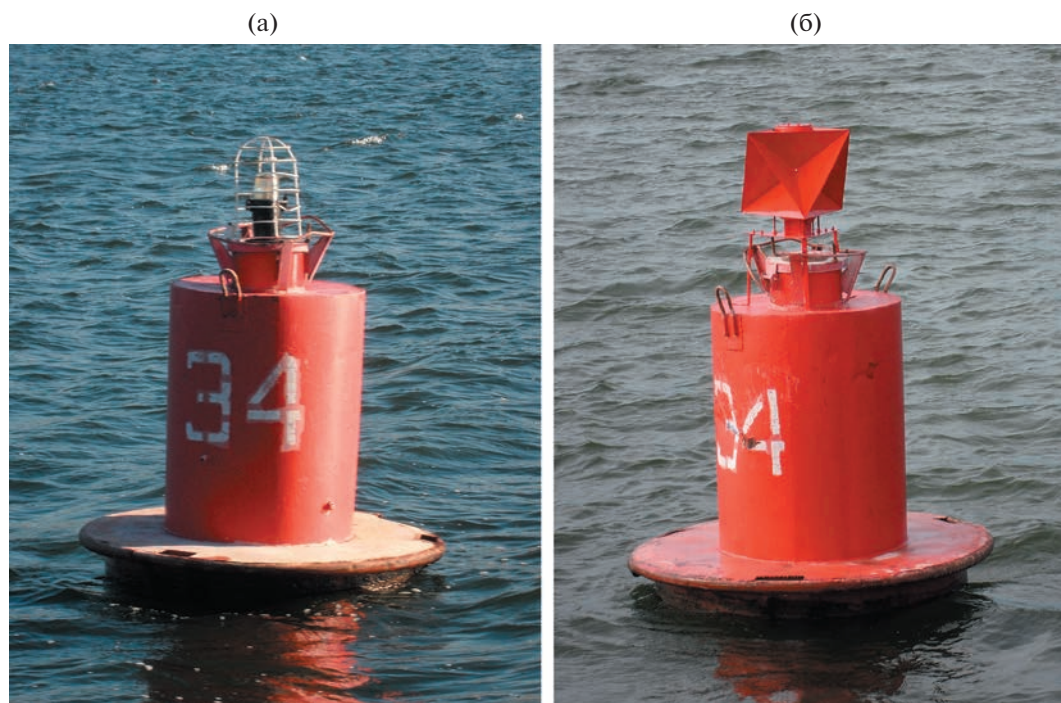


Рис. 2. Внешний вид цилиндрического буйа: а — со светосигнальным прибором ЭСП-90; б — с РОО кругового действия.

на рис. 3. Уровню 0 дБ соответствует ЭПР 10 м^2 . Максимумы шести широких основных лепестков ДОР соответствуют направлениям 0° , 60° , 120° , 180° , 240° , 300° и совпадают с проекциями электрических осей трехгранных УО на горизонтальную плоскость. Максимальная ЭПР основных

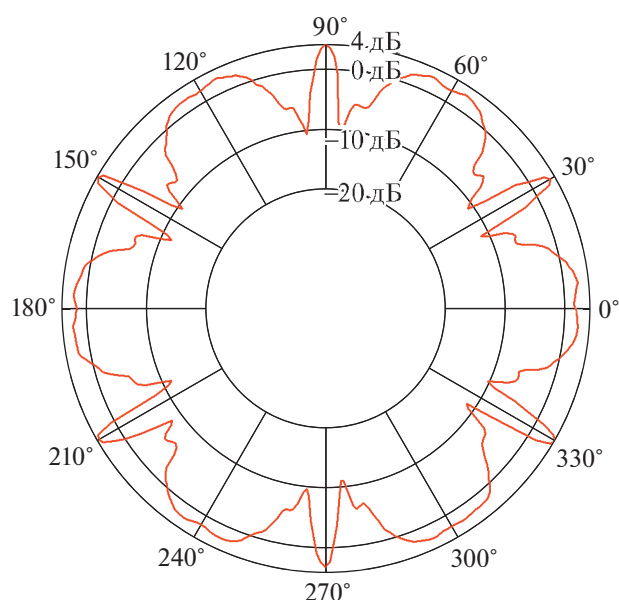


Рис. 3. Экспериментальная ДОР РОО кругового действия в горизонтальной плоскости.

лепестков при трехкратном отражении от треугольных граней УО составила 18.0 м^2 . Максимумы шести узких лепестков ДОР соответствуют направлениям 30° , 90° , 150° , 210° , 270° , 330° . Максимальная ЭПР узких лепестков составила 25.8 м^2 . Между широкими и узкими лепестками ДОР наблюдаются 12 провалов, величина которых в среднем составила -13.3 дБ относительно уровня широких основных лепестков.

Для увеличения оптической дальности видимости светосигнальных огней металлизированные грани РОО были покрыты светоотражающей пленкой [21]. На рис. 4 представлен РОО кругового действия с металлизированными гранями, покрытыми светоотражающей пленкой. При этом РОО со светоотражающими гранями обеспечивал подачу не только активных светосигнальных огней, но и пассивных навигационных огней при облучении их судовыми прожекторами в темное время суток.

Экспериментальная круговая диаграмма излучения светового потока в горизонтальной плоскости для РОО со светоотражающими гранями приведена на рис. 5. Неравномерность круговой диаграммы излучения светового потока составила не более 2 дБ. На круговой диаграмме излучения направления 0° , 60° , 120° , 180° , 240° и 300° совпадают с проекциями оптических осей на горизонтальную плоскость УО, входящих в группу. За нулевое направление излучения выбрана про-



Рис. 4. Внешний вид РОО кругового действия со светоотражающими гранями. 1 — светоотражающая пленка, 2 — светоизлучающий диод.

екция оптической оси на горизонтальную плоскость одного из шести УО.

В ходе экспериментальных исследований проводилась оценка радиолокационной и оптической дальности видимости плавучего буя с ЭСП-90 и плавучего буя с РОО кругового действия с металлизированными и с металлизированными светоотражающими гранями, а также оценка дальности видимости их сигнальных огней в темное время суток.

За радиолокационную дальность видимости принималось наибольшее расстояние, с которого судоводитель отчетливо видел на экране индикатора кругового обзора судовой РЛС яркостную отметку в виде точки или дужки от обнаруживаемого навигационного объекта относительно неподвижных меток дальности.

Под оптической дальностью видимости буя в светлое время суток принималось наибольшее расстояние, с которого судоводитель отчетливо различал его силуэт и цвет.

За оптическую дальность видимости сигнального огня от ЭСП-90 или от РОО кругового действия в темное время суток принималось наибольшее расстояние, с которого судоводитель отчетливо различал его цвет.

Экспериментальная оценка радиолокационных характеристик рассеяния исследуемых объектов проводилась с использованием судовых РЛС импульсного действия Р-722-2 [22] и непрерывного действия «Река» [23], расположенных на речном судне. Внешний вид антенн судовых РЛС приведен на рис. 6.

Технические характеристики судовых РЛС представлены в табл. 1.

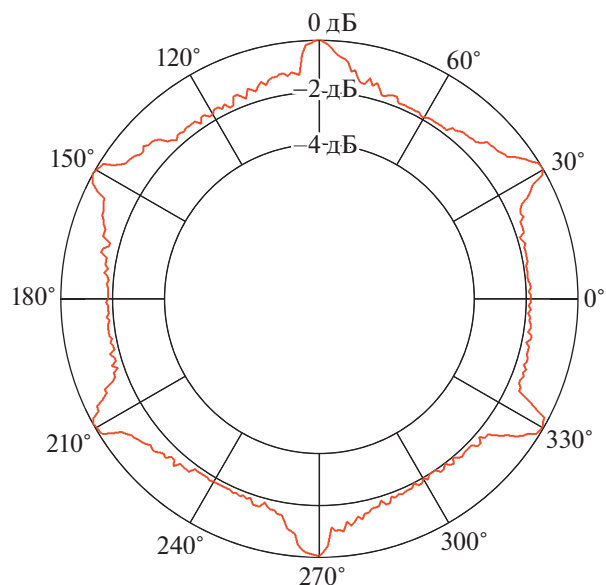


Рис. 5. Экспериментальная круговая диаграмма излучения светового потока в горизонтальной плоскости для РОО со светоотражающими гранями.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 7 представлены радиолокационные изображения водного участка реки Томь, полученные с помощью судовой РЛС Р-722-2. Максимальная радиолокационная дальность видимости



Рис. 6. Внешний вид антенн РЛС на речном судне. 1 — антенна судовой РЛС Р-722-2; 2 — антенна судовой РЛС «Река».

Таблица 1. Технические характеристики судовых РЛС

Характеристики РЛС	РЛС Р-722-2	РЛС “Река”
Режим излучения	Импульсный	Квазинепрерывный с линейной частотной модуляцией
Поляризация излучения	Горизонтальная	Горизонтальная
Частота повторения импульсов, кГц	2	—
Длительность импульсов, мкс	0.2	—
Импульсная мощность передатчика, кВт	6	—
Непрерывная мощность передатчика, Вт	—	1
Несущая частота, МГц	9430	—
Диапазон рабочих частот, МГц	—	9300–9500
Ширина диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости	1.2°	1.0°
Ширина диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости	25°	30°

плавучего буя со светосигнальным прибором ЭСП-90 составила 500 м (рис. 7а). Максимальная радиолокационная дальность видимости плавающего буя с РОО кругового действия составила 800 м (рис. 7б).

Радиолокационные изображения водного участка реки Томь, полученные с помощью судовой РЛС “Река”, представлены на рис. 8. Максимальная радиолокационная дальность видимости плавающего буя с ЭСП-90 составила 2050 м (рис. 8а),

а плавающего буя с РОО кругового действия — 3250 м (рис. 8б).

Совместные оценки радиолокационной и оптической дальностей видимости исследуемых объектов для различных значений коэффициентов прозрачности атмосферы $\tau_{\text{атм}}$ (0.7 и 0.84) сведены в табл. 2.

На рис. 9 представлены экспериментальные зависимости уровня отраженного сигнала от радиолокационной дальности наблюдения для ци-

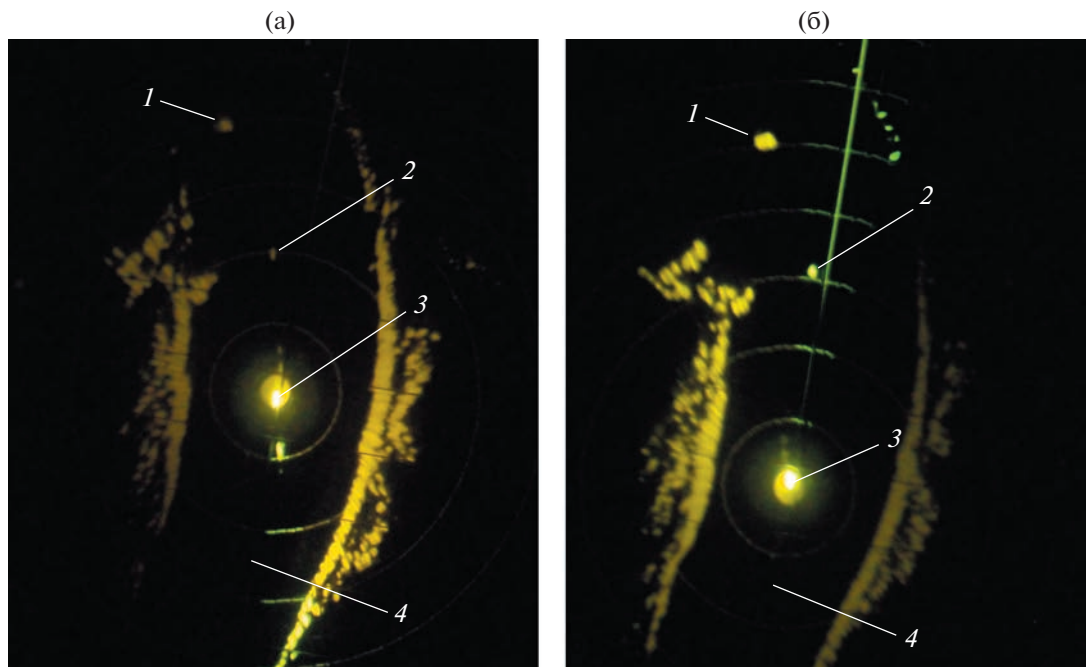


Рис. 7. Радиолокационное изображение участка водного пути реки Томь на индикаторе кругового обзора судовой РЛС Р-722-2: **а** — буй № 34 со светосигнальным прибором ЭСП-90; **б** — буй № 34 с РОО кругового действия. 1 — плавающий кран; 2 — буй № 34; 3 — судовая РЛС; 4 — река Томь.

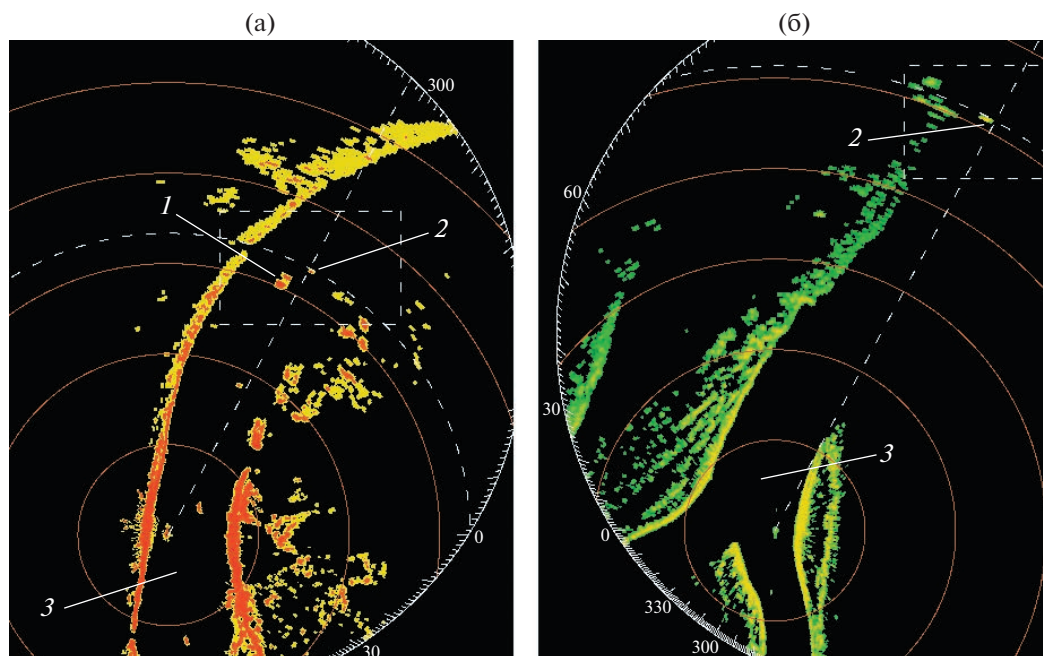


Рис. 8. Радиолокационное изображение участка водного пути реки Томь на индикаторе кругового обзора судовой РЛС “Река”: а – буй № 34 со светосигнальным прибором ЭСП-90; б – буй № 34 с РОО кругового действия. 1 – теплоход с баржей; 2 – буй № 34; 3 – река Томь.

линдрического буя с ЭСП-90 и с РОО кругового действия. Измерения проводились с использованием судовой РЛС “Река”. Для измерения уровня сигнала, отраженного от буя, визирная линия по азимуту на индикаторе кругового обзора РЛС устанавливалась в направлении на исследуемый буй. В память бортовой ЭВМ записывались уровни отраженных сигналов вдоль азимутальной визирной линии радиолокационной развертки по дальности.

Пример радиолокационной развертки по дальности приведен на рис. 10. Визирная линия дальности соответствует 2067 м.

Из анализа рис. 9 следует, что на дальностях свыше 2000 м установка на плавучий цилиндрический буй РОО кругового действия позволила увеличить уровень отраженного сигнала в среднем на 7–10 дБ, что эквивалентно увеличению радиолокационной дальности видимости плавучего

Таблица 2. Радиолокационная и оптическая дальности видимости исследуемых объектов для различных значений коэффициентов прозрачности атмосферы $\tau_{\text{атм}}$

Исследуемый навигационный объект	Время суток	Радиолокационная дальность видимости, м		Оптическая дальность видимости, км, для $\tau_{\text{атм}}$		Дальность видимости проблескового огня, км, для $\tau_{\text{атм}}$	
		Р-722-2	“Река”	0.7	0.84	0.7	0.84
Плавучий буй № 34 с РОО кругового действия с металлизированными гранями	светлое	800	3250	2.2	2.4	—	—
	темное	800	3250	—	—	1.9	2.1
Плавучий буй № 34 с РОО кругового действия с металлизированными светоотражающими гранями	светлое	750	3200	2.2	2.4	—	—
	темное	750	3200	—	—	2.7	3.0
Плавучий буй № 34 с ЭСП-90	светлое	500	2050	2.2	2.4	—	—
	темное	500	2050	—	—	2.0	2.2

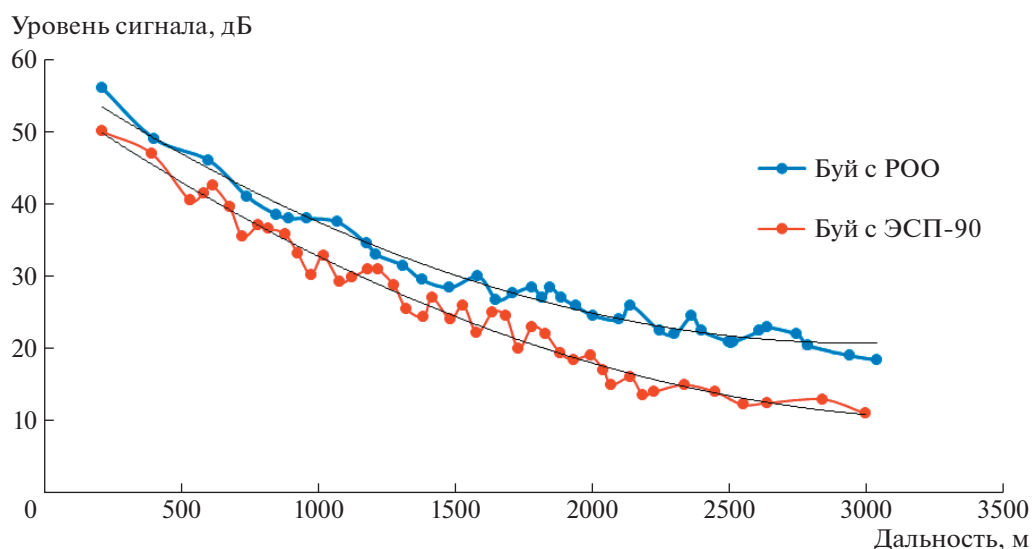


Рис. 9. Экспериментальная зависимость уровня сигнала от дальности радиолокационного наблюдения цилиндрического буя.

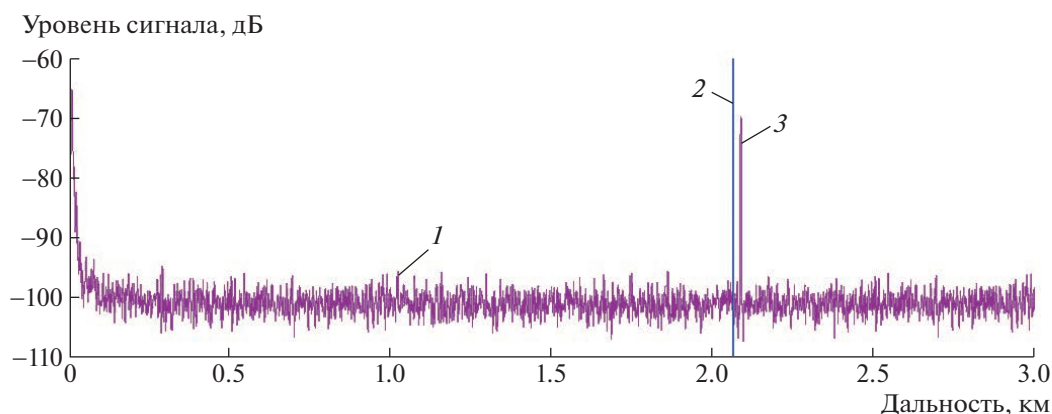


Рис. 10. Радиолокационная развертка по дальности (индикатор типа А). 1 — уровень отражений от водной поверхности; 2 — визирная линия дальности; 3 — уровень отражения от плавучего буя с РОО.

буя в 1.5–1.8 раза. Уровень сигнала оценивался относительно отражений от водной поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Навигационный групповой радиооптический отражатель кругового действия формирует не только круговую в горизонтальной плоскости диаграмму обратного рассеяния в радиолокационном диапазоне длин волн, но и круговую в горизонтальной плоскости диаграмму излучения светового потока в оптическом диапазоне длин волн.

2. Вершина каждого из шести радиооптических уголкового отражателей, входящих в группу, является одновременно фазовым центром рассе-

яния в радиолокационном диапазоне длин волн и его фокусом в оптическом диапазоне длин волн.

3. Геометрическая ось симметрии каждого радиооптического уголкового отражателя, входящего в группу, проходит через вершину перпендикулярно плоскости раскрытия уголкового отражателя и является электрической осью в радиолокационном диапазоне длин волн и его оптической осью в оптическом диапазоне длин волн.

4. Навигационный групповой радиооптический отражатель кругового действия, сохраняя характеристики рассеяния в радиолокационном диапазоне длин волн, обладает расширенными функциональными возможностями в оптическом диапазоне длин волн, обеспечивая подачу активных светосигнальных огней в темное время суток.

5. Экспериментальные исследования показали, что групповой радиооптический отражатель кругового действия в составе плавучего буя увеличивает его оптическую и радиолокационную дальности видимости.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FEWM-2023-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шмерлинг И.Е. Монтёр судоходной обстановки. М.: Транспорт, 1977.
2. ГОСТ Р ИСО 8729-1-2019. Суда и морские технологии. Судовые радиолокационные отражатели. Часть 1. Пассивный тип. М.: Стандартинформ, 2019.
3. СИГВВП. Европейские правила сигнализации на внутренних водных путях. Резолюция № 50. Нью-Йорк, Женева: Издание ООН, 2018. https://un-ece.org/DAM/trans/main/sc3/publications/SIGNI_2019_r.pdf
4. <https://www.sailingissues.com/navcourse9.html>
5. Андреев А.Ю., Киннунен И.И., Кирчаков А.Г. Патент на изобретение № 2 260 885 РФ // Опубликовано 20.09.2005. Бюл. № 26.
6. Бродхерст Д.К. Патент на изобретение № US4996536A США // Опубликовано 26.02.1991.
7. Усанов В.Я., Детиненко С.И., Михайлов Б.Н., Андреев А.Ю. Патент на изобретение № 2 140 690 РФ // Опубликовано 27.10.1999. Бюл. № 30.
8. Селнес Х.В. Патент на изобретение № EP0032604A1 ЕПВ // Опубликовано 29.07.1981.
9. Рэтлифф М. Патент на изобретение № US20120319887A1 США // Опубликовано 20.12.2012.
10. Чжэн Х., Лу Ю., Сунь Я. Патент на полезную модель № CN215155459U КНР // Опубликовано 14.12.2021.
11. Горшков И.А., Рогов Н.В. Патент на изобретение № 2 079 939 РФ // Опубликовано 20.05.1997. Бюл. № 14.
12. Мацikuнас А., Хайкин С., Гринлей Т. Патент на изобретение № US4843396A США // Опубликовано 27.06.1989.
13. https://www.landfallnavigation.com/product-as-sets/manuals/davis/davis_echomaster_00152_153_157.pdf
14. https://www.itonavids.com/bestanden/artikel-en/8/89_NEW_-_ATON_RADAR_REFLECTOR_Type_IRR.pdf?1599481281
15. Спектер Х.Э. Патент на изобретение № US4148033A США // Опубликовано 03.04.1979.
16. Арнс Э. Патент на изобретение № EP1847453A2 ЕПВ // Опубликовано 24.10.2007.
17. Каннинг Ф.Х. Патент на изобретение № US6742903B2 США // Опубликовано 01.06.2004.
18. Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 121. <https://doi.org/10.31857/S0032816222050032>
19. Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Крутиков М.В., Мещеряков А.А. Патент на изобретение № 2 617 799 РФ // Опубликовано 26.04.2017. Бюл. № 12.
20. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Сов. радио, 1975.
21. Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Патент на изобретение № 2 667 325 РФ // Опубликовано 18.09.2018. Бюл. № 26.
22. Байрашевский А.М., Волинец В.Ф., Кононов О.В., Ничипоренко Н.Т., Руденая Г.К., Зимин Н.С. Судовые радиолокационные станции: Атлас. М.: Транспорт, 1986.
23. <https://www.micran.ru/productions/radiolocation/reka/>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.121.842+621.039.84

ОПТИМИЗАЦИЯ БЕССЕПАРАЦИОННОГО ТРЕХФАЗНОГО РАСХОДОМЕРА НЕФТЬ–ВОДА–ГАЗ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ С ДВУХИЗОТОПНЫМ ГАММА-ПЛОТНОМЕРОМ

© 2023 г. А. Ю. Филиппов^{а,*}, Ю. П. Филиппов^{б,**}, А. М. Коврижных^б

^аНаучно-исследовательский университет “Московский энергетический институт”
Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14

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

*e-mail: forsc2231@gmail.com

**e-mail: fyp@dubna.ru

Поступила в редакцию 02.11.2022 г.

После доработки 26.12.2022 г.

Принята к публикации 28.12.2022 г.

Вероятно, впервые представлена информация о характеристиках бессепарационных трехфазных расходомеров нефть–вода–газ горизонтальной ориентации, связанная с оптимизацией конструкции по результатам экспериментальных исследований одноизотопных и двухизотопных γ -плотномеров и комбинированного конического сужающего устройства (СУ), состоящего из двух последовательно установленных конусов различных размеров. Эксперименты проводились как на смесях “реальная нефть–газ–соленая вода” на стенде фирмы TUV SUD NEL, г. Глазго, так и на модельных потоках “эксол–газ–пресная вода” на эталоне многофазных потоков ГЭТ195-2011 во ВНИИР, г. Казань, для типичных расходомеров с номинальным диаметром DN 100. Показано, что γ -плотномер целесообразно устанавливать в сечении с промежуточным диаметром $D = 70$ мм, в качестве измерительного СУ использовать конус 70/50 мм, а конус 100/70 мм применять для предварительного ускорения потока с целью уменьшения разнообразия режимов течения двухфазных и трехфазных потоков в измерительном СУ и в проточной части γ -плотномера. Это позволяет существенно улучшить характеристики макета расходомера. Проведено сравнение некоторых полученных характеристик с характеристиками известного вертикального аналога Vx Schlumberger и представлены варианты конструкции усовершенствованного горизонтального трехфазного расходомера, позволяющих также увеличить срок его службы и повысить рабочее давление.

DOI: 10.31857/S0032816223030047, EDN: IRIZAW

ВВЕДЕНИЕ

Принцип работы компактных бессепарационных трехфазных расходомеров (БТР) на основе сужающего устройства (СУ) и γ -плотномера, работающего с γ -источниками двух различных энергий, представлен, например, в работах [1–4]. Определение компонентного состава и расхода основано на четырех уравнениях с четырьмя неизвестными: $\varphi = A_g/(A_g + A_l)$ – истинное объемное газосодержание, где A – площадь сечения, индексы g и l относятся к газу и жидкости; $w = (\rho - \rho_o)/(\rho_w - \rho_o)$ – обводненность нефти, где ρ – средняя плотность смеси, зависящая от φ и w , а индексы o и w относятся к нефти и воде; $\alpha = (1 - w - \varphi)$ – нефтесодержание; Q – суммарный объемный расход трехфазного потока. Расходы компонент находятся посредством величин φ и w , определяемых через константы поглощения γ -квантов

для составляющих потока на двух различных энергиях и интенсивности I излучений, прошедших через многофазную среду, а величины Q могут находиться по соотношению Бернулли для сужающего устройства с учетом потерь на трение:

$$Q = \xi k(\text{Re})(\Delta P/\rho)^{1/2} \quad (1)$$

где ξ – геометрический параметр СУ; $k(\text{Re})$ – фактор трения [5, 6], зависящий от числа Рейнольдса Re ; ΔP – перепад давления на сужающем устройстве.

Анализируя работу расходомеров, основанных на рассматриваемом принципе, можно напомнить, что входящий в соотношение (1) геометрический параметр ξ определяется как

$$\xi = A_1 A_2 [2/(A_1^2 - A_2^2)]^{1/2}, \quad (2)$$

где A_1 и A_2 — соответственно большее и меньшее сечения конического СУ. В свою очередь, свойство параметра ξ таково, что при постоянном минимальном сечении A_2 с уменьшением вдвое максимального сечения A_1 величина ξ увеличивается несущественно, всего примерно в 1.12 раза, что следует из преобразованного соотношения (2): $\xi = A_2[2/(1 - A_2^2/A_1^2)]^{1/2}$. То есть при $A_2 = \text{const}$ изменение параметра ξ для пары СУ с большими сечениями ($A_1 = 2A_2$ и $A_1 = 4A_2$) при одинаковых расходах Q может сопровождаться изменением перепада давления ΔP для таких СУ примерно в 1.2 раза с учетом различия факторов трения $k(\text{Re})$ сравниваемых СУ [6, 7], например: $\Delta P_{98/70} \approx 2$ кПа, $\Delta P_{70/50} \approx 8.5$ кПа, $\Delta P_{98/50} \approx 10.5$ кПа, $10.5/8.5 \approx 1.2$ при $Q_w = 32$ м³/ч и $\beta = 0$. В идеализированном случае, когда погрешностями определения величин k , ξ и ρ в выражении (1) можно пренебречь, отмеченное изменение ΔP может привести к довольно несущественному изменению относительной ошибки нахождения суммарного расхода $\delta Q/Q \approx (1/2)(\delta \Delta P/\Delta P)$.

Вместе с тем разнообразие режимов течения и расчетных моделей, зависящих от Q , ϕ и w , будет значительно шире для СУ с отношением диаметров $D_1/D_2 = 2$, чем для СУ с отношением диаметров, например, $D_1/D_2 = 2^{1/2}$. В связи с этим для СУ с меньшим геометрическим параметром ξ значительно проще найти подходящее расчетное соотношение для расхода Q с минимальной относительной погрешностью $\delta Q/Q$, что показано в [7] для двухфазных потоков вода—газ, а также в [8] для любых модельных трехфазных потоков эскол—вода—газ и их предельных случаев (эскол D100 —имитатор нефти [6–8]). И этот факт может иметь существенное значение при выборе конструктивного решения расходомера.

Что касается сечения, где целесообразно установить γ -плотномер, то здесь необходимо учитывать два фактора. С одной стороны, уменьшение сечения приводит к повышению массовой скорости многофазного потока $m = Q\rho/A$ в сечении площадью A , уменьшению разнообразия режимов течения и соответствующей гомогенизации потока при заданных пределах расходов жидкости Q_l , что может иметь положительное влияние на стабильность показаний I γ -плотномера, которые в той или иной степени могут зависеть от Q_l . С другой стороны, уменьшение сечения, где установлен γ -плотномер, может приводить к увеличению статической погрешности измерения сигнала в соответствии с соотношением

$$\delta w = \pm \frac{1}{D(\mu_o - \mu_w)\sqrt{tN^*}}, \quad (3)$$

где D — внутренний диаметр трубы; μ_o , μ_w — линейные коэффициенты поглощения для нефти и

воды соответственно в смеси нефть—вода, например; t — время измерения; N^* — количество фотонов в единицу времени на входе в γ -детектор.

Соотношение (3) получено для квазистационарных потоков с расслоенным или кольцевым режимами течения [4] при условии, что погрешность определяется лишь статистической ошибкой. Из соотношения (3) видно, что ошибка δw обратно пропорциональна внутреннему диаметру расходомера D и корню квадратному из интенсивности источника и времени счета, и при необходимости уменьшение диаметра можно компенсировать повышением активности γ -источника при фиксированном времени измерения.

В широко известном бессепарационном расходомере DN 100 рассматриваемого типа вертикальной ориентации [2, 9] его ¹³³Ba- γ -плотномер установлен на меньшем диаметре ($D = 50$ мм) СУ, а СУ выполнено с отношением диаметров $D_1/D_2 = 2$ или $A_1/A_2 = 4$.

Что касается рассматриваемых здесь вариантов горизонтальных расходомеров DN 100 (БТР-100) с γ -источниками, то первый макет был комбинацией конического СУ (98/70 мм) [10] ($A_1/A_2 \approx 2$) и арендованного у фирмы TUV SUD NEL [11] ¹³⁷Cs- γ -плотномера, установленного на горизонтальной трубе с внутренним диаметром 4 дюйма (101.6 мм). Конфигурация другого макета бессепарационного трехфазного расходомера DN 100, подготовленного для испытаний с модельными многофазными потоками на стенде ВНИИР ГЭТ195-2011 [12], была обусловлена предварительными испытаниями подобных систем на трехфазном полигоне нефть—газ—солёная вода фирмы TUV SUD NEL. Для адекватности сравнения результатов испытаний на модельных и реальных средах было целесообразно сохранить геометрию канала расходомеров, давление и диапазон исследованных расходов компонент. В связи с этим двухизотопный γ -плотномер на основе источников ²⁴¹Am и ¹³⁷Cs [8, 13] был установлен на горизонтальной трубе с внутренним диаметром 98 мм (DN 100 $\pm$ 2 мм), что учитывает рекомендацию соотношения (3), а СУ выполнено комбинированным со ступенчатым дросселированием потока в двух последовательно установленных конических СУ с отношением диаметров $D_1/D_i = 98/70$ мм и $D_i/D_2 = 70/50$ мм [7], где D_i — промежуточный диаметр. Диапазон минимальных и максимальных расходов жидкости Q_l такого расходомера был рассчитан на величины от 20 до 60 м³/ч. Как видно, ориентация рассматриваемого расходомера была горизонтальной, а не вертикальной, которая не всегда удобна для практики и создает нежелательное дополнительное гидравлическое сопротивление при монтаже из-за поворота потока в монтажных трубах на 360°.

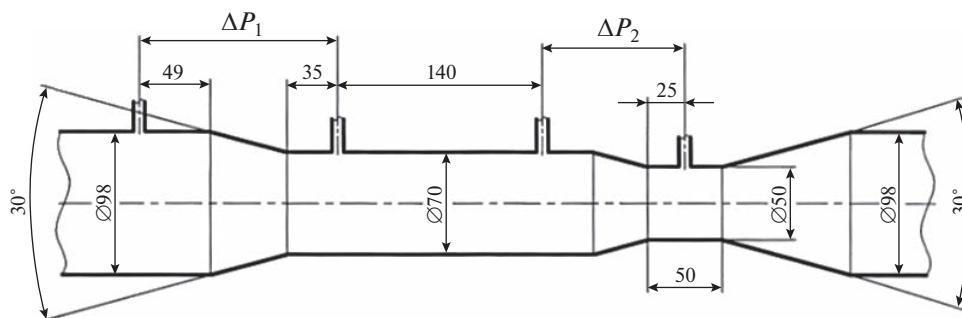


Рис 1. Схема использованного комбинированного конического сужающего устройства (в последней модификации оно выполнено с углом выходного конуса 15°).

Цель работы состояла в обосновании выбора в БТР-100 одного из диаметров: D_1 , D_i или D_2 — для расположения двухизотопного γ -плотнмера на основе источников ^{241}Am и ^{137}Cs и в оценке погрешностей измерения расхода жидкости Q_l , обводненности w и расходного объемного газосодержания β с учетом отмеченных выше особенностей работы как обоих каналов излучения, так и конических сужающих устройств, основываясь на анализе полученных экспериментальных данных и на результатах, связанных с методами определения расходов компонент посредством СУ [6–8]. Погрешности величин Q_l , w и β служат основными составляющими при нахождении неопределенности массового расхода нефти в многофазных потоках в соответствии с методикой, представленной в [14].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Сужающее устройство с последовательным дросселированием многофазного потока показано на рис. 1 [7, 8]. В соответствии с рисунком γ -плотномер в принципе может размещаться на одном из трех диаметров, что в свою очередь может приводить к разным результатам при определении компонентного состава исследуемого потока и его расхода. Сужающее устройство, схема которого показана на рис. 1, служит частью беспарационного расходомера, показанного на рис. 2, заимствованном из [15]. Другой частью расходомера служил γ -плотномер с двумя источниками ^{241}Am и ^{137}Cs с активностями 450 и 5 мКи соответственно. Гамма-детектор был выполнен для этой серии экспериментов на основе сцинтиллятора NaI, который впоследствии был заменен на более совершенный кристалл из германата висмута BGO с температурной стабилизацией положения пиков поглощения [13]. Гамма-источники располагались в одном стандартном корпусе БГИ-50П со свинцовой защитой и коллиматором и облучали поток через специальные “окна” по диаметру

горизонтальной трубы из нержавеющей стали 12ХН18Т с внутренним диаметром 98 мм. Время одного измерения сигналов было установлено равным 1 с, а число измерений — около 300. Фотографию двухизотопного γ -плотнмера во время испытаний можно найти в [13]. Блоки γ -плотнмера и СУ соединялись стандартными воротниковыми фланцами 1-100-16 ГОСТ 12821.

Эксперименты с БТР-100, показанным на рис. 2, проводились на многофазном эталоне ВНИИР ГЭТ195-2011 [12], который работал при температуре около 20°C на имитаторе нефти — эксоле D100 плотностью около 815.5 кг/м³, пресной водопроводной воде при объемных расходах жидкости Q_l от 24 до 56 м³/ч и воздухе при давлении 5 бар и расходных объемных газосодержаниях $\beta = Q_g/(Q_g + Q_l)$ от 0 до 72% [6–8]. Исследуемые потоки поступали в расходомер слева через γ -плотномер (см. рис. 2).

Как отмечалось, эксперименты на смесях североморской нефти, соленой воды и сжатого до давления 5 бар газообразного азота проводились на стенде фирмы TUV SUD NEL [11] при стабилизированной температуре 40°C, объемных расходах жидкости Q_l от 16 до 48 м³/ч и расходных объемных газосодержаниях β от 0 до 84%. В качестве источника ^{137}Cs γ -плотнмера, установленного на трубе с внутренним диаметром 101.6 мм, использовался серийный прибор Tracerco Gammatrol с активностью около 10 мКи (0.37 ГБк) и фиксированным фирмой временем измерения сигнала 0.1 с, а число измерений менялось от 500 до 2500.

В этой работе использовался пакет экспериментальных данных [16], применявшийся в работах [6–8, 17, 18].

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты для горизонтальных двухфазных жидкостных потоков нефть–соленая вода, полученные на полигоне TUV SUD NEL с ^{137}Cs - γ -плот-

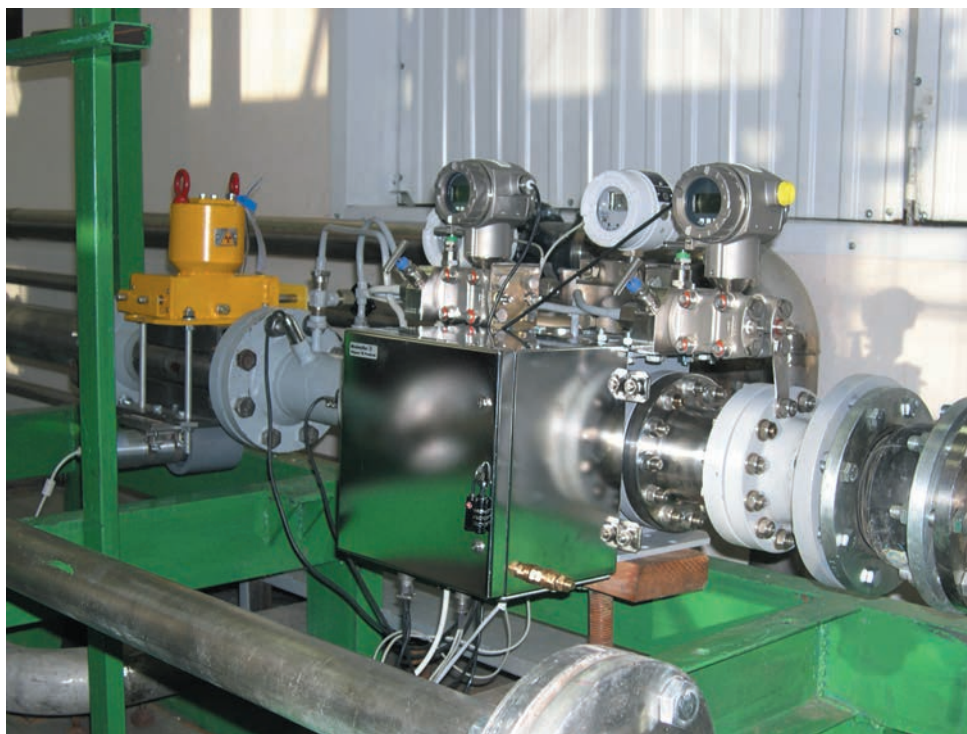


Рис. 2. Макет трехфазного расходомера DN 100 во время испытаний на стенде ГЭТ195-2011: γ -плотномер с блоком БГИ-50П (слева), двойное СУ с датчиками давления и перепада давления и блок электроники во взрывобезопасном корпусе.

номером, представлены на рис. 3 для объемных расходов $Q_l = Q_o + Q_w$ от 16 до 48 м³/ч. Все приведенные здесь и ниже сигнальные характеристики γ -плотномера усреднялись за указанные интервалы измерений [6, 7, 18]. Ненулевое положение данных по величине w объясняется остаточной обводненностью нефти, $w \approx 1.2\%$. Для представленных результатов характерно расслоение экспериментальных точек, которое зависит от Q_l . Так, обобщающая кубическая парабола (черная сплошная линия) для относительно низких расходов, $Q_l = 20$ м³/ч ((16 + 24)/2), проходит заметно ниже кривой (штриховая линия) для сравнительно высоких расходов, $Q_l = 40$ и 48 м³/ч, в диапазоне обводненностей w от 0 до $\sim 58\%$ ($\delta I_{\max} \approx 120$ cps (cps — отсчет в секунду) при $w \approx 20\%$). Причем штриховая линия приближается к линейной зависимости, что свидетельствует о гомогенизации потоков, а точки для $Q_l = 32$ м³/ч ведут себя нестабильно, тяготея то к штриховой линии при $w \leq 20\%$, то к сплошной линии при $30 < w < 50\%$. Что касается диапазона w от 58 до 100%, то положение отмеченных линий здесь меняется местами, но с заметно меньшей разницей — $\delta I_{\max} \approx 60$ cps. Обратим внимание, что диапазон слева от точки $w \approx 58\%$ соответствует обратной эмульсии (вода в нефти), а справа от нее — прямой (нефть в воде). Следует отметить, что, например, сигналу γ -плотномера $I =$

$= 14600$ cps могут соответствовать два значения: $w \approx 22\%$ и $\approx 30\%$ — на сплошной и штриховой линиях (см. рис. 3), а величине $w \approx 22\%$ могли бы соответствовать два сигнала γ -плотномера: $I \approx 14600$ cps и $I \approx 14720$ cps — на этих же кривых. В частности, для обратных эмульсий расслоение данных $I(w)$ можно объяснить скольжением $s = V_o/V_w$ более легкой нефти относительно тяжелой соленой воды с уменьшением величины s по мере увеличения скорости потока V и его гомогенизации, что сопровождается увеличением сечения, занятого нефтью, и соответствующим повышением сигнала I γ -плотномера (зарегистрированное прошедшее излучение). Обращает на себя внимание тот факт, что дальнейшее увеличение расхода Q_l более 40 м³/ч практически не влияет на показания γ -плотномера, что может объясняться установившимся гомогенизированным режимом течения потоков нефть—вода при $Q_l \geq 40$ м³/ч. Кроме того, если провести обобщающую кривую через точки, соответствующие 40 и 48 м³/ч в диапазоне $0 < w < 50\%$ (красная линия), то абсолютное отклонение от нее Δw не превышает в основном величины $\pm 1\%$, что можно считать очень хорошим показателем при измерении обводненности w , учитывая довольно короткое время одного измерения, 0.1 с, которое в принципе можно увеличить на порядок с ожидаемым улучшением работы γ -плотномера.

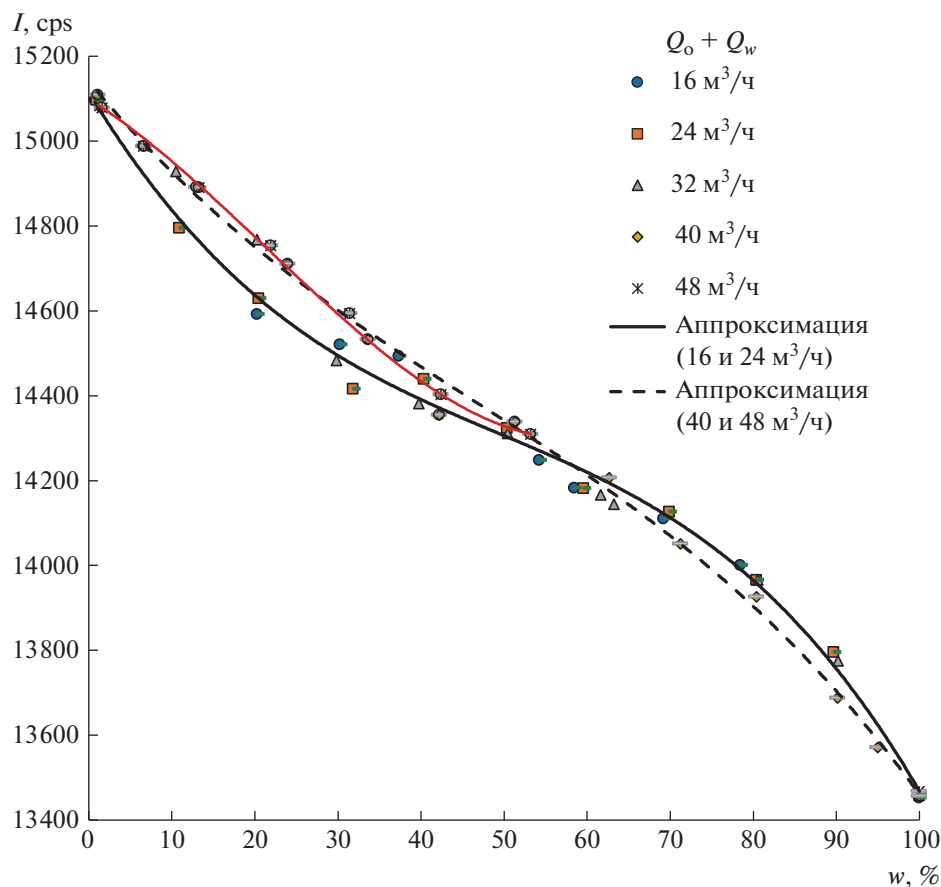


Рис. 3. Зависимости интенсивностей I (cps — отсчет в секунду) прошедшего излучения от обводненности w для ^{137}Cs - γ -плотномера и потоков нефть—солёная вода для объемных расходов $Q_l = Q_o + Q_w$ от 16 до 48 м³/ч по результатам испытаний на полигоне фирмы TUV SUD NEL.

Таким образом, повышение расхода Q_l потока нефть—солёная вода вдвое (с 20 до 40 м³/ч), что равносильно такому же росту массовой скорости двухфазной смеси $m = Q\rho/A$, способствует гомогенизации горизонтальных двухфазных жидкостных потоков со стабилизацией экспериментальных точек $I(w)$ около соответствующей обобщающей кривой с относительно небольшими отклонениями от нее.

Рассмотрим теперь поведение двухфазных потоков с газом с тем же ^{137}Cs - γ -плотномером. С качественной точки зрения картина в этом случае выглядит примерно такой же, как для жидкостных двухфазных потоков, т.е. наблюдается расхождение точек $I(\beta)$ из-за роста скольжения s легкой фракции — газа — по мере снижения расхода двухфазного потока Q : $\phi = [1 + s(1 - \beta)/\beta]^{-1}$ [6]. Анализ экспериментальных данных для потоков как нефть—газ, так и вода—газ показал, что на графике $I(\beta)$ точки, соответствующие расходам $Q_l = 16$ и 24 м³/ч, располагаются преимущественно ниже (на величины δI от 40 до 120 cps) точек для расходов 32 и 40 м³/ч с некоторой хаотичностью.

При этом удвоение величины Q_l с 16 до 32 м³/ч приводит к значительному снижению хаотичности, причем максимальное отклонение экспериментальных точек от аппроксимирующих кривых не превышает в основном сравнительно малого для этих случаев значения $\delta\beta_{\max} \approx \pm 2\%$, а дальнейшее увеличение Q_l до 40 м³/ч практически не меняет их положения. Это иллюстрирует рис. 4, на котором точки для расходов 16 и 24 м³/ч не показаны, чтобы не загромождать поле графика. Можно отметить, что для трехфазного потока нефть—вода—газ при $w = 50\%$ аппроксимирующая кривая располагается между кривыми для двухфазных потоков нефть—газ и солёная вода—газ вплоть до значений $\beta \approx 70\%$ примерно с таким же преимущественным максимальным отклонением $\Delta\beta_{\max} \approx \pm 2\%$, как и для потоков нефть—газ и вода—газ.

Таким образом, для потоков жидкость—газ увеличение расхода жидкости Q_l вдвое (с 16 до 32 м³/ч), что равносильно такому же повышению массовой скорости двухфазного потока $m = Q\rho/A$, способствует гомогенизации горизонтальных

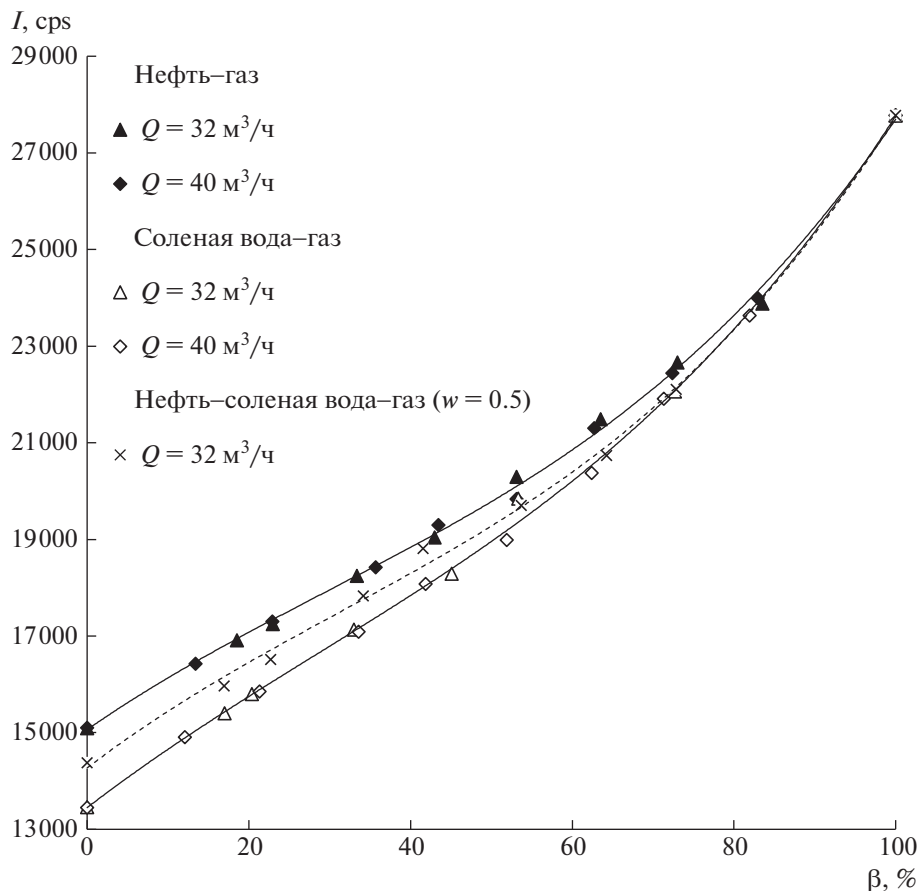


Рис. 4. Зависимости интенсивностей I прошедшего излучения от объемного газосодержания β для ^{137}Cs - γ -плотномера и потоков нефть-газ, соленая вода-газ и смесей нефть-вода-газ при $w = 50\%$ по результатам испытаний на полигоне фирмы TUV SUD NEL.

двухфазных и трехфазных потоков с газом и стабилизации экспериментальных точек $I(\beta)$ около соответствующих обобщающих кривых с относительно небольшими отклонениями от них.

Что касается работы γ -плотномера с источником ^{241}Am и сцинтиллятором NaI, то некоторые характерные результаты представлены на рис. 5 для горизонтальных трехфазных потоков эскол-вода-газ. Согласно рис. 5, точки $I(\beta)$, соответствующие относительно большим расходам (40–56 м³/ч) располагаются преимущественно выше точек для сравнительно низких расходов, $Q_l = 24$ м³/ч. Это также объясняется увеличением гомогенизации трехфазного потока эскол-вода-газ при $w \approx 50\%$ по мере роста величины Q_l , что сопровождается ростом истинного объемного газосодержания ϕ и соответствующим повышением сигнала I γ -плотномера. Похожим образом ведут себя сигналы ^{241}Am -канала для двухфазных потоков вода-газ [18], которые получены на стенде ГЭТ195-2011. Положение отдельных точек на рис. 5, например, с координатами $w = 2.5\%$ и $I = 3906$ cps при $Q = 56$ м³/ч, а также $w = 25.8\%$ и

$I = 5598$ cps при $Q = 48$ м³/ч объясняется отсутствием температурной стабилизации пика поглощения в экспериментах с кристаллом NaI [13], когда показания могут снижаться с увеличением температуры потока и γ -детектора. Следует отметить, что относительные погрешности измерения интенсивностей $\delta I/I$ ($\pm$ отклонение от средней величины) для модифицированного спектрометрического детектора с кристаллом BGO [13] примерно одинаковы для обоих изотопов и составляют около $\pm 0.17\%$ для воздуха, $\pm 0.23\%$ для эскола D100 и $\pm 0.32\%$ для воды при интервале измерения 60 с.

Таким образом, можно сделать промежуточный вывод о схожести поведения сигналов $I(w)$ и $I(\beta)$ горизонтальных γ -плотномеров для обоих источников γ -квантов с различными смесями жидкостей разных плотностей и потоков жидкость-газ по мере роста объемного расхода Q_l и повышения степени гомогенизации исследованных горизонтальных потоков. При этом представляется достаточным увеличение величины Q_l вдвое от минимального значения, задаваемого

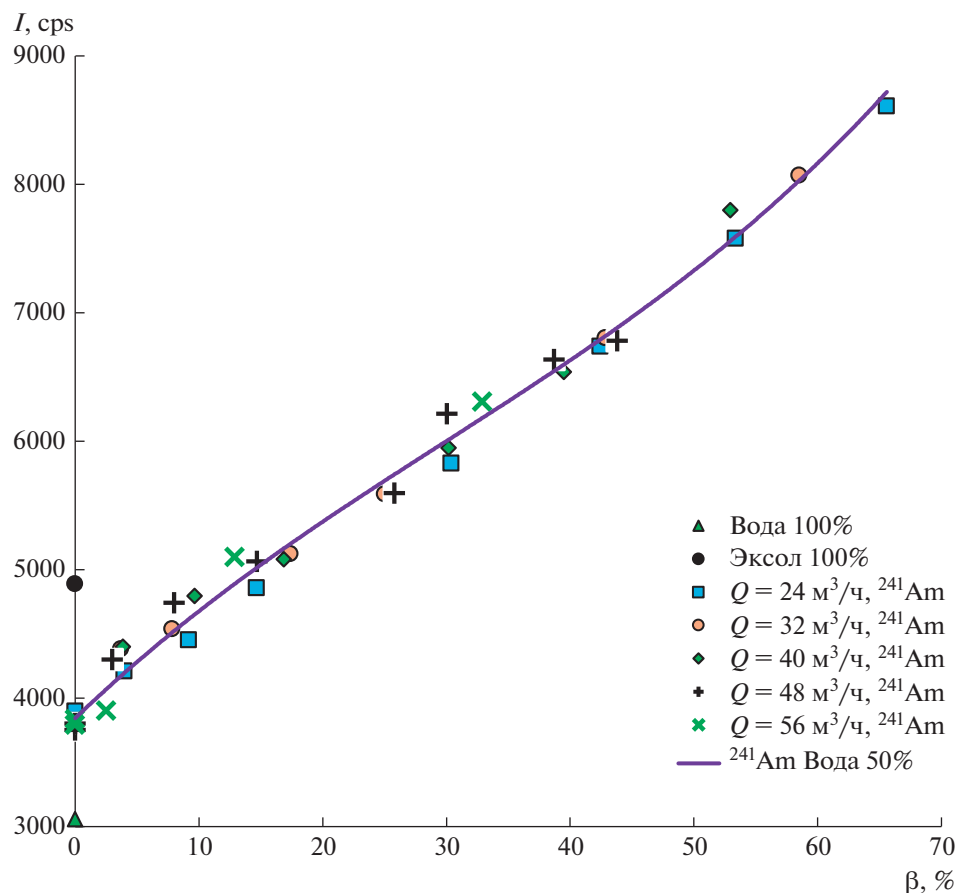


Рис. 5. Зависимости интенсивностей I прошедшего излучения от расходного объемного газосодержания β для ^{241}Am - γ -плотнмера с кристаллом NaI и потоков эксол–вода–газ по результатам испытаний на стенде ГЭТ195-2011. $P = 5$ бар, $w \approx 50\%$.

стендом. Это равносильно такому же удвоению массовой скорости потока m , которое можно обеспечить перенесением измерений сигналов $I(w, \beta)$ из сечения диаметром ~ 100 мм в промежуточное сечение $D_i = 70$ мм ($(D_1/D_i)^2 \approx 1.43^2 \approx 2$).

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ТРЕХФАЗНОГО РАСХОДОМЕРА

С учетом представленного выше вывода конструкцию макета трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации [13, 17], в котором двухизотопный γ -плотномер просвечивал поток через внутренний диаметр 98 мм, целесообразно изменить так, как это показано на рис. 6. В этой конструкции γ -плотномер (позиции 2, 10) в одном из вариантов взрывобезопасного исполнения перемещен из отдельного блока с внутренним диаметром 98 мм, как было в конструкции макета (см. рис. 2), в сечение СУ с промежуточным внутренним диаметром $D_i = 70$ мм. Это позволило обеспечить отмеченное выше удвоение массовой скорости многофазных пото-

ков, которое сопровождается стабилизацией данных $I(w)$ при относительно небольшом проигрыше в статической погрешности измерения сигнала в соответствии с соотношением (3). При этом металлоемкость конструкции крепления γ -плотнмера заметно снижается по сравнению с вариантом, показанным на рис. 2. Механическую основу усовершенствованного расходомера составляют: комбинированное СУ 5 с последовательным дросселированием потока и рама 7 для монтажа взрывобезопасных датчиков давления 4 и перепада давления 6 Сапфир22-МПС, а также блока электроники 8 во взрывобезопасном исполнении. Блок электроники 8 выполнен на основе стандартного промышленного компьютера с платами для измерения сигналов всех датчиков и платы цифроаналогового преобразователя для передачи данных в систему управления [5, 13, 19]. Блок 8 размещен перед СУ так же, как показано на рис. 2. Современная электронная база позволяет заметно уменьшить массогабаритные характеристики блока электроники по сравнению с вариантом макета на рис. 2, что, однако, не принципиально

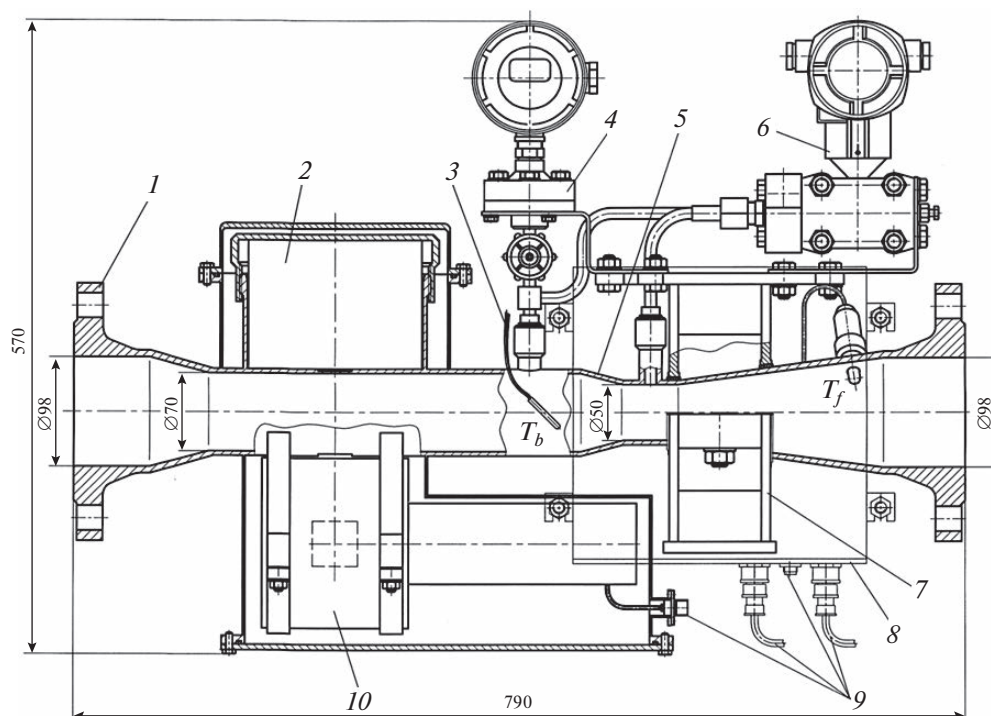


Рис. 6. Конструкция усовершенствованного бессепарационного трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации. 1 – соединительный фланец; 2 – двухизотопный γ -источник; 3 – платиновые датчики температуры потока T_f и корпуса T_b ; 4 – датчик давления; 5 – сужающее устройство 70/50 мм; 6 – датчик перепада давления; 7 – крепежная рама; 8 – взрывобезопасный корпус электроники; 9 – разъемы датчиков, γ -детектора, питание 24 В и Ethernet; 10 – спектрометрический γ -детектор.

в рамках поставленной цели. Углы обоих входных конусов СУ составляют 30° , как было в предыдущем варианте (см. рис. 1), а угол выходного конуса уменьшен с 30° до 15° .

Измерение перепада давления для определения объемного расхода осуществляется с помощью горизонтального СУ 70/50 мм (5). Преимущество данного СУ состоит в экспериментально обоснованном использовании предложенного в [8] метода обработки сигнала датчика перепада давления через это СУ с довольно хорошей относительной погрешностью: $\delta Q/Q = \pm 3\%$ – для примерно 90% экспериментальных точек из 208 комбинаций компонент и расходов и $\delta Q/Q = \pm 2\%$ – для 74% точек в идеализированном случае, когда погрешностями величин w и β можно пренебречь (значения w и β брались равными показаниям стенда). Особенность этого метода состоит в том, что обобщающее выражение для объемного расхода жидкости $Q_l = Q_w + Q_{ex}$, представлено в нетрадиционном виде (4):

$$Q_l = \Delta P^{f_1} f_2(w, \beta). \quad (4)$$

Здесь функция $f_2(w, \beta)$ учитывает геометрический параметр ξ для СУ 70/50 мм и среднюю плотность ρ потока, которая зависит от его компонентного

состава, а показатель степени $f_1(w, \beta)$ учитывает не только влияние (или отсутствие) кризиса гидравлического сопротивления в СУ на перепад давления ΔP в нем [6–8], в частности, для потоков вода–газ, но и повышенное влияние фактора трения для более вязких смесей эсксол–газ [8], что определяется компонентным составом и структурой потока, а также другими неучтенными факторами.

Вид функций $f_1(w, \beta)$ и $f_2(w, \beta)$ по результатам испытаний на стенде ГЭТ195-2011 представлен в [8] в виде 3D-фигур для трехфазных потоков и их предельных случаев. Отметим, что эта часть общего алгоритма обработки сигналов трехфазного расходомера нефть–вода–газ представляется наиболее сложной. Абсолютные погрешности определения величин w и β , влияющие, помимо отмеченной выше ошибки СУ, на возможные отклонения расходов компонент многофазного потока, могут оцениваться в основном как $\Delta w \approx \pm 1\%$ (см. рис. 3) и $\Delta \beta \approx \pm 2\%$ (см. рис. 4), что вполне оптимистично для практического применения трехфазного расходомера и будет прокомментировано в следующем разделе.

Что касается алгоритма обработки сигналов для СУ с большим отношением диаметров, $D_1/D_2 = 2$, как это сделано в аналоге [2, 9], то такой алгоритм

представляется более сложным из-за широкого разнообразия режимов течения, что отмечено во введении. Как показано в [6, 7], в частности для потоков вода–газ, при изменении Q_l от 24 до 48 м³/ч режимы течения меняются от волнового в широком сечении 100 мм до снарядного или прерывистого в промежуточном сечении 70 мм и до дисперсно-кольцевого в узком сечении 50 мм. При этом усредненное скольжение s_{av} может изменяться в СУ 98/70 мм от 3.25 до 1.5, а в СУ 70/50 мм – в диапазоне 1.5–1. В связи с этим для СУ 70/50 мм можно использовать только одну модель режимов течения потоков вода–газ – квазигомогенную, когда $\phi = 0.8\beta$ [7].

Что касается некоторого ухудшения статической погрешности измерения величин δw и $\delta\beta$, то эти характеристики γ -плотномера можно улучшить повышением активности γ -источника. Так, измерения, проведенные в Институте физико-технических проблем, г. Дубна, показали, что замена γ -источника ^{137}Cs активностью 5 мКи на аналогичный источник с активностью 17 мКи приводит к увеличению сигнала I на атмосферном воздухе более чем в 8 раз: с 15500 cps [13] до примерно 130000 cps – с учетом фона без насыщения сигнала используемого сцинтиллятора ВГО при соответствующей корректировке расстояния между γ -источником и γ -детектором.

Предложенная конструкция позволяет заметно улучшить не только обсуждаемые метрологические характеристики расходомера, но и его массогабаритные показатели по сравнению с макетом, представленным на рис. 2. Оценки показали, что общая длина блоков СУ и γ -плотномера сократилась с 1510 (см. рис. 2) до 790 мм (при тех же высоте и ширине), а масса уменьшилась со 145 до примерно 109 кг. В свою очередь предельное расчетное давление увеличилось с 50 до 70 бар при схожей конструкции “окон” для γ -квантов источника ^{241}Am на меньшем диаметре СУ.

ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Предложенные составляющие элементы усовершенствованного трехфазного расходомера (см. рис. 6) могут использоваться и для решения частных задач диагностики двухфазных потоков. Так, анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 3, показывает, что γ -плотномер на основе источника ^{137}Cs может применяться в качестве измерителя обводненности нефти или влагомера двухфазных потоков нефть–вода во всем диапазоне w от 0 до 100%. При этом нет необходимости предусматривать специальные “окна” на диаметре около 70 мм для γ -квантов с относительно низкой энергией, поскольку энергия цезиевого источника сравнительно высока –

около 660 МэВ. Абсолютную погрешность определения обводненности w можно оценить, сравнивая эталонные показания w_{tb} стенда с результатами измерений $w_m(I)$. Величины w_m могут быть найдены, если перестроить зависимости $I(w)$ на рис. 3 в координатах w – I и установить вид зависимости $w_m(I)$ для всего диапазона w при объемных расходах $Q_l \geq 40$ м³/ч. Расчеты показали, что в случае использования полинома пятой степени для зависимости $w_m(I)$ абсолютные погрешности $\Delta w = w_{tb} - w_m$ не превышают в основном $\pm 1\%$ для 85% точек от общего числа, равного 20-ти точкам, во всем диапазоне w , две точки отклоняются примерно на $\pm 1.5\%$, а максимальное отклонение составляет -2.7% всего для одной точки. В этом случае γ -плотномер может быть конкурентом полнодиапазонного влагомера Phase Dynamics F [20], для которого величины абсолютной погрешности Δw оцениваются как: $\pm 1\%$ для диапазона $20 \leq w \leq 70\%$ и $\pm 1.5\%$ для $70 \leq w \leq 100\%$.

Другим применением компонент нового трехфазного расходомера DN 100 может быть использование комбинации γ -плотномера на основе источника ^{137}Cs , установленного в сечении 70 мм, и сдвоенного СУ в качестве двухфазного расходомера нефть–вода для всего диапазона w , когда для определения расхода применяется вариант СУ 70/50 мм. В этом случае абсолютные ошибки определения объемного расхода жидкости δQ_l можно получить на основе экспериментальных данных, которые представлены на рис. 7 по результатам испытаний на эталоне ГЭТ195-2011 для смесей эксол–вода в диапазоне w от 0 до 100%. Как видно из рис. 7, полученные данные обобщаются семейством линейных зависимостей $\Delta P(Q_l^2)$, которые при одинаковых Q_l смещаются в сторону больших величин ΔP из-за значительно большей вязкости эксола по сравнению с водой (более чем в 3 раза [7, 8]). Как и в предыдущем случае, абсолютные погрешности определения объемных расходов жидкости можно оценить, сравнивая эталонные показания Q_{ltb} стенда с результатами расчетов на основе измерений перепадов давления $Q_{lc}(\Delta P)$. Величины Q_{lc} могут быть найдены, если перестроить рис. 7 в координатах $Q_l - \Delta P$, установить вид зависимостей $Q_{lc}(\Delta P)$ при различных w и определить величины Q_{lc} с помощью полученных соотношений. Расчеты показали, что расположение относительных погрешностей $\delta Q_l/Q_l = (Q_{ltb} - Q_{lc})/Q_{ltb}$ похоже на нормальное распределение: большинство значений, для 20-ти из 25-ти точек (80%), не превышают $\pm 1.0\%$, отклонения для трех точек составляют -1.5% , а максимальные отклонения не превышают 2.5% только для двух точек при минимальных расходах (около 21 м³/ч), что вполне ожидаемо для СУ. Это можно оценить как довольно хороший результат. В рас-

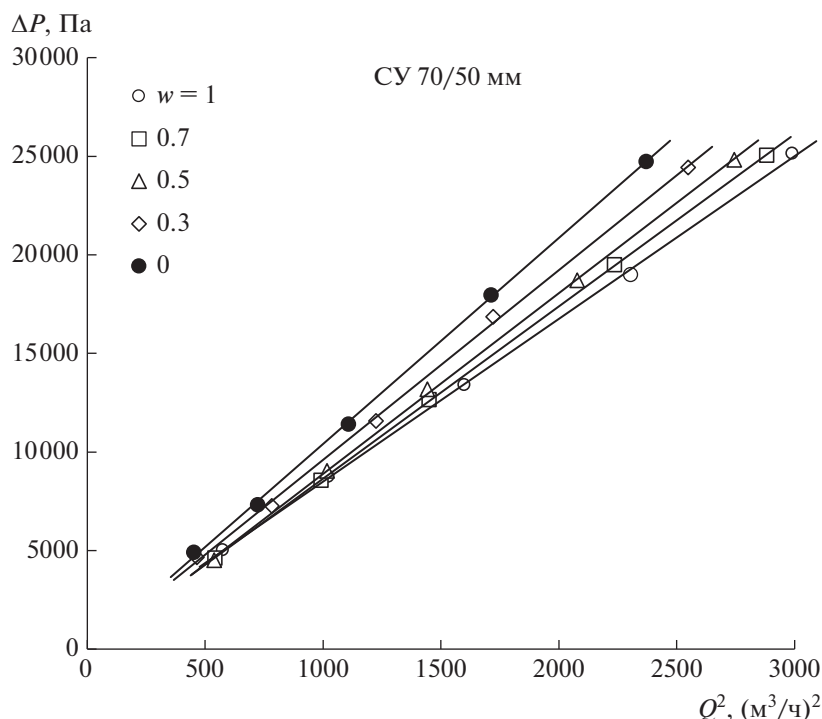


Рис. 7. Зависимости перепада давления ΔP от квадрата объемного расхода Q^2 для горизонтального СУ 70/50 мм и смеси эксол–вода на стенде ГЭТ195-2011 при различных обводненностях w и давлении $P = 5$ бар.

смотренном идеализированном случае погрешности определения обводненности Δw были минимальными, поскольку величины w принимались равными заданным значениям эталона ГЭТ195-2011. Реальные величины $\Delta Q_i/Q_i$ могут быть несколько больше, если учесть абсолютные погрешности $\Delta w \approx \pm 1\%$, прокомментированные выше, которые сравнительно низки и соизмеримы с погрешностями задания величин w на стендах ГЭТ195-2011 и TUV SUD NEL. Представленные характеристики более чем вдвое превосходят аналогичные результаты, полученные на полигоне TUV SUD NEL для потоков нефть–соленая вода, в случае, когда γ -плотномер размещен на диаметре $D_1 \approx 100$ мм и использовалось СУ 98/70 мм [21], причем этот вариант расходомера удовлетворял требованиям ГОСТ [22].

Приведенные на рис. 7 результаты позволяют не только оценить погрешности определения расхода $\Delta Q_i/Q_i$, но и найти объемные расходы Q_i методом интерполяции при величинах w , изменяющихся от 0 до 1, в диапазоне перепадов давления ΔP от 4.5 до 25 кПа по измеренным величинам ΔP и найденным значениям $w(I) - Q_i(w)_{\Delta P = \text{const}}$.

Еще одним случаем практического применения компонент трехфазного расходомера DN 100 может быть использование γ -плотномера и сдвоенного СУ в качестве двухфазного расходомера маловязких потоков вода–газ. Для этого одно-

изотопный γ -плотномер целесообразно также установить на промежуточном диаметре 70 мм, использовать СУ 70/50 мм для измерения перепада давления, а СУ 98/70 мм применять для предварительного ускорения потока. Как показано в [7], в этом случае, в частности при давлении потока 5 бар, для определения массового расхода жидкости (воды) G_l удобно пользоваться соотношением:

$$G_l = (1 - x) \frac{\sqrt{2} A_1 A_2}{\sqrt{A_1^2 - A_2^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \lambda(\text{Re}) \gamma \xi^2}} \times \sqrt{\Delta P [\rho_g C_l \beta + \rho_l (1 - C_l \beta)]}, \quad (5)$$

в котором расходное массовое газосодержание $x = G_g/(G_g + G_l)$ и величина β связаны выражением $x = [1 + (1 - \beta)\rho_l/(\rho_g \beta)]^{-1}$, γ – калибровочный параметр СУ [5, 7], а для определения средней плотности двухфазного потока экспериментально обосновано использование квазигомогенного соотношения $\phi = C_l \beta$ при $C_l = 0.8$. При этом максимальные относительные отклонения $\delta G_l/G_l$ не превышают в основном $\pm 2\%$ (без учета вклада неопределенностей, обусловленных γ -плотномером). Это примерно в 2 раза выше прокомментированной выше соответствующей погрешности для потоков нефть–вода, что вполне ожидаемо для двухфазных потоков жидкость–газ, отличающихся колебаниями давления и перепадами давления в СУ и показаний γ -плотномера [6–8]. Что касается

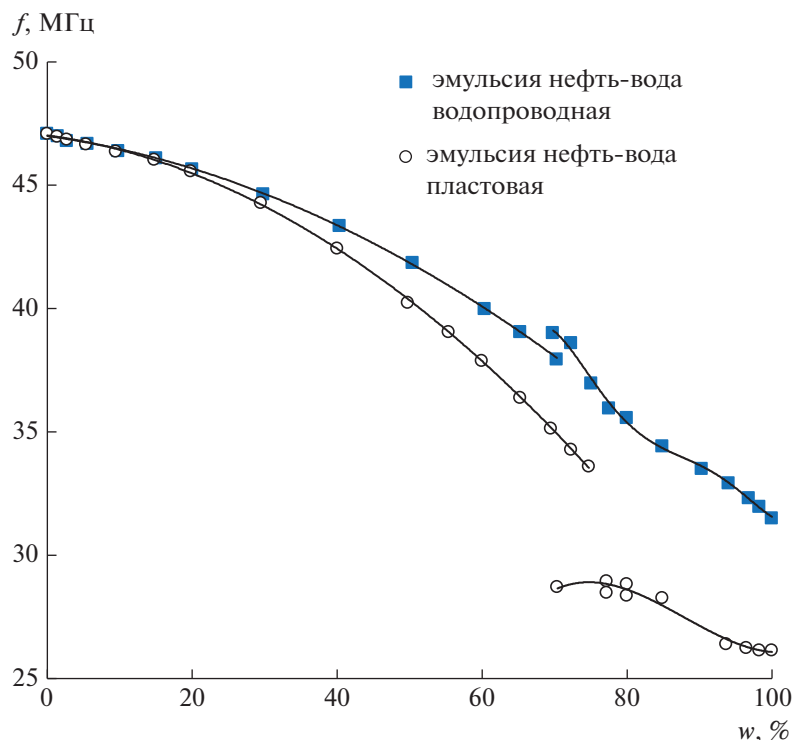


Рис. 8. Зависимость резонансной частоты f горизонтального высокочастотного датчика сплошности DN 70 от обводненности потока w для различных водонефтяных эмульсий.

дополнительного влияния абсолютной погрешности определения газосодержания β на окончательный результат, то она в основном может не превышать величины $\Delta\beta \approx \pm 2\%$, что подтверждается анализом данных, представленных на рис. 4, поэтому дополнительный вклад этой погрешности в общую величину может быть сравнительно невелик. Так, перестроение зависимости $I(\beta)$ на рис. 4 в зависимость $\beta(I)$, подбор соответствующих аппроксимирующих квадратичных полиномов и определение абсолютных погрешностей $\Delta\beta = \beta_m(I) - \beta_{ib}$, где β_m – рассчитанная величина на основе измерений, а β_{ib} – значение, заданное стендом, показали, что для 92% из 47-ми точек погрешность находится в пределах $\Delta\beta = \pm 2\%$, причем для 36-ти точек она составляет $\pm 1.5\%$, для двух точек $\pm 2.5\%$ и еще для двух $\pm 3\%$.

ПРОДЛЕНИЕ СРОКА СЛУЖБЫ ТРЕХФАЗНОГО РАСХОДОМЕРА ДО ЗАМЕНЫ ГАММА-ИСТОЧНИКА

Срок службы рассмотренного бессепарационного трехфазного расходомера определяется, в частности, регламентом на замену γ -источника ^{137}Cs , и срок службы можно было бы продлить, найдя адекватную замену источнику. Анализ литературы показывает, что альтернативой в принципе могут быть емкостный датчик сплошности

потока [5, 10] или камертонный плотномер 804 [23], в котором частота колебаний камертона зависит от плотности окружающей его среды.

Что касается емкостного датчика, то эксперименты с водонефтяными эмульсиями показывают, что на смесях нефти и водопроводной воды его сигнальная характеристика $f(w)$ (рис. 8), измеряемая высокочастотным резонансным методом [5, 10], вполне приемлема для практической реализации предлагаемого способа с разумными максимальными отклонениями от обобщающей аппроксимирующей кривой для отдельных точек в диапазоне w около 70%. Однако при замене водопроводной воды на соленую (пластовую) зависимость $f(w)$ становится неоднозначной в зоне обращения эмульсий w от 60 до 80%, что иллюстрирует рис. 8. Это обусловлено существенным влиянием солености воды на изменение проводимости и диэлектрических свойств смеси нефть–пластовая вода для прямых и обратных эмульсий, когда меняется носитель двухфазного жидкостного потока.

Что касается плотномера 804 класса 0.5 с камертонным чувствительным элементом, пределами измерений от 0 до 2000 кг/м³, массой около 2 кг и сроком службы не менее 12 лет [23], то предварительные эксперименты на смесях “компрессорное масло–соленая вода (на основе NaCl)” в циркуляционном контуре показали, что такой прибор лишен отмеченных выше недостатков,

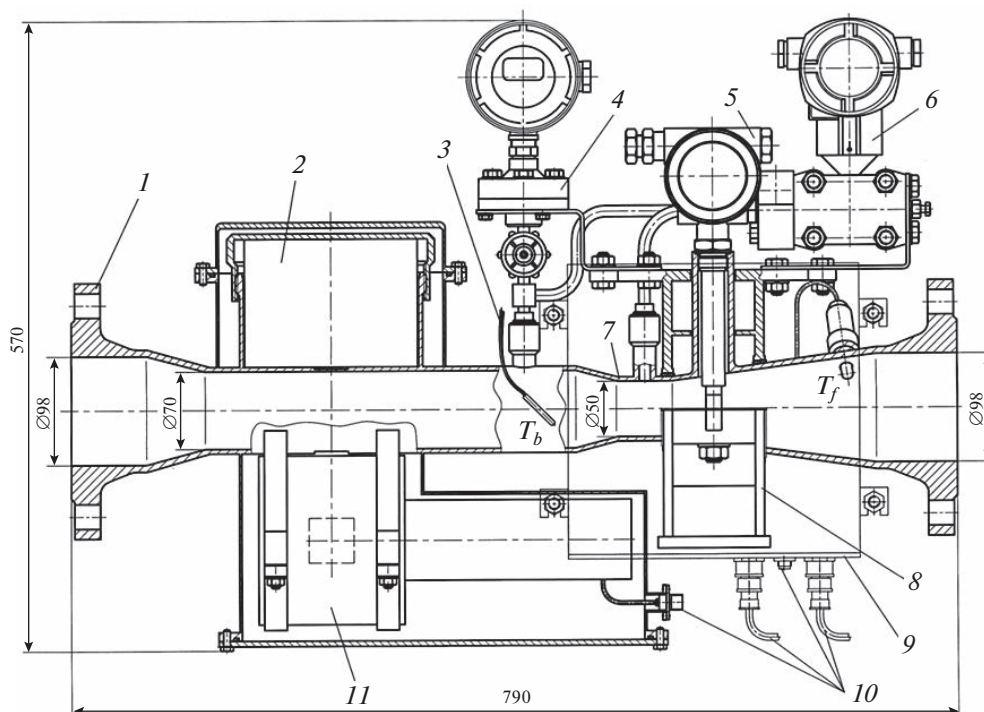


Рис. 9. Усовершенствованный бессепарационный трехфазный расходомер нефть–вода–газ без γ -источника ^{137}Cs . 1 – фланец; 2 – одноизотопный γ -источник ^{241}Am ; 3 – платиновые датчики температуры корпуса T_b и потока T_f ; 4 – датчик давления; 5 – камертонный плотномер 804; 6 – датчик перепада давления; 7 – сужающее устройство 70/50 мм; 8 – крепежная рама; 9 – взрывобезопасный корпус электроники; 10 – разъемы датчиков, γ -детектора, питание 24 В и Ethernet; 11 – спектрометрический γ -детектор.

свойственных резонансным датчикам сплошности с высокочастотным выходным сигналом [5, 10].

При замене ^{137}Cs -канала γ -плотмера на плотномер 804 конструкция расходомера (рис. 6) преобразуется к виду, который представлен на рис. 9. Расходомер имеет тот же корпус 2 для γ -источника и неизменные габаритные размеры, а его срок службы до замены оставшегося γ -источника ^{241}Am увеличивается более чем вдвое – с 7 до 15 лет в соответствии с регламентом РФ. При этом плотномер 804 присоединяется по стандартному выходу 4/20 мА к свободному входу платы измерения давления с аналогичным стандартным сигналом. Следует отметить, что чувствительный камертон плотмера 804 размещен в сечении выходного конуса с диаметром 70 мм в соответствии с рекомендациями, приведенными в разделе “Оптимизация конструкции трехфазного расходомера”. Оптимальное положение камертона по высоте может быть выбрано экспериментально на многофазном стенде. Для повышения точности измерений в трехфазных потоках можно при необходимости использовать сигналы обоих γ -источников и плотмера 804 в качестве избыточного уточняющего сигнала.

Наконец, если необходимо повысить рабочее давление расходомера примерно вдвое, можно использовать комбинацию плотмера 804 и γ -источника ^{137}Cs , что не требует специальных “окон” для γ -источника низкой энергии ^{241}Am .

ВЫВОДЫ

Расположение двухизотопного γ -плотмера на промежуточном диаметре $D_i = D_1/2^{1/2}$ горизонтального бессепарационного расходомера нефть–вода–газ DN 100 позволяет для обоих источников ^{137}Cs и ^{241}Am существенно улучшить сигнальные характеристики $I(\beta, w)$, которые практически не зависят от объемных расходов жидкости Q_l во всем диапазоне работы расходомера от 20 до 60 м³/ч. При этом абсолютные отклонения от аппроксимирующих зависимостей находятся в основном в пределах $\Delta w = \pm 1\%$ и $\Delta \beta = \pm 2\%$ во всем диапазоне исследованных величин w и β . Ориентация расходомера может быть горизонтальной, что более удобно для практики и не создает дополнительного гидравлического сопротивления при монтаже, а симметризация многофазного потока за счет вертикальной ориентации, как это сделано в аналоге Vx Schlumberger, не обязательна.

Для определения расходов компонент трехфазного расходомера целесообразно использовать сужающее устройство с меньшим геометрическим параметром ξ , а сужающее устройство с большей величиной ξ применять для предварительного ускорения многофазного потока с целью снижения разнообразия режимов течения многофазных потоков в сужающем устройстве с меньшим значением ξ . Такая конструкция позволяет использовать соотношение $Q_1 = \Delta P^f f_2(w, \beta)$ для определения расходов компонент с довольно хорошей точностью: $\delta Q_1/Q_1$ около $\pm 3\%$ для примерно 90% экспериментальных точек любых трехфазных, двухфазных и однофазных потоков.

Использование предложенной конструкции многофазного расходомера (см. рис. 6) позволяет существенно улучшить его массогабаритные характеристики по сравнению макетом [13, 15]: длина сокращается почти вдвое (с 1510 до 790 мм), а масса — примерно на треть (со 145 до 109 кг).

Срок службы предлагаемого трехфазного расходомера до замены высокоэнергетичного γ -источника ^{137}Cs в принципе повышается примерно в три раза по сравнению с аналогом Vx Schlumberger на основе источника ^{133}Ba из-за разницы в периодах полураспада.

Отдельные измерительные системы усовершенствованного бессепарационного расходомера могут применяться в качестве полнодиапазонного влагомера нефть—вода в диапазоне w от 0 до 100% с абсолютной максимальной погрешностью около $\pm 1.5\%$, двухфазного расходомера нефть—вода с относительной погрешностью определения расхода жидкости в пределах требований лучше, чем это предусмотрено ГОСТ Р 8.615-2005, а также двухфазного расходомера вода—газ с относительной погрешностью определения расхода $\delta Q_1/Q_1 \approx \pm 2\%$ при использовании квазигомогенной модели $\Phi = 0.8\beta$ для нахождения средней плотности потока.

Замена низкоэнергетичного γ -источника на камертонный плотномер 804 позволяет более чем вдвое увеличить срок эксплуатации трехфазного расходомера до регламентной замены высокоэнергетичного γ -источника при неизменных габаритных размерах расходомера и комплектации измерительной электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Babelli I.M.M. // Proceedings of International Nuclear Conference. Kuala Lumpur, 1997. P. 371.
2. Atkinson I., Berard M., Hanssen B.-V., Segeral G. // The 19-th International North Sea Flow Measurement Workshop. Oslo, Norwegian, 1999. P. 154.
3. Bukur D.B., Daly J.G., Patel S.A. // Ind. Eng. Chem. Res. 1996. V. 35. P. 70.
4. Pan L. PhD. London: Imperial College, 1996.
5. Filippov Y.P., Panferov K.S. // International Journal of Multiphase Flow. 2012. V. 41. P. 36. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.005>
6. Филиппов Ю.П., Филиппов А.Ю. // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. № 3. С. 98. doi 1034759/tpt-2021-13-398-110
7. Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П. // Теплоэнергетика. 2022. № 5. С. 18. <https://doi.org/10.1134/S0040363622050010>
8. Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П. // Тепловые процессы в технике. 2022. Т. 14. № 5. С. 225. doi 1034759/tpt-2022-14-5-225-240
9. Pinguet B.G., Miller G.J., Moksnes P.O. // The 26-th International North Sea Flow Measurement Workshop. 21–24 October 2008. TUV NEL Publisher. Paper 3.1. P. 1. <https://nifogm.no/wp-content/uploads/2019/02/2008-08-The-Influence-of-Liquid-Viscosity-on-Multiphase-Flow-Meters-Pinguet-Schlumberger.pdf>
10. Коврижных А.М., Панферов К.С., Филиппов Ю.П., Демьянов А.А., Кепешук Т.В., Поярков С.А. // Автоматизация, телемеханизация и связь в нефтяной промышленности. 2007. № 8. С. 3.
11. <https://www.tuvsud.com/en-gb/industries/chemical-and-process/flow-measurement>
12. The State Primary Special Standard Unit of Mass Flow of Gas-Liquid Mixtures. <https://vniir.org/standards/get-195-2011>
13. Свешников Б.Н., Смирнов С.Н., Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П. // Письма в журнал Физика ЭЧАЯ. 2021. Т. 18. № 1(233). С. 58.
14. Абрамов Г.С. // Автоматизация, телемеханизация и связь в нефтяной промышленности. 2012. № 1. С. 5.
15. Filippov Y.P., Kakorin I.D. // Flow Measurement and Instrumentation. 2016. V. 52. P. 163.
16. Экспериментальные исследования многофазных бессепарационных расходомеров на полигонах TUV SUD NEL и ГЭТ195-2011: протоколы и файлы. Дубна: ОИЯИ, ЛФВЭ, 2012/13.
17. Filippov Yu.P., Kakorin I.D., Kovrizhnykh A.M., Miklayev V.M. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2017. V. 14. № 4. P. 602. <https://doi.org/10.1134/S1547477117040082>
18. Filippov Yu.P., Filippov A.Yu. // Flow Measurement and Instrumentation. 2019. V. 68. P. 101578. doi org/ <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101758>
19. Filippov Y.P., Romanov S.V., Panferov K.S., Sveshnikov B.N. // Proc. of the 22-th International Cryogenic Engineering Conf. (ICEC 22) (Seoul, Korea, 2008) Gyeongnam: KIASC, 2009. P. 419. ISBN 9788995713822
20. Влагомеры поточные моделей L и F. Описание типа средства измерений, 56767-14.pdf.
21. Какорин И.Д., Филиппов Ю.П. // Измерительная техника. 2013. № 11. С. 33.
22. ГОСТ Р 8.615-2005. ГСИ. Измерения количества извлекаемых из недр нефти и нефтяного газа. Общие метрологические и технические требования.
23. Плотномер 804. piezoelectric.ru/Products/Densitometer804/

СПОСОБЫ ФОРМИРОВАНИЯ ГАЗОВЫХ, КЛАСТЕРНЫХ СПРЕЙНЫХ И ЖИДКОСТНЫХ МИШЕНЕЙ В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ ИСТОЧНИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. В. Е. Гусева^а, М. А. Корепанов^б, М. Р. Королева^б, А. Н. Нечай^{с,*},
А. А. Перекалов^с, Н. Н. Салашенко^с, Н. И. Чхало^с

^аНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Россия, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

^бУдмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
Россия, 426065, Ижевск, ул. им. Татьяны Барамзиной, 34

^сИнститут физики микроструктур РАН
Россия, 603087, Нижний Новгород, ГСП-105

*e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 02.11.2022 г.

После доработки 28.11.2022 г.

Принята к публикации 16.01.2023 г.

Рассматриваются способы формирования жидкостных, микрокапельных, кластерных и газовых мишеней в вакууме для использования в лазерно-плазменных источниках излучения. Приведены характеристики используемых систем формирования мишени и систем напуска газа на их основе. Данные системы формируют импульсные и статичные струи с малым массовым расходом, порядка ~70 мл/ч жидкости или 1500 см³/ч газа, что позволяет проводить откачку вакуумного объема одним турбомолекулярным насосом с производительностью 1000 л/с.

DOI: 10.31857/S0032816223030217, EDN: CVWMRJ

ВВЕДЕНИЕ

Формирование устойчивых малорасходных жидкостных и газовых струй, истекающих в вакуум, само по себе является довольно сложной технической задачей. Данные системы применяются во множестве лабораторных устройств, а одним из наиболее востребованных применений является использование в составе лазерно-плазменных источников излучения (ЛПИ) [1].

В настоящей статье приводятся полученные авторами результаты разработки систем формирования газовых, кластерных, микрокапельных и жидкостных струй-мишеней для применения в ЛПИ. Для использования в составе лабораторных ЛПИ к системе формирования подобных струй предъявляют дополнительные требования, такие как малые расходы, большая плотность вещества и стабильность характеристик струи.

Малые расходы используемых систем формирования мишени в ЛПИ диктуются применением откачных систем с приемлемой мощностью. Если для жидкостных систем еще могут применяться криогенные насосы, охлаждаемые жидким азотом, для которых характерны высокие скорости откачки, то для газоструйных источников откач-

ка должна проводиться турбомолекулярными насосами, суммарная производительность которых не превышает 1000 л/с. Использование либо турбомолекулярных насосов производительностью более 1000 л/с, либо групп насосов приводит к резкому усложнению установки и переводу ее из разряда обычной лабораторной техники в разряд специальных устройств.

Плотность газовой струи ЛПИ является важным параметром, определяющим свойства самого источника излучения. Высокая плотность вещества в мишени необходима для быстрого развития лазерного пробоя и формирования разогретой плазмы, эффективно излучающей в коротковолновом диапазоне длин волн.

Стабильность характеристик получаемых струй – важнейшее свойство системы формирования мишени. Наличие частых сбоев либо дрейф плотности струи со временем приводят к невозможности использования подобного источника в сколько-нибудь ответственных лабораторных измерениях. Достижение высокой технической готовности и стабильности характеристик источника струи является наиболее длительной и тяжелой стадией доводки источника. Вместе с тем данной

стадий работ часто пренебрегают в угоду скорости реализации проекта.

Используемые технические решения для создания подобных струйных мишеней можно разбить на два варианта — системы постоянного истечения либо импульсные системы.

При использовании систем постоянного истечения требование малых расходов приводит к необходимости использования сопел малого сечения. Для жидкостных систем в таком случае резко возрастает влияние поверхностных сил в процессе отрыва струи от среза сопла. Нивелировать данные воздействия можно, существенно повышая давление жидкости на входе в сопло. Для газоструйных источников требование малости расхода также приводит к необходимости использования сопел малого сечения и уменьшения давления газа на входе в сопло, что, в свою очередь, приводит к резкому падению плотности формируемой газовой струи. Выходом из данной ситуации является использование профилированных газовых сопел. Данные сопла позволяют создать направленную струю газа, существенно увеличив плотность струи в зоне формирования лазерной искры. Наилучшими соплами являются сопла Лавала, но наибольшее применение нашли технологичные конусные сопла.

Использование импульсных систем позволяет увеличить сечение сопел, но требует применения быстродействующих клапанов. К клапанам предъявляется ряд важных требований, таких как быстрота коммутации струи, малые утечки в закрытом положении, надежность, большой ресурс и т.д.

Ниже приведены варианты технического облика систем формирования струй в вакууме при откачке турбомолекулярным насосом производительностью 1000 л/с:

- система формирования постоянной жидкостной струи [2–5]: капилляр очень малого диаметра (~5 мкм), на входе в который создается большое (до 100 бар) давление жидкости, дополнительно сопло может подвергаться вибрации [6] для формирования капель;

- система формирования постоянной газовой и кластерной струй [7]: коническое сопло малого критического сечения (~150 мкм), длиной 5 мм, на входе в которое создается умеренное давление (<5 бар);

- система формирования импульсной жидкостной и микрокапельной струй [8–10]: цилиндрическое сопло среднего диаметра (~200 мкм), на входе в которое создается умеренное давление (~5 бар);

- система формирования импульсной газовой и кластерной струй [11–13]: коническое сопло большого критического сечения (~500 мкм), на входе в которое создается большое давление (~25 бар).

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКАЯ УСТАНОВКА

Нами были проведены исследования, включившие в себя разработку всех четырех вариантов формирования жидкостных и газовых струй в вакууме, используемых как мишени в ЛПИ. Использовалась исследовательская установка, подробно описанная в работе [14]. Схема установки приведена на рис. 1.

Установка представляет собой вакуумную камеру, откачиваемую криоконденсационными и криосорбционными насосами. В объеме камеры основной поток газа откачивается криогенным конденсационным насосом 13 с очень высокими скоростями откачки. Изготовленный специально для установки насос имеет известную конструкцию: два вложенных друг в друга цилиндра, спаянных у торцов, помещенных в вакуумную камеру. Криоагент, как правило жидкий азот, подается в пространство между цилиндрами. При использовании в качестве криоагента жидкого азота насос может эффективно откачивать высоки кипящие газы, такие как ксенон, вода, фреоны и др. Использование такого насоса позволяет эффективно капсулировать в слое намораживаемого льда агрессивные газы, такие как фтор, хлор, бром, кислород, образующиеся при возбуждении лазерным излучением молекулярных газов. Газы, не сконденсировавшиеся на криоконденсационном насосе, эффективно откачиваются двумя криоадсорбционными насосами 14 марки КВ 250-3.2 меньшей производительности, последовательно расположенными за криоконденсационным насосом. Данная система сохраняет работоспособность при внезапном прорыве вакуума либо разрушении сопел.

Исследуемая система формирования струйных мишеней закрепляется на трехкоординатной системе позиционирования, позволяющей ее перемещать относительно точки фокуса оптической системы. К данной системе подведены гибкие трубки системы питания газом либо жидкостью.

В случае питания сопла 7 газом работа системы осуществляется следующим образом. Давление газа на входе в сопло регулируется редуктором и игольчатым вентилем, измерение давления осуществляется образцовым манометром. Для измерения расхода газа через сопло закрывается игольчатый вентиль и измеряется время истечения газа из специального мерного объема. Температура газа, подаваемого в сопло, регулируется путем охлаждения газообразным криоагентом (азотом) при переменном расходе, что позволяет плавно регулировать температуру в диапазоне 140–350 К. Газообразный криоагент образуется путем испарения жидкого азота с помощью электрического нагревателя. Затем криоагент по теплоизолированному трубопроводу подается в теп-

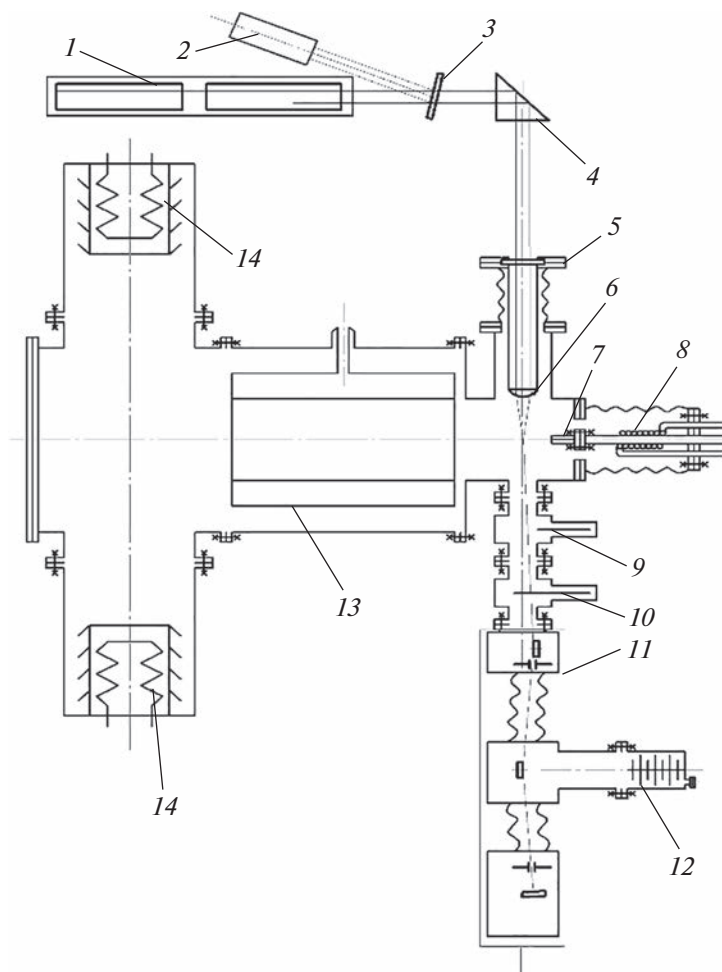


Рис. 1. Установка для исследования свойств атомно-кластерных пучков. 1 – лазер; 2 – детектор мощности излучения; 3 – делительная пластинка; 4 – призма; 5 – оптический ввод; 6 – линза; 7 – сопло; 8 – теплообменник; 9 – вакуумный затвор; 10 – диафрагма; 11 – рентгеновский спектрометр РСМ-500; 12 – турбомолекулярный насос; 13 – криоконденсационный насос; 14 – криoadсорбционный насос.

лообменник, закрепленный перед соплом. Температура газа измеряется с помощью термодатчика Pt1000, закрепленного непосредственно на сопле.

В случае питания сопла 7 жидкостью работа системы осуществляется следующим образом. Сжатый газ через редуктор подается в емкость с жидкостью. Далее жидкость под давлением подается к соплу, измерение давления осуществляется образцовым манометром. Расход жидкости измеряется путем взвешивания массы рабочей жидкости до и после эксперимента.

При использовании импульсных сопел происходит значительный разогрев коммутирующего клапана. Для охлаждения был применен медный хомут, надеваемый на импульсное сопло, и медный теплопровод, выводимый из вакуумной части установки и охлаждаемый снаружи.

КОНСТРУКЦИИ ИССЛЕДОВАННЫХ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУЙНЫХ МИШЕНЕЙ

Статичная жидкостная струя

Для формирования статичной жидкостной струи использовались капилляры очень малого диаметра (~ 5 мкм), на входе в которые создавалось большое давление жидкости, до 25 бар. Мы исследовали возможность использования капилляров различной конструкции для возможности работы в данной схеме.

Первоначально были исследованы инъекционные иглы G33, характеризующиеся большим внутренним диаметром (~ 100 мкм) и, соответственно, большими расходами жидкости ($0.2 \text{ см}^3/\text{с}$). Можно отметить, что получившиеся жидкостные струи весьма стабильны в вакууме. Проводились попытки прокатать либо опрессовать как сами

иглы, так и иглы с напаянными бандажами с целью уменьшения их внутреннего диаметра. Данные попытки оказались безуспешными.

Далее нами был исследован ряд сопел, получаемых по различным технологиям. Так, стеклянные капилляры изготавливались путем расплавления и вытягивания стеклянной трубочки и подпиливания торца шлифмашинкой. Необходимый расход жидкости обеспечивался путем шлифовки торца капилляра. При проведении шлифовки необходимо следить за тем, чтобы плоскость шлифа была перпендикулярна оси капилляра. Технология изготовления таких сопел достаточно простая и может быть реализована в любой лаборатории. Данная технология позволила получить сопла малого диаметра (~5 мкм), расходом ~75 мл/ч (стабильная работа в течение >10 ч наблюдалась при расходах >180 мл/ч). На воздухе данные капилляры работали устойчиво, но струя формируемой жидкости вылетала под наклоном к оси сопла (до 10°). При эксплуатации значительные проблемы вызвал способ крепления стеклянного сопла в обойме. Пайка требует применения специальных стекол и спаев; механическое зажатие при воздействии агрессивных растворителей под большим давлением (~20 бар) не совсем надежно. Стеклянные сопла показали себя ненадежными ввиду хрупкости материала и быстрого разрушения под воздействием лазерного излучения. Случайное попадание сфокусированного лазерного луча практически мгновенно разрушало капилляр, что приводило к залповому выбросу в объем установки большого количества жидкости.

Проводились попытки изготовления фторопластовых капилляров. Изготовление велось путем прокола металлической иглой фторопластового цилиндра. Данные капилляры протекали при повышении давления жидкости на их входе и, соответственно, показали нестабильные расходные характеристики. Также достаточно серьезные проблемы вызвало крепление фторопластового капилляра к системе подачи жидкости. В целом можно констатировать, что фторопластовые сопла оказались непригодны к работе.

Также изготавливались металлические капилляры. Для этого медная капиллярная трубка обжималась на прессе с помощью фигурных пуансонов таким образом, чтобы при деформации металла формировалась коническая полость. Далее проводилось подпиливание капилляра с торца до открытия конической полости. Данная технология позволила получить капилляры малого диаметра (~5 мкм), расходом ~75 мл/ч (стабильная работа >10 ч также при расходах более ~180 мл/ч). На воздухе данные капилляры работали устойчиво. Струя формируемой жидкости вылетала под наклоном к оси капилляра до 10°. Металлические

капилляры легко впаивались в крепежи и показали себя надежными и достаточно удобными в работе. Случайное воздействие лазерного луча не приводило к разрушению капилляра.

Большую проблему при работе всех видов капилляров вызывало наличие твердых включений в рабочей жидкости. Засорение твердыми включениями капилляра приводит к его необратимой порче. На практике эксплуатация таких капилляров возможна только в паре с фильтрами ~1 мкм и с использованием предварительно очищенной жидкости.

Истечение жидкостной струи в вакуум существенно отличается от ее истечения в воздух, а именно: происходит прилипание струи жидкости к торцу сопла. Данное явление существенно и неконтролируемо изменяет направление вылета струи жидкости, вплоть до растекания жидкости по торцу сопла. На практике наблюдается неконтролируемое изменение направления (с периодом до 20 мин) вылета струи жидкости. Явление наблюдается на соплах из таких материалов, как металл, стекло и даже фторопласт. С этим явлением можно бороться, повышая давление на входе в сопло, что, однако, увеличивает расход жидкости. На практике нам не удалось устойчиво устранить данную проблему.

Также при истечении жидкости в вакуум наблюдается ее вскипание и замерзание. Данное явление опасно тем, что при малых расходах жидкость начинать замерзать вокруг среза капилляра, закупоривая отверстие, что делает невозможным повторный пуск капилляра в вакууме. Были предприняты попытки использовать подогреваемые капилляры или нагрев торца капилляра вольфрамовой спиралью. В результате было установлено, что для тщательно подбираемой комбинации “давление жидкости–сечение капилляра–мощность подогревателя” можно получить более-менее устойчивое истечение жидкости.

Оценив весь комплекс проблем, можно отметить, что использование столь тонких капилляров для ЛПИ технически весьма затруднительно и практически неоправданно.

Статичная газовая струя

Для системы формирования статичной газовой струи использовались конические сверхзвуковые сопла малого диаметра (<250 мкм), на входе в которые создается умеренное давление (<5 бар). Данная система позволяет получать газовые и кластерные струи при охлаждении газа на входе в сопло. Малый диаметр сопел и соответственно существенное трение газа о стенки сопла подавляют процесс образования кластеров, поэтому работа в кластерном режиме осуществляется при

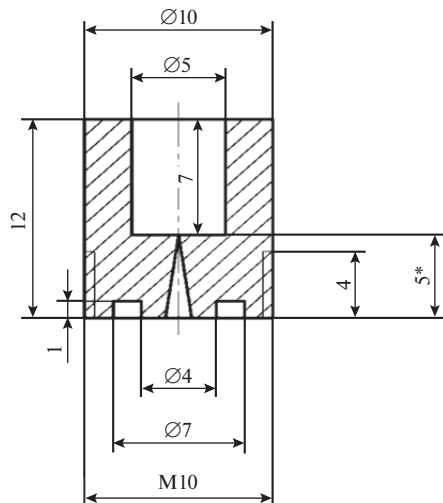


Рис 2. Конструкция конусного сопла с критическим сечением 230 мкм.

охлаждении до температур, весьма близких к температуре конденсации газа при данном давлении.

В нашей работе исследовались конические сверхзвуковые газовые сопла с двумя критическими сечениями: 145 и 230 мкм, длиной 5 мм.

Газовое сопло с критическим сечением 230 мкм изготавливалось сверлением медного цилиндра. Конструкция сопла приведена на рис. 2. На сопле предусмотрена резьба для крепления скиммера и защитная проточка. Сопло впаивалось во фланец CF16, крепившийся к системе подачи газа и системе позиционирования. При изготовлении необходимо учитывать условия работы сопла — при использовании оловянных припоев и мощных систем возбуждения газовой струи (электронный пучок) возможен перегрев и отпайка сопла. Вы-

сверливание сопел осуществлялось специально изготовленными коническими сверлами. Изготавливалась партия сопел, из которой выбирались ~10% сопел, пригодных к эксплуатации. Сложность применения технологии сверления обусловлена уникальностью сопел — их диаметры и качество поверхностей индивидуальны. Нами использовались следующие сопла: критическое сечение 230 мкм, длина 5 мм, угол раствора 9°. В случае засорения сопла хорошо прочищались механически. Сопло с критическим сечением 230 мкм оказалось надежным в работе, но показало полную непригодность при работе с откачными системами малой производительности.

Газовое сопло с критическим сечением 145 мкм изготавливалось электрохимическим осаждением меди на алюминиевую конусную форму до образования медного цилиндра с алюминиевым конусом внутри. Далее проводилось растворение алюминия и запрессовка получившегося медного цилиндра с конусным каналом в корпус сопла. Корпус сопла в свою очередь впаивался во фланец CF16, крепившийся к системе подачи газа и к системе позиционирования. Конструкция сопла приведена на рис. 3. На корпусе сопла нарезана резьба для крепления скиммера и проведения юстировочных работ.

Данная технология изготовления сопел обеспечивает удовлетворительную серийность изготовления и достаточно проста для освоения в рамках отдельно взятой лаборатории. Недостатком технологии является длительность процесса осаждения меди (~1–2 месяца) и повышенная шероховатость стенок сопла. В случае засорения данные сопла удовлетворительно прочищаются механически, но возможно их повреждение. Более предпочтительна продувка сопел в обратную

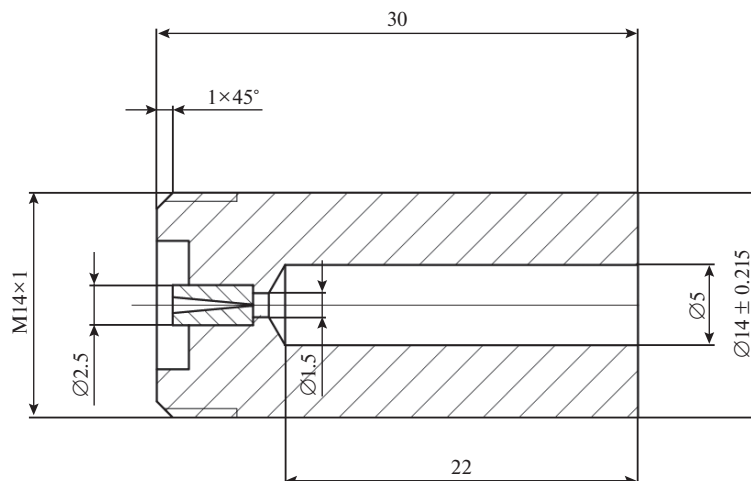


Рис 3. Конструкция конусного сопла с критическим сечением 145 мкм.

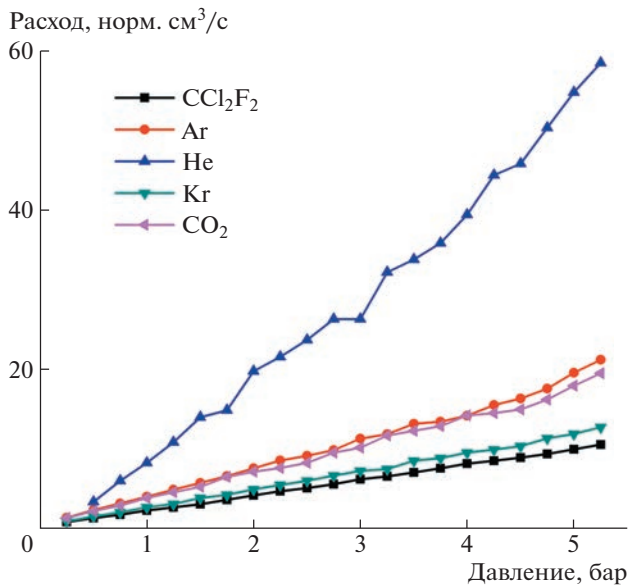


Рис. 4. Расход различных газов при истечении в вакуум из конусного сопла с критическим сечением 145 мкм.

сторону сжатым газом. Данное сопло показало надежность в работе, но ограниченную пригодность (работа только при малом давлении) при работе с откачными системами малой производительности.

Расходные характеристики при использовании различных газов для конического сопла с критическим сечением 145 мкм, длиной 5 мм и углом раствора 10° приведены на рис. 4. Температура газа составляла 300 К, давление приведено в абсолютных единицах. Использование таких сопел позволяет охлаждать газ и работать в кластерном режиме; при охлаждении до ~ 150 К расход газов возрастает на $\sim 20\%$.

Был проведен расчет параметров газа при истечении криптона из конического сопла с критическим сечением 145 мкм, длиной 5 мм и углом раствора 10° в вакуум без учета конденсации при температуре 300 К для давления 5 бар. Расчет проводился для вязкого теплопроводящего сжимаемого газа в соответствии с математической моделью, изложенной в [15]. Результаты расчетов поля температур и концентраций атомов криптона приведены соответственно на рис. 5 и 6. Ось X совпадает с осью сопла, координата R соответствует удалению от оси струи.

Согласно рис. 5, 6, в зоне формирования лазерной искры, расположенной на расстоянии ~ 0.5 мм от среза сопла, концентрации частиц достигают $\sim 10 \cdot 10^{18}$ штук/см³ при температуре струи ~ 60 К. При указанных концентрациях частиц и температурах газа может наблюдаться гомогенная конденсация, но на расстоянии ~ 0.5 мм от среза сопла; это практически не влияет на газодинамические параметры струи.

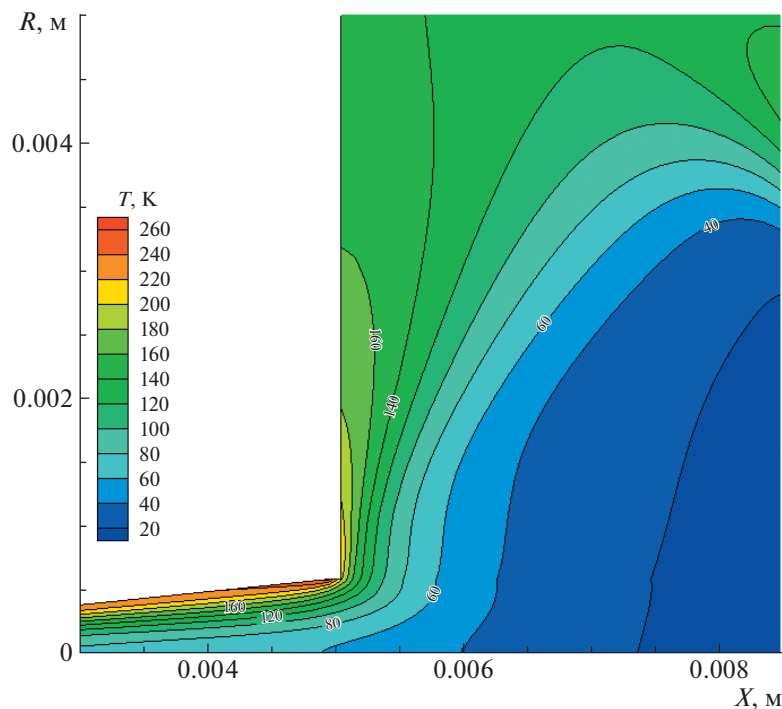


Рис. 5. Поле температур при истечении струи криптона при параметрах газа на входе в сопло $T_0 = 300$ К, $p_0 = 5$ бар из конического сопла в вакуум.

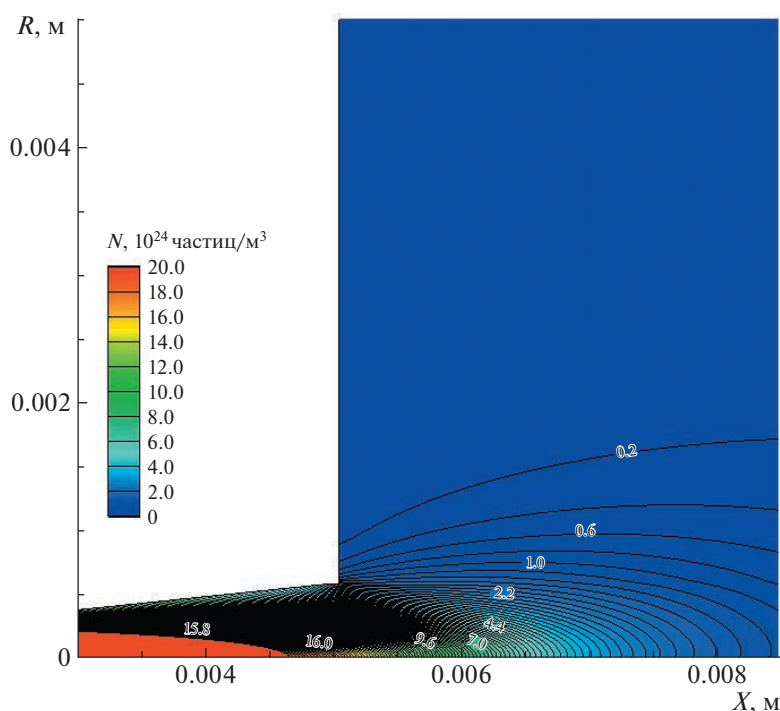


Рис. 6. Поле концентраций при истечении струи криптона при параметрах газа на входе в сопло $T_0 = 300$ К, $p_0 = 5$ бар из конического сопла в вакуум.

Такие сопла часто используют для создания кластерных пучков за счет конденсации газовой струи при ее истечении в вакуумный объем. Средний размер кластеров, образующихся в таких струях, а также некоторые другие параметры исследовались во многих работах, например [16–18].

Данная система формирования газовых струй сравнительно сложна в изготовлении, но достаточно надежна в работе, она может быть рекомендована для использования в системах с высокой частотой возбуждающих импульсов либо для формирования кластерных пучков.

Импульсная жидкостная и микрокапельная струи

Для системы формирования импульсной жидкостной струи использовался быстродействующий клапан, на вход которого подавалась жидкость под небольшим давлением (~5 бар), а на выходе закреплена перегородка с отверстием среднего диаметра (225 мкм) либо капилляр.

Капельно-жидкостные струи, формируемые в процессе истечения из жидкости через отверстие (капилляр) в вакуум, в общем случае имеют сложную пространственную структуру, определяемую термодинамическими свойствами и параметрами подаваемой жидкости. Отдельно стоит отметить, что параметры жидкостной струи также существенно изменяются при истечении струи в ваку-

ум с различным остаточным давлением. В процессе истечения одновременно происходит ряд процессов, таких как дробление жидкостной струи, вскипание жидкости в вакууме и ее замерзание. Расчет структуры такой струи весьма трудоемок и не проводился. В случае необходимости проведения подобных расчетов можно обратиться к литературе, посвященной конструированию автомобильных форсунок. Тем не менее, можно утверждать, что при истечении струи жидкости из отверстия в перегородке в зоне формирования лазерной искры присутствуют капли (кристаллы) жидкости плотностью порядка $\sim 10^{24}$ молекул/см³. В случае истечения струи из капилляров различного диаметра и длины можно получить различные жидкостные струи, вплоть до непрерывных.

В качестве клапана для жидкости с профилированным выходным отверстием нами была использована форсунка Bosch 0 280 158 017, имеющая 4 выходных отверстия диаметром 225 мкм. Схематически конструкция форсунки изображена на рис. 7. Управление форсункой осуществлялось импульсным питанием напряжением 300 В (рабочее 12 В). При этом были определены следующие параметры работы форсунки:

- время открытия форсунки ~ 100 мкс;
- рабочее давление до 25 бар;
- минимальная рабочая температура $> -20^\circ\text{C}$;

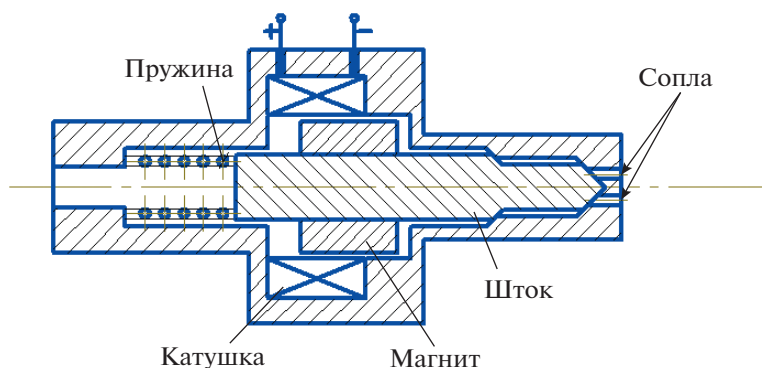


Рис. 7. Схематическая конструкция форсунки Bosch 0 280 158 017.

— в номинальном режиме работы при истечении струи газа в вакуум температура форсунки составляет $\sim 55^{\circ}\text{C}$, а при истечении струи жидкости в вакуум $\sim 75^{\circ}\text{C}$.

Для формирования струи жидкости использовалось одно из отверстий в самой форсунке, три других отверстия запаивались оловянным припоем. Для измерения расходов жидкости использовалась дистиллированная вода, частота срабатывания форсунки 10 Гц. Расходные характеристики форсунки приведены на рис. 8.

Для различных жидкостей при давлении 4 бар на входе в форсунку, температуре 300 К, частоте 10 Гц и получены следующие расходы:

— для воды при времени открытия форсунки 0.9 мс расход составил 65 мл/ч;

— для изопропилового спирта при времени открытия форсунки 0.9 мс расход — 71 мл/ч;

— для гексана при времени открытия форсунки 0.6 мс расход — 58 мл/ч;

— для дихлорметана при времени открытия форсунки 0.5 мс расход — 51 мл/ч.

Расход жидкостей в течение длительного времени оставался постоянным. Изменений расхода с периодичностью 10–20 мин, столь характерных для постоянных жидкостных струй, не наблюдалось. В закрытом состоянии данные клапаны являются газоплотными, натекание в установку в течение суток практически отсутствует.

В случае использования протяженных капилляров последние припаиваются к торцу форсунки. При необходимости использования отверстия другого диаметра все отверстия форсунки запаиваются, и методом электроэрозии в лобовой детали форсунки прорезается новое отверстие необходимого диаметра.

Данная система формирования импульсной жидкостной и микрокапельной струй легко изготавливается, весьма надежна в работе и может быть рекомендована к применению в лабораторной технике.

Импульсная газовая и кластерная струи

Для системы формирования импульсной газовой струи использовался импульсный клапан, на входе в который создавалось большое давление газа (~ 25 бар), а на выходе закреплялись конические сопла большого критического сечения (~ 500 мкм). При таких давлениях газа на входе в сопло наблюдается развитая конденсация, что открывает возможность получения кластеров различного размера.

В качестве клапана для газа нами была также использована форсунка Bosch 0 280 158 017. В торце форсунки электроэрозионным методом прорезалось отверстие диаметром 1 мм. На поверх-

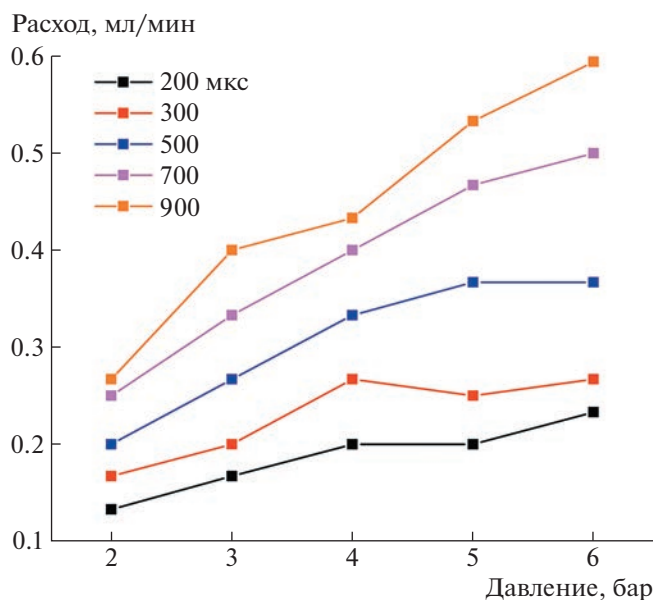


Рис. 8. Расход воды через форсунку Bosch 0 280 158 017 в зависимости от давления при разных временах открытия форсунки.

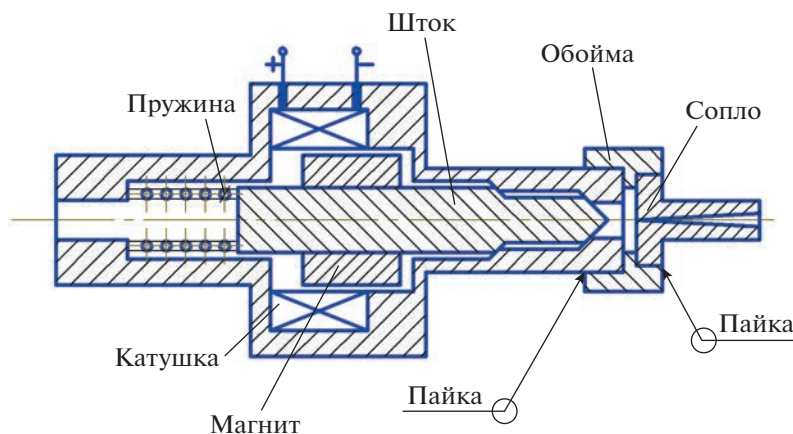


Рис. 9. Конструкция системы формирования импульсной газовой струи.

ность форсунки припаивалась обойма, к которой в свою очередь припаивалось сопло. Для измерения расходов использовалось коническое сверхзвуковое сопло с критическим сечением 450 мкм, длиной 5 мм, углом раствора 11° . Конструкция данной системы приведена на рис. 9.

Нами исследовались расходы углекислоты через систему формирования импульсной газовой струи. Результаты измерений расхода CO_2 при комнатной температуре в зависимости от давления при разном времени открытия форсунки приведены на рис. 10. Видно, что полученные зависимости практически линейные. При больших давлениях, до 25 бар, расход газа через форсунку не измерялся. Дополнительно проводилась откачка установки одним турбомолекулярным насосом производительностью 1000 л/с для некоторых газов (CO_2 , CHF_3 , Kr) при давлениях газов на входе в сопло до 25 бар. Уровень остаточного давления в камере при данных экспериментах составлял $\sim 10^{-2}$ Па.

В закрытом состоянии данные клапаны демонстрируют весьма большую газоплотность, на течение в установку в течение суток практически отсутствует.

Был проведен расчет параметров газа при истечении криптона из конического сопла с критическим сечением 500 мкм, длиной 5 мм и углом раствора 8° в вакуум с учетом конденсации при температуре 300 К для давления 25 бар. Расчет проводился в соответствии с математической моделью, изложенной в [15]. Результаты расчетов поля температур и концентраций атомов криптона приведены на рис. 11 и 12. Ось X совпадает с осью сопла, координата R соответствует удалению от оси струи.

Согласно рис. 11, 12, в зоне формирования лазерной искры, на расстоянии ~ 0.5 мм от среза

сопла, наблюдается концентрация частиц $\sim 5.0 \times 10^{19}$ штук/см³ при температуре ~ 80 К. При указанных выше параметрах газа на входе в сопло будет наблюдаться развитая конденсация, которая приводит к локальному повышению температуры на выходе из сопла и существенно изменяет газодинамические параметры струи. Однако эффект от конденсации на данный момент недостаточно исследован, и, таким образом, данный расчет может использоваться исключительно как ориентировочный.

Описанная система формирования импульсной газовой струи легко изготавливается, весьма надежна в работе и может быть рекомендована к применению в лабораторной технике.

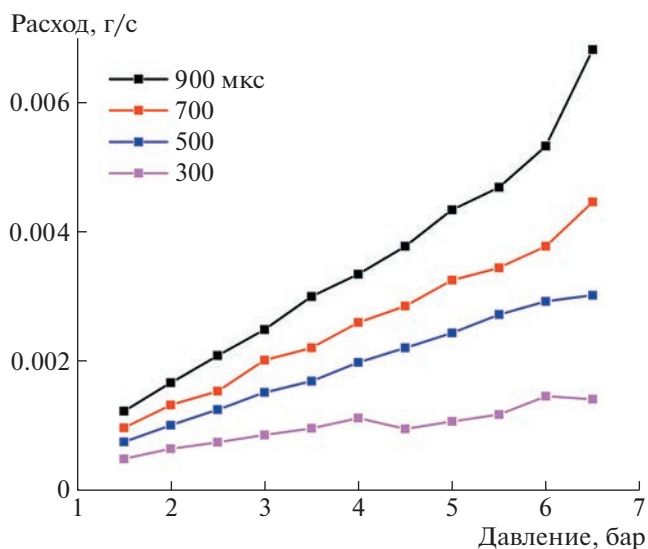


Рис. 10. Расход CO_2 через систему напуска высокого давления в зависимости от давления при различной длительности открытия форсунки.

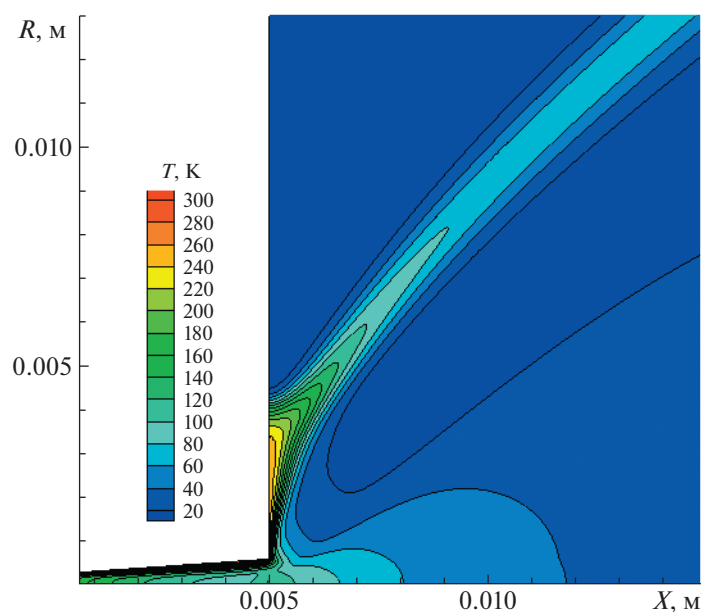


Рис. 11. Поле температур при истечении струи криптона при параметрах газа на входе в сопло $T_0 = 300$ K, $p_0 = 25$ бар из конического сопла в вакуум.

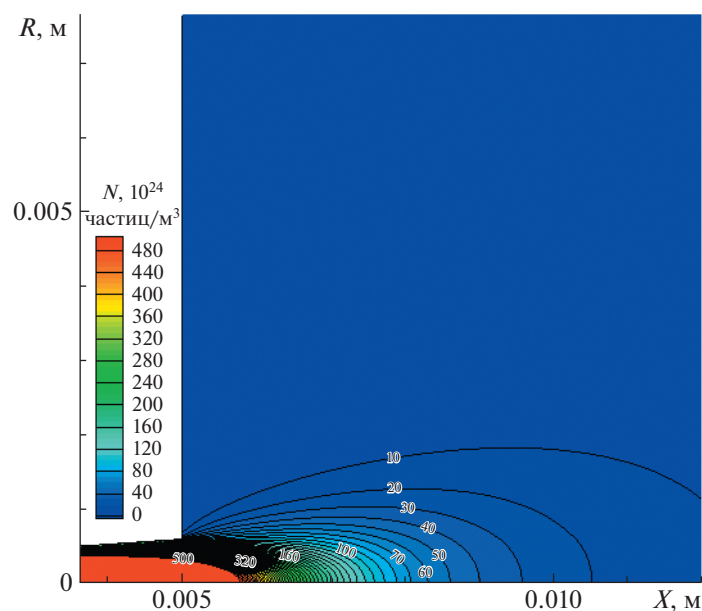


Рис. 12. Поле концентраций частиц при истечении струи криптона при параметрах газа на входе в сопло $T_0 = 300$ K, $p_0 = 25$ бар из конического сопла в вакуум.

ВЫВОДЫ

Разработаны, изготовлены и испытаны различные системы формирования газовых и жидкостных струй малого расхода для применения в ЛПИ. Проведены исследования расходов предложенных систем формирования мишени и изучены особенности различных систем.

Для применения в лабораторной практике можно рекомендовать использование импульсных жидкостных и газовых систем как наиболее простых, технологичных и удобных. В случае использования ЛПИ с непрерывной лазерной накачкой либо при возбуждении пучками частиц возможно применение источников непрерывной газовой струи с использованием сопел с малым критическим сечени-

ем, однако изготовление данных сопел достаточно трудоемко. Использование источников с непрерывной жидкостной струей практически невозможно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абраменко Д.Б., Анциферов П.С., Астахов Д.И., Виноходов А.Ю., Вичев И.Ю., Гаязов Р.Р., Якушкин А.А. // Успехи физических наук. 2019. Т. 189. № 3. С. 323. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038447>
2. Berglund M., Rymell L., Hertz H.M., Wilhein T. // Review of Scientific Instruments. 1998. V. 69. P. 2361. <https://doi.org/10.1063/1.1148944>
3. Wieland M., Wilhein T., Faubel M., Ellert C., Schmidt M., Sublemontier O. // Applied Physics B. 2001. V. 72. P. 591. <https://doi.org/10.1007/s003400100542>
4. De Groot J., Hemberg O., Holmberg A., Hertz H.M. // Journal of Applied Physics. 2003. V. 94. P. 3717. <https://doi.org/10.1063/1.1602571>
5. Malmqvist L., Rymell L., Berglund M., Hertz H.M. // Review of Scientific Instruments. 1996. V. 12. P. 4150. <https://doi.org/10.1063/1.1147561>
6. Düsterer S., Schwoerer H., Ziegler W., Ziener C., Sauerbrey R. // Applied Physics B. 2001. V. 73. P. 693. <https://doi.org/10.1007/s003400100730>
7. Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 19. С. 14. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2019.19.48310.17862>
8. Hansson B.A.M., Hertz H.M. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2004. V. 37. № 23. P. 3233. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/23/004>
9. Hansson B.A., Hemberg O., Hertz H.M., Berglund M., Choi H.J., Jacobsson B., Wilner M. // Review of Scientific Instruments. 2004. V. 75. № 6. P. 2122. <https://doi.org/10.1063/1.1755441>
10. Fogelqvist E., Kördel M., Selin M., Hertz H.M. // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. № 17. P. 174902. <https://doi.org/10.1063/1.4935143>
11. Holburg J., Müller M., Mann K., Wieneke S. // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 2019. V 37. № 3. P. 031303. <https://doi.org/10.1116/1.5089201>
12. Fiedorowicz H., Bartnik A., Szczurek M., Daido H., Sakaya N., Kmetik V., Wilhein T. // Optics Communications. 1999. V. 163. № 1–3. P. 103. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(99\)00100-5](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00100-5)
13. Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 6. С. 20.
14. Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Забродин И.Г., Каськов И.А., Пестов А.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83. <https://doi.org/10.1134/S0207352819090099>
15. Koroleva M.R., Mitrukova E.A., Korepanov M.A. // Journal of Physics: Conference Series. VI All-Russian Conference “Thermophysics and Physical Hydrodynamics” and the School for Young Scientists “Thermal Physics and Physical Hydrodynamics: Modern Challenges”. 2021. P. 012016. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2057/1/012016>
16. Ramos A., Fernández J.M., Tejeda G., Montero S. // Phys. Rev. A. V. 72. № 5. P. 053204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.053204>
17. Hagena O.F. // Surface Science. 1981. V. 106. № 1. P. 101.
18. Hagena O.F., Obert W. // The journal of Chemical physics. 1972. V. 56. № 5. P. 1793. <https://doi.org/10.1063/1.1677455>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 620.1.08 + 620.179 + 534.22

ОПЫТНЫЙ ОБРАЗЕЦ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕНЗОМЕТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В РЕЛЬСАХ

© 2023 г. К. В. Курашкин^а, А. Г. Кириллов^б, Р. В. Беляев^б

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 13.02.2023 г.

Принята к публикации 07.03.2023 г.

DOI: 10.31857/S003281622304016X, EDN: RBFXUB

Прибор предназначен для определения температурных напряжений в рельсовых плетях железнодорожного пути. Принцип работы основан на акустоупругом эффекте, который отражает влияние механических напряжений на скорости распространения упругих волн.

На современных железных дорогах широко используются бесстыковые пути из непрерывно сваренных рельсов. Из-за почти полного отсутствия температурных компенсаторов закрепленные рельсовые плети не могут свободно расширяться и сжиматься при изменении температуры. Существует риск, что при сильном повышении температуры в сечении рельса возникнет критическое сжимающее продольное напряжение и произойдет температурный выброс — потеря устойчивости и изгиб рельсовой плети. В результате температурного выброса рельсы деформируются и становятся непригодными для работы, возникает угроза безопасности движения поездов.

Разработка тензометра для контроля продольных температурных напряжений в рельсах в условиях эксплуатации представляет очевидный интерес. Применение такого прибора для периодического мониторинга потенциально опасных участков железнодорожных путей позволит избежать аварийных ситуаций, связанных с температурным выбросом рельсовых плетей.

В опытном образце акустического тензометра используются головные волны, распространяющиеся вдоль направляющей рельса. Излучение и прием таких волн осуществляются с поверхности катания головки рельса с помощью контактных пьезоэлектрических преобразователей с номинальной частотой 1.25 МГц, расположенных на призмах из полиметилметакрилата под углом 27°. В приборе реализована дифференциальная схема

измерений времени распространения головной волны с одним излучателем и двумя приемниками. Такая схема измерений позволяет компенсировать влияние теплового расширения призм из полиметилметакрилата и значительно уменьшить влияние слоя контактной жидкости и линий задержки [1, 2]. Фактически, измеряемое время соответствует времени распространения головной волны на расстояние, равное расстоянию между двумя приемниками, которое составляет около 240 мм. В результате проведенных лабораторных испытаний установлено, что опытный образец ультразвукового тензометра позволяет устойчиво

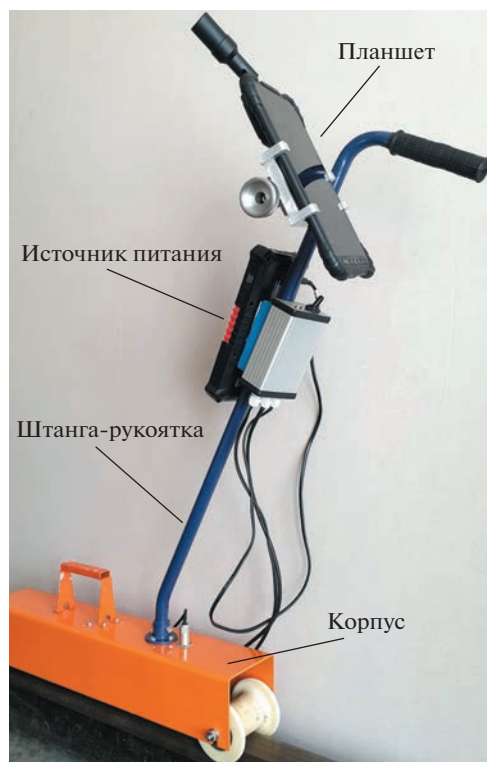


Рис. 1. Внешний вид опытного образца акустического тензометра.

^аИнститут проблем машиностроения РАН — филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, Россия, Нижний Новгород

^бФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, Нижний Новгород

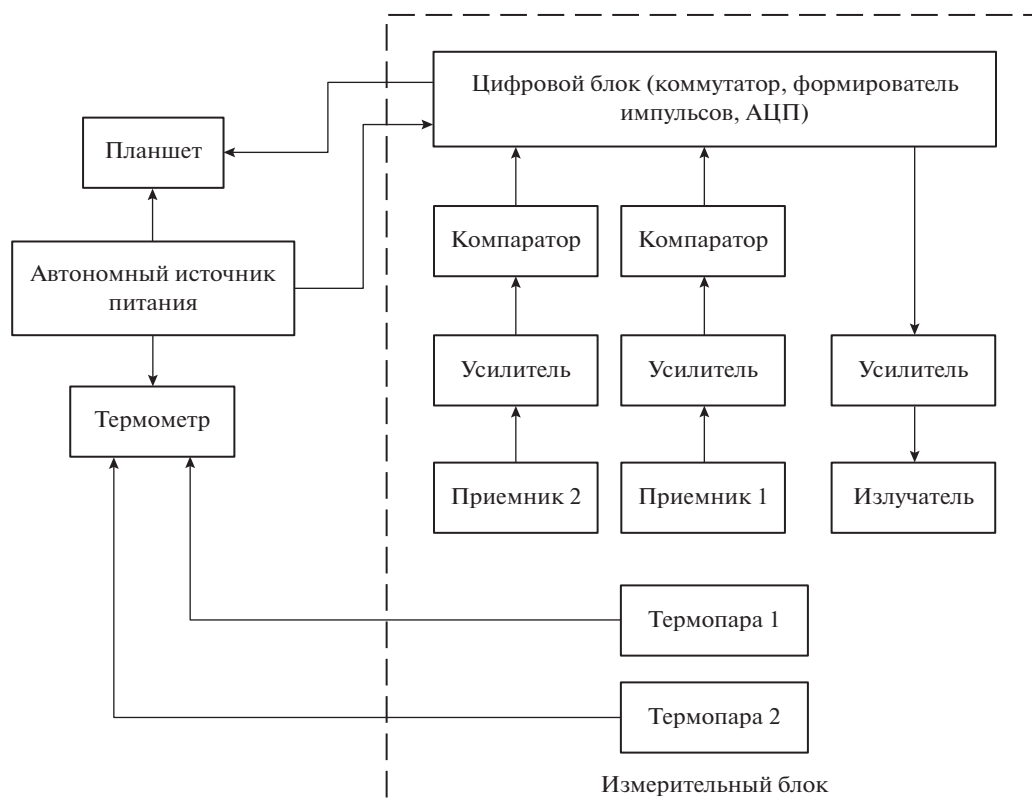


Рис. 2. Структурная схема опытного образца акустического тензометра.

определять относительное изменение времени распространения головной волны в головке рельса вследствие изменения упругой нагрузки и температуры. Относительное изменение времени распространения головной волны линейно зависит от температуры и продольного напряжения.

Конструктивно опытный образец выполнен в виде двухколесной тележки с tandemно расположенными колесами, зафиксированными на осях в защитном корпусе (рис. 1). Снизу к корпусу тележки между колесами на шарнире прикреплен измерительный блок. Измерительный блок представляет собой металлическую конструкцию (“искательную лыжу”), в которой расположены три пьезоэлектрических преобразователя (один излучающий и два приемных), две термопары, а также электронные платы преобразователей напряжения, формирователя импульсов, усилителей сигналов, коммутатора и АЦП (рис. 2). К пьезоэлектрическим преобразователям во время работы подводится контактная жидкость — вода. Сверху к корпусу тележки на винтах прикреплен штанга-рукоятка, на которой закреплены автономный источник питания, термометр, планшет, а также механическая помпа и емкость для подачи воды.

Узел преобразователей напряжения формирует напряжения, необходимые для питания всех

Таблица 1. Основные технические характеристики прибора

Характеристика	Значение
Пределы допускаемой абсолютной погрешности измерений времени распространения головной волны, нс	± 8
Пределы допускаемой абсолютной погрешности определения продольного напряжения, МПа	± 22
Длительность одного измерения, с	≤ 15
Возможность передачи данных о результатах измерений и координатах исследованного участка пути с помощью беспроводного интерфейса	есть
Номинальное значение напряжения аккумулятора, В	12
Масса, кг	8.5
Габариты, мм	400 × 50 × 850

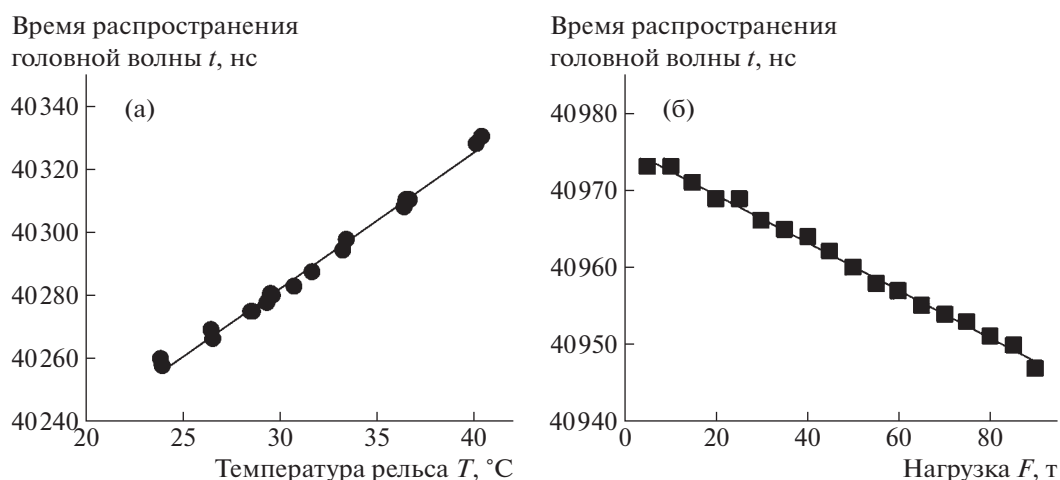


Рис. 3. Результаты лабораторных испытаний прибора: температурная зависимость времени распространения головной волны (а) и зависимость времени распространения головной волны от приложенной сжимающей нагрузки (б).

функциональных узлов, включая передатчик. Он выполнен на стандартных DC–DC-преобразователях с высоким КПД. Узел формирователя импульсов выдает сигналы (пачка импульсов с частотой повторения 20 Гц) для запуска передатчика, а также для формирования в узле приемников TTL-импульса, содержащего информацию о скорости распространения упругой волны в рельсе. Узел передатчика представляет собой двухтактный усилитель мощности, выполненный на мощных полевых транзисторах, он нагружен непосредственно на излучающий пьезоэлектрический преобразователь. Сигналы с приемных пьезоэлектрических преобразователей подаются в узел приемников на входы двух независимых приемников, в которых они усиливаются и далее поступают на быстродействующие компараторы. Временной промежуток между срабатыванием компараторов и является TTL-импульсом. Длительность этого импульса соответствует времени распространения упругой волны между первым и вторым приемными пьезоэлектрическими преобразователями. После компараторов сигнал поступает в АЦП и далее обрабатывается на планшете. Основные технические характеристики прибора отражены в табл. 1.

Результат измерения после обработки сигнала на планшете отображается в виде числового значения напряжения. Расчет напряжения происходит по формуле:

$$\sigma = \frac{1}{k_{\sigma}} \left(\frac{t - t_0}{t_0} - k_T (T - T_0) \right),$$

где t_0 — время распространения головной волны в материале без напряжения при температуре T_0 ,

t — время распространения головной волны в материале с напряжением σ при температуре T , k_{σ} — коэффициент акустоупругости, k_T — температурный коэффициент. Результаты лабораторных испытаний представлены на рис. 3.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН на проведение фундаментальных научных исследований на 2021–2023 гг. по теме № 0030-2021-0025, регистрационный номер в ЕГИСУ НИ-ОКТР 121071600007-3. Опытный образец акустического тензометра создан в рамках договора № 45-358/707-903/2021 между ИПФ РАН и АО “НПП “ПОЛЕТ” от 23.06.2021, регистрационный номер в ЕГИСУ НИ-ОКТР 122081000081-7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Szelqzek J.* // J Nondestruct Eval. 2013. V. 32. P. 188. <https://doi.org/10.1007/s10921-013-0172-1>
2. *Liu H., Li Y., Li T., Zhang X., Liu Y., Liu K., Wang Y.* // Appl. Acoust. 2018. V. 141. P. 178. <https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2018.07.017>

Адрес для справок: Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; Институт прикладной физики РАН, сектор инновационных программ. E-mail: kir@ipfran.ru (Кириллов Алексей Геннадиевич), тел. +7(903) 601-46-96. E-mail: kurashkinkv@yandex.ru; imndt31@mts-nn.ru (Курашкин Константин Владимирович), тел. +7(952) 761-97-46. Дополнительная информация: <https://youtu.be/KDcx1I4pFz4>

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223040225, EDN: YJVVQK

ОБЗОРЫ

Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э., Константинов Ю.А., Туров А.Т., Барков Ф.Л., Zinan Wang, Zhiyong Zhao, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Колесниченко Е.В. Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика. Настоящее и будущее (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 33 с., 11 рис.

Настоящий литературный обзор, составленный коллективом авторов, объединенных Программным и Организационным комитетами конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика”, призван оценить состояние и перспективы в данной области на ближайшие годы. Обзор охватывает следующие темы: распределенные акустические датчики; волоконно-оптические измерительные системы на основе рассеяния Мандельштама–Бриллюэна; исследовательские методы, основанные на принципах оптической рефлектометрии в частотной области; низкокогерентные подходы к распределенному мониторингу температуры и деформаций.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Акулич В.В., Афанасьев К.Г., Баев В.Г., Колесников А.О., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Малышев В.Л., Мовчан С.А. Тонкостенные дрейфовые трубки с резистивным катодом из DLC и внешним стриповым считыванием сигнала. — 10 с., 10 рис.

Разработаны, изготовлены и испытаны образцы тонкостенных дрейфовых трубок (строу) с резистивным катодом и внешним стриповым считыванием. Катодный цилиндр строу изготовлен по технологии ультразвуковой сварки из лавсановой пленки. В качестве катода используется резистивное покрытие из алмазоподобного углерода (Diamond Like Carbon — DLC). Показана возможность считывания наведенного катодного сигнала с кольцевых электродов (стрипов), расположенных на внешней стороне катодного цилиндра строу. Использование метода центра тяжести для сигналов со стрипов позволяет с хорошей точностью определить координату события вдоль анодной проволоочки.

Галаванов А.В., Кумпан А.В., Салахутдинов Г.Х., Сосновцев В.В., Шакиров А.В. Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного газового электронного умножителя. — 7 с., 8 рис.

В НИЯУ МИФИ создана экспериментальная установка для исследования спектрометрических характеристик газовых смесей для каскадных газовых электронных усилителей (ГЭУ), которые широко использу-

ются в современных трековых детекторах, черенковских детекторах, детекторах синхротронного излучения для постановки экспериментов в области физики высоких энергий. В статье приводятся результаты исследования характеристик газовой смеси для ГЭУ, применяемых в международном эксперименте BM@N (ОИЯИ, г. Дубна). Отмечена возможность использования данной установки для проведения лабораторных работ в сопровождении магистерских курсов по направлению “Ядерная физика и технологии”.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Мальцев А.В., Морозов О.Г., Иванов А.А., Сахабутдинов А.Ж., Кузнецов А.А., Лустина А.А. Простое радиофотонное устройство для измерения мгновенной частоты множества СВЧ-сигналов на основе симметричного неплоского генератора гребенки (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 12 с., 9 рис.

Представлены и проанализированы результаты проектирования и реализации радиофотонного устройства для измерения мгновенной частоты СВЧ-сигналов, включая ситуацию с одновременным измерением мгновенных частот их множества. Принцип работы устройства заключается в сочетании измерительного преобразования “частота–амплитуда” для определяемой частоты с подавлением несущей и формированием эквидистантных каналов на гребенке частот для оценки ее величины. Предложен эффективный метод генерации неплоской симметричной гребенки оптических частот, основанный на коммутации фазы оптической несущей с ее подавлением в фазовом модуляторе. Гребенка позволяет формировать до 10 каналов шириной 2 ГГц, которая может регулироваться. Амплитуды пограничных частот каналов неодинаковы, что позволяет проводить дифференцирование измеряемых частот по отношению мощностей их биений. Отдельно исследуются особенности измерения мгновенной частоты в нулевом канале устройства. Использование информационных сигналов с подавленной несущей позволяет снизить требования к стабильности частоты лазера. Полоса пропускания фотоприемника равна ширине канала, что позволяет использовать его как каналный фильтр. Устройство сначала моделируется в программной среде Optiwave System, а затем изучаются факторы, влияющие на характеристики системы, на испытательном стенде. Отмечается простота конструкции устройства, построенного всего на двух модуляторах.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Батищев А.Г., Власик К.Ф., Гальпер А.М., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С., Утешев З.М. Калибровочный пучок вторичных электронов низких энергий ускорителя ФИАН “Пахра”. — 13 с., 11 рис.

Представлены характеристики калибровочного пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН на основе магнита СП-3. Энергетическое разрешение пучка с медным конвертором толщиной 2 мм в диапазоне энергий электронов $E = 5\text{--}100\text{ МэВ}$ составило $\delta \approx 10\%$.

Барков Ф.Л., Константинов Ю.А. Модификация метода обратной корреляции для точного определения бриллюэновского сдвига частоты (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 13 с., 5 рис.

Представлен улучшенный метод извлечения бриллюэновского сдвига частоты при постобработке заданного спектра бриллюэновского усиления. Модификация метода позволила расширить границы его применимости в область зашумленных спектров с отношением сигнал/шум ниже 0 дБ. Модифицированный метод может быть успешно использован в распределенных волоконно-оптических датчиках, работающих на принципе рассеяния Бриллюэна, особенно в длинных сенсорных линиях.

Богачков И.В. Создание адаптивных алгоритмов для определения бриллюэновского частотного сдвига и натяжения оптических волокон (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 10 с., 3 рис.

Заблаговременное обнаружение потенциально ненадежных участков в оптических волокнах позволяет на ранней стадии выявить деградацию оптических волокон волоконно-оптических линий связи. Ранняя диагностика физического состояния оптических волокон, находящихся в проложенных оптических кабелях телекоммуникационных систем, является важной актуальной задачей. В работе представлены адаптивные алгоритмы, которые позволяют определять максимум спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (бриллюэновский сдвиг частоты), а затем и степень натяжения оптических волокон. Процесс определения бриллюэновского сдвига частоты, величины которого при длинах волн излучения лазеров, применяемых в телекоммуникационных системах, относится к диапазону СВЧ, можно значительно ускорить, если реализовать адаптивные алгоритмы получения и обработки данных за счет специального выбора шага по частоте сканирования и времени накопления результатов измерений. Рассмотренные в этой работе адаптивные алгоритмы позволяют в бриллюэновских рефлектометрах ускорить процесс получения выходных результатов за счет игнорирования отсчетов, не оказывающих существенного влияния на итоговые характеристики. Построение примерных графиков распределения спектра и натяжения по длине световода дает возможность подготовленному пользователю бриллюэновского рефлектометра останавливать процесс анализа для внесения поправок в измерительный процесс (выбор диа-

пазона сканирования по частоте, изменение шага сканирования по частоте, выбор точности представления выходных результатов, изменение пространственного разрешения и т. п.), что также ускоряет тестирование выбранного световода. Процесс измерений также можно ускорить с помощью адаптивного изменения количества усреднений. При наличии базы измеренных характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна оптических волокон различных типов и производителей скорость получения графиков натяжения также можно повысить. Поскольку ориентировочное значение бриллюэновского частотного сдвига вычисляется уже на начальных шагах процесса измерений, предварительные зависимости распределения натяжения по длине световода будут построены достаточно быстро.

Богачков И.В., Горлов Н.И. Экспериментальные исследования характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в одномодовых оптических волокнах различных видов (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 8 с., 7 рис.

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для одномодовых оптических волокон различных видов и разных производителей. Приведены экспериментальные зависимости оптических волокон, полученные с помощью бриллюэновского оптического рефлектометра (графики распределения спектра бриллюэновского рассеяния по длине световода и мультирефлектограммы). Для каждой рассмотренной разновидности оптических волокон дана оценка бриллюэновского частотного сдвига, величина которого при длинах волн излучения лазеров, применяемых в телекоммуникационных системах, относится к диапазону СВЧ. Представлены частотные зависимости характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна некоторых разновидностей одномодовых оптических волокон с различными длинами волн отсечки. Проведен сравнительный анализ их характеристик с характеристиками ранее исследованных одномодовых оптических волокон. Оптические волокна схожих разновидностей (но разных производителей) могут иметь заметные различия в частотных характеристиках рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Представлена таблица с основными характеристиками рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для всех исследованных в экспериментах одномодовых оптических волокон.

Валеев Б.И., Аглиуллин Т.А., Сахабутдинов А.Ж. Метод уточнения частотного сдвига спектра, полученного при низком разрешении анализатора (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 11 с., 3 рис.

Предлагается новый метод определения частотного сдвига спектра, полученного в условиях низкой разрешающей способности анализатора, позволяющий за счет математической обработки сигнала, описывающего спектр, определить его частотный сдвиг с разрешением, на два порядка превышающим приборное. Метод основан на представлении сигнала, описывающего частотно-сдвинутый спектр, в виде непрерывной функции, дифференцируемой всюду, разложении ее в ряд Тейлора, аппроксимации производных конечными разностями заданного порядка и определении частотного сдвига методом наименьших квадратов. Приве-

дены математическое обоснование метода и результаты численных экспериментов. Обсуждаются перспективы применения предложенного метода.

Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Семиков Д.А., Тертышник А.Д. Метод детектирования нанометровых колебаний длины в волоконно-оптических сенсорах с помощью следящего тандемного низкокогерентного интерферометра. — 7 с., 4 рис.

Предложен метод детектирования изменений длины оптического резонатора, предназначенный для волоконно-оптических сенсоров на базе интерферометра Фабри–Перо. Показана возможность детектирования колебаний длины резонатора на субнанометровом уровне в полосе частот 1.5–300 кГц. Чувствительность составила 0.3 нм по среднеквадратичному отклонению. Предложенная схема позволяет надежно выделять высокочастотные колебания на фоне медленных дрейфов длины сенсора, вызванных температурными колебаниями или деформациями.

Гриценко Т.В., Дьякова Н.В., Жирнов А.А., Степанов К.В., Хан Р.И., Кошелев К.И., Пнев А.Б., Карасик В.Е. Исследование распределения чувствительности вдоль контура волоконно-оптического датчика на основе интерферометра Саньяка (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 13 с., 4 рис.

Проведено исследование чувствительности интерферометра Саньяка при различных координатах акустического воздействия. Получены и экспериментально подтверждены принципы формирования мертвой зоны в акустическом распределенном волоконно-оптическом датчике на основе интерферометра Саньяка. Исследован отклик интерферометра при разных типах акустического воздействия на контур: в виде прямоугольного импульса, синусоидального и в виде периодической треугольной функции; изучен характер изменения разности фаз на выходе интерферометра Саньяка для каждого из них. При найденном значении типовой частоты 10.8 кГц и длине контура 20 км проведены численное моделирование и экспериментальное исследование размаха разности фаз при акустическом воздействии через каждый 1 км петли в диапазоне от 0 до 10 км. Предложен метод устранения мертвой зоны для интеграции интерферометра Саньяка в состав комплексной системы мониторинга с использованием фазочувствительного оптического рефлектометра временной области.

Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С. Плазменная установка МК-200. — 9 с., 7 рис.

Плазменные потоки с высокой скоростью, плотностью и энергосодержанием находят широкое применение в исследованиях по взаимодействию плазмы с материалами, моделированию астрофизических процессов, разработке плазменных двигателей и плазменных источников излучения, инъекции плазмы в термоядерные установки. Для генерации таких потоков могут быть использованы электродинамические плазменные ускорители. В данной работе описаны конструктивные особенности мощного импульсного плазменного ускорителя и диагностические средства для измерения параметров генерируемого им плазменного потока.

Маркин Ю.В., Кунькова З.Э. Методика оперативного контроля инструментальных ошибок при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете. — 16 с., 6 рис.

Описана методика оперативного контроля достоверности данных спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете, основанная на измерении полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении света на образец с использованием метода фазовой модуляции световой волны с помощью фотопружного модулятора. Представленная методика предполагает в процессе сканирования по спектру измерение амплитуд сигналов на “нулевой” ($V_{\pm}$) и удвоенной (V_{2f}) частотах f фазовой модуляции в скрещенных поляризаторах. При этих измерениях постоянство отношения $V_{2f}/V_{\pm}$ во всем спектральном диапазоне является подтверждением достоверности данных спектроскопии. Выполнен анализ возможных инструментальных погрешностей, приводящих к искажению формы регистрируемого спектра. Работоспособность и эффективность методики иллюстрируется на примере измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки MnAs.

Первадчук В.П., Владимиров Д.Б., Деревянкина А.Л. Изготовление кварцевых полых волокон: решение задачи устойчивости вытяжки капилляров (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 19 с., 8 рис.

Решение задачи стабильности процесса изготовления (“вытяжки”) микроструктурированных оптических волокон (“дырчатых волокон”) имеет важнейшее значение для определения эффективных технологических режимов производства. В данном исследовании использована предложенная авторами модифицированная модель вытяжки капилляров, учитывающая инерционные, вязкостные силы и силы поверхностного натяжения, а также все виды теплообмена. На основании линейной теории устойчивости определены области стабильности процесса вытяжки капилляров. При исследовании было оценено влияние кратности вытяжки и сил инерции (числа Рейнольдса) на устойчивость рассматриваемого процесса. Показано существование оптимальных параметров нагревательного элемента: распределение температуры по поверхности печи и радиуса печи, при которых значительно (в несколько раз) увеличивается устойчивость процесса вытяжки кварцевых труб.

Ушаков Н.А., Ликумович Л.Б. Сравнение временного и частотного подходов моделирования сигналов оптических рэлеевских рефлектометров (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 14 с., 3 рис.

Спектр применений распределенных волоконно-оптических датчиков постоянно расширяется как в связи с растущими потребностями промышленности, так и благодаря развитию измерительных возможностей самих датчиков. В связи с необходимостью развития методов интерпретации сигналов датчиков крайне актуально формирование наборов тестовых сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков, полученных при известных условиях и воздействиях на волокно. При наличии достоверных аналитических моделей сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков тестовые сигналы крайне удобно по-

лучать в ходе численных экспериментов. В работе будут рассмотрены процессы формирования сигналов обратного рассеяния в рэлеевских рефлектометрических системах и описаны физико-математические модели, позволяющие проводить расчеты сигналов в разных условиях работы. Предложены два подхода подсчета результирующего сигнала обратного рассеяния: на основе временного представления зондирующего сигнала и импульсного отклика чувствительного волокна и альтернативный, основывающийся на спектральном представлении зондирующего сигнала и передаточной функции волокна. Изложенные результаты могут быть использованы как для непосредственного моделирования работы рефлектометрических систем, использующих рэлеевское рассеяние, так и для анализа существующих ограничений и специфики их работы.

Фролов И. В. Оценка погрешности измерений коэффициента затухания оптических волокон в рэлеевской рефлектометрии (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 13 с., 2 рис.

Представлены результаты исследования влияния флуктуаций амплитуд сигнала на погрешность измерений коэффициента затухания оптических волокон небольшой длины, выполненных рэлеевскими некогерентными рефлектометрами. На основе анализа обработки сигнала в рефлектометре с использованием методов статистической радиотехники и с привлечением экспериментальных данных и эмпирических методик показано, что величина погрешности измерения коэффициента затухания определяется числом некоррелированных отсчетов рефлектограммы, используемых для усреднения, с учетом характера флуктуаций, при ограничениях, наложенных на отношение сигнал/шум на входе приемника. Предложена методика учета влияния замираний при флуктуациях двулучепреломления на основе аналогии с задачей радиолокации об оценке параметров обнаружения флуктуирующей цели.

Чернуцкий А.О., Хан Р.И., Гриценко Т.В., Кошелев К.И., Жирнов А.А., Пнев А.Б. Исследование метода активного термостатирования опорного участка оптического волокна в составе распределенного волоконно-оптического датчика температуры (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 12 с., 7 рис.

Проведено исследование влияния флуктуаций температуры опорного участка оптического волокна в составе приборной части на абсолютную погрешность измерения распределенного волоконно-оптического датчика температуры. Предложена и экспериментально исследована конструкция опорного участка с активным термостатированием с высокой стабильностью в составе приборной части датчика. Экспериментально продемонстрирована эффективность применения активного термостатирования для улучшения повторяемости измерений и уменьшения погрешности измерения.

Чугаев А.В., Кузнецов А.И. Оценка возможностей распределенной оптоволоконной системы регистрации со спиральным волокном при проведении межскважинного сейсмоакустического просвечивания (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 11 с., 6 рис.

Для расширения возможностей решения геофизических задач с помощью оптоволоконных распределенных систем регистрации акустических волн выполнено сравнение сигналов, полученных традиционными гидрофонами и распределенной оптоволоконной системой с применением кабеля, содержащего прямое и спиральное волокна. Исследования проведены способом межскважинного сейсмического просвечивания. Рассмотрена возможность выделения прямых и преломленных головных волн, зарегистрированных распределенной оптоволоконной системой, и получения с их помощью геолого-геофизической информации о состоянии массива. Показано, что при использовании спирально уложенного волокна первые вступления прямой продольной волны могут быть прослежены для проведения межскважинного просвечивания массива и оценки скоростной характеристики способом межскважинной томографии на прямых волнах. Как для прямого, так и для спирального волокна суммирование головных волн позволяет получать достаточно четкие вступления головной волны даже в сухой части скважины и использовать его для определения скоростей продольных волн околоскважинного массива. Состав волнового поля межскважинного просвечивания зависит от диаграмм направленности как источника, так и приемника упругих колебаний. Применение систем многократных перекрытий позволяет варьировать состав регистрируемого волнового поля за счет взаимного расположения приемной и возбуждающей линий в зависимости от решаемых задач.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А., Бардачова З., Белолепиков И.А., Борова И.В., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворничи Р., Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дячок А.Н., Елжов Т.В., Заборов Д.Н., Кебкел В.К., Кебкел К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Конищев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Крюков М.К., Кулепов В.Ф., Малышкин Ю.М., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Назари В., Наумов Д.В., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рушай В.Д., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сорокинов М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Тарашанский Б.А., Файт Л., Хатун А., Храмов Е.В., Шайбонов Б.А., Шелепов М.Д., Шилкин С.Д., Шимковиц Ф., Штекл И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В. Повышение чувствительности нейтринного телескопа BAIKAL-GVD с помощью внешних гирлянд оптических модулей. — 15 с., 7 рис.

В оз. Байкал продолжается развертывание глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD. К апрелю 2022 г. было введено в эксплуатацию 10 кластеров телескопа, в состав которых входит 2880 оптических модулей. Одной из актуальных задач Байкальского проекта является исследование возможностей увеличения эффективности регистрации детектора на основе опыта его эксплуатации и результатов, полученных

на других нейтринных телескопах за последние годы. В данной работе рассматривается вариант оптимизации конфигурации телескопа путем установки дополнительной гирлянды оптических модулей между кластерами детектора (внешней гирлянды). Экспериментальная версия внешней гирлянды была установлена в оз. Байкал в апреле 2022 г. В работе представлены результаты расчетов эффективности регистрации нейтринных событий для новой конфигурации установки, техническая реализация системы регистрации и сбора данных внешней гирлянды и первые результаты ее натурных испытаний в оз. Байкал.

Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А. Волоконный фазовый рефлектометр с низким уровнем шума выходного сигнала для применения в сейсмологии (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 10 с., 6 рис.

Предложен волоконный когерентный фазовый рефлектометр (распределенный датчик акустических воздействий, ф-OTDR) с низким уровнем шума выходного сигнала в диапазоне частот от 0.01 до 1 Гц для сейсмологических применений. Архитектура датчика основана на использовании несбалансированного (неравноплечего) интерферометра Маха–Цендера, который применяется для формирования двойных зондирующих импульсов с требуемыми фазовыми соотношениями его составляющих, а также используется в схеме обратной связи для стабилизации частоты источника лазерного излучения. Низкий уровень шума выходного сигнала в предложенной схеме достигается за счет компенсации разности оптических путей полей двойного зондирующего импульса, рассеянных разными участками оптического волокна. Применимость предложенной схемы экспериментально продемонстрирована при регистрации удаленного землетрясения с помощью оптоволоконного кабеля, размещенного на дне Черного моря.

Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А. Применение распределенного акустического датчика для сейсмических исследований на мелководье с помощью оптической донной косы (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 7 с., 4 рис.

Описан эксперимент по сейсмическому исследованию геологической структуры морского дна Черного моря с помощью оптического кабеля, уложенного на дно моря (на мелководье), и распределенного акустического датчика (distributed acoustic sensor — DAS). Результаты эксперимента позволяют сделать вывод о перспективности предлагаемой технологии.

Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Потапов В.Т., Таранов М.А., Симикин Д.Е. Волоконный когерентный фазовый рефлектометр для инженерной геологии (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 11 с., 5 рис.

Предложена новая архитектура волоконного когерентного фазового рефлектометра (распределенного датчика акустических воздействий, ф-OTDR) с возможностью его применения в задачах инженерной геологии. Датчик основан на двухимпульсной схеме, в которой пара импульсов формируется с помощью не-

сбалансированного интерферометра Майкельсона. Необходимая для осуществления демодуляции обратнорассеянного излучения фазовая задержка формируется с помощью симметричного ответвителя 3×3 , встроенного в интерферометр. Использование несбалансированного интерферометра в схеме генерации двойных зондирующих импульсов позволяет снизить требования к степени когерентности источника излучения, так как вносимая временная задержка между двойными импульсами компенсируется в волоконном тракте рефлектометра. Это позволяет использовать в качестве источника излучения лазер с относительно широкой спектральной линией, около 1 ГГц, а также формировать короткие импульсы лазерного излучения (с длительностью 7 нс) путем прямой модуляции тока инжекции лазерного диода. Для снижения замираний сигнала в рефлектометре, а также для улучшения линейности его отклика используется усреднение откликов по 16 оптическим частотам. Работоспособность распределенного акустического датчика была продемонстрирована при детектировании сильного ударного воздействия на горизонтально закопанный в грунт кабель, а также при регистрации сейсмических волн с помощью кабеля, размещенного в скважине на дне моря.

Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М. Исследование работы детектора пролета высокоскоростных заряженных микрочастиц для времяпролетного масс-спектрометра. — 7 с., 8 рис.

В работе рассмотрены различные конструкции детекторов пролета заряженных микрочастиц, которые могут быть установлены на масс-спектрометры с целью регистрации момента пролета микрочастицы и инициации процесса измерения. Наибольший диапазон регистрируемых масс и скоростей показала конструкция детектора, изготовленная на основе диэлектрического основания (PLA-пластик) с использованием 3D-принтера и нихромовой нити.

Плешанов И.М., Белорус А.О. Моделирование оптической схемы позиционно-чувствительного люминесцентного датчика искры со спектральным преобразователем излучения (Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г.). — 15 с., 10 рис.

Рассмотрена принципиальная схема позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры со спектральным преобразователем излучения. Датчик позволяет детектировать электрическую искру по одной или двум координатам в пространстве в зависимости от расположения торцов оптических волокон. Проведены численное моделирование и оптимизация оптических систем позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры. Рассчитаны эффективность и разрешение оптической системы.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Зайцев С.В., Зыкова Е.Ю., Рау Э.И., Татаринов А.А., Киселевский В.А. Расширение аналитических возможностей сканирующей электронной микроскопии при детектировании обратнорассеянных электронов. — 12 с., 8 рис.

Приводятся новые возможности режима детектирования обратнорассеянных электронов в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Получила даль-

нейшее развитие методика определения химического состава зондируемого участка образца по предварительно откалиброванной шкале серого экрана СЭМ. Приведены простые соотношения для практического применения при нахождении толщин тонких пленок на массивной подложке. Определены параметры двойного слоя пленочной наноструктуры на подложке, т.е. глубины залегания и толщины подповерхностных фрагментов микрообъекта. Предложена методика измерения поверхностного потенциала отрицательно заряжающихся диэлектрических образцов при облучении электронами средних энергий.

Казачек М.В. Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций. — 9 с., 5 рис.

Систематическая ошибка измерения длительности вспышек счетчиком корреляций, построенным нами ранее на основе цифрового осциллографа и компьютера, уменьшена на 1–2 нс путем математической обработки входных импульсов и коррекции времен их регистрации. Разброс измерения длительности и задержки вспышек не меняется при включении коррекции. Методика протестирована на модельных вспышках, уточнено время вспышек сонолюминесценции. Счетчик может применяться для измерения других быстропротекающих событий, например в ядерной физике.

Косарев А.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д., Мелешко А.В., Гуторов К.М. Методика определения плотности и скорости импульсных газовых потоков миллисекундной длительности. — 9 с., 12 рис.

Разработан стенд для исследования импульсных газовых потоков на коротких (до 1 мс) временах и представлена методика обработки экспериментальных

данных. На основе данных высокоскоростной кадровой интерферометрии и по результатам измерения динамического давления определяются пространственные и временные распределения плотности и скорости потока газа. Описан оптимальный метод восстановления пространственных распределений плотности с учетом экспериментальных погрешностей. Приведенная методика позволяет характеризовать газовые потоки с плотностью более 0.0001 кг/м^3 и скоростью более 400 м/с.

Румянцев А.В., Пятых И.Н. Замкнутый бесконтактный метод исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области температур 1000–2500 К. — 19 с., 5 рис.

Описан замкнутый бесконтактный метод сходящихся радиальных температурных волн, создаваемых при высокочастотном индукционном модулированном нагреве образца цилиндрической формы. Метод предназначен для исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области высоких температур. Для реализации метода создана экспериментальная установка на базе современной аппаратуры. По данным эксперимента теплофизические параметры определяются со следующими погрешностями: температуропроводность — 2%; теплоемкость — 3%; теплопроводность — 5%; удельное электросопротивление — 1.4%; мощность — 2%. После этого вычисляются плотность, коэффициент объемного теплового расширения, электронная и решеточная теплопроводность, объемная теплоемкость, коэффициент теплоусвоения, монохроматическая и интегральная степени черноты, энтальпия, энтропия, энергия Гиббса. На конкретном примере при исследовании сплава замещения и сплава внедрения показаны преимущества замкнутого метода.

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223040213, EDN: YJXHQI

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор

сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следо-

вать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственный за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть пре-

дельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками — это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существовавшего с 1956 года.

7. **Список литературы.** Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан **ПОЛНЫЙ** перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую

подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем — 3–5 мм, отдельные точки — 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом — 1; 5.6 кОм — 5.6 к; 2.0 МОм — 2 М; 1.1 ГОм — 1.1 Г; 15 пФ — 15 п; 2.2 нФ — 2 н; 1.0 мкФ — 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылаются по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader

(версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>