

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Номер 5, 2020

---

---

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Источник быстрых нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой мишени

*Д. А. Касатов, А. М. Кошкарев, А. Н. Макаров,  
Г. М. Остринов, С. Ю. Таскаев, И. М. Шудло*

5

Определение энергетических характеристик электронного пучка с помощью легкого сцинтиллятора

*В. И. Алексеев, В. А. Басков, В. А. Дронов, А. И. Львов,  
А. В. Кольцов, Ю. Ф. Кречетов, В. В. Полянский*

10

Разработка двухкоординатного детектора тепловых нейтронов с входным окном 600 × 600 мм

*В. А. Андреев, Т. А. Гвелесиани, Т. И. Глушкова,  
М. Р. Колхидашвили, А. Г. Крившич, Е. Н. Леонова,  
Д. А. Майсузенко, В. А. Соловей,  
О. П. Федорова, А. А. Фетисов*

16

Временные и спектральные характеристики детекторов на основе неорганического сцинтиллятора Се:GAGG при использовании вакуумных и кремниевых фотоприемников

*В. В. Богомолов, Г. А. Досовицкий, А. Ф. Июдин,  
М. В. Коржик, С. А. Тихомиров, С. И. Свертилов,  
Д. Ю. Козлов, И. В. Яшин*

23

Разработка сцинтилляционных детекторов на основе жидких благородных газов для исследования процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах

*А. В. Кумпан, коллаборация COHERENT*

32

---

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Электроника считывания вершинного детектора установки СВД-2

*Е. Н. Ардашев, С. Н. Головня, С. А. Горохов, А. А. Киряков,  
В. С. Петров, В. А. Сенько, М. М. Солдатов,  
Ю. П. Цюпа, В. И. Якимчук*

38

Прямая реконструкция экспериментальных данных  
при плохой обусловленности задач и наличии искажений

*А. В. Новиков-Бородин*

48

---

## **ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА**

Воздушный разрядник для сильноточного источника энергии  
на основе емкостного накопителя с рабочим напряжением 5 кВ

*А. Н. Гусев, А. В. Козлов, А. В. Шурупов,  
А. В. Маштаков, М. А. Шурупов*

60

Широкодиапазонная счетно-электронметрическая система регистрации  
импульсов вторично-электронного умножителя

*В. В. Колобов, М. Б. Баранник*

66

Динисторы с субнаносекундным временем переключения

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

75

---

## **ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА**

Продольное электрическое поле в режимах омического и электронного  
циклотронного резонансного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М

*А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина*

82

Аппаратный комплекс, реализующий схему одновременного получения изображения  
быстропротекающего процесса в отраженном и проходящем свете

*С. И. Герасимов, В. И. Ерофеев, М. И. Крутик, К. В. Тотышев,  
Е. Г. Косяк, П. Г. Кузнецов, Р. В. Герасимова*

88

Газоразрядный излучатель с ограничением распространения разряда  
для регистрации быстропротекающих процессов  
и инициирования светочувствительных энергонасыщенных материалов

*С. И. Герасимов, В. И. Ерофеев, В. А. Кикеев, В. А. Кузьмин,  
К. В. Тотышев, Е. Г. Косяк, П. Г. Кузнецов, Р. В. Герасимова*

92

---

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

Наземная установка для детектирования нейтральной компоненты  
космических лучей “Нейтронный детектор”

*М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, Ю. И. Стожков,  
О. С. Максумов, J.-P. Raulin, J. Tacsá*

96

Калибровка поперечного сканирования  
в приборах оптической когерентной томографии

*С. Ю. Ксенофонтов, А. А. Моисеев, В. А. Маткинский, П. А. Шлягин,  
Т. В. Василенкова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов*

104

Мультиядерный слабопольный магнитно-резонансный минитомограф

*В. В. Фролов, К. В. Тютюкин, С. А. Шубин,  
С. А. Лавров, Ю. В. Богачев*

111

Инфразвуковые станции КИЗ  
для геофизических исследований и мониторинга

*В. Н. Иванов, Ю. С. Русаков*

117

---

## ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Установка для измерения характеристик скоростных  
электронно-оптических камер,  
работающих в диапазоне мягкого рентгена и вакуумного ультрафиолета

*Г. Г. Фельдман, В. Б. Лебедев, А. А. Синийчук*

127

Установка для исследования процессов пластификации  
и вспенивания полимерных материалов в сверхкритических средах

*Е. О. Епифанов, С. А. Минаева, Д. А. Зимняков,  
В. К. Попов, Н. В. Минаев*

134

Угловые распределения при магнетронном распылении  
поликристаллических мишеней из  
Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi

*А. В. Рогов, Ю. В. Капустин*

137

Газоразрядное распылительное устройство на основе планарного  
магнетрона с ионным источником

*А. П. Семенов, И. А. Семенова, Д. Б.-Д. Цыренов, Э. О. Николаев*

143

Акустический газоанализатор

*В. Н. Алферов, Д. А. Васильев*

148

Сверхпроводящий механический осциллятор  
с изменяемой резонансной частотой

*В. Л. Цымбаленко*

153

---

## ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Установка генерации импульсного магнитного поля до 1.35 Тл

*С. В. Калашиников, А. В. Номоев,  
Е. С. Шолохов, Н. А. Романов*

156

Адаптивный приемник последовательных цифровых сигналов  
в канале связи сейсморегистрирующей аппаратуры

*Л. Н. Сенин, Т. Е. Сенина*

158

---

## **СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ**

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

Правила публикации в ПТЭ 166

---

---

## ИСТОЧНИК БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ УСКОРИТЕЛЯ-ТАНДЕМА С ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ И ЛИТИЕВОЙ МИШЕНИ

© 2020 г. Д. А. Касатов<sup>a,b</sup>, А. М. Кошкарев<sup>a,b</sup>, А. Н. Макаров<sup>a,b</sup>,  
Г. М. Остринов<sup>a,b</sup>, С. Ю. Таскаев<sup>a,b,\*</sup>, И. М. Щудло<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

<sup>b</sup> Новосибирский государственный университет

Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

\*e-mail: taskaev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 10.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 27.03.2020 г.

Представлены результаты исследований по получению пучка дейтронов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией и генерации быстрых нейтронов из литиевой мишени. Рассмотрена возможность применения источника быстрых нейтронов для радиационного тестирования материалов и терапии быстрыми нейтронами.

DOI: 10.31857/S0032816220050158

В Институте ядерной физики СО РАН функционирует ускорительный источник эпитепловых нейтронов [1, 2], созданный для развития перспективной методики лечения злокачественных опухолей – бор-нейтронозахватной терапии [3, 4]. Источник состоит из ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией для получения пучка протонов и литиевой мишени для генерации нейтронов в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . На источнике получен пучок эпитепловых нейтронов, пригодный для бор-нейтронозахватной терапии, и проведены успешные биологические исследования [5, 6]. Разработанный источник нейтронов стал прототипом установки, которая скоро будет запущена в эксплуатацию в Китае для лечения больных бор-нейтронозахватной терапией.

С использованием данного источника нейтронов также разработана методика оперативного обнаружения взрывчатых и наркотических веществ [7], измерено содержание опасных примесей в образцах карбида бора, созданных для ИТЭР [8], кроме того, источник планируется использовать для радиационного тестирования оптических волокон системы лазерной калибровки калориметра CMS при работе Большого адронного коллайдера (ЦЕРН) в режиме высокой светимости [9].

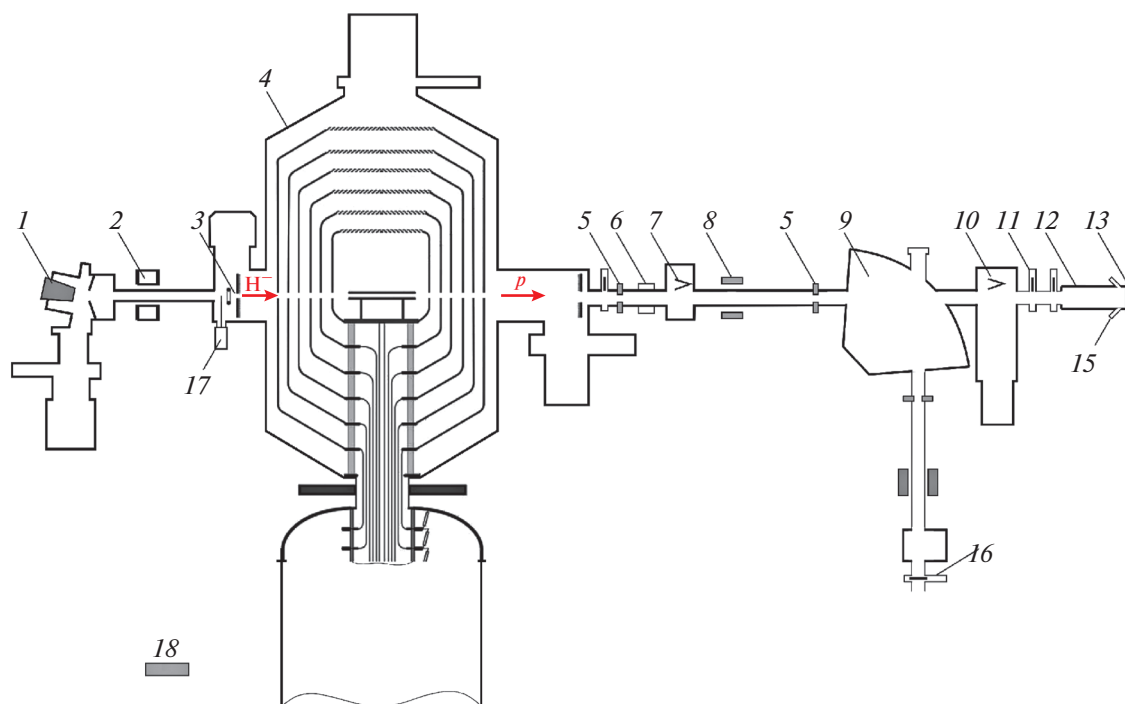
Цель данной работы состоит в том, чтобы на ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией получить пучок дейтронов и из литиевой мишени

осуществить генерацию быстрых нейтронов, приемлемых для радиационного тестирования оптических волокон, терапии быстрыми нейтронами и для других приложений.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование проведено на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов в ИЯФ СО РАН [2]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Пучок протонов с энергией 2 МэВ и током до 9 мА получают следующим образом. Из поверхностно-плазменного источника 1 вытягивают пучок отрицательных ионов водорода с энергией 20 кэВ. В магнитном поле источника ионов пучок поворачивают на угол 15°, после чего фокусируют магнитной линзой 2 на вход ускорителя 3 и ускоряют в нем до энергии 1 МэВ. В газовой обдирочной мишени, установленной внутри высоковольтного электрода ускорителя, отрицательные ионы водорода превращаются в протоны, которые тем же потенциалом 1 МВ ускоряют до энергии 2 МэВ. Далее пучок протонов транспортируют до литиевой мишени 13, которую обычно размещают в вертикальной части тракта транспортировки за шибером 16; в данном эксперименте мишень размещена в горизонтальной части за шибером 11.

Мишень представляет собой медный диск диаметром 144 мм и толщиной 8 мм. Со стороны



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – источник отрицательных ионов водорода; 2 – магнитная линза; 3 – входная охлаждаемая диафрагма ускорителя; 4 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией; 5 – охлаждаемая диафрагма с апертурой 26 мм; 6 – бесконтактный датчик тока; 7 – выдвижной цилиндр Фарадея в диагностическом баке на выходе из ускорителя; 8 – корректор; 9 – поворотный магнит; 10 – выдвижной цилиндр Фарадея в диагностическом баке за поворотным магнитом; 11, 16 – шиберы; 12 – вакуумная камера; 13 – литиевая мишень; 14 – дозиметр нейтронов; 15 – патрубки с окнами для наблюдения; 17 – проволочный сканер; 18 – детектор нейтронов.

протонного пучка на медный диск термическим способом напылен в виде круга диаметром 82 мм тонкий слой лития кристаллической плотности. С обратной стороны медного диска выполнены четыре двузаходных спиралевидных канала для охлаждения водой [10]. К обратной стороне медного диска прижат плоский алюминиевый диск с отверстием в центре для подачи охлаждающей воды и двумя отверстиями по периферии для отвода воды. При характерном расходе воды 15–17 л/мин в каналах охлаждения реализуется турбулентное течение воды со скоростью 3.5–4 м/с, обеспечивающее эффективный теплосъем [11].

Напыление лития на образец проводят на отдельном стенде по сценарию, аналогичному описанному в работе [12]. После напыления лития образец вместе с частью вакуумной камеры 12, закрытой шиберами для поддержания вакуума внутри, отсоединяют от стенда напыления лития, переносят на экспериментальную установку и подсоединяют к тракту транспортировки пучка протонов.

На выходе из ускорителя 4 поперечный размер пучка протонов составляет около 1 см [13]. Ток протонов измеряют и контролируют бесконтактным датчиком тока (6) NPCT (Bergoz Instrum., Франция), положение пучка – термомпарами, вставленными внутрь охлаждаемых диафрагм 5, положение пучка

и его ток – выдвижными цилиндрами Фарадея в диагностических камерах 7 и 10. Положение и размер пучка протонов на поверхности литиевой мишени 13 измеряют и контролируют восемь термомпарами, вставленными в отверстия медного диска мишени, просверленные с его боковой поверхности. In-situ состояние поверхности мишени контролируют видеокамерой Hikvision через один из патрубков 15 со стеклом из плавленого кварца.

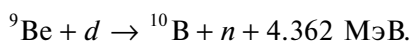
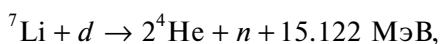
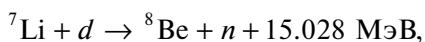
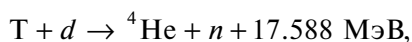
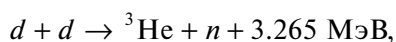
Мощность амбиентного эквивалента дозы нейтронного излучения измеряют блоком детектирования БДМН-100-07 (ООО “Доза”, Россия) [14], состоящим из шарового замедлителя с размещенным в нем узлом детектирования УДМН-100. Блок детектирования 14 закреплен на стене радиационно-защищенного помещения на расстоянии 3.6 м от мишени под углом 34° к направлению пучка протонов. Погрешность измерения мощности дозы составляет 25%; в данных, представленных ниже, она не учтена.

Поток нейтронов контролируют детектором нейтронов 18 с литийсодержащим сцинтиллятором GS20 (The Saint-Gobain Crystals, США), смонтированным на фотоэлектронном умножителе Hamamatsu R6095 с высоковольтным источником питания MHV12-1.5K1300P (TRACO Electronics, Япония). Детектор размещен на расстоянии

7.3 м от мишени под углом  $146^\circ$  к направлению пучка протонов.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей необходим пучок нейтронов эпитеплого диапазона энергий с минимальным количеством быстрых и тепловых нейтронов. Наилучшей реакцией для получения такого пучка нейтронов является пороговая реакция  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  из-за максимального выхода и минимальной энергии нейтронов, не превышающей 1 МэВ [15, 16]. Для тестирования на радиационную стойкость, наоборот, нужны нейтроны с энергией более 1 МэВ, получаемые в экзотермических реакциях:



Расчетный выход нейтронов в этих и ряде других реакций из толстых мишеней приведен в работах [4, 17]. Реакция  $\text{Li}(d, n)$  характеризуется наибольшим выходом нейтронов при энергии дейтронов более 0.8 МэВ. Так, при энергии ионов 2 МэВ выход нейтронов в реакции  $\text{Li}(d, n)$  равен  $13.5 \cdot 10^{11} \text{ мКл}^{-1}$ , в то время как в реакции  $\text{Be}(d, n) - 6 \cdot 10^{11} \text{ мКл}^{-1}$ , а в реакции  $\text{Li}(p, n) - 1.1 \cdot 10^{11} \text{ мКл}^{-1}$  [15].

Реакция  $\text{Li}(d, n)$  идет двумя путями:  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}(d, n)2{}^4\text{He}$ . В первом случае, когда продуктами реакции являются две частицы, энергия нейтронов равна 13.36 МэВ, если пренебречь энергией дейтрона, и больше, если не пренебрегать. Во втором случае, когда образуются три частицы, спектр нейтронов не монохроматический, а более широкий, с меньшей энергией. В работе [18] измерен спектр нейтронов реакции  $\text{Li}(d, n)$  при энергии дейтронов 2.9 МэВ. В нем присутствуют две компоненты: первая – со средней энергией 13 МэВ, обусловленная первым путем генерации нейтронов, и вторая – 3 МэВ, обусловленная вторым путем. Средняя энергия нейтронов равна 5.68 МэВ. При энергии дейтронов 2 МэВ спектр генерируемых нейтронов не будет сильно отличаться, поскольку энергетический выход реакции значительно превышает энергию дейтронов.

Для генерации мощного потока быстрых нейтронов в реакции  $\text{Li}(d, n)$  предложено применить сильноточный ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, изначально не предусматривающий воз-

можность получения пучка дейтронов, и реализовать сценарий с инжекцией в ускоритель пучка отрицательных ионов дейтерия с энергией, в два раза меньшей энергии инжектируемых ионов водорода.

Пучок дейтронов в ускорителе получен следующим образом. В поверхностно-плазменном источнике 1 водород заменен на дейтерий и получен устойчивый разряд. Поскольку дейтерий в два раза тяжелее водорода, то из источника вытягивают пучок отрицательных ионов дейтерия с энергией 10 кэВ, что в два раза меньше, чем обычно при работе с водородом, с тем чтобы в собственном магнитном поле источника пучок ионов повернуть на тот же угол и направить вдоль оси ускорителя. Далее пучок отрицательных ионов дейтерия фокусируют магнитной линзой 2 на вход в ускоритель 3, контролируя положение и размер пучка проволочным сканером OWS-30 (D-Race, Канада) 17 [19]. Фокусное расстояние магнитной линзы пропорционально массе ионов фокусируемого пучка, но меньшая энергия ионов дейтерия позволяет практически тем же током катушек линзы сфокусировать пучок ионов на вход ускорителя. Несколько больший ток в линзу потребовался для компенсации большего действия пространственного заряда на траекторию ионов дейтерия из-за их меньшей скорости (обнаруженный эффект пространственного заряда на фокусировку пучка ионов водорода описан в работе [19]).

Ионно-оптическую систему ускорителя определяют электростатические линзы диафрагм, в наибольшей степени – входной диафрагмы, фокусные расстояния которых не зависят от массы ионов. Вместе с тем точка фокусировки инжектируемых ионов и их скорость значительно определяют дальнейшие траектории ионов. Все эти обстоятельства вместе с неопределенностью степени компенсации пространственного заряда не позволяли на основе расчетов достоверно утверждать о возможности получения пучка дейтронов в ускорителе без его повреждения, в частности без прожигания неохлаждаемых диафрагм ускоряющих электродов. Именно по этой причине основные усилия были сосредоточены на фокусировке ионов дейтерия на вход ускорителя в место, ранее определенное как оптимальное для получения пучка протонов. После выставки пучка и его фокусировки на вход ускорителя, контролируемой проволочным сканером, подают напряжение на ускоритель и получают на его выходе пучок дейтронов с энергией 2 МэВ и током 1.1 мА. Положение и размер пучка ионов контролируют с помощью видеокамер Hikvision, направленных на входную и выходную диафрагмы ускоряющего электрода и регистрирующих видимое излучение, вызванное ионизацией остаточного и обдирочного газа ионами [20]. Прохождение пучка ионов оптимизируют магнитной линзой 2 и корректором 8, добиваясь минимального и симметричного нагрева

охлаждаемых диафрагм 5 в тракте транспортировки пучка дейтронов.

Сначала пучок дейтронов был направлен на цилиндр Фарадея 7, расположенный рядом с выходом из ускорителя. Цилиндр Фарадея выполнен в форме медного охлаждаемого конуса с девятью термопарами для контроля положения пучка ионов и оснащен вводом движения. Детектором 18 и дозиметром 14 была зарегистрирована генерация нейтронов. Затем цилиндр Фарадея 7 был убран с оси, а пучок перенаправлен на такой же цилиндр Фарадея 10, установленный после поворотного магнита 9 (магнит был выключен). Детектором и дозиметром также была зарегистрирована генерация нейтронов. Мощность дозы нейтронов, измеренная дозиметром 14, находящимся на расстоянии 4.4 м от цилиндра Фарадея, составила  $9 \pm 0.3$  мЗв/ч. Затем пучок дейтронов был направлен на литиевую мишень 13. Дозиметр, находящийся на расстоянии 3.6 м от мишени, зашкалил, но имеется косвенное доказательство того, что он должен был показать в 100 раз большую мощность — на уровне 1 Зв/ч. Дело в том, что мощность дозы, измеряемая аналогичным дозиметром на наружной стене радиационно-защищенного зала, увеличилась в  $68 \pm 8$  раз, и еще увеличение в 1.5 раза должно дать более близкое расположение дозиметра — 3.6 м вместо 4.4 м.

После окончания генерации нейтронов измерена активация установки и обнаружена существенная активация цилиндров Фарадея. Спектрометром  $\gamma$ -излучения СЕГ-1КП-ИФТП на основе полупроводникового детектора, выполненного из особо чистого германия, измерен спектр наведенной активности и снята временная зависимость скорости счета выделенной линии. Установлено, что испускаемые  $\gamma$ -кванты имеют энергию 511 кэВ и период полураспада наработанного изотопа равен 10 мин. Такие параметры распада полностью соответствуют параметрам радиоактивного изотопа  $^{13}\text{N}$ , вероятнее всего, образовавшегося в результате реакции  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$  из-за возможного покрытия поверхности медного конуса тонкой пленкой масла или углерода.

Оценим мощность дозы нейтронов, образовавшихся при взаимодействии дейтронов с энергией 2 МэВ с литием. Расчетный выход нейтронов в реакции  $^7\text{Li}(d, n)$  равен  $1.35 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  при токе 1 мА [17]. На мишень напыляли слой природного лития, в котором концентрация нуклида  $^7\text{Li}$  составляла 92.5%. В этом случае при получаемом в эксперименте токе 1.1 мА выход нейтронов на природном литии будет равен  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

Для перевода единичного флюенса нейтронов в AMBIENT эквивалент дозы воспользуемся рекомендациями для передне-заднего облучения, приведенными в работах [21, 22]. Переводной коэффициент равен:  $1 \text{ (мкЗв/ч)/(нейтронов/(см}^2 \cdot \text{с))}$

для нейтронов с энергией 1 МэВ,  $1.8 \text{ (мкЗв/ч)/(нейтронов/(см}^2 \cdot \text{с))}$  — для 10 МэВ и  $1.257 \text{ (мкЗв/ч)/(нейтронов/(см}^2 \cdot \text{с))}$  — для спектра нейтронов из работы [18]. Последнее значение будем использовать ниже при расчете дозы.

Умножив выход нейтронов  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  на переводной коэффициент  $1.257 \text{ (мкЗв/ч)/(нейтронов/(см}^2 \cdot \text{с))}$ , получим яркость источника, равную  $1.75 \cdot 10^6 \text{ (Зв/ч) м}^2$ . Приняв источник излучения точечным, а излучение изотропным, получим мощность дозы на расстоянии 10 см, равную 1.4 кЗв/ч, а на расстоянии 3.6 м, равном расстоянию от мишени до детектора, — 1.07 Зв/ч. Последняя величина хорошо согласуется с измеренной дозиметрами.

Для радиационного тестирования оптических волокон системы лазерной калибровки калориметра требуется набрать флюенс эквивалентных нейтронов до величины  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Для перевода потока нейтронов в поток эквивалентных нейтронов используем коэффициент ионизационных потерь, полученный коллаборацией CERN-RD48 [23]. Этот коэффициент равен 1 для нейтронов энергией 1 МэВ, от 1 до 2 — при энергии выше 1 МэВ, около 1 — в диапазоне энергий от 200 кэВ до 1 МэВ и много меньше 1 — при энергии ниже 200 кэВ. Приняв источник излучения точечным, излучение изотропным, а коэффициент ионизационных потерь равным единице, получим, что на расстоянии 10 см требуемый флюенс  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  будет набран за сутки генерации, что вполне реализуемо.

Другое применение источника нейтронов может быть связано с терапией быстрыми нейтронами. Достигнутый выход нейтронов  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  равен предельно достижимому выходу, получаемому на генераторе НГ-12И, длительное время используемом для терапии пациентов в Уральском центре нейтронной терапии [24], и может быть еще увеличен. В отличие от генератора НГ-12И, здесь не используют мишень с тритием, и потому месторасположение источника нейтронов можно не привязывать к ядерному центру с инфраструктурой производства трития.

Выход нейтронов может быть увеличен: во-первых, на 8% за счет напыления лития, обогащенного изотопом  $^7\text{Li}$ , который имеется в наличии; во-вторых, путем увеличения тока пучка дейтронов почти в 5 раз — до 5 мА. Однако в последнем случае работа с таким током требует проведения мероприятий по уменьшению дозы нейтронного излучения вне радиационно-защищенного зала и по защите оборудования, установленного внутри зала. В-третьих, плотность потока быстрых нейтронов через образец может быть увеличена размещением отражателя, изготовленного из материала с большим массовым числом, а плотность потока



нейтронов на пациента – размещением коллиматора, совмещающего функции защиты и отражателя.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью расширения возможных приложений функционирующего в Институте ядерной физики СО РАН источника тепловых нейтронов предложено получить в ускорителе пучок дейтронов. В результате проведенного исследования с применением разнообразного набора диагностических методик реализован режим инжекции в ускоритель пучка отрицательных ионов дейтерия с энергией, в два раза меньшей энергии инжектируемых ионов водорода, и получен стационарный пучок дейтронов с энергией 2 МэВ, током 1.1 мА. При сбросе пучка дейтронов на литиевую мишень осуществлена генерация быстрых нейтронов. Выход нейтронов составил  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Режим работы с пучком дейтронов привлекателен для радиационного тестирования материалов, терапии быстрыми нейтронами и других приложений.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-30005) при поддержке Института ядерной физики СО РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bayanov B., Belov V., Bender E., Bokhovko M., Dimov G., Kononov V., Kononov O., Kuksanov N., Palchikov V., Pivovarov V., Salimov R., Silvestrov G., Skrinsky A., Taskaev S. // Nucl. Instrum. and Methods. 1998. V. A413. P. 397. doi 9002(98)00425-2  
<https://doi.org/10.1016/S0168>
2. Taskaev S.Yu. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. № 6. С. 1770.  
<https://doi.org/10.1134/S1063779615060064>
3. Neutron Capture Therapy: Principles and Applications / Eds. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. NY., Dordrecht London: Springer, 2012.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-31334-9>
4. Taskaev S.Yu., Kanygin B.V. Бор-нейтронозахватная терапия. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016.
5. Sato E., Zaboronok A., Yamamoto T., Nakai K., Taskaev S., Volkova O., Mechetina L., Taranin A., Kanygin V., Isobe T., Mathis B., Matsumura A. // J. Radiat. Res. 2018. V. 59. P. 101.  
<https://doi.org/10.1093/jrr/rgx071>
6. Taskaev S.Yu. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 50. № 5. С. 657.  
<https://doi.org/10.1134/S1063779619050228>
7. Kuznetsov A.S., Belchenko Yu.I., Burdakov A.V., Davydenko V.I., Donin A.S., Ivanov A.A., Konstantinov S.G., Krivenko A.S., Kudryavtsev A.M., Mekler K.I., Sanin A.L., Sorokin I.N., Sulyaev Yu.S., Taskaev S.Yu., Shirokov V.V., Eidelman Yu.I. // Nucl. Instrum. and Methods. 2009. V. A606. P. 238.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.04.030>
8. Shoshin A., Burdakov A., Ivantsivskiy M., Polosatkin S., Klimenko M., Semenov A., Taskaev S., Kasatov D., Shchudlo I., Makarov A., Davydov N. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2019.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2937605>
9. Zhang Z. // Journal of Instrumentation. 2018. V. 13. C04013.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/04/C04013>
10. Bayanov B., Belov V., Taskaev S. // J. Phys.: Conf. Series. 2006. V. 41. P. 460.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/41/1/051>
11. Bayanov B., Belov V., Kindyuk V., Oparin E., Taskaev S. // Applied Radiation and Isotopes. 2004. V. 61. P. 817.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2004.05.032>
12. Баянов Б.Ф., Журов Е.В., Таскаев С.Ю. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 160.  
<https://doi.org/10.1134/S002044120801020X>
13. Badrutdinov A., Bykov T., Gromilov S., Higashi Y., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Miyazawa T., Shchudlo I., Sokolova E., Sugawara H., Taskaev S. // Metals. 2017. V. 7. Issue 12. P. 558.  
<https://doi.org/10.3390/met7120558>
14. [http://www.doza.ru/docs/radiation\\_control/udmn\\_100.pdf](http://www.doza.ru/docs/radiation_control/udmn_100.pdf)
15. Lee C.L., Zhou X.-L. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B. 1999. V. 152. Issue 1. P. 1.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(99\)00026-9](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(99)00026-9)
16. Kreiner A. // Neutron Capture Therapy: Principles and Applications. / Eds. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. NY., Dordrecht London: Springer, 2012. P. 14.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-31334-9>
17. Kononov V., Bokhovko M., Kononov O. // Proc. Intern. Symp. Boron Neutron Capture Therapy / Ed. S. Taskaev. Novosibirsk, Russia. July 4–7, 2004. P. 62.
18. Mitrofanov K., Piksaikin V., Zolotarev K., Egorov A., Gremyachkinet D. // EPJ Web of Conf. 2017. V. 146. P. 11041.  
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201714611041>
19. Бьков Т.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Макаров А.Н., Остринов Ю.М., Соколова Е.О., Сорочкин И.Н., Таскаев С.Ю., Щудло И.М. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 90.  
<https://doi.org/10.1134/S003281621805018X>
20. Taskaev S., Kasatov D., Makarov A., Ostreinov Yu., Shchudlo I., Sorokin I., Bykov T., Kolesnikov I., Koshkarev A., Sokolova E. // Proc. of the 9<sup>th</sup> Intern. Particle Accelerator Conf. April 29–May 4, 2018. Vancouver, Canada: MOPML062.  
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-MOP-ML062>
21. ICRP Publication 74. Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection against External Radiation // Intern. Commission on Radiol. Protection. 1997.
22. Гусева С.В., Лесовая Е.Н., Тимошенко Г.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1 (192). С. 256.  
<https://doi.org/10.1134/S1547477115010124>
23. Lindstrom G. // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. A512. P. 30.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01874-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01874-6)
24. Реализованные проекты ядерной медицины на Южном Урале / Под ред. А.В. Важенниной, Г.Н. Рыкованова. Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2015.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ЛЕГКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

© 2020 г. В. И. Алексеев<sup>а</sup>, В. А. Басков<sup>а,\*</sup>, В. А. Дронов<sup>а</sup>, А. И. Львов<sup>а</sup>,  
А. В. Кольцов<sup>а</sup>, Ю. Ф. Кречетов<sup>б</sup>, В. В. Полянский<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

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

Поступила в редакцию 13.03.2020 г.

После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 07.04.2020 г.

Экспериментально показана возможность использования эффекта полного энерговыделения в легком сцинтилляторе при прохождении через него электронного пучка для определения энергетических характеристик пучка низких и средних энергий (метод “поглощенной энергии”). С помощью сцинтилляционных детекторов толщиной 14.5, 20, 23.5 и 51.2 см проведена энергетическая калибровка квазимонохроматического электронного пучка ускорителя “Пахра” ФИАН. При энергиях электронного пучка до ~100 МэВ и толщинах сцинтилляционного детектора от 5 до 20 см точность определения энергии электронного пучка может составлять 10–20% соответственно

DOI: 10.31857/S0032816220050079

ВВЕДЕНИЕ

Энергетические характеристики электронного пучка включают максимальную и среднюю энергию, а также энергетический спектр. Информацию об энергетических параметрах пучка несут синхротронное, черенковское и переходное излучения. Полная энергия пучка непосредственно измеряется калориметрическим методом. Энергетические характеристики могут определяться как одним из методов, так и одновременно несколькими [1].

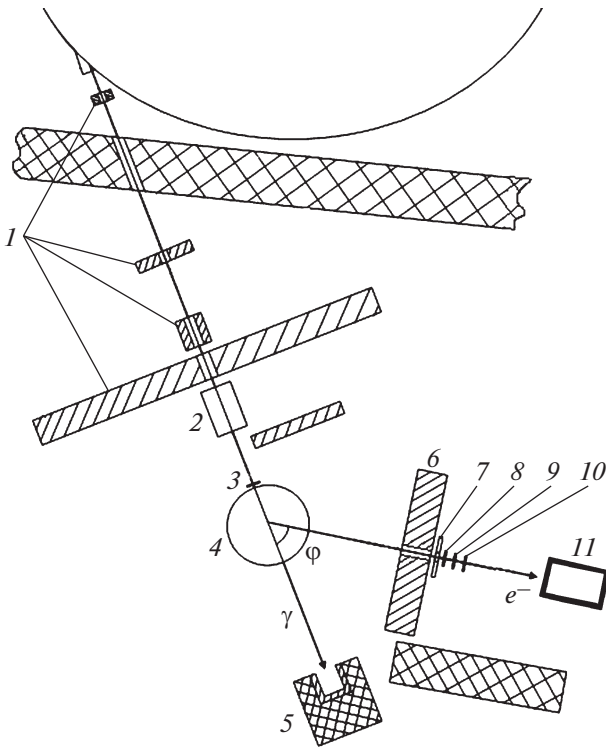
В данной работе показана возможность определения энергетических характеристик электронного пучка в диапазоне энергий несколько сот мегаэлектронвольт с помощью калориметрического метода, в котором используется легкий сцинтиллятор. Суть метода заключается в определении характеристик пучка с помощью изменения толщин сцинтилляционных детекторов или изменении энергии электронного пучка при фиксированной толщине сцинтиллятора до такой величины, при которой траектория отдельных электронов полностью укладывается в объеме детектора. В этом случае средняя энергия электронов пучка соответствует интегралу средних ионизационных потерь электрона на единицу пути в детекторе  $\langle E \rangle = kL$ , где  $k = \Delta E / \Delta x$  ( $\Delta E / \Delta x$  – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в

детекторе),  $L$  – толщина сцинтилляционного детектора) [2].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования были выполнены на квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” ФИАН (рис. 1). Конвертером являлась медная пластина толщиной 3 и  $\varnothing 3.2$  мм, расположенная на “срезе” полюсов магнита [3]. Триггерным сигналом  $T$  являлся сигнал от совпадения сигналов сцинтилляционных счетчиков из полистирола  $S_1$ – $S_3$  и счетчика антисовпадений  $A$  с диаметром отверстия 10 мм ( $T = (S_1 \cdot S_2 \cdot S_3) \cdot A$ ). Размеры счетчиков  $S_1$ – $S_3$  и  $A$  составляли  $15 \times 15 \times 1$  и  $60 \times 90 \times 10$  мм, соответственно. Интенсивность вторичного электронного пучка составляла  $\sim 10^2$   $e^-/с$ .

В работе были использованы два сцинтилляционных детектора ( $СД$ ) из полистирола размерами  $20 \times 20 \times 20$  см ( $СД_1$ ) и  $14.5 \times 23.5 \times 51.2$  см ( $СД_2$ ) – рис. 2. Сцинтилляторы просматривались сборкой из 7 фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.) ФЭУ-85. Сборки ф.э.у. без смазки были плотно прижаты к поверхности сцинтилляторов. Сцинтилляторы за исключением площади, занятой фотокатодами ф.э.у., были обернуты металлизированным майларом и черной бумагой.

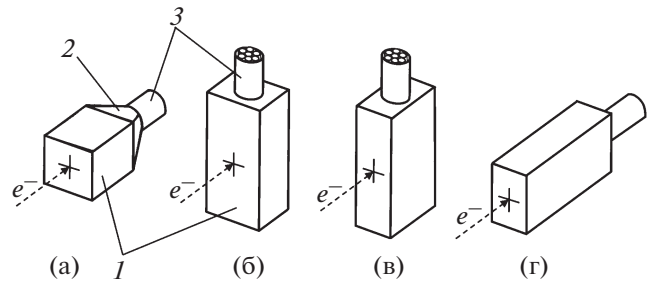


**Рис. 1.** Схема квазимонохроматического пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” ФИАН. 1 – свинцовые коллиматоры; 2 – очищающий магнит СП-3; 3 – конвертор; 4 – магнит СП-57; 5 – поглотитель фотонного пучка (“могильник”); 6 – коллиматор ( $\varnothing 10$  мм); 7 – сцинтилляционный счетчик антисовпадений А; 8–10 – триггерные сцинтилляционные счетчики  $S_1$ – $S_3$ ; 11 – сцинтилляционный детектор (СД).

Многоканальность на основе сборки ФЭУ-85 связана с сохранением величины светособирания с площади сцинтиллятора, определяемой площадью фотокатода ФЭУ-49, с незначительной потерей энергетического разрешения, но имеющего существенно более высокое быстродействие, необходимое при работе с электронным пучком. СД в дальнейшем планируется использовать в эксперименте с наличием значительного низкоэнергетического электромагнитного фона  $\sim 10^4$ – $10^5$  частиц/с.

Амплитудой СД являлась сумма сигналов со всех ф.э.у. сборки за вычетом постоянной составляющей зарядоцифрового преобразователя (ЗЦП) (“пьедестала”) каждого канала. Можно предположить, что незначительный ток вторичных электронов ( $I \sim 0.03$  нА [4]) практически не влияет на амплитуду сигнала СД; специального исследования не проводилось.

Схема исследований представлена на рис. 2. На первом этапе (рис. 2а) исследовались энергетические характеристики СД<sub>1</sub>, когда толщина счетчика по пучку составляла 20 см, на втором



**Рис. 2.** Схема исследований энергетических характеристик сцинтилляционного детектора: а – сцинтилляционный детектор (СД<sub>1</sub>) размером  $20 \times 20 \times 20$  см (толщина по пучку 20 см); б–г – сцинтилляционный детектор (СД<sub>2</sub>) размером  $14.5 \times 23.5 \times 51.2$  см<sup>3</sup> (толщина по пучку: б – 14.5 см ( $S_1$ ), в – 23.5 см ( $S_2$ ), г – 51.2 см ( $S_3$ )). 1 – сцинтилляционный блок; 2 – светосборник; 3 – сборка из 7 фотоэлектронных умножителей ФЭУ-85.

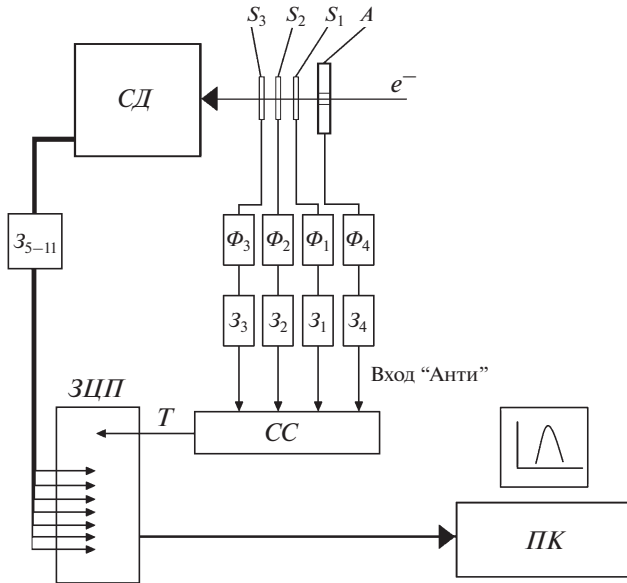
(рис. 2б) на пучке исследовался СД<sub>2</sub> толщиной 14.5 см, на третьем (рис. 2в) – СД<sub>2</sub> толщиной по пучку 23.5 см и на последнем четвертом этапе (рис. 2г) исследовались характеристики СД<sub>2</sub> толщиной по пучку 51.2 см.

Блок-схема измерений представлена на рис. 3. Сигналы с  $S_1$ – $S_3$  длительностью  $t = 10$  нс подавались на формирователи  $\Phi_1$ – $\Phi_3$  (пороговое напряжение всех формирователей  $U_{пор1-3}$  составляло 30 мВ) и далее через задержки  $Z_1$ – $Z_3$  подавались на схему совпадений СС. На вход “Анти” подавался сигнал от счетчика антисовпадений А длительностью 100 нс, формируемый формирователем  $\Phi_4$ . Сигнал с СС являлся триггерным сигналом Start для запуска блока 8-входового ЗЦП, с помощью которого через крейт-контролер системы КАКМАК проводилась запись сигналов со сцинтилляционного детектора в память компьютера.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлена типичная зависимость средней амплитуды СД<sub>1</sub> толщиной 20 см в зависимости от энергии пучка вторичных электронов, где видно, что при энергии электронов 40 МэВ происходит резкое изменение зависимости. При дальнейшем увеличении энергии электронов величина зарегистрированной энергии меняется слабо. Это означает, что на толщине детектора 20 см средние ионизационные потери электронов составили  $\langle E \rangle = (\Delta E / \Delta x) L = 2 [\text{МэВ/см}] \cdot 20 [\text{см}] = 40$  МэВ и при повышении энергии больше не увеличиваются (для СД, используемых в данной работе, ионизационные потери составляли  $\Delta E / \Delta x \approx 2$  МэВ/см [2]).

На рис. 5 представлена зависимость средней амплитуды СД для всех измеренных толщин от энергии вторичного электронного пучка. Видно,

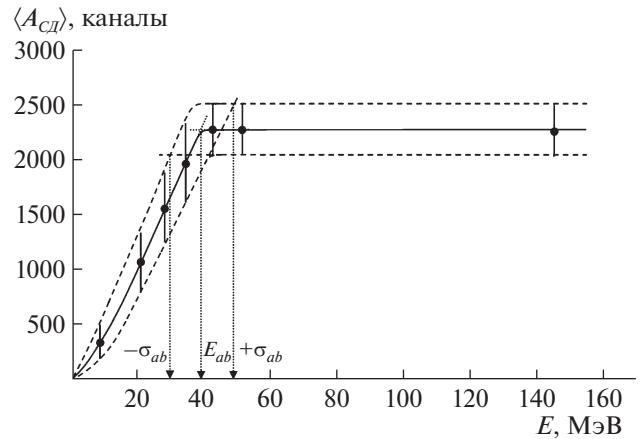


**Рис. 3.** Структурная блок-схема измерений энергетических характеристик сцинтилляционного детектора.  $З_1$ – $З_{11}$  – блок задержек,  $\Phi_1$ – $\Phi_4$  – формирователи со следящим порогом,  $СС$  – 4-канальная схема совпадений,  $ЗЦП$  – зарядоцифровой преобразователь,  $ПК$  – персональный компьютер,  $СД$  – сцинтилляционный детектор.

что зависимость  $I$  определяет толщины  $СД$ , когда треки электронов находятся внутри объема  $СД$ , а зависимости 2–5 определяют ситуацию, когда треки электронов пучка выходят за пределы  $СД$ . Поэтому зависимость  $I$  можно назвать “поглощенной энергией”, а точку резкого изменения зависимости – “точкой перегиба”.

На рис. 6 представлена зависимость средней амплитуды сигнала  $СД$  от толщины сцинтиллятора в четырех “точках перегиба”, показанных на рис. 5. Видно, что в пределах исследованных толщин  $СД$  зависимость имеет линейный характер. Однако при экстраполяции зависимости в область энергий, близких к нулю, зависимость перестает быть линейной.

На рис. 7 представлена итоговая зависимость энергии электронного пучка, определенной данным методом ( $E_{ab}$ ), от энергии электронов, определенной оценкой средних ионизационных потерь на соответствующей толщине  $СД$  ( $E_e$ ). Видно, что зависимость линейная и в пределах ошибок (в данном случае в ошибки энергетического разрешения входят влияние медного конвертора, формирующего электронный пучок, и энергетическое разрешение самого  $СД$ ). Кроме того, значения энергии пучка, определенные экспериментальным методом, совпадают со значениями энергии пучка вторичных электронов, формируемого на основе тормозного фотон-

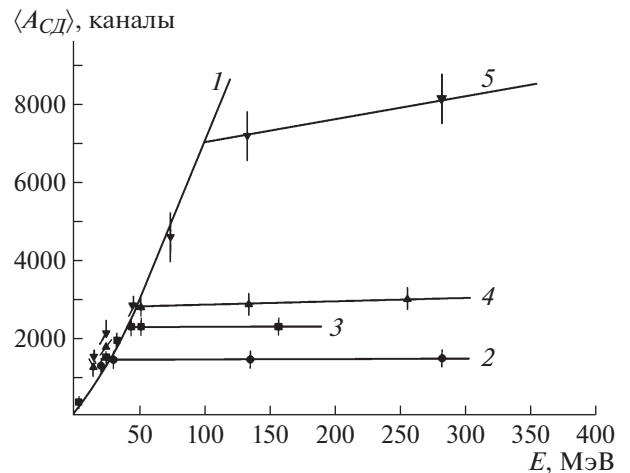


**Рис. 4.** Зависимость средней амплитуды  $A_{СД}$  сигнала сцинтилляционного детектора  $СД_1$  от энергии квазимонохроматического электронного пучка  $E$ .  $E_{ab}$  и  $\sigma_{ab}$  – энергия электронного пучка и ошибка энергии электронного пучка, определенная методом “поглощенной энергии”, соответственно.

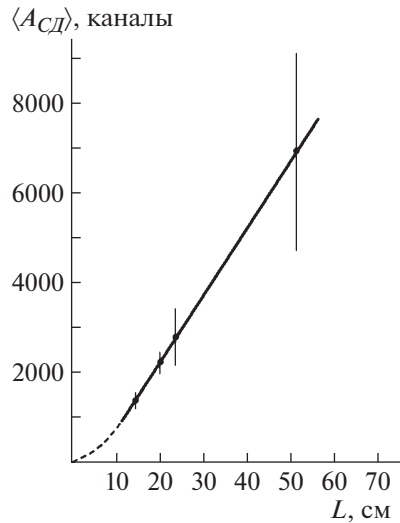
ного пучка магнитной системой и детектируемого  $СД$  (рис. 1 и 4) [3].

Ошибка значения энергии электронов в любой “точке перегиба” определялась экстраполяцией ошибок энергий, определенных до и после “точки перегиба”, в “точку перегиба” по соответствующим траекториям “ $E_{ab} - \sigma_{ab}$ ” и “ $E_{ab} + \sigma_{ab}$ ” (рис. 4). Для толщин детектора 20 см значение энергии пучка в “точке перегиба” составило  $E_{ab} = 40 \pm 10$  МэВ.

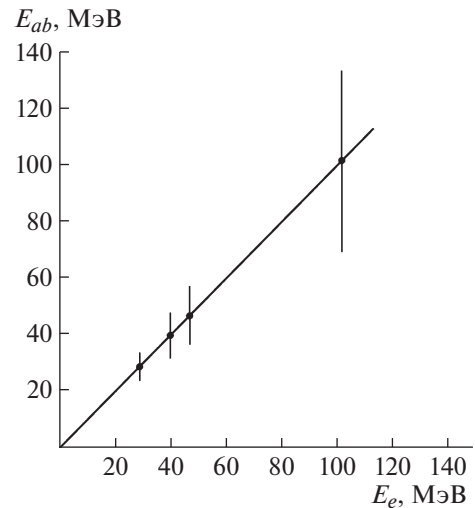
Предварительная калибровка обоих  $СД$ , выполненная на одиночных космических мюонах



**Рис. 5.** Зависимости средних амплитуд  $A_{СД}$  сигналов сцинтилляционных детекторов  $СД_1$  и  $СД_2$  от энергии квазимонохроматического электронного пучка  $E$  до “точки перегиба” (1) и после “точки перегиба” (2–5; толщина  $СД_1$  и  $СД_2$  по пучку: 2 – 14.5 см, 3 – 20 см, 4 – 23.5 см, 5 – 51.2 см).



**Рис. 6.** Зависимость средних амплитуд  $A_{CD}$  сигналов сцинтилляционных детекторов  $CD_1$  и  $CD_2$  от толщины детекторов по пучку  $L$ .



**Рис. 7.** Зависимость энергии электронного пучка  $E_{ab}$ , определенной методом “поглощенной энергии”, от энергии электронов  $E_e$ , определенной оценкой средних ионизационных потерь на соответствующей толщине  $CD$ .

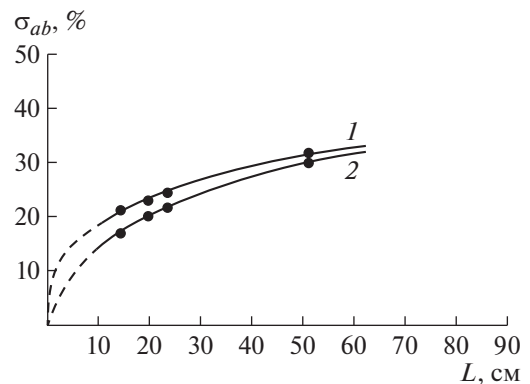
по методу “напролет” [3], показала, что энергетическое разрешение  $CD$  толщиной 20 см составляет  $\sigma = 9\%$  ( $\sigma = \Delta E_{\mu}/E_{\mu}/2.35$ ,  $\Delta E_{\mu}$  – полная ширина энергетического спектра космических мюонов на половине его высоты,  $E_{\mu}$  – среднее энерговыделение космическими мюонами в  $CD$ ).

Таким образом, за вычетом энергетического разрешения предварительной калибровки, которая определяет энергетическое разрешение самого  $CD$ , величина энергии вторичного электронного пучка, определенная  $CD$ , составляет  $E_{ab} = 40 \pm 9$  МэВ. Если учесть энергетическое разрешение пучка вторичных электронов, формируемых конвертером,  $\sigma \approx 12\%$  ( $\sigma = \Delta E/E/2.35$ ,  $\Delta E$  – полная ширина энергетического спектра электронного пучка на половине его высоты,  $E$  – средняя энергия электронного пучка) [3]), то значение энергии составляет  $E_{ab} = 40 \pm 8$  МэВ. Данное разрешение является разрешением исследуемого метода и определяется флуктуациями длины среднего пробега электронов пучка на толщине  $CD$ .

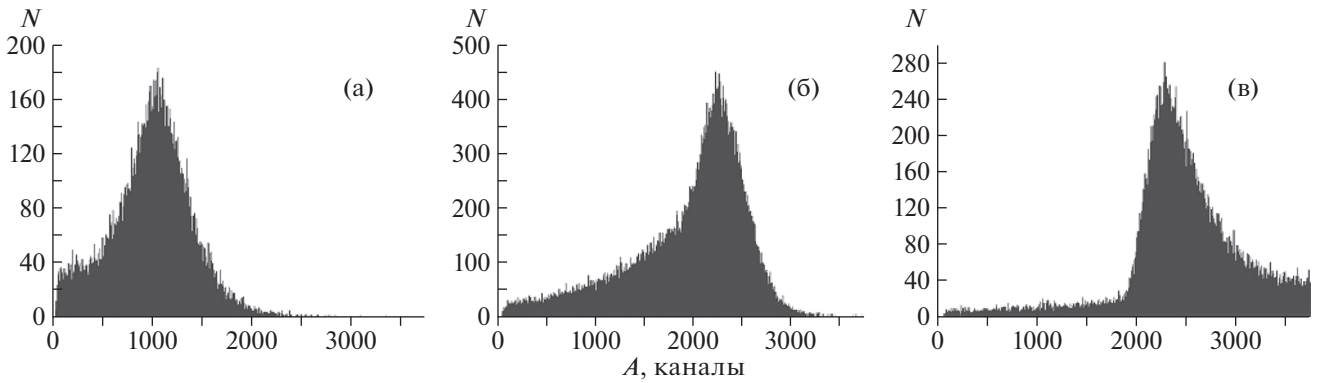
Рис. 8 представляет зависимость энергетического разрешения электронного пучка, определенного данным методом, от толщины  $L$  сцинтилляционных детекторов (разрешения самого детектора вычтено). На этом рисунке зависимость 1 определяет энергетическое разрешение электронного пучка с учетом влияния медного конвертора (рис. 6), в зависимости 2 влияние конвертора вычтено. Видно, что наибольшее влияние конвертора сказывается при толщинах  $CD$   $L < \sim 40$  см или  $L < \sim 1X_0$  ( $X_0 \approx 40$  см – радиационная длина полистирола [2]). Точность определения энергии пучка улучшается с уменьшением толщины  $CD$ .

Надо отметить, что вид амплитудных спектров  $CD$  в зависимости от энергии электронного пучка качественно меняется. На рис. 9 представлены амплитудные спектры  $CD$  толщиной 20 см (рис. 4) при энергиях электронного пучка до “ точки перегиба” ( $E = 9$  МэВ, рис. 9а), близко к “точке перегиба” ( $E = 45$  МэВ, рис. 9б) и за “точкой перегиба” ( $E = 145$  МэВ, рис. 9в). Видно, что при энергиях электронов, больших энергии, оставленной электроном на толщине  $CD$  (рис. 9в), вид спектра фактически определяется распределением Ландау [2].

Степень изменения спектра можно оценить, используя метод коэффициента  $\beta$  [5]. Для каждого



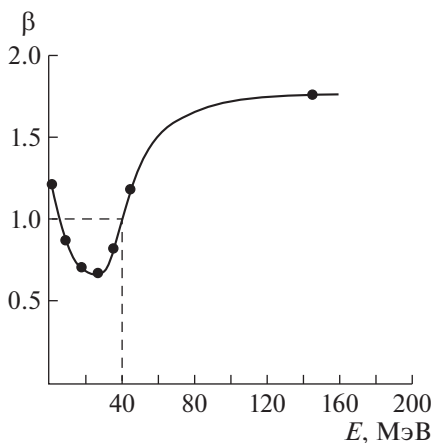
**Рис. 8.** Зависимость энергетического разрешения электронного пучка, измеренного методом “поглощенной энергии”, от толщины  $L$  сцинтилляционных детекторов: 1 – с учетом влияния медного конвертора, 2 – без учета его влияния.



**Рис. 9.** Амплитудные спектры сцинтиляционного детектора толщиной 20 см при энергиях электронного пучка: **а** – до “точки перегиба” ( $E = 9$  МэВ), **б** – близко к “ точке перегиба” ( $E = 45$  МэВ), **в** – за “ точкой перегиба” ( $E = 145$  МэВ).

спектра вычисляется отношение  $\beta = \alpha_{\text{правый}}/\alpha_{\text{левый}}$ , где  $\alpha_{\text{правый}} = \sum_{i=m+1}^{k_{\text{max}}} N_i$  и  $\alpha_{\text{левый}} = \sum_{i=k_{\text{min}}}^m N_i$  – число событий в правой и левой частях спектра, соответственно, относительно канала  $m$ , который определяет канал среднего значения амплитуды в спектре;  $N_i$  – число событий в  $i$ -м канале спектра;  $k_{\text{min}}$  и  $k_{\text{max}}$  – номера минимального и максимального каналов спектра с ненулевым числом событий.

На рис. 10 представлена зависимость коэффициента  $\beta$  от энергии электронного пучка. Видно, что с увеличением энергии пучка спектр начинает меняться, максимальное изменение спектра достигается при  $E_e \approx 28$  МэВ. Точка перегиба, при которой  $\beta = 1$ , соответствует  $E_e \approx 40$  МэВ. Это означает, что в данной точке треки электронов оптимально укладываются на толщине  $CD$ . В ином случае будут превалировать треки, соответствующие меньшим энерговыделениям (левая часть спектра, рис. 9а) или треки, соответствующие большим энерговыделениям (правая часть спектра, рис. 9в).



**Рис. 10.** Зависимость коэффициента  $\beta$  от энергии электронного пучка  $E$ .

В работе использовались  $CD$  на основе полистирола ( $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup> [2]), использование  $CD$  из более плотного материала, например, на основе кристаллов NaI(Tl), PbWO<sub>4</sub> и других ( $\rho > 3$  г/см<sup>3</sup> [2]) требует дополнительных исследований. Однако можно предположить, что для определения энергии электронного пучка в несколько сот мегаэлектронвольт толщина  $CD$  из плотного материала (как и из легкого) должна составлять  $L < \sim (1-2)X_0$ . На больших толщинах  $CD$  начинают развиваться электромагнитные ливни и выделяться энергия с более чем одного электронного трека, что ведет к неточному определению энергии пучка данным методом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный метод “поглощенной энергии”, связанный с достижением полного энерговыделения частиц в сцинтиляционном детекторе из легкого материала, позволяет определять энергию электронного пучка и может быть использован в экспериментальной деятельности. Область использования предпочтительна при энергиях в сотни мегаэлектронвольт и толщинах сцинтиляционного детектора, предположительно, до  $\sim 100$  см ( $\sim 2.5X_0$ ), т.е. до области начала развития электромагнитного ливня. В области энергий десятки мегаэлектронвольт и толщинах  $CD$  до  $\sim 20$  см ( $\sim 0.5X_0$ ) точность определения энергии электронного пучка может составить  $\sim 10-20\%$ , что близко к точности определения энергии пучка традиционными методами, например, черенковским спектрометром полного поглощения [6].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (НИС – РФФИ) № 18-02-40061 и № 18-02-40079.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Москалев В.А., Сергеев Г.И.* Измерение параметров пучков заряженных частиц, М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 5. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
4. *Алексеев В.И., Басков В.А., Далькаров О.Д., Кольцов А.В., Львов А.И., Мамонов И.А., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В.* // Краткие сообщения по физике. 2019. № 11. С. 37. <https://doi.org/10.3103/S1068335619110071>
5. *Басков В.А., Ким В.В., Хабло В.А.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 13.
6. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Полянский В.В.* // Краткие сообщения по физике. 2019. № 9. С. 31. <https://doi.org/10.3103/S1068335619090057>

## РАЗРАБОТКА ДВУХКООРДИНАТНОГО ДЕТЕКТОРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ВХОДНЫМ ОКНОМ $600 \times 600$ мм

© 2020 г. В. А. Андреев<sup>а</sup>, Т. А. Гвелесиани<sup>а</sup>, Т. И. Глушкова<sup>а</sup>,  
М. Р. Колхидашвили<sup>а</sup>, А. Г. Крившич<sup>а,\*</sup>, Е. Н. Леонова<sup>а</sup>, Д. А. Майсузенко<sup>а</sup>,  
В. А. Соловей<sup>а</sup>, О. П. Федорова<sup>а</sup>, А. А. Фетисов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова  
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”  
Россия, 188300, Гатчина Ленинградской обл., мкр. Орлова роща, 1

\*e-mail: [krivshich\\_ag@pnpi.nrcki.ru](mailto:krivshich_ag@pnpi.nrcki.ru)

Поступила в редакцию 26.02.2020 г.

После доработки 10.03.2020 г.

Принята к публикации 11.03.2020 г.

Описан двухкоординатный детектор тепловых нейтронов, разработанный в НИЦ “Курчатовский институт”–ПИЯФ для малоуглового дифрактометра. Детектор с площадью регистрации  $600 \times 600$  мм<sup>2</sup> создан на основе многопроволочной пропорциональной камеры. В качестве конвертора нейтронов используется газовая смесь, содержащая <sup>3</sup>He. Для повышения чистоты газа и увеличения срока жизни детектора в экспериментальных условиях без перезаполнения рабочего объема разработана и применена новая технология изготовления электродов. Сбор данных осуществляется системой регистрации на основе катодного метода съема информации на LC-линии задержки, которая размещена внутри детектора. Конструкция детектора предусматривает возможность его использования в вакууме.

DOI: 10.31857/S0032816220040217

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственные и энергетические характеристики пучка нейтронов в малоугловом дифрактометре (рис. 1) формируются нейтроноводной системой 2, монохроматором 3 и коллимационной системой 4. Прямой пучок приходит на исследуемый образец 7, рассеянные на образце нейтроны регистрируются детектором нейтронов 9. Регистрация нейтронов в различных диапазонах переданных импульсов, а также широкий диапазон по переданному импульсу обеспечиваются перемещением детектора вдоль оси пучка. Снизить вклад рассеянных на воздухе нейтронов по

пути от образца к детектору удается за счет использования вакуумируемой трубы 8, в которую помещен детектор 9.

Работа детектора 9 в вакууме предъявляет ряд требований к конструкции детектора, в частности необходимо изолировать от вакуума высоковольтную часть и придетекторную электронику. При этом максимально допустимое конструктивное давление газа в этих элементах детектора снижается до 1 атм.

В НИЦ “Курчатовский институт”–ПИЯФ (далее ПИЯФ) на основе многопроволочной пропорциональной камеры (MWPC – Multi-Wire

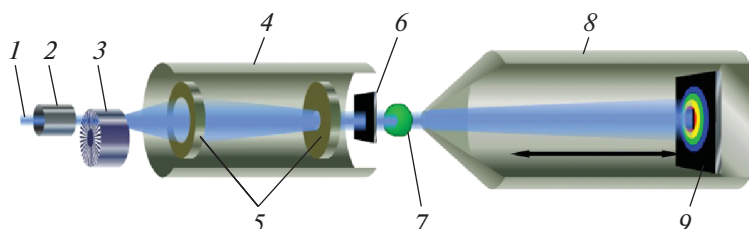


Рис. 1. Принципиальная схема дифрактометра малоуглового рассеяния нейтронов. 1 – нейтронный пучок с замедлителем; 2 – нейтроновод с заслонкой; 3 – монохроматор; 4 – коллимационная система с диафрагмами 5; 6 – мониторный счетчик; 7 – узел образца; 8 – вакуумный объем; 9 – детектор рассеянных нейтронов.



Proportional Chamber) разработан газоразрядный позиционно-чувствительный детектор (п.ч.д.) с площадью регистрации  $600 \times 600 \text{ мм}^2$ . В качестве конвертора нейтронов используется газовая смесь, содержащая  $^3\text{He}$ .

Детектор такого типа сочетает в себе высокую эффективность регистрации, низкую чувствительность к  $\gamma$ -фону источника, хорошее пространственное разрешение, широкий диапазон по площадям регистрации, стабильность рабочих характеристик и приемлемое быстродействие для большинства экспериментальных установок. Уникальность создаваемых в ПИЯФ детекторов заключается в применении специальной технологии изготовления электродов на основе сверхчистого стекла. Эта технология обеспечивает долговременное сохранение чистоты рабочего газа детектора, что существенно увеличивает ресурс работы и стабильность характеристик во времени таких детекторов по сравнению с аналогичными устройствами.

Настоящая статья посвящена описанию конструктивных особенностей п.ч.д. детектора тепловых нейтронов и регистрирующей электроники к нему.

## 2. ПАРАМЕТРЫ ДЕТЕКТОРА

Основные параметры газоразрядного детектора тепловых нейтронов представлены ниже:

Апертура, $\text{мм}^2$	$600 \times 600$
Предельные габариты, мм	до $900 \times 900 \times 200$
Число измеряемых координат	2 (X, Y)
Пространственное разрешение, мм	$3 \times 3$
Длины волн, Å	3–15
Газовая смесь	$^3\text{He} + \text{CF}_4$
Эффективность регистрации, %	$\geq (50-80)$
Конструкция	MWPC
Герметичность	Работа в вакууме
Чувствительность к $\gamma$ -фону (по $^{137}\text{Cs}$ )	$\leq 1 \cdot 10^{-7}$
Быстродействие детектора, н/с,	$\leq 1.5 \cdot 10^5$

(при просчетах электроники  $\leq 25\%$ )

## 3. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА

Детектор размещается в замкнутом газовом объеме и состоит из двух функциональных частей (рис. 2): 1) многопроволочной пропорциональной камеры, обеспечивающей газовое усиление первичного заряда и его локализацию; 2) двух дрейфовых промежутков, обеспечивающих требуемую эффективность регистрации нейтронов.

Конструкция MWPC для двухкоординатного детектора нейтронов состоит из пяти плоскостей электродов. В центре находится анод — сетка из

параллельных тонких проволочек W–Au диаметром 25 мкм. Симметрично относительно плоскости анода на расстоянии 3 мм расположены два катода из стальных проволочек диаметром 55 мкм, намотанных с шагом 1 мм. Проволочки каждого катода объединены в группы (стрипы) по три.

Для регистрации двух координат электронной лавины стрипы катодных плоскостей ориентированы ортогонально друг другу. Отводы стрипов соединены с линией задержки (шаг линии равен 3 нс), используемой для съема сигналов с детектора. Также внутри корпуса на расстоянии 10 мм от катодов размещены два дрейфовых катода.

При выборе материала для корпуса детектора учитывались следующие требования:

- 1) достаточная механическая прочность для заполнения газовой смесью требуемого давления;
- 2) высокое качество герметизации для сохранения стабильности давления газовой смеси;
- 3) обеспечение наибольшей трансмиссии нейтронов при минимальной вероятности перерассеяния на входном окне детектора для наибольшей эффективности регистрации без потери разрешения.

На основании ранее проведенных исследований [1] дюралевых сплавов с высокой механической прочностью для корпуса был выбран сплав В95.

Для обеспечения стабильной и долговременной работы двухкоординатного детектора в условиях замкнутого газового объема требуется сохранение чистоты рабочей газовой смеси, поэтому необходимо использовать материалы, не выделяющие примеси в его объем.

Для минимизации газовыделения материала детектора все электроды MWPC изготовлены из специализированного стекла с нанесенными на его поверхность металлическими ламелями для пайки проволочек. Такая технология позволяет подготовить газовый объем детектора перед заполнением его рабочим газом путем нагрева до температуры  $100-120^\circ\text{C}$  с вакуумированием. Все элементы конструкции: уплотнения, материалы изоляции, электрические компоненты, находящиеся внутри газового объема, были проверены и отобраны по минимальному газовыделению на вакуумном стенде с масс-спектрометром остаточных газов.

Для компонент линии задержки результаты проверки представлены на рис. 3. Из детального анализа спектров масс при различных температурах (от комнатной до  $120^\circ\text{C}$ ) было выяснено, что конденсаторы и катушки индуктивности мало “газят” при нагреве. На спектрах присутствуют массы элементов, соответствующих атмосфере ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ). Таким образом, при нагреве детектора до температуры  $120^\circ\text{C}$  газовыделения из конденсаторов и катушек индуктивности не произойдет.

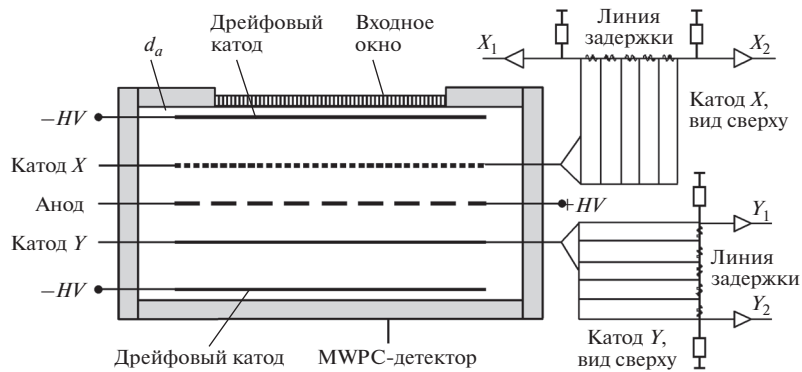


Рис. 2. Схема двухкоординатного п.ч.д.

Характеристическое сопротивление линии задержки выбрано равным 100 Ом с шагом отводов (между стрипами) 3 нс. Из-за необходимости установки линии задержки в замкнутом газовом объеме детектора без продува были использованы малогазящие компоненты:  $L = 290 \pm 5\%$  нГн тип LQ31H (типоразмер 1206) и керамические конденсаторы  $C = 27 \pm 5\%$  пФ тип GRM (типоразмер 0805).

#### 4. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Технология изготовления п.ч.д. включает в себя изготовление и тестирование пакета электродов MWPC, сборку и тестирование полностью собранного п.ч.д. Пакет электродов — это многослойная структура на базе конструктивных элементов из специализированного стекла. Последовательность изготовления пакета электродов представлена на рис. 4.

Конструктивно анодный и катодные электроды представляют собой стеклянную раму, с противоположных сторон которой приклеиваются стеклотекстолитовые планки с вытравленными на них контактными ламелями. На две другие противоположные стороны электрода приклеиваются ребра жесткости в виде стеклянных планок.

Склейка анодной рамы под пайку электродов и катодных рам под пайку проволочек осуществлялась в соответствии со специально разработанной методикой. Для склейки изготавливалась смесь на основе эпоксидной смолы. Чтобы избежать растрескивания стеклянных рамок при распайке проволочных сеток (температура припоя  $310^\circ\text{C}$ , температура рамы  $120^\circ\text{C}$ ), электроды равномерно прогревались с помощью термического стола (термостол).

Для намотки проволочных электродов изготавливались проволочные сетки для катода и анода. Для достижения высокой однородности натяжения проволочек анода и катодов, а также высокой точности шага проволочек при изготовлении электродов применялась технология калибровоч-

ных гребенок с равномерным шагом, которая позволила обеспечить однородность шага проволочек не хуже  $\pm 20$  мкм.

Перед сборкой все электроды продувались ионизированным азотом, а затем поочередно устанавливались в пакет. Однородность толщины электрода в сборе должна быть не хуже 40 мкм. До установки готового пакета в корпус детектора осуществлялось его высоковольтное тестирование с использованием тестовой газовой смеси: снимались вольт-амперные характеристики и темновые токи.

Готовый корпус был проверен на соответствие фактических и геометрических параметров элементов корпуса требуемым значениям. Была измерена деформация корпуса под рабочим давлением, проведена проверка герметичности с использованием стэнда на базе гелиевого течеискателя со сверхчистым  $^4\text{He}$ .

В корпус был установлен пакет электродов и линия задержки. Выводы линии задержки и анода подключены к разъемам. Тестирование подключенного пакета электродов проводилось с применением газовой смеси  $60\%\text{Ag} + 30\%\text{CO}_2 + 10\%\text{CF}_4$  с радиоактивным источником  $^{55}\text{Fe}$ . Для подготовки газовой смеси использовались системы очистки  $\text{CO}_2$  и  $\text{CF}_4$ , а также установка по смешению этих газов.

После того как детектор был заполнен рабочей газовой смесью  $^3\text{He} + \text{CF}_4$ , осуществлялось его итоговое тестирование на измерительном стенде с использованием источника нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ .

#### 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРА

Высокие эффективность регистрации и пространственное разрешение двухкоординатного детектора на основе MWPC определяются размерами дрейфовых промежутков и использованием газовой смеси при давлении 2–4 атм.

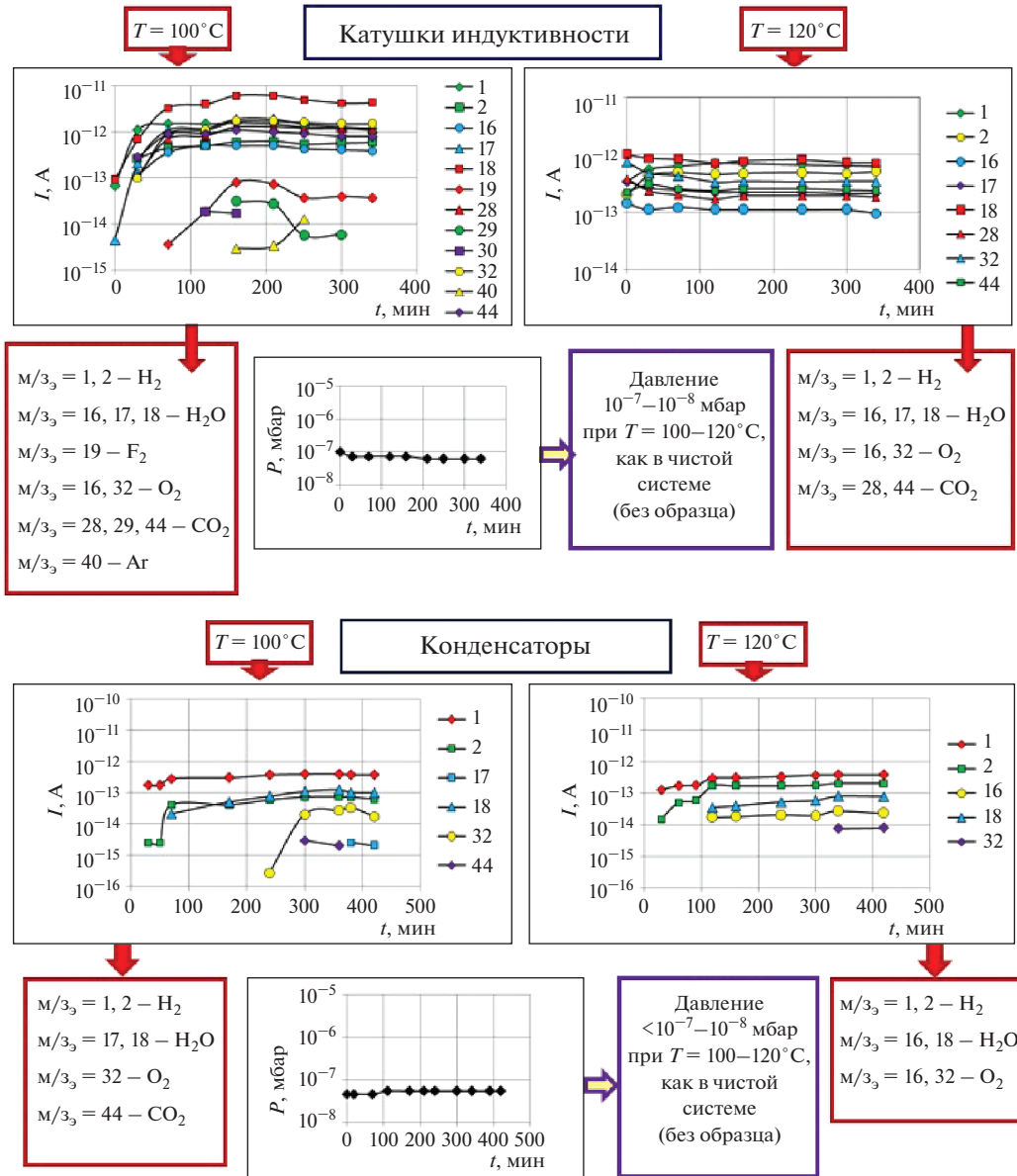


Рис. 3. Анализ спектров масс для компонент линии задержки ( $m/z_3$  – отношение массы к заряду электрона).

Собственная эффективность детектора [1, 2] определяется отношением числа актов взаимодействий к начальному числу нейтронов, падающих на поверхность детектора под нормальным углом:

$$\varepsilon = \exp[-\mu_{al}d_{al}]\exp[-\mu_{da}d_a](1 - \exp[-\mu_{Ld}d_{Ld}]), \quad (1)$$

где  $\mu_x = n_x\sigma_x$  – линейный коэффициент поглощения нейтронов в веществе;  $n_x$  – концентрация атомов вещества;  $\sigma_x$  – полное сечение взаимодействия тепловых нейтронов;  $d_{al}$  – толщина входного окна;  $d_{Ld}$  – толщина стеклянного катода в чувствительной области детектора;  $d_a$  – толщина газового зазора между входным окном и первым катодом.

Наибольшая эффективность регистрации достигается при минимизации влияния факторов неэффективности, таких как: входное окно детектора (потери  $\approx 15\%$ , сплав В95 при толщине 18 мм), газовый зазор между входным окном детектора и плоскостью первого дрейфового электрода (потери  $\approx 25\%$ ) и стекло первого (по пучку) катода (потери 4% при толщине 2 мм). Расчетная эффективность двухкоординатного п.ч.д. с входным окном  $600 \times 600 \text{ мм}^2$  для  ${}^3\text{He}$  представлена на рис. 5.

Пространственное разрешение детектора ограничено пробегами продуктов ядерной реакции  ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ . Протон и тритон разлетаются в противоположные стороны из точки ядерной реакции и

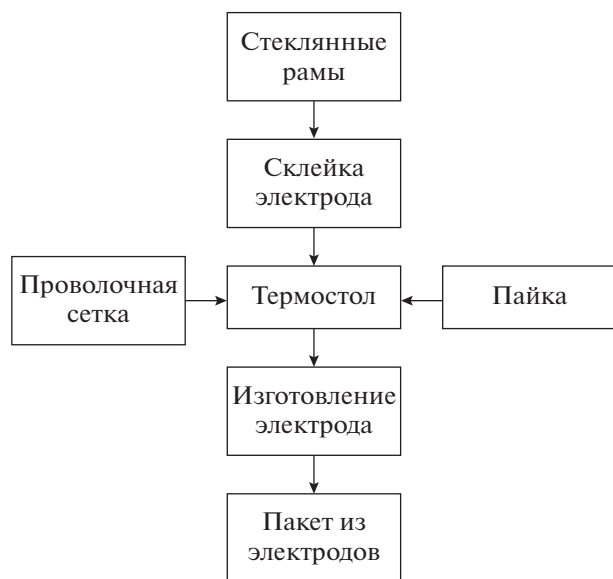


Рис. 4. Последовательность изготовления пакета электродов.

из-за различных ионизационных потерь и начальных энергий частиц ( $E_p = 573$  кэВ,  $E_T = 191$  кэВ) центр тяжести зарядов облака первичной ионизации смещен относительно точки ядерной реакции на величину  $r = 0.35R_p$ , где  $R_p$  – пробег протона. Таким образом, пространственное разрешение детектора ограничено величиной  $D_{ит} = 2r = 0.7R_p$ .

Зависимость расчетного пространственного разрешения детектора от давления газа  $CF_4$  определялась выражением:

$$D_{ит} \approx \frac{3[\text{мм} \cdot \text{атм}]}{P_{CF_4}}. \quad (2)$$

Пробеги протона вычислялись в программе SRIM [3]. Для наполнения детектора выбрано давление  $P_{CF_4} = 1.5$  атм, при котором пространственное разрешение составляло  $D_{ит} = 2.0$  мм.

## 6. РЕГИСТРИРУЮЩАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Для сбора и обработки данных с детектора с площадью регистрации  $600 \times 600$  мм<sup>2</sup> в ПИЯФ разработана система регистрации данных на основе придетекторной электроники и программного обеспечения. Подобные системы ранее неоднократно создавались для научных установок, последние разработки представлены в [4, 5].

В двухкоординатном детекторе для регистрации частиц используется катодный метод съема информации на линии задержки, что позволяет с высокой точностью определять координаты при относительно малом мертвом времени, ограниченном длиной линии задержки (~1 мкс), и при минимальном количестве регистрирующих каналов электроники – по два канала на каждый катод. Линия задержки состоит из дискретных  $L$  и  $C$  элементов, распаиваемых непосредственно на выводах катодных стрипов на раме.

Импульс, возникающий на линии задержки, идет одновременно к двум ее концам: с одной стороны сигнал поступает на канал  $X_1$  или  $Y_1$ , с другой – на канал  $X_2$  или  $Y_2$ .

Координата нейтрона вычисляется по разности времен прихода импульсов на входы TDC (Time-Digital Converter):

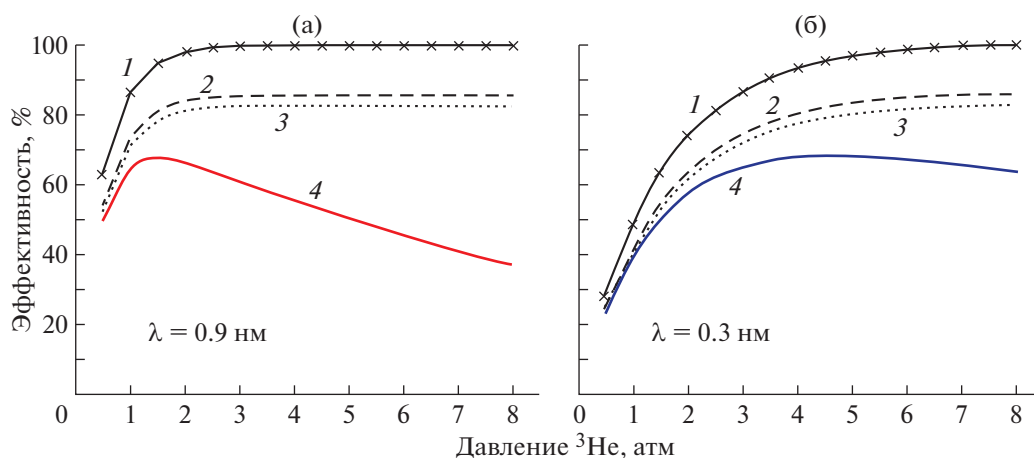
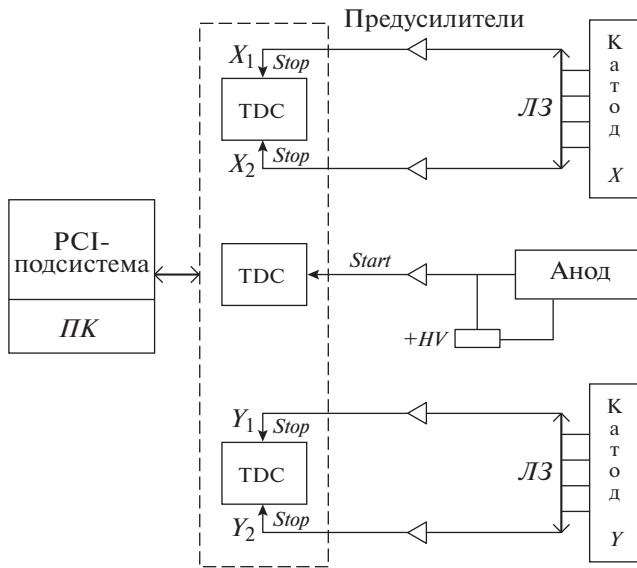


Рис. 5. Эффективность п.ч.д. для  ${}^3\text{He}$  для разных длин волн  $\lambda$  нейтронов. Расчетная эффективность 2D-детектора с входным окном  $600 \times 600$  мм<sup>2</sup>: 1 – эффективность конверсии нейтронов чувствительным объемом детектора (30 мм) без учета факторов ослабления пучка; 2 – сумма эффективности 1 и потерь во входном окне детектора; 3 – сумма 2 и потерь в дрейфовом катоде; 4 – сумма 3 и потерь в газовом зазоре – итоговая эффективность детектора.



**Рис. 6.** Схема регистрирующей электроники детектора. ЛЗ – линия задержки для катодов; TDC – цифровой преобразователь время–код; PCI-подсистема – две соединенные платы, размещенные в персональном компьютере ПК.

$$x = \left(1 - \frac{XT_2 - XT_1}{T}\right) \frac{L}{2}, \quad (3)$$

где  $XT_1$  и  $XT_2$  – время прихода сигналов на концы линии задержки;  $T$ , нс – длина линии задержки;  $L$  – физическая длина катода вдоль координаты  $X$ . Координата  $Y$  рассчитывается аналогично. Сложение вычисленных координат  $X$  и  $Y$  дает положение нейтрона на плоскости.

Система регистрации данных с п.ч.д. состоит из:

- предусилителей, формирующих логические импульсы с временной привязкой к входному сигналу, поступившему с выходов линий задержки и анода; каждый предусилитель включает в себя низкошумящий предусилитель, усилитель-формирователь, дискриминатор с привязкой к вершине сформированного импульса;
- TDC – преобразователя времени в цифровой код, предназначенного для распознавания события и цифрового представления времени, когда произошло событие [6];
- программного обеспечения для сбора и предварительной обработки данных.

Регистрация событий осуществляется по схеме совпадений: сигнал с анода является стартовым, запускающим TDC в режим ожидания сигналов с  $X$ - и  $Y$ -катодами. Схема регистрирующей электроники детектора представлена на рис. 6.

PCI-подсистема представляет собой две платы, соединенные через разъем: одна плата – универсальный носитель мезонинных карт с PCI-интерфейсом и локальной 16-битной шиной, вторая –

мезонинная плата, подключенная к локальной 16-битной шине носителя и выполняющая функцию цифрового 4-канального TDC. PCI-подсистема занимает один слот PCI-шины компьютера.

TDC выполнен на основе цифрового преобразователя время–код микросхемы TDC–GPX (используется в режиме 4-канального преобразователя время–код). В состав модуля также входят: микросхема FPGA (Field-Programmable Gate Array) большой степени интеграции семейства Cyclone II и одна микросхема FPGA семейства Max-V. PCI-интерфейс выполнен на основе микросхемы PCI-9030 – мост slave PCI, 16-битная локальная шина.

Для обеспечения работы PCI-подсистемы регистрирующей электроники был разработан драйвер, обеспечивающий возможность работы под управлением ОС Windows XP 10 для 32- и 64-разрядных версий ОС. Также было разработано программное обеспечение, реализующее: работу модуля в тестовом режиме; набор данных с позиционно-чувствительного детектора; сохранение данных; визуализацию данных в разных режимах, в том числе вывод 2D- и 3D-графиков, графиков данных по координатам  $X$ ,  $Y$ , графиков данных по отдельным координатам  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $Y_1$ ,  $Y_2$  и первичную обработку данных.

Достигнуты следующие основные характеристики:

- 4 цифровых преобразователя время–код с общим стартом;
- мертвое время модуля 3 мкс;
- дифференциальная нелинейность преобразователя время–код <5%;
- число каналов преобразователя время–код до 8192;
- чувствительность преобразователя время–код от 130 пс на 1 канал;
- пропускная способность системы на основе компьютера под управлением ОС Windows XP 10 >150000 событий в секунду.

График пропускной способности системы при работе программного обеспечения под управлением ОС Windows XP 10 представлен на рис. 7.

Предусмотрены два режима накопления данных: гистограммный (online сортировка данных и построение спектров) и “списочный” (накопление исходных данных в персональном компьютере с последующей offline обработкой). Управление системой осуществляется через операционную систему с интеграцией в предустановленное программное обеспечение. В настоящее время заканчивается разработка нового TDC на базе FPGA-микросхемы большой степени интеграции семейства Cyclone V с интерфейсом 1 Гбит Ethernet, пропускная способность системы превышает 1000000 событий в секунду.

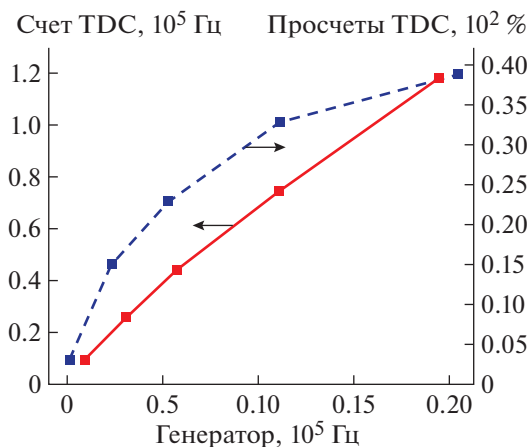


Рис. 7. График пропускной способности системы.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ разработан двухкоординатный п.ч.д. с площадью регистрации тепловых нейтронов  $600 \times 600$  мм<sup>2</sup> на основе многопроволочной пропорциональной камеры. В качестве метода съема информации выбран катодный метод на LC-линии задержки, которая размещена внутри детектора. Для сбора и обработки данных разработана система регистрации нейтронов, включающая в себя придетекторную и регистрирующую электронику и программное обеспечение.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2019-954 от 31.05.2019, уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI60718X0200.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев В.А., Ганжа Г.А., Иванов Е.А., Ильин Д.С., Коваленко С.Н., Крившич А.Г., Надточий А.В., Рунов В.В. Препринт ПИЯФ РАН № 2780. Гатчина, 2008.
2. Andreev V., Ganzha G., Pyin D., Ivanov E., Kovalenko S., Krivshich A., Nadtochy A., Runov V. // Nucl. Instrum. And Methods A. 2007. V. 581. P. 123. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.044>
3. Biersack J.P., Ziegler J.F. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter. <http://www.srim.org>
4. Глушкова Т.И., Соловей В.А., Ульянов В.А., Дьячков М.В., Колхидашвили М.Р., Савельева Т.В., Сумбатян А.А., Сыромятников В.Г. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 19. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020095>
5. Дьячков М.В., Соловей В.А., Ульянов В.А., Глушкова Т.И., Савельева Т.В., Колхидашвили М.Р. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 12. С. 1. <https://doi.org/10.1134/S1028096019120069>
6. Соловей В.А., Савельева Т.В., Колхидашвили М.Р., Гапон О.Н. // ПТЭ. 2019. № 5. С. 145. <https://doi.org/10.1134/S0032816219050112>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07+539.1.074.3

**ВРЕМЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ  
НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА Ce:GAGG  
ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВАКУУМНЫХ  
И КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ**

© 2020 г. В. В. Богомолов<sup>a,b,\*</sup>, Г. А. Досовицкий<sup>d</sup>, А. Ф. Июдин<sup>a</sup>, М. В. Коржик<sup>c,d</sup>,  
С. А. Тихомиров<sup>e</sup>, С. И. Свертилов<sup>a,b</sup>, Д. Ю. Козлов<sup>e</sup>, И. В. Яшин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, строение 2

<sup>b</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, строение 2

<sup>c</sup> НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета им. Ф. Скорины  
Беларусь, 220030, Минск, ул. Бобруйская, 11

<sup>d</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”  
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

<sup>e</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Беларусь, 220072, Минск, просп. Независимости, 68

\*e-mail: bogovir@rambler.ru

Поступила в редакцию 17.02.2020 г.

После доработки 07.04.2020 г.

Принята к публикации 08.04.2020 г.

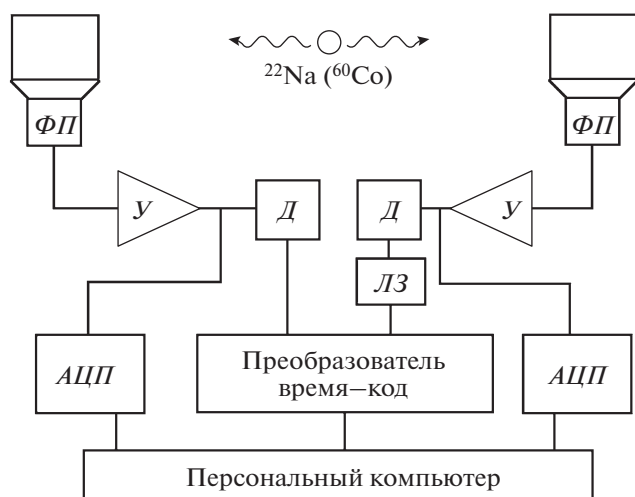
Рассмотрены результаты измерений временного и энергетического разрешения сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов галлий-гадолиниевого граната (Ce:GAGG), созданных в кооперации НИЦ “Курчатовский институт”, НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИЯП БГУ) и Фомос-Материалы (Москва, Россия, <http://newpiezo.com/company/>), в сравнении с кристаллами производства компании С&А (Япония). Измерения проводились в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 20 кэВ до  $\sim 2$  МэВ. В качестве фотоприемников применялись фотоэлектронные умножители R3998-100-02 и матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) ArgaуВ – 3035-144P. Временное и спектральное разрешение кристаллов производства компании Фомос-Материалы (Россия) находится на уровне мировых образцов, в частности кристаллов производства компании С&А (Япония). Результаты измерения собственного радиационного фона кристаллов галлий-гадолиниевого граната показали, что сцинтилляторы производства Фомос-Материалы в сочетании с фотоприемниками типа SiPM весьма перспективны для использования в компактных детекторах – спектрометрах  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц, в том числе разрабатываемых для космических исследований.

DOI: 10.31857/S0032816220050092

## ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы широко применяются для регистрации низкоэнергетического ионизирующего излучения в устройствах медицинской диагностики, геодиагностики, экологического мониторинга, а также в устройствах мониторинга технологических процессов и контроля перемещения различных веществ, включая радиоактивные. В ряде случаев, например для работы в космическом пространстве, сцинтилляторы должны обладать повышенной радиационной стойкостью [1].

Для работы в спектрометрическом режиме принципиальна линейность выхода сцинтилляций в сочетании с высокой разрешающей способностью. Сцинтилляционные кристаллы со структурой граната, например  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ , обладают хорошей линейностью выхода сцинтилляций в диапазоне низких энергий. Сцинтилляционные материалы на основе простых гранатов были созданы в восьмидесятых годах [1], смешанные гранаты получили широкое распространение лишь недавно, после демонстрации принципиальной возможности улучшения их свойств [2–4].



**Рис. 1.** Схема узла для временных измерений. *ФП* – фотоприемник; *У* – усилитель; *Д* – дискриминатор; *ЛЗ* – линия задержки; *АЦП* – аналого-цифровой преобразователь.

Отличительной особенностью сцинтилляторов  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$  при их дополнительном допировании является увеличение интегрального выхода сцинтилляций при понижении температуры [5–9]. Это делает возможным использование сцинтилляторов  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$  в экстремальных температурных условиях, например в космических исследованиях и т.п.

Кристаллы  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$  демонстрируют энергетическое разрешение  $FWHM$  – 6.1% для 661.65 кэВ ( $^{137}Cs$ ), что лучше, чем энергетическое разрешение, получаемое со стандартным сцинтилляционным кристаллом  $NaI(Tl)$ , 6.6–6.8% [10].

Энергетическое разрешение может быть улучшено при увеличении выхода сцинтилляций. Это может быть достигнуто путем повышения эффективности передачи энергии электронных возбуждений ионам активатора при направленной модификации распределения электронной плотности у дна зоны проводимости и уменьшении запрещенной зоны. По нашим оценкам, такая ситуация может быть достигнута в твердых растворах, где ионы алюминия изоморфно замещаются ионами галлия, притом в кристалл вводятся специальные добавки, минимизирующие аккумуляцию электронных возбуждений на мелких ловушках.

В настоящее время ведется разработка нового класса сцинтилляционных материалов на основе монокристаллических твердых растворов алюмогаллиевых гранатов, активированных ионами  $Ce^{3+}$ , для применения в астрофизических исследованиях и в исследованиях верхней атмосферы на космических аппаратах [11]. Группами японских и американских исследователей независимо пока-

зано, что переход от простых гранатов иттрия  $Y_3Al_5O_{12}$  и лютеция  $Lu_3Al_5O_{12}$ , активированных ионами церия, к их твердым растворам, в которых не менее 60% алюминия замещено на галлий, позволяет практически удвоить выход сцинтилляций, доведя его до 54000 фотонов/МэВ [5–9].

Это открывает перспективу для создания нового поколения относительно простых и эффективных сцинтилляционных детекторов для различного применения. В отличие от новых сцинтилляционных галоидных материалов  $CeVg_3$  и  $LaVg_3:Ce$ , гранаты не гигроскопичны, обладают твердостью не менее 8 (по шкале Мооса) и могут быть получены при использовании хорошо разработанных методов выращивания кристаллов, таких как метод Чохральского и Багдасарова.

В настоящей работе приводятся результаты измерений временного и энергетического разрешения, а также собственного фона сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов галлий-гадолиниевого граната ( $Ce:GAGG$ ) различной геометрии, созданных в кооперации НИЦ “Курчатовский институт”, НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИЯП БГУ) и Фомос-Материалы (<http://newpiezo.com/company/>) [12] (Москва, Россия), в сравнении с кристаллами, полученными от компании S&A (Япония).

Исследовались отечественные образцы в форме параллелепипеда размером  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  и  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см, а также японский кристалл размером  $1.0 \times 1.0 \times 3.0$  см. В качестве фотоумножителей применялись фотоэлектронные умножители R3998-100-02 и матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) ArgaуВ – 3035-144Р. Также были проведены измерения собственного радиационного фона указанных образцов сцинтилляционных кристаллов.

#### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Измерения временного разрешения образцов сцинтилляционных детекторов осуществлялись в режиме совпадений. Схема узла для временных измерений представлена на рис. 1.

Узел для временных измерений содержит два фотоприемника *ФП*, в качестве которых могут использоваться вакуумные фотоумножители или кремниевые фотоприемники SiPM (Silicon photomultipliers), с устанавливаемыми на них сцинтилляционными кристаллами. Между ними размещен радиоактивный источник,  $\gamma$ -кванты от которого вызывают одновременное срабатывание двух детекторов. Выходные импульсы детекторов после усиления поступают на дискриминаторы, формирующие сигналы *Start* и *Stop*. Эти сигналы



поступают на вход преобразователя время–код, при этом сигнал *Stop* дополнительно задерживается линией задержки, в качестве которой для получения небольших значений времени задержки может использоваться отрезок кабеля длиной от 1 до 8 м.

В качестве преобразователя время–код использовалось 12-канальное устройство ТС840 с временным разрешением 50 пс, выполненное в виде модуля с интерфейсом PCI, входящего в состав крейта, управляемого встроенным компьютером с операционной системой Windows 7. Дополнительно проводился амплитудный анализ сигналов с помощью аналого-цифровых преобразователей АЦП, выходные коды которых также передавались на компьютер.

Модуль ТС840 позволяет получать спектры временных задержек как для сформированных логических импульсов *Start* и *Stop*, так и для аналоговых импульсов от источника сигнала. В этом случае уровень срабатывания определяется встроенным компаратором и может задаваться через интерфейс управляющей программы. Следует, однако, отметить, что использование аналоговых сигналов требует дополнительного усиления и согласования кабелей, поэтому при тестировании рекомендуется формировать импульсы электроникой, принадлежащей детекторной части. Кроме того, существует зависимость задержки от формы аналогового импульса, особенно заметная в области малых амплитуд.

Временные измерения и оценки собственного временного разрешения детекторного модуля и временного разрешения в режиме совпадений, проводимые с разными комбинациями кристалл–фотоприемник, осуществлялись с использованием радиоактивного изотопа, испускающего два  $\gamma$ -кванта, вылетающих одновременно. Для этого использовались следующие  $\gamma$ -источники, подходящие для временных измерений:

–  $^{60}\text{Co}$ , излучающий  $\gamma$ -кванты с энергией 1170 и 1330 кэВ каскадом с задержкой  $\sim 2$  пс;

–  $^{22}\text{Na}$ , излучающий два аннигиляционных  $\gamma$ -кванта с энергией 511 кэВ, вылетающих одновременно в противоположных направлениях.

Измерение временного разрешения детекторного модуля в режиме совпадений осуществлялось с использованием двух детекторных модулей с одинаковыми сцинтилляционными кристаллами. Исходное расстояние между детекторами выбрано равным  $< 10$  см для увеличения скорости счета в режиме совпадений.

Сначала проводились измерения спектра задержек без радиоактивных изотопов – от фона. В этом случае спектр должен представлять собой плавную кривую без острых пиков. Затем изотоп  $^{22}\text{Na}$  или  $^{60}\text{Co}$  помещали между детекторами и набирали

спектр задержек для этого случая. В спектре присутствовал узкий пик в области малых значений задержки. При обработке определялись средние значения задержки и ширина пика на половине высоты, которая и служила мерой временного разрешения.

Для измерения собственного временного разрешения может быть применена аналогичная схема (см. рис. 1). Однако в этом случае в качестве детектора “стоп” должен использоваться исследуемый образец, а в качестве детектора “старт” – “реперный” детектор с заведомо высокими временными характеристиками: кристаллы  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  или пластмассовый сцинтиллятор.

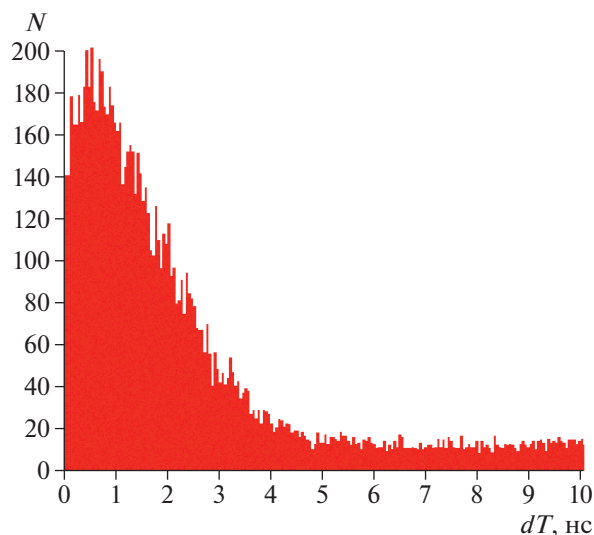
#### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Установка для измерения энергетического разрешения содержала: собственно детекторный узел, состоящий из исследуемого сцинтилляционного кристалла и фотоприемника (использовались фотоэлектронный умножитель R3998-100-02 и матрицы SiPM ArrayB – 3035-144P), помещенных в светоизолирующий бокс; электронику для спектрометрии, использующую многоканальный анализатор AmpTek MCA-8000A; зарядово-чувствительные усилители и формирователи, разработанные отдельно для каждого из примененных фотоприемников (использовались микросхемы усилителей AD8055, AD8039, компаратор AD8561).

В составе установки дополнительно использовались персональный компьютер, с помощью которого считывались и обрабатывались данные энергетических спектров, а также осциллограф (Tektronix TDS3012B) и генератор импульсов (Tektronix AFG3102), необходимые для настройки электроники.

Набор фоновых энергетических спектров в течение длительного времени осуществлялся с помощью платы STM32F4DISCOVERY на основе микроконтроллера STM32F407VG, реализующего запись амплитуды и времени появления каждого импульса на выходе фотоприемника на SD-карту. В этом случае использовалась электронная плата, осуществляющая активное формирование сигнала с помощью аналогового ключа и его оцифровку с помощью АЦП последовательного приближения с параллельным выходом. Подробное описание устройства и работы этой установки опубликовано в [13].

В случае использования в качестве фотоприемника вакуумного фотоумножителя исследуемый кристалл устанавливался примерно в центре входного окна фотоумножителя, который размещался в светоизолирующей коробке вертикально. При этом обеспечивался оптический контакт



**Рис. 2.** Спектр интервалов временных задержек между стартовым и стоповым импульсами для комбинации кристаллов GAGG(Ce) японского производства (*Start*) и производства Фомос-Материалы [12] (*Stop*), полученный в режиме задержанных совпадений.

между выходным окном упаковки кристалла и входным окном фотоумножителя с помощью специальной смазки BC-630. В случае использования в качестве фотоприемника матрицы SiPM кристалл с торцевой поверхностью  $1.2 \times 1.2$  см устанавливался в центральной части матрицы, а кристалл с торцевой поверхностью  $0.3 \times 0.3$  см – таким образом, чтобы его торцевая поверхность приходилась на один пиксель матрицы, размеры которого также примерно равны  $0.3 \times 0.3$  см.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Перед проведением измерений были проверены характеристики модуля TC840. Временное разрешение получено путем подачи одного и того же сигнала с генератора на входы “Старт” и “Стоп” через кабели различной длины. Было подтверждено, что собственное временное разрешение платы составляет  $\sim 50$  пс, как и было заявлено производителем.

С помощью установки, схема которой представлена на рис. 1, проведены измерения с кристаллами GAGG(Ce), просматриваемыми с помощью вакуумных фотоумножителей и SiPM. В первой серии измерений определялось временное разрешение пары кристаллов японского производства размером  $1.0 \times 1.0 \times 3.0$  см, просматриваемых вакуумными фотоумножителями. Эти кристаллы с полированными поверхностями для улучшения светосбора были обернуты зеркаль-

ной пленкой и установлены на оптический контакт с фотоумножителями Hamamatsu R2496.

По результатам измерений был получен спектр временных интервалов задержки с источником  $^{22}\text{Na}$  в виде зависимости числа отсчетов от номера канала преобразователя время–код. Временное разрешение, определяемое по ширине пика распределения на половине его высоты, составило 1.1 нс.

По такой же схеме были проведены измерения спектра временных задержек в режиме задержанных совпадений с кристаллами GAGG(Ce) японского производства размером  $1.0 \times 1.0 \times 3.0$  см и производства Фомос-Материалы [12] размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см. Полученный спектр временных задержек представлен на рис. 2.

Согласно рис. 2, на спектре виден пик, ширина которого на половине высоты составляет 1.5 нс. Таким образом, можно заключить, что кристалл производства Фомос-Материалы [12] обеспечивает временное разрешение, по порядку величины соответствующее временному разрешению кристалла японского производства.

Для проверки временного разрешения кристалла GAGG(Ce), просматриваемого с помощью SiPM, был измерен спектр временных задержек между импульсами *Start* и *Stop*. Стартовый импульс формировался при взаимодействии аннигиляционного  $\gamma$ -кванта с энергией 511 кэВ в кристалле  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , просматриваемом фотоумножителем Hamamatsu R2496. Импульс *Stop* формировался при взаимодействии второго аннигиляционного  $\gamma$ -кванта в кристалле производства Фомос-Материалы [12] размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см, просматриваемом матрицей SiPM ArrayB – 3035-144P. Соответствующий спектр представлен на рис. 3. Ширина пика на половине высоты на этом спектре равна 1.3 нс. Поскольку в качестве источника стартового сигнала был использован более быстрый сцинтиллятор  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , имеющий время высвечивания  $< 20$  пс, можно предположить, что основной вклад в ширину пика дает собственное временное разрешение детектора на основе GAGG(Ce), просматриваемого SiPM.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

С кристаллами GAGG(Ce) производства Фомос-Материалы [12] проводились две серии измерений – с вакуумными фотоумножителями R3998-100-02 и с матрицами кремниевых фотоумножителей ArrayB – 3035-144P. Для каждой серии подбирались напряжения питания фотоприемника и коэффициент усиления входного тракта, чтобы обеспечить регистрацию  $\gamma$ -квантов в нужном диапазоне энергий: более мягком, от  $\sim 20$  кэВ до  $\sim 1$  МэВ, или более жестком, от  $\sim 50$  кэВ до  $\sim 3$  МэВ.

Для каждого режима измерений проводилась независимая градуировка тракта посредством спектральных измерений с использованием радиоактивных изотопов из стандартного набора градуировочных источников. Характеристики этих изотопов приведены в табл. 1. Указанные в таблице значения энергии соответствуют максимуму в соответствующей спектральной линии.

Выделение линий на фоне континуума выполнялось путем обработки спектров АЦП с помощью компьютерной программы, которая осуществляла линейную интерполяцию континуума в области линии, затем вычитала континуум и методом максимального правдоподобия аппроксимировала линию распределением Гаусса. Программа вычисляла значение номера канала АЦП ( $N_{АЦП}$ ), соответствующее максимуму этого распределения, и его ширину на половине высоты (FWHM). В результате для каждой серии измерений были построены зависимости  $E_{max}(N_{АЦП})$ , использовавшиеся в дальнейшем в качестве градуировочных кривых, посредством которых осуществлялся перевод номера канала в величину энергии регистрируемого  $\gamma$ -кванта. Градуировочные зависимости в большинстве случаев могли быть с хорошей точностью аппроксимированы прямой линией. Для тех случаев, когда наблюдались небольшие отклонения от линейности, энергия, соответствующая определенному каналу АЦП, определялась посредством кубической интерполяции.

Примеры градуировочных спектров изотопа  $^{137}\text{Cs}$ , полученные с использованием кристалла GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см производства Фомос-Материалы [12] и фотоприемников двух типов: R3998-100-02 и ArgaV – 3035-144P, приведены на рис. 4. На этих рисунках хорошо видны все спектральные особенности, характерные для указанного изотопа: линия  $\gamma$ -излучения, соответствующая значению энергии из табл. 1, плато, соответствующее регистрации  $\gamma$ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние, и линия, соответствующая обратному рассеянию (back-scattering).

На рис. 5 представлен калибровочный спектр изотопа  $^{137}\text{Cs}$  для кристалла GAGG(Ce) размером  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  см производства Фомос-Материалы [12], полученный с использованием SiPM ArgaV – 3035-144P. Кристалл располагался на фотоприемнике в оптическом контакте таким образом, чтобы он находился над пикселем SiPM, при этом поперечные размеры кристалла соответствовали размерам пикселя матрицы SiPM.

С учетом градуировочных кривых  $E_{max}(N_{АЦП})$ , демонстрирующих хорошую линейность во всем диапазоне энергий и номеров каналов АЦП, было определено энергетическое разрешение как от-

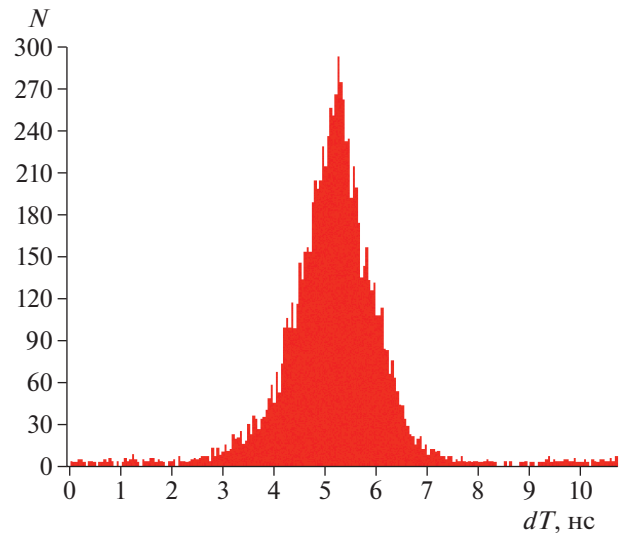


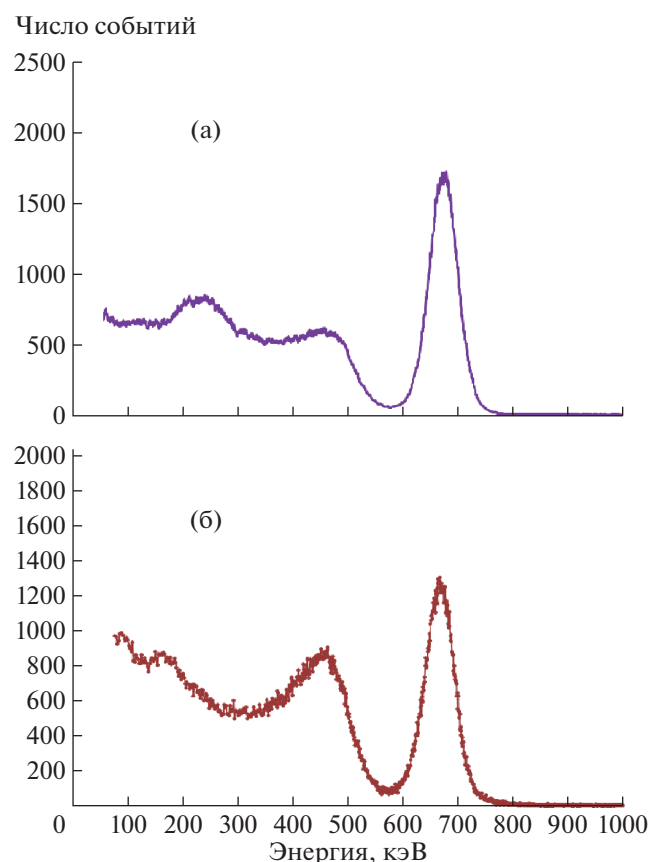
Рис. 3. Спектр интервалов временных задержек для комбинации кристалла  $\text{LaBf}_3(\text{Ce})$ , просматриваемого фотоумножителем (Cmap), и кристалла GAGG(Ce) производства Фомос-Материалы [12], просматриваемого SiPM (Cmon).

ношение величины FWHM соответствующей линии к величине  $E_{max}$  с поправкой на положение нуля. Значения FWHM и положение центра определялись путем вписывания кривой Гаусса методом наименьших квадратов с использованием программного обеспечения ADMCA, входящего в комплект поставки многоканального анализатора. Для компенсации небольшого отклонения от линейности в качестве калибровочной кривой использовался полином 3-й степени.

Непосредственно для нахождения энергетического разрешения были использованы те линии,

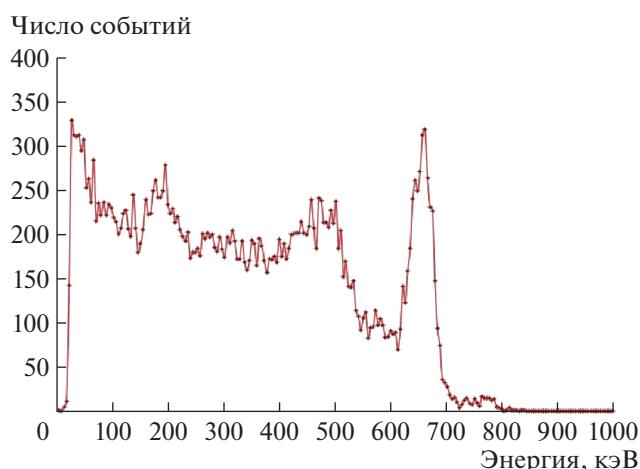
Таблица 1.

Энергия, кэВ	Изотоп	Энергия, кэВ	Изотоп
26.34	$^{241}\text{Am}$	511	$^{22}\text{Na}$
30.9	$^{133}\text{Ba}$	569.7	$^{207}\text{Bi}$
32	$^{137}\text{Cs}$	661.65	$^{137}\text{Cs}$
40	$^{152}\text{Eu}$	778.9	$^{152}\text{Eu}$
59.54	$^{241}\text{Am}$	867.38	$^{152}\text{Eu}$
75	$^{207}\text{Bi}$	964.1	$^{152}\text{Eu}$
81	$^{133}\text{Ba}$	1063.66	$^{207}\text{Bi}$
101	$^{241}\text{Am}$	1173.2	$^{60}\text{Co}$
121.78	$^{152}\text{Eu}$	1274.5	$^{22}\text{Na}$
244.7	$^{152}\text{Eu}$	1332.5	$^{60}\text{Co}$
344.28	$^{152}\text{Eu}$	1408	$^{152}\text{Eu}$
356	$^{133}\text{Ba}$	1770	$^{207}\text{Bi}$



**Рис. 4.** Спектр  $\gamma$ -излучения радиоактивного изотопа  $^{137}\text{Cs}$ , измеренный с помощью кристалла GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см и фотоприемников R3998-100-02 (а) и матрицы SiPM AgrarV – 3035-144P (б).

для которых величина FWHM могла быть определена надежно. Зависимости энергетического разрешения от энергии, полученные для кристалла GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемников двух типов: R3998-100-02 и AgrarV – 3035-144P, приведены на рис. 6. Зависимость энергетического разрешения от энергии, полученная для кристалла GAGG(Ce) размером  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемника AgrarV – 3035-144P, приведена на рис. 7. Следует отметить, что статистическая погрешность, вычисляемая программой ADMCA, мала и не превышает размеров маркера на соответствующих графиках. Она значительно меньше систематических отклонений, возникающих из-за отклонения формы линии от кривой Гаусса или при расположении относительно слабой линии на наклонном плато, обусловленном другими, более энергичными линиями.



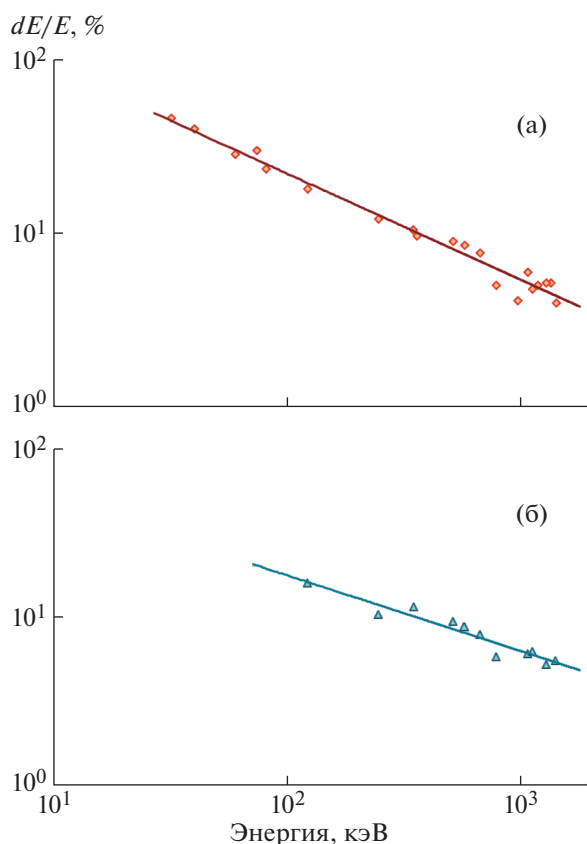
**Рис. 5.** Спектр  $\gamma$ -излучения радиоактивного изотопа  $^{137}\text{Cs}$ , измеренный с помощью кристалла GAGG(Ce) размером  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  см и фотоприемника SiPM AgrarV – 3035-144P.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СОБСТВЕННОГО ФОНА В КРИСТАЛЛАХ GAGG(Ce)

С помощью узла спектрометрических измерений [13] были также проведены измерения собственного фона в кристалле GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемников R3998-100-02 и SiPM AgrarV – 3035-144P. В ходе измерений в течение интервала времени  $\sim 10^5$  с определялся спектр амплитуд сигналов на выходе фотоприемника. Для того чтобы учесть только вклад энерговыделений внутри кристалла и отсеять регистрацию внешних  $\gamma$ -квантов, кристалл вместе с фотоприемником помещался в защитную камеру из свинцовых кирпичей толщиной 5 см.

Энергетические спектры фона при нахождении кристалла внутри свинцовой камеры (для фотоумножителей и SiPM) и вне ее представлены на рис. 8. Величина  $J$ , отложенная по оси ординат, представляет собой количество отсчетов в каналах амплитудного анализатора, нормированное на объем кристалла, время экспозиции и ширину энергетического канала анализатора.

Согласно рис. 8, кристалл, не закрытый свинцом, регистрирует в основном внешнее  $\gamma$ -излучение, связанное с естественными радиоактивными изотопами, присутствующими в помещении лаборатории, а также мягким компонентом космических лучей. После экранирования детектора свинцом показания спектрометра уменьшаются примерно на порядок. Еще более низкие скорости счета наблюдаются при использовании SiPM. Это может быть связано с отсутствием дополни-

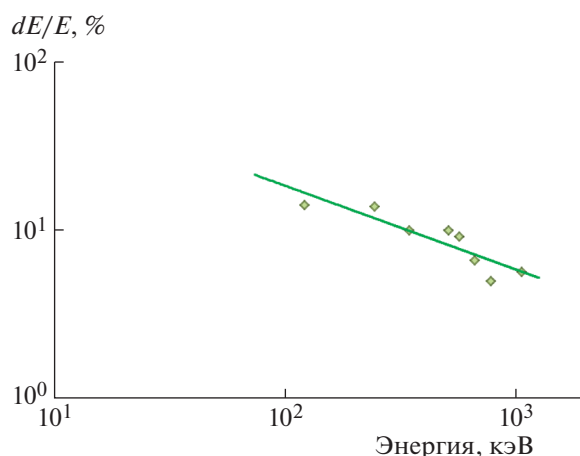


**Рис. 6.** Зависимость энергетического разрешения  $\Delta E/E(E)$  для кристалла GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см и фотоприемников R3998-100-02 (а) и матрицы SiPM ArrayB – 3035-144P (б).

тельного счета  $\gamma$ -квантов от изотопа  $^{40}\text{K}$ , содержащегося в стекле фотоприемника.

Кристалл, использованный в данных измерениях, имеет сравнительно небольшой размер, поэтому значительная часть  $\gamma$ -квантов с энергией 1.46 МэВ взаимодействует путем эффекта Комптона с неполным поглощением энергии в кристалле, образуя непрерывный спектр энерговыделений. Спектральные линии, связанные с возможной регистрацией  $\gamma$ -квантов от примесей внутри сцинтиллятора, на спектрах не наблюдаются.

Измеренные интенсивности фона для фотомножителей составляют  $0.29 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  в диапазоне энергий 100 кэВ–1 МэВ и  $0.042 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  для интегрального диапазона  $E > 1$  МэВ. Для SiPM соответствующие величины равны  $0.11 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $0.0093 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эти значения следует интерпретировать как верхний предел, поскольку толщина стенок камеры не позволяет полностью экранировать детектор от внешних энергичных  $\gamma$ -квантов, рождаемых изотопами  $^{40}\text{K}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$ , составляющих естественный радиоактивный фон в помещении лаборатории.

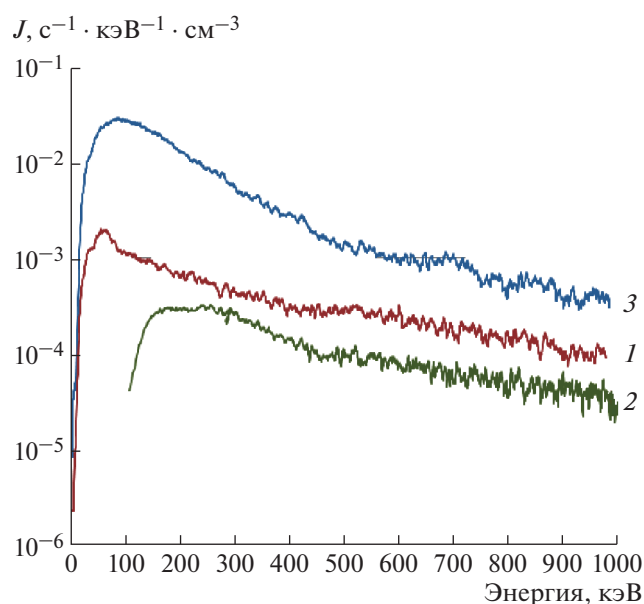


**Рис. 7.** Зависимость энергетического разрешения  $\Delta E/E(E)$  для кристалла GAGG(Ce) размером  $0.3 \times 0.3 \times 0.5$  см и фотоприемника SiPM ArrayB – 3035-144P.

### ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Как следует из рис. 6, в измерениях с образцом кристалла GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см, выращенного в Фомос-Материалы [12], с помощью фотоприемников R3998-100-02 и SiPM ArrayB – 3035-144P получено на линии  $^{137}\text{Cs}$  (661.65 кэВ) энергетическое разрешение  $\sim 7.5\%$ , независимо от типа использованного фотоприемника. Это больше энергетического разрешения ( $\sim 6.1\%$ ), полученного для образцов кристаллов GAGG(Ce) японского производства [10]. При этом зависимость энергетического разрешения от энергии для всех рассмотренных в настоящей работе комбинаций сцинтилляционных кристаллов и фотоприемников может быть достаточно хорошо аппроксимирована степенной зависимостью с показателем, близким к  $-0.5$ . Это свидетельствует о том, что основной вклад в величину энергетического разрешения вносят флуктуации числа носителей, образующихся в фотоприемнике, а также флуктуации его коэффициента усиления. Влияние неоднородности структуры кристалла также приводит к форме зависимости, при которой разрешение уменьшается с ростом энергии, поскольку суммарное количество света, рождаемое вдоль трека вторичного электрона, лучше усредняется по мере увеличения длины этого трека.

Следует также отметить, что приведенные в настоящей работе значения энергетического разрешения включают в себя разброс сигналов на выходе фотоприемников, обусловленный неоднородностью светосбора, которая для рассматриваемых кристаллов существенно выше по сравнению с кристаллом “оптимальной” геометрии (с диаметром, равным высоте), для которых получают наилучшее энергетическое разрешение.



**Рис. 8.** Спектры фона сцинтиллятора GAGG(Ce) размером  $1.2 \times 1.2 \times 0.9$  см, выращенного в Фомос-Материалы [12], полученные при нахождении кристалла внутри свинцовой камеры толщиной 5 см с использованием фотоприемников R3998-100-02 (1) и SiPM AgauV – 3035-144P (2), а также и вне ее (3).

Необходимо отметить, что использование в качестве фотоприемника матрицы SiPM не позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение детектора по сравнению с тем, которое получается при использовании обычных фотоприемников. По-видимому, это связано, во-первых, с взаимной компенсацией эффектов несколько большей квантовой эффективности каждого микропикселя SiPM по сравнению с фотокатодом вакуумного фотоприемника и, во-вторых, с неполным заполнением поверхности SiPM светочувствительными микропикселями.

Тем не менее, то, что энергетическое разрешение, полученное с помощью матрицы SiPM, не сильно отличается от полученного с помощью обычного фотоприемника, свидетельствует о возможности использования SiPM в спектрометрической аппаратуре. Также следует подчеркнуть, что для кристалла GAGG(Ce), поперечные размеры которого соответствуют размерам пикселя матрицы SiPM, как следует из рис. 5 и 7, характерно не только высокое энергетическое разрешение, но и то, что достаточно большая доля событий попадает в фотопик полного поглощения при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт. Это говорит о возможности использования пикселизированных детекторов также и в качестве спектрометров жесткого рентгеновского и  $\gamma$ -излучения.

Временное разрешение  $\sim 1.5$  нс, измеренное в режиме совпадений, соответствует времени пролета  $\gamma$ -кванта или релятивистской частицы на расстояние  $\sim 50$  см. Измерение интервалов времени между откликами в различных частях прибора дает возможность разделения событий, вызванных  $\gamma$ -квантами и нейтронами, в многослойных детекторах соответствующего размера, а также понижения фона, создаваемого  $\gamma$ -квантами и частицами, летящими с обратной стороны по отношению к входному окну. Это может быть использовано, например, в таких космических приборах, как двойные комптоновские телескопы для астрофизических исследований (например, прибор COMPTEL [14]) или телескопы для регистрации солнечных нейтронов, а также для одновременного исследования  $\gamma$ -излучения и нейтронов от атмосферы [11].

Также следует отметить, что собственный фон кристалла GAGG(Ce) по сравнению собственным фоном сцинтилляторов на основе бромида лантана или церия [13] может считаться пренебрежимо малым как в континууме, так и по наличию особенностей, связанных с собственной радиоактивностью возможных примесей. Это делает кристаллы GAGG(Ce) весьма перспективными для использования в низкофоновых установках.

Учитывая приведенные выше результаты, можно сделать вывод о том, что детекторы на основе сцинтилляционных кристаллов GAGG(Ce) могут использоваться в качестве пикселей в пространственно-чувствительных измерительных приборах, в том числе в космических  $\gamma$ -спектрометрах и  $\gamma$ -телескопах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-52-00024, БРФФИ Ф18Р-029/1, а также гранта Правительства Российской Федерации 14.W03.31.0004.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lecoq P., Gektin A., Korzhik M.* Inorganic Scintillators for Detector Systems. Physical Principles and Crystal Engineering. Series: Particle Acceleration and Detection. Berlin, Heidelberg: Springer, 2017.
2. *Tamulaitis G., Vaitkevičius A., Nargelas S., Augulis R., Gulbinas V., Bohacek P., Nikl M., Borisevich A., Fedorov A., Korjik M., Auffray E.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2017. V. 870. P. 25. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.015>
3. *Korjik M., Alenkov V., Borisevich A., Buzanov O., Dornenev V., Dosovitskiy G., Dosovitskiy A., Fedorov A., Kozlov D., Mechinsky V., Novotny R.W., Tamulaitis G., Vasiliev V., Zaunick H-G., Vaitkevičius A.A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2017. V. 871. P. 42. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.045>
4. *Auffray E., Augulis R., Borisevich A., Gulbinas V., Fedorov A., Korjik M., Lucchini M.T., Mechinsky V., Nargelas S., Son-*

- gaila E., Tamulaitis G., Vaitkevičius A., Zazubovich S.* // Journal of Luminescence. 2016. V. 178. P. 54.  
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2016.05.015>
5. *Nikl M., Kamada K., Babin V., Pejchal J., Pilarova K., Mihokova E., Beitlerova A., Bartosiewicz K., Kurosawa S., Yoshikawa A.* // Crystal Growth & Design. 2014. V. 14. P. 4827.  
<https://doi.org/10.1021/cg501005s>
6. *Fasoli M., Vedda A., Nikl M., Jiang C., Uberuaga B.P., Andersson D.A., McClellan K.J., Stanek C.R.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 081102(R).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.081102>
7. *Wu T., Luo J.L., Nikl M., Ren G.H.* // APL Materials. 2014. V. 2. № 1 P. 012101.  
<https://doi.org/10.1063/1.4854375>
8. *Kamada K., Yanagida T., Pejchal J., Nikl M., Endo T., Tsutsumi K., Fujimoto Y., Fukabori A., Yoshikawa Y.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. P. 505104.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/50/505104>
9. *Kamada K., Endo T., Tsutsumi K., Yanagida T., Fujimoto Y., Fukabori A., Yoshikawa A., Pejchal J., Nikl M.* // Crystal Growth & Design. 2011. V. 11. P. 4484.  
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2015.05.057>
10. *Iwanowska J., Swiderski L., Szczesniak T., Sibczynski P., Moszynski M., Grodzicka M., Kamada K., Tsutsumi K., Usuki Y., Yanagida T., Yoshikawa A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2013. V. 712. P. 34.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.01.064>
11. *Panasyuk M., Klimov P., Svertilov S., Belov A., Bogomolov V., Bogomolov A., Garipov G., Iyudin A., Kaznacheeva M., Maksimov I., Minaev A., Novikov A., Minaev P., Petrov V., Pozanenko A., Shtunder Y., Yashin I.* // Progress in Earth and Planetary Science. 2019. V. 6. № 1. P. 35.  
<https://doi.org/10.1186/s40645-019-0280-3>
12. Компания Фомос-Материалы.  
<http://newpiezo.com/company/> (доступен в марте 2020 г.)
13. *Июдин А.Ф., Богомолов В.В., Свертилов С.И., Яшин И.В., Классен Н.В., Шмурак С.З., Орлов А.Д.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 16.
14. *Schoenfelder V., Aarts H., Bennett K., de Boer H., Clear J., Collmar W., Connors A., Deerenberg A., Diehl R., von Dordrecht A., den Herder J.W., Hermsen W., Kippen M., Kuiper L., Lichti G. et al.* // Astrophysical Journal Supplement Series 1993. V. 86. P. 657.  
<https://doi.org/10.1086/191794>

## РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА УПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

© 2020 г. А. В. Кумпан\*, коллаборация COHERENT<sup>1</sup>

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

\*e-mail: avkumpan@gmail.com

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.

После доработки 08.04.2020 г.

Принята к публикации 09.04.2020 г.

Открытый в 2017 г. процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (у.к.р.н.) на тяжелых ядрах нуждается в детальном исследовании, поскольку играет важную роль в процессе формирования Вселенной и может найти важное практическое применение в деле повышения безопасности атомной энергетики и поддержания международных программ по нераспространению ядерного оружия. В данной работе рассматривается развитие технологии сцинтиляционных детекторов на основе жидкого аргона, проводимое коллаборацией COHERENT с целью создания высокоэффективных детекторов для наблюдения и исследования процесса у.к.р.н. в ускорительном эксперименте.

DOI: 10.31857/S0032816220050183

### ВВЕДЕНИЕ

Процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (у.к.р.н.) на атомном ядре был предсказан в рамках Стандартной модели элементарных частиц и взаимодействий более 40 лет назад [1, 2]. Для тяжелых ядер сечение процесса у.к.р.н. более чем на 2 порядка величины превосходит сечение других известных процессов взаимодействия нейтрино низких энергий с барионным веществом – обратного бета-распада и рассеяния нейтрино на электронах атомных оболочек.

Этот канал взаимодействия играет важную роль во Вселенной в процессах, сопровождающихся интенсивными потоками нейтрино. Так, например, при взрыве сверхновой звезды около 99% выделяющейся при этом энергии уносится нейтрино и может передаваться разлетающемуся барионному веществу через у.к.р.н., тем самым оказывая существенное влияние на динамику этого процесса.

Дифференциальное сечение упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре можно представить как упрощенную формулу для четно-четных ядер с нулевым спином [3]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M Q_W^2 \left(1 - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right) F_{nucl}^2(Q^2),$$

где  $G_F$  – константа Ферми;  $T$  – энергия ядра отдачи ( $T \ll E_\nu$ );  $E_\nu$  – энергия нейтрино;  $M$  – масса ядра;  $Q_W = [Z(1 - \sin^2 \theta_W) - N]$  – слабый заряд ядра;  $\theta_W$  – угол Вайнберга;  $F_{nucl}^2(Q^2)$  – форм-фактор ядра;  $Q^2$  – переданный четырех-импульс;  $N$  – количество нейтронов в ядре. Поскольку  $\sin^2 \theta_W \approx 0.25$ , вклад протонов в полное сечение рассеяния невелик, и  $Q_W \approx N$ , а  $d\sigma/dT \sim N^2$ .

Таким образом, сечение рассеяния (вероятность взаимодействия) по сравнению с взаимодействием с отдельными нуклонами значительно возрастает – примерно, как квадрат числа нейтронов в ядре. Полное сечение взаимодействия  $\sigma$ , см<sup>2</sup>, может быть представлено в упрощенном виде как:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-44} N^2 (E_\nu)^2,$$

где  $E_\nu$ , МэВ – энергия нейтрино [4, 5].

Важным фактором, который стимулирует исследование процесса у.к.р.н. на атомном ядре, является возможное использование этого процесса в качестве инструмента для дистанционного контроля над процессами, происходящими в ядерном реакторе [5, 6]. В первую очередь это обусловлено тем, что при использовании в качестве рабочего вещества детектора элементов с атомной массой порядка 100 и более (ксенона, напри-

<sup>1</sup> <https://sites.duke.edu/coherent/for-the-public/#collaboration>



мер) сечение процесса у.к.р.н. превосходит в несколько сотен раз сечение обратного бета-распада, традиционно применяемого для регистрации электронных антинейтрино от ядерных реакторов.

Платой за большое сечение процесса у.к.р.н. является необходимость регистрации очень слабых сигналов. Так, в случае использования ядерного реактора как источника нейтрино и ядер ксенона в качестве мишени энерговыделение в акте у.к.р.н. не превышает в среднем 1 кэВ на ядро. При этом, в силу малости абсолютной величины сечения у.к.р.н. ( $\sim 10^{-4.1}$  см<sup>2</sup>), необходимо использовать детектор, обладающий значительной массой рабочего вещества.

Детальное экспериментальное исследование процесса у.к.р.н. необходимо не только для подтверждения правильности Стандартной модели, но также в качестве возможного пути расширения наших знаний за ее пределами в случае обнаружения отклонения измеренной величины сечения от предсказанного значения.

Цель настоящей работы — показать, что с использованием уже имеющихся детекторных технологий и импульсного ускорительного источника нейтрино с энергией до 50 МэВ возможно создание детекторов для исследования процесса у.к.р.н. с хорошей статистической точностью.

## ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ

В первом успешном эксперименте по наблюдению у.к.р.н. использовался импульсный источник нейтрино — ускорительный комплекс SNS (Spallation Neutron Source, <https://neutrons.ornl.gov/sns>) [7] Окриджской национальной лаборатории, а в качестве детектора — сцинтилляционный детектор CsI[Na] массой 14.57 кг [8]. Сцинтиллятор CsI[Na] отличается высоким световыходом (64 фотона/кэВээ, где кэВээ — электрон-эквивалентное энерговыделение) и наилучшим образом согласуется со спектральной чувствительностью фотоэлектронных умножителей типа Hamamatsu R5912-02MOD. Кроме того, сцинтиллятор CsI[Na] не имеет значительного послесвечения, характерного для CsI[Tl] [9], что особенно важно в случае поиска слабых сцинтилляционных сигналов в детекторе, работающем в условиях наземной лаборатории. Квенчинг-фактор (т.е. доля энерговыделения, регистрируемая как сцинтилляция) для ядер отдачи в этом материале в энергетическом диапазоне, представляющем интерес для эксперимента, тщательно исследован [8, 9].

Результаты первого экспериментального наблюдения процесса у.к.р.н. опубликованы в середине 2017 года международной коллаборацией COHERENT [10]. На ускорителе SNS интенсивный протонный пучок с энергией частиц порядка 1 ГэВ, сталкиваясь с ртутной мишенью (средняя

мощность, выделяемая на мишени,  $\sim 1$  МВт), генерирует  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны. Отрицательные пионы быстро захватываются атомными ядрами, а  $\pi^+$ -мезоны, останавливаясь, распадаются с испусканием монохроматических нейтрино  $\nu_\mu$  с энергией 30 МэВ и мюонов, которые с временем жизни 2.2 мкс распадаются с испусканием  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$  нейтрино с энергиями порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт.

Энергетические спектры для нейтрино, образованных таким образом, показаны на рис. 1а. Вклад нейтрино от распадов  $\pi^+$ -мезонов на лету невелик, поэтому наблюдаемое размытие линии мюонных нейтрино с энергией 30 МэВ незначительно, что существенно облегчает выделение полезного сигнала над фоном. Временная структура нейтринного потока следующая: мюонные нейтрино ( $\nu_\mu$ ) генерируются непосредственно во время сброса протонов на мишень в течение порядка 0.7 мкс, а основная часть электронных нейтрино  $\nu_e$  и мюонных антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$  — после сброса, в течение нескольких микросекунд, с постоянной времени спада интенсивности потока, равной 2.2 мкс, которая определяется временем жизни мюона (рис. 1б). Частота повторения сбросов пучка протонов на мишень составляет 60 Гц. Такая импульсная временная структура потока нейтрино, привязанная к моменту сброса протонов на мишень, является важным фактором, используемым для подавления внешнего радиационного фона, не связанного с работой ускорителя. Суммарный поток нейтрино всех трех типов на расстоянии 20 м от мишени при приведенных выше значениях энергии протонов и мощности, выделяемой на мишени, составляет  $4.3 \cdot 10^7$  нейтрино/см<sup>2</sup>/с.

Для повышения статистической точности в исследованиях процесса у.к.р.н. необходимы детекторы с массой рабочего вещества, составляющей сотни килограмм. Среди возможных массивных детекторов особенно привлекательны многотонные низкофоновые детекторы [11–13], создаваемые на основе моноатомных сжиженных благородных газов аргона и ксенона.

Первоначально для этой цели рассматривалась возможность использования двухфазного эмиссионного детектора на жидком ксеноне РЭД-100 [14], который продемонстрировал очень высокую чувствительность к слабым ионизационным сигналам, вплоть до одиночных электронов [15]. Однако для использования в ускорительном эксперименте такой прибор оказывается слишком медленным (время собирания электронов из рабочего объема детектора  $\sim 200$  мкс), что не позволяет пользоваться характерной временной структурой нейтринного сигнала для подавления фонов. Впрочем, следует отметить, что технически РЭД-100 может использоваться и как однофазный сцинтилляционный детектор, заполненный

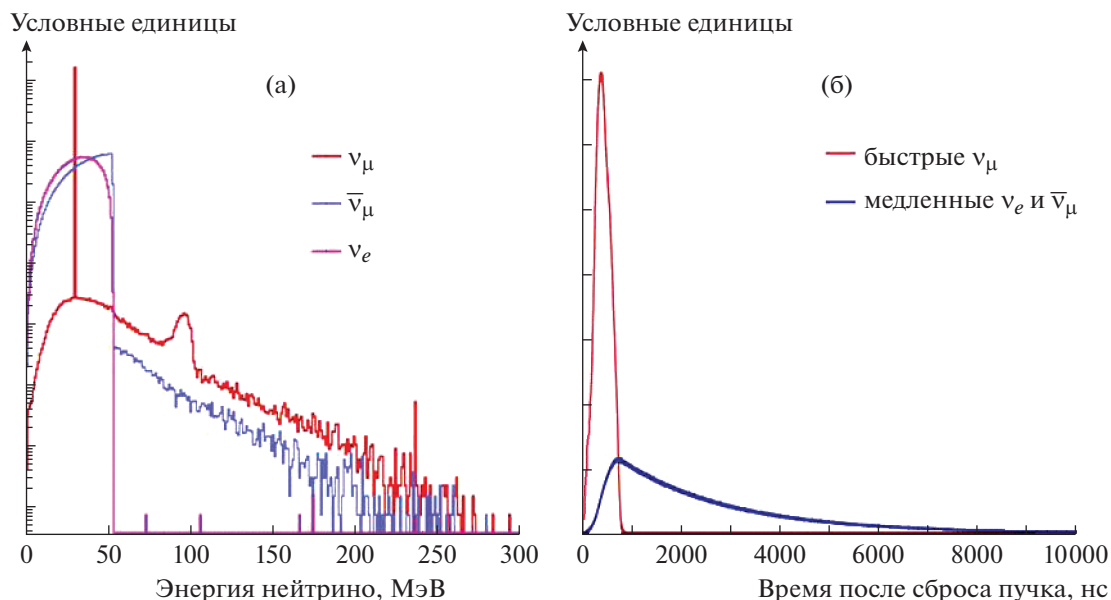


Рис. 1. Энергетические спектры нейтрино от распада остановившихся  $\pi^+$ -мезонов (а) и временная структура потока нейтрино разных типов (б) [8, 11].

либо жидким аргоном, либо жидким ксеноном в качестве рабочей среды. В настоящее время детектор РЭД-100 готовится к постановке эксперимента на Калининской АЭС с целью наблюдения эффекта у.к.р.н. для относительно низкоэнергичных ( $<8$  МэВ) реакторных электронных антинейтрино на ядрах ксенона.

Для исследования возможности использования однофазного сцинтилляционного детектора на основе жидкого аргона для регистрации процесса у.к.р.н. на ускорительном источнике SNS [16] был создан и испытан детектор CENNS-10.

### ЖИДКОАРГОНОВЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР CENNS-10

Выбор жидкого аргона в качестве рабочего вещества детектора (мишени) определялся по совокупности многих свойств, самыми важными из которых являются следующие:

1) коммерчески доступный аргон содержит практически один изотоп  $^{40}\text{Ar}$  (99.6%) — четное ядро с нулевым спином, для которого сечение упругого когерентного рассеяния рассчитывается с хорошей точностью вследствие отсутствия аксиальной составляющей;

2) аргон в сжиженном состоянии обладает значительной плотностью ( $1392 \text{ кг/м}^3$ ), что позволяет набрать значительную массу детектора, а также хорошими сцинтилляционными свойствами [17];

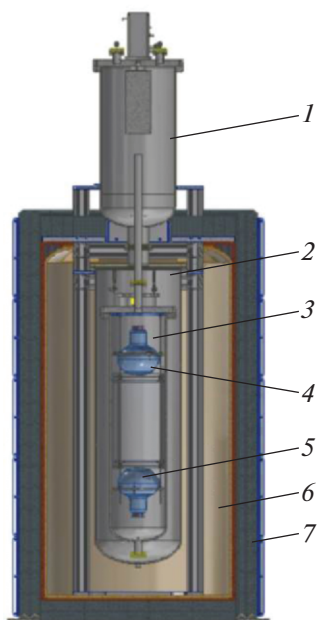
3) вследствие того что ядро аргона содержит относительно небольшое число нуклонов, ядер-

ный форм-фактор аргона не сильно отличается от единицы в рассматриваемом диапазоне энергий налетающих нейтрино, что важно для оценки вклада в величину сечения процессов, выходящих за рамки Стандартной модели;

4) относительно легкое ядро аргона имеет достаточно высокую кинетическую энергию отдачи для рассматриваемого диапазона энергий налетающих нейтрино, что существенно снижает требования к энергетическому порогу регистрации детектора;

5) сцинтилляционный сигнал в жидком аргоне имеет две компоненты — быструю и медленную — с временами спада 6 нс и 1.5 мкс соответственно [2]; отношение интенсивностей быстрой и медленной компонент для сцинтилляционных сигналов от ядер отдачи в жидком аргоне существенно отличается от аналогичного отношения интенсивностей для сцинтилляционных сигналов, вызванных электронами, что позволяет использовать анализ формы сигнала для подавления событий от  $\beta$ - и  $\gamma$ -источников.

К сожалению, в естественной смеси изотопов аргона, производимого из воздуха, присутствует радиоактивный изотоп  $^{39}\text{Ar}$ , который образуется в атмосфере Земли из  $^{40}\text{Ar}$  под действием нейтронной компоненты космических лучей. Этот изотоп распадается по каналу бета-распада с энерговыделением 565 кэВ и периодом полураспада 269 лет, создавая существенный фон (на уровне  $\sim 1 \text{ Бк/кг}$  [1]), в том числе давая вклад в область энергий, где должны регистрироваться ядра отдачи от процесса у.к.р.н. Этот внутренний фон может быть подавлен с использованием анализа формы сиг-



**Рис. 2.** Схема устройства детектора CENNS-10. 1 – криогенная головка системы охлаждения; 2 – вакуумная камера; 3 – камера с жидким аргоном; 4 и 5 – фотоэлектронные умножители Hamamatsu R5912-02MOD; 6 – водная защита, окруженная слоем меди; 7 – свинцовая защита.

нала. В принципе, для уменьшения бета-фона детектор можно заполнять аргоном, обедненным по изотопу  $^{39}\text{Ar}$ . Производство такого аргона из подземных газовых источников налажено для детекторов темной материи [10].

Детектор CENNS-10 (рис. 2) содержит 56.7 кг жидкого аргона, из которых 24 кг являются чувствительной мишенью для наблюдения процесса у.к.р.н. [18]. Рабочий объем 3 детектора представляет собой цилиндр, заполненный жидким аргоном и просматриваемый с торцов двумя 8-дюймовыми фотоумножителями (ф.э.у.) Hamamatsu R5912-02MOD (4, 5), специально разработанными для криогенных условий эксплуатации.

Цилиндр диаметром 21 см и длиной 61 см изготовлен из тефлона и покрыт изнутри спектросместителем тетрафенилбутadiensом (ТФБ) для конвертации ультрафиолетового сцинтилляционного света жидкого аргона (128 нм) в область спектральной чувствительности ф.э.у. Оптические входные окна фотоумножителей также покрыты ТФБ.

Для охлаждения детектора используется криогенный охладитель 1, установленный сверху на криостате. Аргон подвергается непрерывной циркуляционной очистке через горячий циркониевый геттер для очистки до уровня  $<1$  ppb от примесей, поглощающих ультрафиолет. Детектор помещен в защиту от нейтронного и  $\gamma$ -фона, которая представляет собой слой воды толщиной 23 см,

окруженный слоем меди 6 толщиной 1.2 см и свинца 7 толщиной 10 см. Компьютерное моделирование показало, что такая защита понижает интенсивность ожидаемого фона от радиоактивности окружающих материалов в достаточной для регистрации эффекта у.к.р.н. степени.

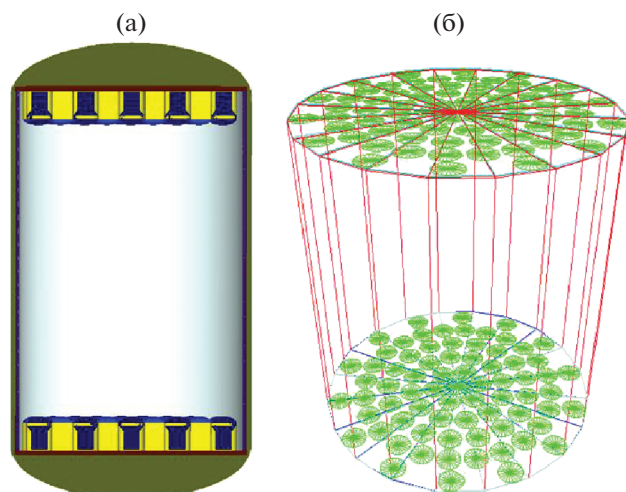
CENNS-10 был установлен на расстоянии 27.5 м от мишени [16], и эффект у.к.р.н. на жидком аргоне был обнаружен. В этом эксперименте было зарегистрировано  $>100$  полезных событий и определено сечение этого процесса, которое составило  $(2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-39}$  см<sup>2</sup>, что с точностью до  $2\sigma$  согласуется с предсказаниями Стандартной модели [19–21].

### ПРОЕКТ МАССИВНОГО ЖИДКОАРГОНОВОГО ДЕТЕКТОРА

Для повышения статистической точности наблюдения процесса у.к.р.н. на ядрах аргона разработан проект сцинтилляционного детектора на жидком аргоне с массой рабочего вещества порядка 1 т, работа которого основана на принципах регистрации, проверенных с помощью детектора CENNS-10 [22]. Диаметр внутреннего холодного сосуда криостата составляет  $\sim 76$  см, толщина стенки около 1 см. По аналогии с детектором РЭД-100 в криостате предполагается разместить регистрирующую структуру, состоящую из двух матриц 3-дюймовых ( $\sim 7.5$  см) фотоумножителей, входные окна которых покрыты тонким слоем тетрафенилбутadiensом. Фотоумножители просматривают цилиндрический рабочий объем, окруженный тефлоновым отражателем, также покрытым тетрафенилбутadiensом в качестве волнового сместителя спектра. Расстояние между матрицами фотоумножителей составляет  $\sim 90$  см, диаметр рабочего объема – около 70 см. Рабочий объем детектора, заполняемый жидким аргоном, равен  $\sim 0.35$  м<sup>3</sup>. Таким образом, масса аргона в рабочей области будет больше в  $\sim 20$  раз и составит около 500 кг.

Для моделирования методом Монте-Карло большого детектора в условиях работы в “нейтринной аллее” [16] ускорительного комплекса SNS была разработана Geant4-модель (рис. 3). Модель включает в себя основные конструктивные элементы внутреннего объема криостата и светособирающей системы. В процессе моделирования разыгрывался фон, образованный распадом бета-активного изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , и процесс образования ядер отдачи аргона при взаимодействии с ними нейтрино всех трех типов, возникающих при работе SNS.

Результат моделирования сильно зависит от оптических свойств детектора и среды, влияющих в итоге на удельный (отнесенный к единице энерговыделения) выход фотоэлектронов (ф.э.). На начальном этапе моделирования среднее зна-



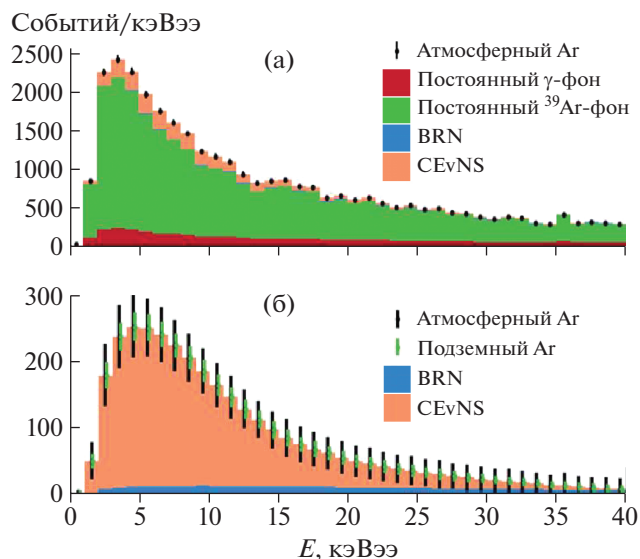
**Рис. 3.** Модель большого жидкоаргонового детектора, использованная при компьютерном моделировании, (а) и оптическая модель светособирающей системы (б).

чение этой величины по объему детектора было принято равным 5 ф.э./кэВэ, что является консервативной оценкой по сравнению с действующими аналогичными жидкоаргоновыми детекторами темной материи (см., например, [23, 24]).

Для сцинтилляционной вспышки, произведенной ядром отдачи аргона, доля света в быстрой компоненте сигнала существенно выше по сравнению со сцинтилляцией, произведенной электроном и имеющей равную по величине полную интенсивность [25]. Энергетические шкалы электронов и ядер отдачи обычно связывают между собой величиной  $L_{eff}$  (относительная сцинтилляционная эффективность), усредненное значение которой принято равным 0.28 [26].

Как было показано в работе [8], нейтронный фон, коррелированный с моментом сброса протонов на мишень, является самым существенным для детектора на жидком аргоне вследствие того, что он может имитировать сигнал полезного события. С помощью детектора CENNS-10 проведено исследование данного фона, результаты которого были использованы при анализе данных CENNS-10 [27, 19, 20], а также заложены в модель Монте-Карло.

Результат компьютерного моделирования ожидаемого эффекта и основных фонов в детекторе представлен на рис. 4 для экспозиции 1 год живого времени. Ожидаемое количество событий у.к.р.н. составляет примерно 3000 за 1 год экспозиции детектора при фоне ~800 событий. Таким образом, при работе на коммерчески доступном аргоне с естественной смесью изотопов может быть обеспечена статистическая точность измерения сечения процесса у.к.р.н. на атомном ядре аргона порядка 2.3%. При использовании “под-



**Рис. 4.** Ожидаемое распределение событий упругого когерентного рассеяния на ядрах аргона (CEvNS) по величине сигнала в килоэлектронвольтах электронного эквивалента за 1 год экспозиции большого аргонового детектора, установленного в “нейтринной аллее” SNS: а – в случае заполнения детектора промышленно выпускаемым аргоном (атмосферный Ar) в сравнении с постоянным фоном от  $\gamma$ -квантов (постоянный  $\gamma$ -фон), фоном от ускорителя (BRN), фоном от изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , который содержится в промышленно выпускаемом аргоне (постоянный  $^{39}\text{Ar}$ -фон); б – то же распределение за вычетом постоянных фонов в сравнении с распределением фоновых событий от ускорителя для двух версий заполнения детектора: атмосферным и подземным аргоном [22].

земного” [10] аргона, обедненного по изотопу  $^{39}\text{Ar}$ , фон от  $\beta$ -распада  $^{39}\text{Ar}$  может быть снижен примерно на два порядка величины.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы на жидком аргоне являются привлекательной технологией для прецизионного исследования процесса у.к.р.н. в условиях ускорительного эксперимента благодаря возможности создания детектора большой массы и достаточно хорошему временному разрешению. Первый эксперимент с двухканальным сцинтилляционным детектором CENNS-10 показал реальность такого подхода в условиях проведения эксперимента в “нейтринной аллее” ускорительного комплекса SNS.

При использовании многоканального сцинтилляционного детектора с рабочим объемом ~0.35 м<sup>3</sup> в чувствительной области, заполненным атмосферным аргоном, ожидаемое число событий за 1 год наблюдения составит ~3000 при фоне ~800 событий от бета-распадов изотопа  $^{39}\text{Ar}$ , что

позволит получить статистическую точность определения сечения процесса у.к.р.н.  $\sim 2.3\%$ . Детектор такого типа может быть также заполнен жидким ксеноном, атомный номер которого в три раза превышает атомный номер аргона, и, соответственно, ожидаемое количество взаимодействий будет на порядок превосходить количество взаимодействий на аргене.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-32-00910 мол\_а от 02.04.2018 г. в рамках международного сотрудничества с коллаборацией COHERENT.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stoenner R.W., Schaeffer O.A., Katcoff S.* // Science. 1965. V. 148. Issue 3675. P. 1325. <https://doi.org/10.1126/science.148.3675.1325>
2. *Hitachi A., Takahashi T., Funayama N., Masuda K., Kikuchi J., Doke T.* // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 5279. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.5279>
3. *Freedman D.Z., Schramm D.N., Tubbs D.L.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1977. V. 27. P. 167. <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.27.120177.001123>
4. *Freedman D.Z.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1389. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.1389>
5. COHERENT collaboration, *Akimov D.Yu.* // JINST. 2013. V. 8. P10023. arXiv: 1212.1938. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/10/P10023>
6. *Kim Y.* // Nucl. Eng. Technol. 2016. V. 48. P. 285. <https://doi.org/10.1016/j.net.2016.02.001>
7. *Scholberg K.* // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 606. P012010. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/606/1/012010>
8. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* // Science. 2017. V. 357. Issue 6356. P. 1123. <https://doi.org/10.1126/science.aao0990>
9. *Collar J.I., Fields N.E., Hai M., Hossbach T.W., Orrell J.L., Overman C.T., Perumpilly G., Scholz B.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2015. V. 773. P. 56. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.037>
10. *Back H.O., Calaprice F., Condon C., de Haas E., Ford R., Galbiati C., Goretti A., Hohman T., Inanni An., Loer B., Montanari D., Nelson A., Pocar A.* First Large Scale Production of Low Radioactivity Argon From Underground Sources // 1 May 2012. arXiv: 1204.6024[astro-ph.IM]
11. *Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Коновалов А.М., Кумпан А.В., Рудик Д.Г., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В. и др.* // УФН. 2019. Т. 189. С. 173. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.05.038356>
12. DUNE collaboration, *Cuesta C.* // European Physical Society Conference on High Energy Physics EPS-HEP2019. (10–17 July, 2019) 22 Oct. 2019. arXiv: 1910.10115v1
13. *Aalseth C.E., Acerbi F., Agnes P., Albuquerque I.F.M., Alexander T., Alici A., Alton A.K., Antonioli P., Arcelli S., Ardito R., Arnquist I.J., Asner D.M., Ave M., Back H.O., Barrado Olmedo A.I. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2018. V. 33. Issue 131. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>
14. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* The COHERENT Experiment at the Spallation Neutron Source // 4 Apr. 2016. arXiv: 1509.08702v2[physics.ins-det]
15. *Akimov D.Y., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Dolgolenko A.G., Efremenko Y.V., Etenko A.V., Galavanov A.V., Gouss D.V., Gusakov Y.V., Kdib D.E., Khromov A.V., Konovalov A.M., Kornoukhov V.N., Kovalenko A.G., Kozlova E.S et al.* // Journal of Instrumentation. 2020. V. 15. P02020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02020>
16. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* COHERENT 2018 at the Spallation Neutron Source // 3 Apr. 2018. arXiv: 1803.09183v2[physics.ins-det]
17. *Aprile E., Bolotnikov A., Bolozdynya A., Doke T.* Noble Gas Detectors. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag, 2006.
18. COHERENT collaboration, *Taylor R.* // JINST. 2018. V. 13. № 4. C04005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/04/C04005>
19. COHERENT collaboration, *Zettlemoyer J.* New Results from a CEvNS Search with the CENNS-10 Liquid Argon Detector. Fermilab seminars. Jan. 10, 2020. <https://theory.fnal.gov/events/event/new-results-from-coherent>
20. COHERENT collaboration, *Kumpan A.* The COHERENT experiment with LAr. INSTR'20. Novosibirsk, Russia, Feb. 2020. <https://indico.inp.nsk.su/event/20/contributions/867/>
21. COHERENT Collaboration, *Akimov D. et al.* First Detection of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering on Argon // 3 Apr 2020. arXiv: 2003.10630[nucl-ex]
22. *Taylor R.* // 2019 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society. 29 July–3 August, 2019. <https://indico.cern.ch/event/782953/sessions/302476/#20190801>
23. *Agnes P., Alexander T., Alton A., Arisaka K., Back H.O., Baldin B., Biery K., Bonfini G., Bossa M., Brigatti A., Brodsky J., Budano F., Cadonati L., Calaprice F., Canci N. et al.* // Physics Letters B. 2015. V. 743. P. 456. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.012>
24. *Amaudruz P.A., Baldwin M., Batygov M., Beltran B., Bina C.E., Bishop D., Bonatt J., Boorman G., Boulay M.G., Broerman B., Bromwich T., Bueno J.F., Burghardt P.M., Butcher A., Cai B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P071801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.071801>
25. *Regenfus C., Allkofer Y., Amsler C., Creus W., Ferella A., Rochet J., Walter M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 375. P012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/375/1/012019>
26. *Agnes P., Dawson J., De Cecco S., Fan A., Fiorillo G., Franco D., Galbiati C., Giganti C., Johnson T.N., Korga G., Krynn D., Lebois M., Mandarano A., Martoff C.J., Navrer-Agasson A.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P112005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.112005>
27. COHERENT collaboration, *Akimov D. et al.* // Physical Review D. 2019. V. 100. P115020. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.115020>

**ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ  
ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ**

УДК 539.1.074.3

**ЭЛЕКТРОНИКА СЧИТЫВАНИЯ ВЕРШИННОГО ДЕТЕКТОРА  
УСТАНОВКИ СВД-2**

© 2020 г. **Е. Н. Ардашев<sup>а</sup>, С. Н. Головня<sup>а,\*</sup>, С. А. Горохов<sup>а</sup>, А. А. Киряков<sup>а</sup>, В. С. Петров<sup>а</sup>,  
В. А. Сенько<sup>а</sup>, М. М. Солдатов<sup>а</sup>, Ю. П. Цюпа<sup>а</sup>, В. И. Якимчук<sup>а</sup>**

<sup>а</sup> *Институт физики высоких энергий им. А.А. Логанова Национального исследовательского центра  
“Курчатовский институт”*

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

*\*e-mail: Sergey.Golovnya@mail.ru*

Поступила в редакцию 12.03.2020 г.

После доработки 10.04.2020 г.

Принята к публикации 04.05.2020 г.

Описана общая архитектура и приведены общие характеристики электроники считывания вершинного детектора установки СВД-2 на ускорителе У-70 (НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино), созданной для исследования процесса околорогового рождения очарованных частиц при энергиях 50–70 ГэВ, а также многочастичных процессов и коллективного поведения частиц. Кратко представлены основные характеристики электронных модулей, разработанных в НИЦ КИ–ИФВЭ и используемых на установке СВД.

**DOI:** 10.31857/S0032816220050274

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Начиная с 1998 и по 2019 гг. Сотрудничеством НИИЯФ МГУ, ОИЯИ и ИФВЭ был сконструирован и неоднократно модернизирован прецизионный вершинный детектор (п.в.д.) установки СВД-2 (“Спектрометр с вершинным детектором”) ИФВЭ [1, 2]. К настоящему времени в связи с общей модернизацией установки изменилась как конфигурация детектирующих систем, так и электроника считывания п.в.д.

Новая система сбора данных с модулей микрополосковых детекторов создана на основе блоков электроники в стандарте ЕвроМИСС (многоканальная информационная скоростная система) [3].

В данной работе изложена общая организация системы съема данных п.в.д. и дано описание ряда его электронных блоков. Приведена схема размещения модулей п.в.д. и счетчиков триггерной системы установки СВД-2. Описаны архитектура

электроники предварительного усиления, управления и логическая схема системы считывания данных. Дано описание применяемых в системе считывания электронных блоков для управления системой и амплитудного анализа данных.

**2. СХЕМА РАЗМЕЩЕНИЯ МОДУЛЕЙ П.В.Д.  
И СЧЕТЧИКОВ СИСТЕМЫ  
ТРИГГЕРОВАНИЯ**

На рис. 1 приведена схема размещения модулей п.в.д. и счетчиков триггерной системы установки СВД-2.

Прецизионный вершинный детектор состоит из двух частей: пучковой и трековой, в состав которых входят 16 микрополосковых кремниевых детекторов. Их основные характеристики приведены в табл. 1. Модули п.в.д. были испытаны и настроены на специализированном стенде [4].

**Таблица 1.** Основные характеристики кремниевых детекторов п.в.д.

Часть п.в.д.	№ микрополоскового кремниевых детектора	Количество детекторов	Размер, мм	Шаг стрипов, мкм	Количество стрип/детектор
Пучковая	№ 1–№ 6	6	32	28	1024
Трековая	№ 7–№ 8	2	32	28	1024
	№ 9–№ 16	8	62	56	1024
Всего		16			16384

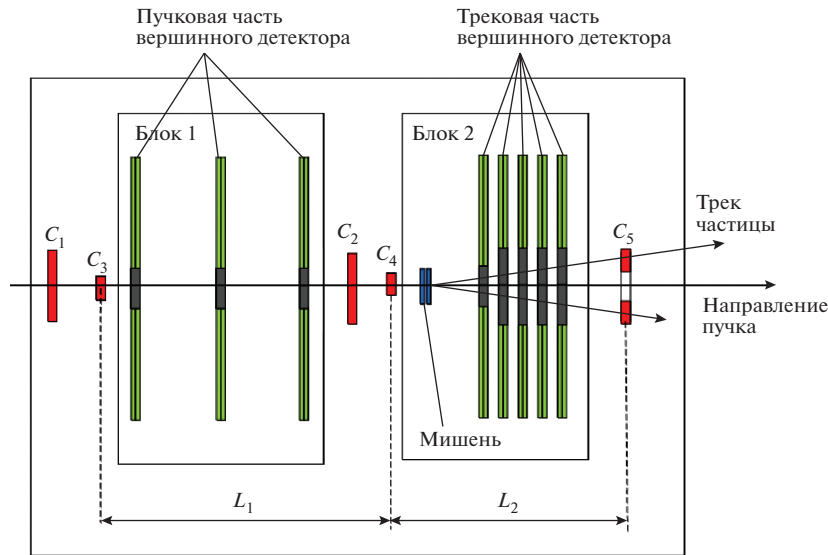


Рис. 1. Расположение сцинтилляторов триггерной логики и детекторов на платформе вершинного детектора (вид сверху) C<sub>1</sub>–C<sub>5</sub> – сцинтилляционные триггерные счетчики.

### 3. АРХИТЕКТУРА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

При изготовлении нового вершинного трекового детектора был учтен ранее накопленный опыт. В отличие от предыдущего варианта, детектор имеет модульную структуру, в нем используется только один тип специализированных микросхем – VA1-3 (ASIC – Application Specific IC) фирмы IDEAS (Норвегия, www.ideas.no) [5]. Ниже приведены основные характеристики микросхемы, существенные для регистрирующей системы:

– Количество входных каналов	128
– Количество выходных каналов	1
– Время формирования входного сигнала, мкс	~1
– Коэффициент преобразования, мВ/фКл	~12.5
– Диапазон линейности	±10 MIP (MIP – minimum ionizing particle)
– Эквивалентный шумовой заряд ENC, пФ	180 + 7.5
– Тактовая частота мультиплексирования, МГц	макс. 10

Конструкция модулей п.в.д. с данными усилителями детально описана в работе [4].

### 4. ЭЛЕКТРОНИКА П.В.Д.

Система сбора данных с модулей вершинного детектора расположена в домике экспериментато-

ров установки СВД-2. Система позволяет обрабатывать 10240 сигналов, поступающих с микрополоскового вершинного детектора. Состав аппаратуры регистрации и межмодульные соединения представлены на рис. 2.

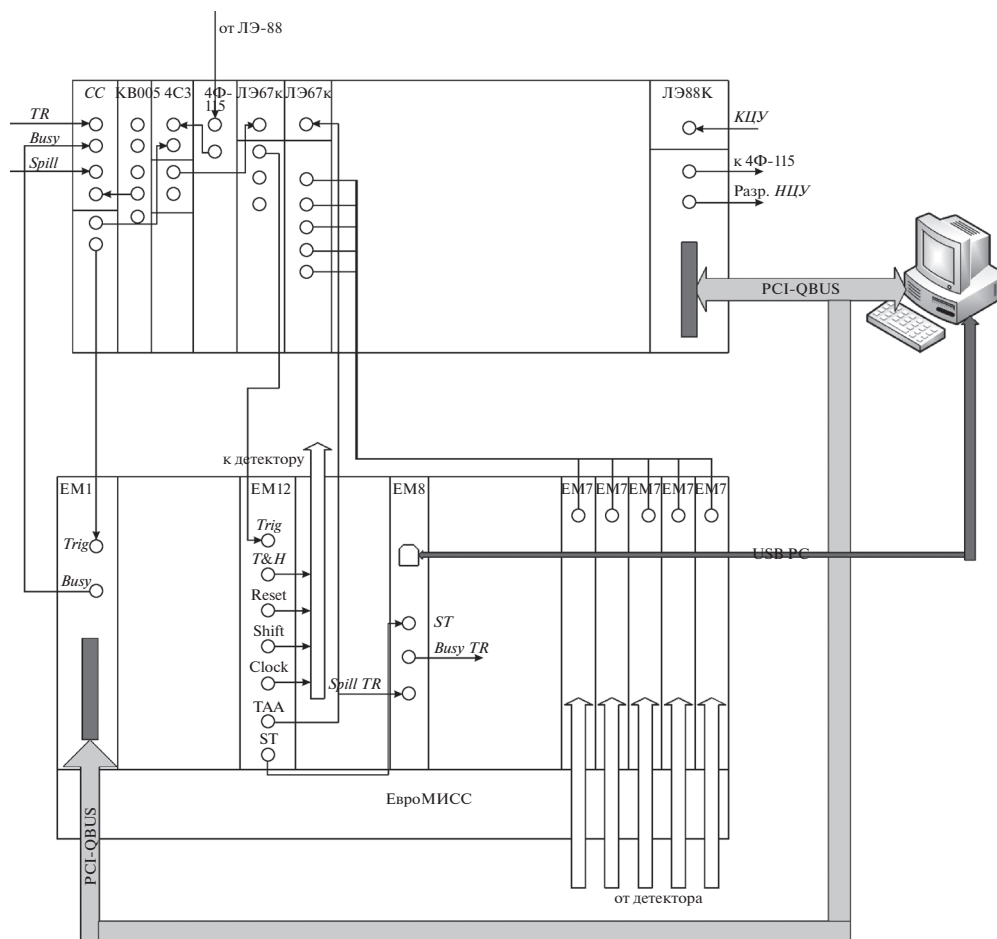
Аппаратура регистрации содержит крейт КА-МАК с модулями для синхронизации системной работы и крейт ЕвроМИСС. В состав последнего входят следующие модули:

- 2048-канальные аналого-цифровые преобразователи (а.ц.п.) EM7;
- крейт-контроллер EM1, выходящий на шину QBUS, обеспечивающий обмен данными между крейтом и персональным компьютером;
- контроллер амплитудного анализа EM12;
- автономный крейт-контроллер EM8, выходящий на шину USB, связывающий его с компьютером.

В состав электроники считывания вершинного детектора входят стандартные модули контроллеров в стандарте ЕвроМИСС (EM1, EM8), а также специально разработанные для п.в.д. модули EM7 и EM12.

Конструкция каждой плоскости предусматривает подачу 2 × 4 управляющих сигнала с модуля EM12. На весь вершинный детектор имеем 32 × 4 управляющих сигнала. Для организации корректной работы вершинного детектора используются блоки разветвителей управляющих сигналов ЛЭ67К, которые являются пассивными и размещены в корпусе КАМАК.

Для считывания данных с п.в.д. была разработана система считывания подсистемы VERTEX в ЕвроМИСС.



**Рис. 2.** Состав аппаратуры регистрации и межмодульные соединения. *CC* – схема совпадения; *EM1* – контроллер ЕвроМИСС; *EM7* – а.ц.п. стандарта ЕвроМИСС; *EM8* – автономный контроллер ЕвроМИСС; *EM12* – модуль *КАА* (контроллер амплитудного анализа); *LE-88К* – контроллер *КАМАК*; *KB005* – регистр; *4C3* – схема совпадения; *4Ф115* – формирователь; *ЛЭ67к* – разветвитель.

## 5. ЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА СИСТЕМЫ СЧИТЫВАНИЯ П.В.Д.

Логическая схема (рис. 3) позволяет реализовать три режима работы подсистемы вершинного детектора:

- 1) работа через *EM1*: снятие пьедесталов в промежутках между сбросами ускорителя для проведения калибровки и самокалибровки системы;
- 2) работа через *EM1*: пособытийный режим, в котором чтение данных происходит после прихода каждого триггера;
- 3) работа через *EM8*: работа по сбросам, когда чтение данных происходит один раз по приходу сигнала *конец сброса*, данные накапливаются во внутренней памяти модулей ЕвроМИСС с присвоением каждому триггеру порядкового номера для последующей постобработки.

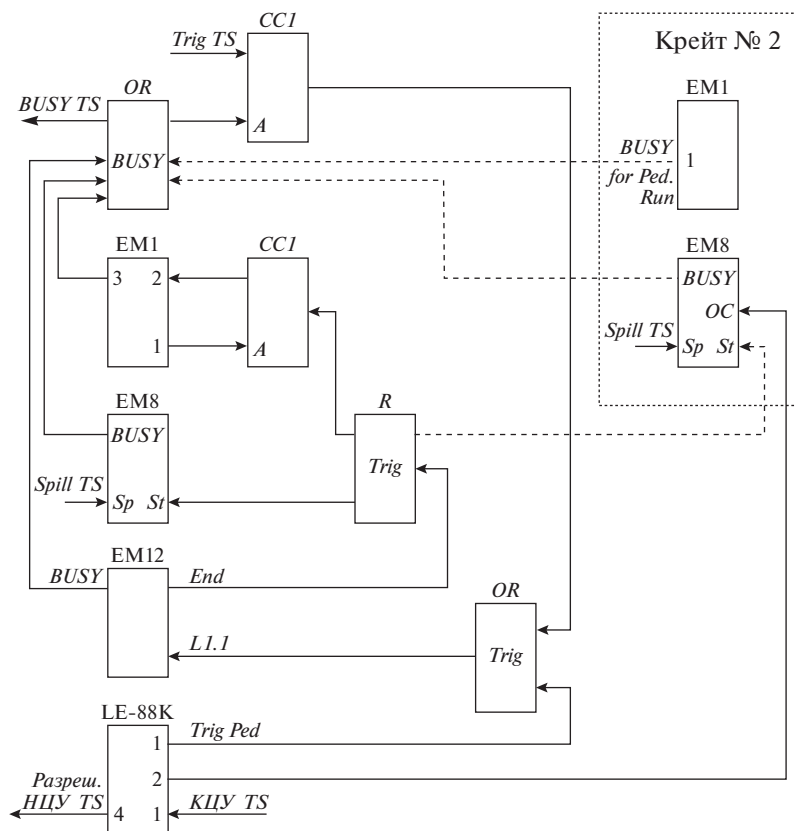
Для работы в разных режимах логика системы не меняется. Выбор режима работы определяется пользователем в программе сбора данных.

Для снятия пьедесталов между сбросами программа выполняет следующие действия. В начале съема информации управляющей программой устанавливаются необходимые сигналы *Busy* на контроллерах крейтов *EM1*, затем – сигнал разрешения *НЦУ\_TS*, который поступает с триггерной системы *TS*. Далее устанавливается режим приема сигнала *КЦУ\_TS*, и запускается временной таймер. Подается сигнал *Trig Ped* по первому выходу *ЛЭ88К*, отслеживается сигнал по второму входу *EM1*, и считываются данные. Далее проверяется временной таймер: если все в порядке, проводится расчет параметров пьедесталов и сохранение их в файл.

В пособытийном режиме управляющая программа устанавливает необходимые уровни запрещающих и разрешающих сигналов для работы с *EM1*, ждет сигнала по второму входу *EM1* и считывает данные.

В режиме работы “по сбросам” управляющая программа запрещает обмен данными через *EM1*





**Рис. 3.** Логическая модульная схема подсистемы VERTEX. Блоки: CCI – схема совпадения; OR – модуль ИЛИ; R – разветвитель; EM1 – контроллер ЕвроМИСС; EM8 – автономный контроллер ЕвроМИСС; EM12 – модуль КАА; LE-88K – контроллер КАМАК. Входные сигналы: Trig TS – триггерный сигнал с триггерной системы TS; Spill\_TS – “ворота” сброса пучка с TS; KЦУ\_TS – конец цикла ускорения с TS. Выходные сигналы: BUSY\_TS – запрет триггеров для TS; Разреш\_НЦУ\_TS – разрешение НЦУ для TS.

подачей управляющего потенциала по первому выходу EM1. Это переводит контроллер крейта в режим автономной работы и настраивает его на сбор и накопление экспериментальных данных.

## 6. ОПИСАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ СИСТЕМЫ СБОРА ДАННЫХ

### 6.1. Модуль EM12 для выработки управляющих сигналов для предусилителей VA1-3 и модулей амплитудного анализа

**6.1.1. Модуль EM12** выполнен в стандарте ЕвроМИСС и занимает в крейте первое место. Все входные и выходные сигналы имеют уровни NIM и передаются через разъемы LEMO на передней панели. Используются следующие сигналы:

- вход L1.1 – входной триггерный сигнал L1.1;
- вход L1.2 – входной триггерный сигнал L1.2;
- вход L1.3 – входной сигнал тестового режима;
- выход T&H (Track and Hold) – сигнал запоминания для предусилителей;
- выход RESET – сигнал сброса для предусилителей;

- выход SHIFT\_IN – входной сигнал сдвигающего регистра для предусилителей VA-3;
- выход T-PU – тактовый сигнал для предусилителей;
- выход T-AA – тактовый сигнал для модулей амплитудного анализа;
- выход T-AA – дополнительный тактовый сигнал для модулей амплитудного анализа, подключается к осциллографу для настроек;
- выход Запрет L1.1 – выход блокировки для системы сбора;
- выход END – сигнал конца серии тактовых последовательностей;
- выход END START – выход для системы сбора.

На передней панели расположены также 5 светодиодов, которые индицируют состояние входных сигналов L1.1 и L1.2 посредством одновибраторов, а также следующие режимы работы модуля:

- B – BUSY;
- T – TEST;
- S – SPECIAL.

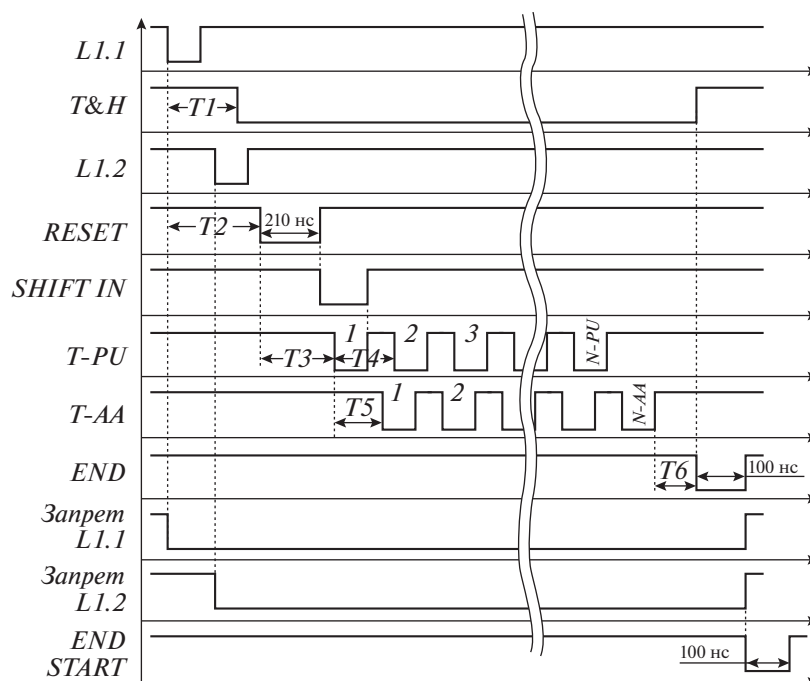


Рис. 4. Временная диаграмма работы модуля EM12.

### 6.1.2. Временная диаграмма работы модуля.

Временная диаграмма сигналов показана на рис. 4. Временные параметры программируются командами ЕвроМИСС при инициализации модуля. Значения параметров определяются экспериментально в процессе калибровки вершинного детектора и при наборе данных. Требуемые значения параметров и их ожидаемые величины для ВК-EM7 приведены в табл. 2.

**6.1.3. Алгоритм работы модуля.** По приходу триггера уровня *L1.1* вырабатываются сигналы:

- ожидание триггера *L1.2* (на рис. 1 не показан) длительностью  $T_2$ ;
- сигнал запоминания *T&H* (Track and Hold) для управления предусилителями, задержанный относительно *L1.1* на время  $T_1$ ;
- запрет на прохождение следующего триггера *Запрет L1.1*.

Если в течение промежутка времени  $T_2$  сигнал триггера уровня *L1.2* не приходит, то сбрасываются:

- сигнал запоминания *T&H*;
- сигнал запрета на *L1.1*.

После этого модуль готов к приему следующего триггера.

Если *L1.2* приходит в течение промежутка времени  $T_2$ , то вырабатываются следующие сигналы цикла амплитудных преобразований:

- *Запрет L1.2*;
- по окончании времени  $T_2$  выдается сигнал *RESET* длительностью 210 нс;

– серия тактовых импульсов *T-PU*, задержанных на время  $T_3$  относительно начала сигнала *RESET*; период импульсов определяется временем  $T_4$ , скважность равна 2, количество импульсов в серии определяется числом, записанным в *N-PU*;

– начало сигнала *SHIFT\_IN*, формируемого по спаду сигнала *RESET* и заканчивающегося по спаду первого полупериода первого импульса сигнала *T-PU*;

– серия тактовых импульсов *T-AA*, задержанных на время  $T_5$  относительно начала серии импульсов *T-PU*; период импульсов определяется временем  $T_4$ , скважность равна 2, количество им-

Таблица 2.

Параметр	$T_{\min}$ , нс	$T_{\max}$ , нс	$D$	Диапазон значений	VA-EM7	
					$T$ , нс	$D$
$T_1$	130	2080	0–15	$T_1 = (D + 1)T_{\min}$	1300	9
$T_2$	130	2080	0–15	$T_2 = (D + 1)T_{\min}$	1300	9
$T_3$	30	480	0–15	$T_3 = (D + 1)T_{\min}$	210	6
$T_4$	20	340	0–15	$T_4 = T_{\min}(D + 2)$	100	4
$T_5$	10	–450	1–63	$T_5 = DT_{\min}$	–	–
$T_6$	30	–	1–15	$T_6 = DT_{\min}$	210	7
$N-PU$	1	256	0–255	$D + 1$	128	128
$N-AA$	1	256	0–255	$D + 1$	131	131

Примечание.  $D$  – число, записываемое в контроллер амплитудного анализа EM; для *N-PU* и *N-AA* приведено число импульсов.

пульсов в серии определяется числом, записанным в  $N-AA$ ;

– сигнал  $END$ , который задержан относительно конца последнего импульса в сериях  $T-PU$  и  $T-AA$  на время  $T_6$ , его длительность фиксирована и составляет 100 нс;

– по фронту сигнала  $END$  сбрасывается сигнал  $T\&H$ ;

– по спаду сигнала  $END$  сбрасываются сигналы  $Запрет L1.1$  и  $Запрет L1.2$  и вырабатывается сигнал  $END START$ .

По завершении описанного цикла модуль готов к приему следующих триггерных сигналов.

### 6.2. Модуль амплитудного анализа $EM7$

Для цифрового преобразования сигналов с предусилителей VA1-3 был разработан модуль  $EM7$ .

**6.2.1. Модуль  $EM7$**  выполнен в стандарте ЕвроМИСС и занимает в крейте первое место. На печатной плате модуля, вблизи передней панели, установлены джамперы (3 штырька). При замыкании ближнего к передней панели и среднего штырьков сигнал на вход а.ц.п. поступает гальванически развязанным (через конденсатор 0.1 мкФ), постоянная времени входа  $\sim 0.1$  мс. При этом “базовая линия” на вход а.ц.п. не поступает. Если замкнуты дальний от передней панели и средний штырьки, то сигнал поступает непосредственно на вход а.ц.п. Входное сопротивление в обоих случаях равно 50 Ом.

Регулировка напряжения компенсации “базовой линии” осуществляется посредством 12-разрядного цифроаналогового преобразователя (ц.а.п.) и согласующего операционного усилителя. Схема построена таким образом, что при отсутствии напряжения “базовой линии” с детектора (или при использовании гальванической развязки) компенсирующее напряжение следует устанавливать примерно в середине динамического диапазона ц.а.п., т.е. следует записать в него код примерно 2048. Этот код соответствует напряжению компенсации “базовой линии”  $\approx 0$  В. Увеличение кода соответствует опусканию в “–” напряжения компенсации “базовой линии” и увеличению выходного кода из а.ц.п. соответственно; уменьшение кода приводит к подъему в “+” напряжения компенсации “базовой линии” и соответственно уменьшению выходного кода из а.ц.п. Следует иметь в виду, что результирующее напряжение, которое поступает на вход а.ц.п. AD9200, представляет собой сумму, а именно:

$$U_{\text{сигнал}} + U_{\text{компенсации "базовой линии"}},$$

где  $U_{\text{компенсации "базовой линии"}}$  – аналоговый эквивалент цифрового кода, записанного в ц.а.п.

Значения пьедесталов индивидуальны для каждого канала детектора, соответственно для их ком-

пенсации в модуль должны быть занесены их значения в количестве  $16 \times 128$  штук.

Регистрируемые модулем сигналы могут иметь как положительную, так и отрицательную полярность. Устройство вычитания (подавления) пьедесталов должно “знать”, сигналы какой полярности следует обрабатывать. Для этого необходимо предварительно записать полярность для каждого из 16-ти каналов а.ц.п. На передней панели модуля индицируется полярность, определенная для каждого входа (“горящий” светодиод – положительная полярность). При вычитывании данных в режиме последовательного чтения информации (ПЧИ) (“боевом”) 10-й разряд DA10 в слове данных показывает полярность (может пригодиться при обработке).

Данные, вычитанные из модуля, для сигналов различной полярности следует интерпретировать по-разному. Так, для положительных сигналов значения результирующего сигнала равны

$$U_{\text{result}} = U_{\text{adc}} - U_{\text{ped}}.$$

Для отрицательных сигналов результирующий сигнал определяется этой же формулой, однако для получения корректных значений следует двойное число  $U_{\text{result}}$  проинвертировать и добавить единицу.

Для работы с отрицательными сигналами (при отсутствии “базовой линии” в сигнале) следует значение кода компенсации “базовой линии” установить близким к 1023 отсчетам, чтобы попасть в область положительных напряжений а.ц.п. Пьедесталы при этом получатся достаточно большой величины. При наличии напряжения “базовой линии” следует это соответствующим образом учитывать.

Каждый из 16-ти каналов модуля может регистрировать до 128 сигналов. Интервал поступления сигналов составляет от 170 нс до 2 мкс.

В нашем случае мы имеем дело с положительными сигналами, поэтому модуль  $EM7$  программируется соответствующим образом.

### 6.3. Контроллер крейта ЕвроМИСС $EM1$

**6.3.1. Модуль  $EM1$**  выполнен в стандарте ЕвроМИСС и занимает в крейте первое место. Он обеспечивает программный режим работы персонального компьютера с сектором ЕвроМИСС. Связь контроллера с компьютером осуществляется через адаптеры ISA-Qbus или PCI-Qbus. Контроллер содержит следующие функциональные узлы:

– 16-разрядный регистр адреса ( $PA$ ) – хранит полный адрес регистра ЕвроМИСС для выполнения операций записи/чтения в адресном режиме;

– 16-разрядный регистр данных ( $PD$ ) – хранит информацию, подлежащую записи в выбранный регистр, или информацию, полученную от вы-

бранного регистра при выполнении операции чтения в адресном режиме;

– 8-разрядный регистр управления (*РУ*) – определяет режим работы сектора (*АП* (адресная передача), *ПЧН* (последовательное чтение номера), *ПЧИ* (последовательное чтение информации) или *АР* (адресный регистр)) и состояние сигналов *УР0–УР5*;

– 16-разрядный статусный регистр (*РС*) – содержит информацию о состоянии контроллера и магистрали сектора;

– два блока памяти по 1 Кбайт 16-разрядных слов каждый; эти блоки хранят информацию, получаемую от регистрирующих модулей в режимах последовательного чтения. Один блок памяти – адресное запоминающее устройство (*АЗУ*) – хранит адресную часть информации, второй – память данных (*ДЗУ*) – код данных.

Дешифратор команд шины Qbus вырабатывает сигналы записи/чтения для регистров контроллера и блоков памяти.

Контроллер является ведомым устройством для шины Qbus и выполняет операции ввода/вывода по адресам  $A0$ ,  $A0 + 2$ ,  $A0 + 3$ ,  $A0 + 4$ ,  $A0 + 6$ ,  $A0 + 010$ ,  $A0 + 012$ ,  $A0 + 013$ ,  $A0 + 014$  и  $A0 + 016$ . Здесь  $A0$  – 16-разрядный код базового адреса, а значения смещений – восьмеричные константы. Наименьшее значение базового адреса – 0170000 (восьмеричный код, четыре старших разряда которого зафиксированы и имеют значение логической единицы). Четыре младших разряда определяют относительный адрес, а восемь промежуточных – задаются переключателями, расположенными на печатной плате.

Код смещения (или относительный адрес) указывает на один из внутренних узлов контроллера:

- 0 – статусный регистр;
- 2 – регистр адреса: при записи кода адреса вырабатывается цикл чтения в магистрали сектора;
- 3 – регистр адреса: при записи кода адреса вырабатывается цикл записи в магистрали сектора;
- 4 – регистр вектора и маски для режима прерывания;
- 6 – регистр управления;
- 010 – регистр данных;
- 011 – запись статуса выходных синхросигналов по коду *КДА02–КДА00*;
- 012 – при чтении – статус режима последовательного чтения (*ПЧ*), при записи – вывод синхросигнала на разъем, соответствующий коду *КДА01–КДА00*;
- 013 – при записи – снятие потенциального синхросигнала с разъема, соответствующего коду *КДА01–КДА00*;
- 014 – адресная память (*АЗУ*) режимов *ПЧ*;
- 016 – память данных (*ДЗУ*) режима *ПЧИ*.

Статусный регистр РС. Адрес регистра  $A_{PC} = A0$ . Разряды 15, 11–3 доступны для чтения, 2–0 – для чтения/записи. При записи в данный регистр кода с единичным значением старшего разряда в магистраль сектора будет выдан сигнал *ОС*.

15	14	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
– ТСС – СИ2 СИ1 АР ПЧИ ПЧН ОШ ТР ГМ Т3 Т2 Т1														

Здесь *ТСС* – тип синхросигналов для выходных разъемов РЦ00: 0 – импульсный, 1 – потенциальный; *СИ2* – состояние линии *СИ2* магистрали сектора; *СИ1* – состояние линии *СИ1* магистрали сектора; *АР* – состояние линии *АР* магистрали сектора; *ПЧИ* – состояние линии *ПЧИ* магистрали сектора; *ПЧН* – состояние линии последовательного чтения номера (*ПЧН*) магистрали сектора; *ОШ* – состояние триггера *Ошибка синхронизации*, триггер принимает состояние логической единицы, если при выполнении операции не был получен сигнал *СИ2*; *ТР* – состояние линии *ТР* магистрали сектора; *ГМ* – состояние линии *ГМ* магистрали сектора; *Т1–Т3* – состояния входных триггеров контроллера, запись по команде и с входных разъемов передней панели.

Регистр адреса РА. Адрес регистра  $A_{PA} = A0 + 2$  или  $A0 + 3$ . Содержит адрес регистра ЕвроМИСС при выполнении операций записи/чтения в адресном режиме.

Бит	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
П10 П9 П8 П7 П6 П5 П4 П3 П2 П1 П0 М4 М3 М2 М1 М0																

Здесь *М0–М5* – коды номера модуля; *П0–П10* – коды подадреса.

Регистр доступен для записи и чтения. При записи кода в этот регистр начинается цикл операции магистрали сектора. Выбор адреса  $A_{PA} = A0 + 2$  означает, что будет выполняться операция чтения, для операции записи следует выбрать адрес  $A_{PA} = A0 + 3$ .

Регистр данных РД – 16-разрядный регистр, содержащий информацию, подлежащую записи в модуль сектора или прочитанную из модуля. Все разряды доступны для записи и чтения. Адрес регистра  $A_{PD} = A0 + 010$ .

Регистр вектора и маски РВМ. Регистр зарезервирован для работы в режиме прерывания э.в.м. В настоящее время используется как тестовый регистр Qbus. Адрес регистра  $A_{PBM} = A0 + 4$ . Все разряды доступны для записи/чтения.

Регистр управления – 8-разрядный регистр, разряды которого определяют режим работы сектора МИСС и состояние сигналов *УР0–УР5* магистрали сектора. Все разряды доступны для чтения и записи. Адрес регистра  $A_{PY} = A0 + 6$ .

Бит	7	6	5	4	3	2	1	0
P2 P1 UP5 UP4 UP3 UP2 UP1 UP0								

Здесь  $УР0–УР5$  – состояние сигналов управления регистрацией магистрали сектора, контроллер не выдает эти сигналы, если сектор находится в режиме “Автономная работа”;  $P2$  и  $P1$  – определяют режим работы сектора МИСС и контроллера ЕМ1.

Режимы работы и состояния разрядов  $P2$  и  $P1$  приведены ниже:

$P2$ и $P1$	Режим
00	Адресная передача
01	<i>ПЧН</i>
10	<i>ПЧИ</i>
11	Автономная работа

Адресная передача – режим, при котором для выполнения любой операции требуется занесение адреса в  $РА$ .

**6.3.2. Режим последовательного чтения номера (ПЧН)** – это режим, используемый для чтения номеров модулей, установленных в секторе. Инициализация режима происходит записью кода 01 в разряды  $P2$  и  $P1$ . Контроллер устанавливает в секторе режим *ПЧН*, опрашивает все модули, а получаемую информацию записывает в память адресов  $АЗУ$ . После завершения опроса снимается режим *ПЧН*, формируется статусное слово режима, формат которого приведен ниже:

Бит	15	14	13	12–11	10–0
	<i>ОШ</i>	<i>ФОПЧ</i>	<i>ЗП</i>	00	Количество слов в $ЗУ$

Число циклов – количество прочитанных из сектора слов. При правильной работе системы в режиме *ПЧН* это число не может превышать 20.

*ОШ* – указывает на ошибку, возникшую при выполнении режима. Она возникает при отсутствии *СИ2* в течение заданного времени ожидания (~500 нс) при установленных сигналах *ТР* и *СИ1*; *ЗП* – память контроллера ЕМ1, которая содержит максимальное число слов (1000); *ФОПЧ* – флаг окончания последовательного чтения.

Данное слово считывается по адресу  $A0 + 012$ .

Чтение всего массива происходит многократной генерацией (соответственно количеству слов, полученному из статусного слова) команды чтения  $АЗУ$  ( $A_{АЗУ} = A0 + 014$ ).

**Примечание.** При неверной работе системы в режиме *ПЧН* память может заполниться, а режим *ПЧН* не завершиться.

**6.3.3. Режим последовательного чтения информации (ПЧИ)** – это режим, используемый для сбора рассеянных данных с модулей сектора. Он аналогичен режиму *ПЧН*. Инициализация режима происходит записью кода 10 в разряды  $P2$  и  $P1$ . Контроллер устанавливает режим *ПЧИ* в секторе, опрашивает все модули, заносит получаемую информацию во внутреннюю память адресов  $АЗУ$  и данных  $ДЗУ$ , снимает режим *ПЧИ*, формирует

статусное слово режима, в котором устанавливается в “1” флаг завершения последовательного чтения (*ФОПЧ*). После установления  $ФОПЧ = 1$  необходимо прочитать статусное слово режима (адрес  $A_{СС} = A0 + 012$ ). Статусное слово режима *ПЧИ* имеет ту же структуру, что и режима *ПЧН*. После чтения статусного слова выполняется чтение  $АЗУ$  и  $ДЗУ$  ( $A_{ДЗУ} = A0 + 016$ ).

В режиме *ПЧИ* возможна ситуация, когда объем информации сектора может превысить емкость памяти контроллера ЕМ-1 (1000 32-разрядных слов). В этом случае выполнение режима приостанавливается (снимается сигнал *СИ1*), а в разряд *ЗП* будет записана “1”. Для продолжения *ПЧИ* следует прочитать всю информацию из  $АЗУ$  и  $ДЗУ$ . При завершении режима *ПЧИ* установится разряд *ФОПЧ* статусного слова режимов *ПЧ*. Следовательно, сигналами на чтение  $АЗУ$  и  $ДЗУ$  являются единичные значения *ФОПЧ* или *ЗП*. Алгоритм показан на рис. 2.

**Примечание.** Некоторые модули регистрирующей электроники упаковывают адресную информацию и данные в одно слово данных и в режиме *ПЧИ* не выдают никакой информации на адресные линии магистрали сектора. В этом случае чтение  $АЗУ$  в режиме *ПЧИ* не выполняют.

*АР* – режим, при котором модулями сектора управляет автономный контроллер.

#### 6.4. Автономный контроллер ЕМ8

**6.4.1. Модуль ЕМ8** выполнен в стандарте ЕвроМИСС и занимает первое место. Автономный контроллер соответствует требованиям системы ЕвроМИСС и может работать в качестве подчиненного при наличии в каркасе системного контроллера (*СК*) ЕМ-1, который управляет магистралью каркаса ЕвроМИСС по командам компьютера. Автономный контроллер (*АК*) выполняет ряд команд чтения/записи в режиме адресной передачи.

Для передачи управления *АК* системный контроллер *СК* устанавливает на линии *АР* (автономная работа) магистрали сектора разрешающий (отрицательный) сигнал. В этом случае *АК* по сигналам, поданным на его переднюю панель, осуществляет инициализацию регистрирующей электроники каркаса, сбор информации триггерного события, занесение ее во внутреннюю буферную память и передачу содержимого буферной памяти в персональный компьютер по шине USB после завершения цикла ускорителя. Печатная плата блока позволяет иметь максимальную емкость памяти 16 Мбайт 32-разрядных слов. Имеется возможность нарастить память до 32 Мбайт слов с помощью дополнительной платы.

**6.4.2. Режим адресной передачи.** В этом режиме можно повернуть буферную память с помощью системного контроллера ЕМ-1 и интерфейса РС-

Qbus (ISA-Qbus или PCI-Qbus), правильность передачи информации из основной памяти в персональный компьютер через USB либо через адаптер PC-Qbus, что позволит проводить тестовое сравнение массивов, полученных по двум каналам.

Команды, выполняемые АК в адресном режиме:

–  $MA(0)_R$  – чтение 16-ти младших разрядов 32-разрядного слова, прочитанного из буферной памяти, команда выдается после чтения старших разрядов;

–  $MA(1)_R$  – генерация цикла чтения буферной памяти по указанному в  $RA$  адресу и чтение 16-ти старших разрядов прочитанного слова, после завершения цикла чтения памяти адресный счетчик чтения инкрементируется;

–  $MA(2)_R$  – чтение 16-ти младших разрядов адресного счетчика записи ( $WA$ );

–  $MA(3)_R$  – чтение 9-ти старших разрядов  $WA$ ;

–  $MA(4)_R$  – чтение 16-ти младших разрядов адресного счетчика чтения ( $RA$ );

–  $MA(5)_R$  – чтение 9-ти старших разрядов  $RA$ ;

–  $MA(6)_R$  – чтение статуса АК при выполнении теста передачи данных в USB:  $DA1 = 0$ , если АК завершил передачу блока данных;

–  $MA(0)_W$  – запись в регистр данных ( $PD$ ) 16-ти младших разрядов кода для последующего занесения в буферную память;

–  $MA(1)_W$  – запись в  $PD$  16-ти старших разрядов кода и запуск цикла записи в буферную память по адресу  $WA$ , после выполнения цикла записи происходит инкрементирование адресного счетчика записи;

–  $MA(2)_W$  – запись 16-ти младших разрядов  $WA$ ;

–  $MA(3)_W$  – запись 9-ти старших разрядов  $WA$  и занесение полного адреса в адресный счетчик записи;

–  $MA(4)_W$  – запись 16-ти младших разрядов  $RA$ ;

–  $MA(5)_W$  – запись 9-ти старших разрядов  $RA$  и занесение полного адреса в адресный счетчик чтения;

–  $MA(6)_W[D = 1]$  – пуск АК для тестовой передачи информации из буферной памяти АК в USB, адрес первого слова массива указан в счетчике  $RA$ , а последнего – в  $WA$ ;

–  $MA(7)_W[D = 0]$  – генерация сигнала *Сброс* для USB-контроллера;

В адресном режиме автономному контроллеру присвоен номер  $M = 31$ .

#### 6.4.3. Режим контроллера (Автономный режим).

АК работает под управлением сигналов, подаваемых на входные разъемы РЦ00 (ЛЕМО), установленные со стороны передней панели:

– *Сброс*;

– *Spill*;

– *Строб*.

АК формирует следующие выходные сигналы:

– импульс *Time out*;

– *OVF* – переполнение буферной памяти;

– *Занят*.

Инициализация системы происходит при подаче сигнала *Сброс*. Этот сигнал устанавливает АК в исходное состояние и, будучи направлен в магистраль сектора, обеспечит исходное состояние регистрирующей электроники.

Сбор данных с регистрирующих модулей. После сигнала *Строб* АК запускает процедуру *ПЧИ* либо через фиксированное время, запрограммированное в микросхеме EP1K50, либо по положительному фронту сигнала *ГТ* магистрали сектора МИСС. Если в ответ на сигнал *ПЧИ* АК не получит запрос *ТР* в течение  $\sim 200$  нс, в промежуточную буферную память запишется заголовок события. При наличии *ТР* выполняется последовательный опрос регистрирующих модулей и запись принимаемой информации в промежуточную буферную память. Когда отработает последний модуль, сигнал на линии *ТР* примет высокий уровень и АК завершит режим *ПЧИ*. На время преобразования и опроса блоков контроллер вырабатывает сигнал *Занято*.

Регистрирующий модуль сектора МИСС, получивший право передачи информации, выдает слова (адрес и данные), сопровождаемые сигналом *СИ2*. Режим передачи – синхронный период следования 100–200 нс.

Отсутствие *СИ2* более 300 нс при активном значении *ТР* приведет к аварийному завершению работы АК при обработке данного события. Кроме того, контроллер отслеживает ошибочную ситуацию, при которой суммарное число слов, полученных от всех модулей, не превысило допустимое, что также приведет к аварийному завершению работы. Сигнал *BUSY* снимается после завершения чтения модулей сектора. Передача информации из промежуточной памяти в основную осуществляется во время цикла преобразования нового события. После окончания сброса ускорителя и обработки информации последнего события АК начинает передачу данных в персональный компьютер.

Информационный блок события состоит из набора 32-разрядных слов: собственно информации, принятой от модулей, и служебных слов, формируемых контроллером. Автономный контроллер получает при чтении регистрирующего модуля 28-разрядное слово, старшие 12 разрядов которого содержат адрес канала (номер модуля и номер канала), а младшие разряды – результат преобразования. В информационном блоке эти слова идут в порядке, соответствующем порядку опроса модулей.

Начинает этот массив заголовков блока, состоящий из пяти 32-разрядных слов. Первое слово –

разделитель блоков, второе – события, к которому относится массив, третье – 30-разрядный код временной метки данного события, четвертое – длительность сигнала *BUSY* для данного события. Один отсчет кодов времени равен 100 нс. Пятое слово содержит информацию о размере (длине) массива, типе детектора, номере АК и наличии возможных ошибок в работе аппаратуры.

В системе возможны следующие ненормальные ситуации, при которых АК завершает опрос и формирует блок, состоящий из того числа информационных слов, которое было принято от регистрирующих модулей, а во втором слове заголовка будут установлены в единичное состояние соответствующие разряды поля *Ошибка*:

1) АК получил сигнал *TP*, но в течение заданного времени не получил сигнал *СИ2*, в этой ситуации АК сформирует блок с принятыми данными и установит 11-й разряд второго служебного слова в единичное состояние;

2) АК при опросе получил от системы число слов, превышающее допустимое, после чего запишет в блок все принятые слова и установит в единичное значение 12-й разряд во втором служебном слове.

Выходные сигналы *Time out* и *OVF* предназначены для более гибкого контроля работы системы.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Архитектура электроники считывания прецизионного вершинного детектора установки СВД-2

разработана исходя из требований эксперимента и накопленного опыта. Характеристики кремниевых детекторов определили выбор электроники предварительного усиления. По результатам выбора были разработаны специализированные модули регистрации и управления, совместимые со стандартом ЕвроМИСС.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ардашев Е.Н., Басиладзе С.Г., Богданова Г.А., Васильев М.В., Волков В.Ю., Воробьев А.П., Воронин А.Г., Головня С.Н., Голубков С.А., Горохов С.А., Горьков А.В., Гришкевич Я.В., Егоров Н.Н., Ежов В.Б., Ермолов П.Ф. и др. // ПТЭ. 2007. № 5. С. 75.
2. Авдейчиков В.В., Алеев А.Н., Ардашев Е.Н., Басиладзе С.Г., Богданова Г.А., Вишневская А.М., Волков В.Ю., Воробьев А.П., Воронин А.Г., Головня С.Н., Головкин В.Ф., Горохов С.А., Гришкевич Я.В., Ермолов П.Ф., Зверев Е.Г. и др. // ПТЭ. 2013. № 1. С. 14.  
<https://doi.org/10.7868/S003281621206002X>
3. 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>
4. Ардашев Е.Н., Горохов С.А., Киряков А.А., Коробчук П.П., Лобанов И.С., Лобанова Е.В., Маляев В.Х., Сенько В.А., Солдатов М.М., Цюпа Ю.П., Якимчук В.И., Воронин А.Г., Карманов Д.Е., Меркин М.М. Препринт ИФВЭ 2016-13. Протвино, 2016.

**ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ  
ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ**

УДК 53.08+519.6+004.4

**ПРЯМАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ  
ПРИ ПЛОХОЙ ОБУСЛОВЛЕННОСТИ ЗАДАЧ И НАЛИЧИИ ИСКАЖЕНИЙ**

© 2020 г. А. В. Новиков-Бородин\*

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

*\*e-mail: novikov.borodin@gmail.com*

Поступила в редакцию 17.02.2020 г.

После доработки 26.04.2020 г.

Принята к публикации 01.05.2020 г.

Исследуются возможности реконструкции дискретных экспериментальных данных с помощью прямой инверсии – деконволюции. Предлагаются методы оптимизации, сглаживания, компенсации и разложения, позволяющие во многих случаях при плохой обусловленности задач и наличии искажений провести реконструкцию с минимальными потерями информации. Методы заключаются в формировании с помощью линейных преобразований из переопределенных систем уравнений, соответствующих уравнениям свертки, хорошо обусловленных систем с компенсацией случайных искажений. Проведен сравнительный анализ предлагаемых методов, рассмотрены их возможности и погрешности реконструкции. Представлены примеры реконструкции.

DOI: 10.31857/S003281622005033X

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Реальные измерительные системы имеют конечное быстродействие, в цифровых системах его ограничивает, прежде всего, конечная частота дискретизации сигнала. Искаженный экспериментальный сигнал выражается в виде свертки неискаженного сигнала и импульсной характеристики измерительной системы, описывающей характер искажения сигнала. Для восстановления неискаженного сигнала из экспериментальных данных требуется обратное преобразование – деконволюция. Это преобразование относится к классу некорректно поставленных задач [1–3], общего решения которых без потери информации не существует. Эффективность реконструкции зависит от множества факторов, таких как вид импульсной характеристики, объем обрабатываемых данных, уровень шумов в них и др., что делает разработку различных методов реконструкции, эффективных в том или ином случае, актуальным направлением исследований.

В случае дискретных измерений уравнения свертки сводятся к системам линейных алгебраических уравнений, и решить задачу деконволюции можно множеством различных способов, начиная от методов прямой матричной инверсии до методов интегральных преобразований и техники регуляризации [4–7]. Основные проблемы заключаются в плохой обусловленности систем и наличии шумов в данных, что приводит к не-

устойчивости решений и большим погрешностям.

Системы, соответствующие уравнениям свертки, принципиально переопределены, т.е. число уравнений в них превышает число неизвестных. Это дает возможность сформировать из них множество квадратных систем, в которых число уравнений равно числу неизвестных, и выбрать из них системы, наиболее подходящие для решения конкретных задач.

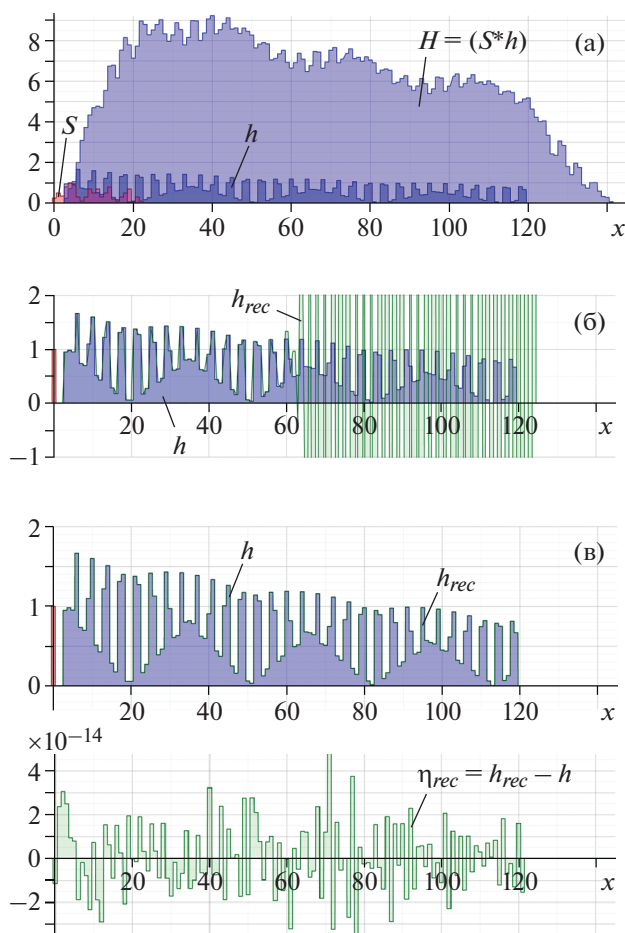
В предлагаемых методах оптимизации, сглаживания, компенсации и разложения используются линейные преобразования, что позволяет избежать потерь информации при формировании систем и осуществить реконструкцию сигналов методами прямой матричной инверсии с минимальными потерями информации во многих сложных случаях плохой обусловленности задач и при наличии случайных шумов в данных.

**2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ**

Искажения в экспериментальных данных  $H(x)$ , возникающие при свертке неискаженного сигнала  $h(x)$  и импульсной характеристики  $S(x)$ , без дополнительных случайных шумов описываются с помощью уравнения:

$$H(x) = (S * h)(x) = \int S(\xi)h(x - \xi)d\xi = \int S(x - \xi)h(\xi)d\xi, \quad (1)$$





**Рис. 1.** Реконструкция  $h_{rec}$  функции  $h$  с погрешностью  $\eta_{rec} = h_{rec} - h$  из данных  $H = (S * h)$  (а) для неоптимизированной (б) и оптимизированной (в) систем с плохой ( $\text{cond}(\mathbf{M}_0) = 2.78 \cdot 10^{20}$ ) и лучшей ( $\text{cond}(\mathbf{M}_r) = 621$ ) обусловленностью соответственно.

Импульсная характеристика  $S(x)$  описывает различные искажения, например, обусловленные движением исследуемого объекта, смещениями или колебаниями измерительной аппаратуры, а также вносимые самой измерительной аппаратурой или средой между объектом и аппаратурой (см. примеры в работах [8–10]).

В дальнейшем под *реконструкцией* будем понимать процесс нахождения функции  $h(x)$  из функции  $H(x)$ , а под *моделированием* – процесс определения функции  $S(x)$  для конструирования из известной функции  $h(x)$  заданной функции  $H(x)$ . В такой постановке обе задачи являются инверсными задачами деконволюции, где при реконструкции в качестве ядра преобразования (1) выступает функция  $S(x)$ , а при моделировании – функция  $h(x)$ .

В случае дискретных вычислений функции  $S(x)$  и  $h(x)$  можно представить в виде:  $S = \sum s_i \delta_i$  и

$h = \sum h_i \delta_i$ , где  $\delta_i$  – аналог символа Кронекера, отличающийся от 0 и равный 1 только на  $i$ -м интервале разбиения оси  $x$ , и выразить функцию  $H = (S * h)$  как:

$$\begin{aligned} H &= \sum_n H_n \delta_n = \sum_j \sum_i s_i h_j \delta_{i+j} = \\ &= \sum_j h_j \sum_i s_i \delta_{i+j} = \sum_i s_i \sum_j h_j \delta_{i+j}. \end{aligned} \quad (2)$$

Дискретный сигнал  $h$  определим как отклик  $H$  измерительной системы при  $S = \delta_0$ :  $H = h$  при  $S = \delta_0$ , т.е. при времени измерений, равном интервалу дискретизации.

Обозначая через  $S_{[j]} = \sum_i s_i \delta_{i+j}$  и  $h_{[i]} = \sum_j h_j \delta_{i+j}$  функции  $S$  и  $h$ , смещенные соответственно на  $j$  и  $i$  интервалов разбиения вправо по оси  $x$ , из (2) получим

$$H = \sum_j h_j S_{[j]} = \sum_i s_i h_{[i]}. \quad (3)$$

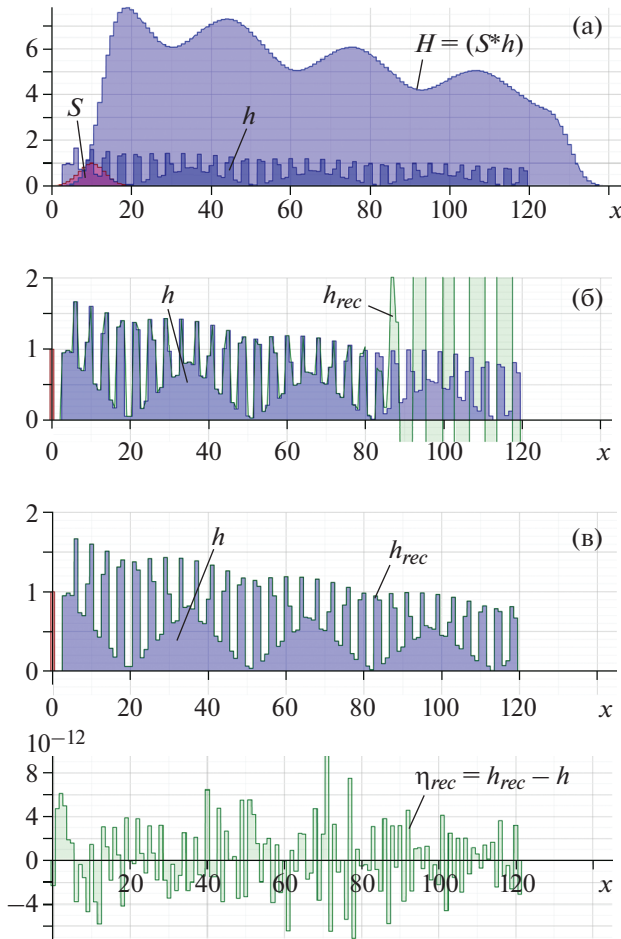
Представив функции  $H$ ,  $S$  и  $h$  в виде векторов-строк  $\mathbf{H} = \{H_i\}$ ,  $\mathbf{S} = \{s_i\}$  и  $\mathbf{h} = \{h_i\}$ , а наборы смещенных функций  $S_{[j]}$  и  $h_{[i]}$  – в виде матриц  $\mathbf{M}_S = \{s_{i-j}\}$  и  $\mathbf{M}_h = \{h_{i-j}\}$  с соответствующей векторам  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{h}$  размерностью (в общем случае бесконечной), уравнения (3) можно записать в матричном виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S = \mathbf{h} \cdot \begin{bmatrix} s_0 & s_1 & s_2 & \cdots \\ 0 & s_0 & s_1 & \cdots \\ 0 & 0 & s_0 & \ddots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots \end{bmatrix}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_h = \mathbf{S} \cdot \begin{bmatrix} h_0 & h_1 & h_2 & \cdots \\ 0 & h_0 & h_1 & \cdots \\ 0 & 0 & h_0 & \ddots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

Матрицы  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{M}_h$ , строки которых представляют собой сдвинутые вектора  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{h}$ , будем называть *матрицами сдвигов*, а вектора  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{h}$  – *производящими* для них. Выражения (4), соответствующие уравнению свертки (1), будем называть *сверточными системами*.

Если известны первые  $m$  элементов функции  $H$ , то, образуя из коэффициентов функции  $S$  матрицу сдвигов  $\mathbf{M}_0 = \{s_{i-j}\}_{i,j=0}^{m-1}$  размерности  $m \times m$ , можно из (4) сформировать квадратную систему из  $m$  линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0 &= [H_0, H_1, \dots, H_{m-1}] = \\ &= [h_0, h_1, \dots, h_{m-1}] \cdot \begin{bmatrix} s_0 & s_1 & s_2 & \cdots \\ 0 & s_0 & s_1 & \cdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & \cdots & 0 & s_0 \end{bmatrix} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_0, \end{aligned} \quad (5)$$



**Рис. 2.** Реконструкция  $h_{rec}$  функции  $h$  с погрешностью  $\eta_{rec} = h_{rec} - h$  из размытых по Гауссу данных  $H = (S * h)$  ( $S(x) = \exp[-(x - a)^2 / (2\sigma^2)]$ ) (а) для неоптимизированной (б) и оптимизированной (в) систем.

в которой в качестве неизвестных выступают первые  $m$  элементов реконструируемой функции  $h$ .

Систему (5) будем называть *неоптимизированной* для сверточных систем (4). Она имеет единственное решение, если определитель матрицы  $\mathbf{M}_0$  не равен 0. Для матрицы  $\mathbf{M}_0$  определитель  $\det(\mathbf{M}_0) = s_0^m$ , что эквивалентно условию  $s_0 \neq 0$ , которое для реальных физических измерений всегда имеет место, так как характеризует начало измерений. Для многих реальных измерений коэффициенты  $s_i$  функции  $S$  характеризуют интервал или интенсивность сигналов при наложении и определены положительно.

При плохой обусловленности неоптимизированной системы (5), даже небольшие помехи в данных или ошибки в вычислениях, например, при округлении действительных чисел, могут привести к значительным погрешностям решения и даже к его расходимости. Например, элементы функции  $h$

можно реконструировать из системы (5), последовательно решая уравнения  $s_0 h_0 = H_0, s_1 h_0 + s_0 h_1 = H_1, \dots$ , что соответствует обратному ходу метода Гаусса–Жордана:

$$h_i = \frac{H_i}{s_0} - \sum_{j=0}^{i-1} h_j \frac{s_{i-j}}{s_0}, \quad h_0 = \frac{H_0}{s_0}, \quad i = 1, 2, \dots \quad (6)$$

При этом, если значение коэффициента  $s_0$  мало по сравнению с максимальным коэффициентом  $s_{\max}$  функции  $S$  (что, как правило, характерно для большинства практических измерений), то в результате многократного деления на  $s_0$  погрешность вычислений экспоненциально возрастает и решение быстро расходится (см. примеры, приведенные на рис. 1 и 2).

Тем не менее, решить задачу реконструкции можно, если из сверточных систем (4) сформировать более оптимальные для решения конкретных задач системы уравнений. Ниже предлагаются критерии и рассматриваются методы формирования из сверточных систем (4) систем линейных алгебраических уравнений, позволяющих осуществить реконструкцию данных при плохой обусловленности неоптимизированной системы (5) и при наличии шумов в данных  $S$  и  $H$ .

### 3. РЕКОНСТРУКЦИЯ ПРИ ПЛОХОЙ ОБУСЛОВЛЕННОСТИ

На практике время наблюдений ограничено, и дискретные экспериментальные данные имеют конечную размерность, т.е. функции  $S, h$  и  $H = (S * h)$  имеют конечное количество актуальных элементов. Если размерность вектора  $\mathbf{S} = [s_0, s_1, \dots, s_{k-1}]$  равна  $k$ , а вектора  $\mathbf{h} = [h_0, h_1, \dots, h_{m-1}] - m$ , то, согласно (2), размерность вектора  $\mathbf{H} = [H_0, H_1, \dots, H_{n-1}]$  будет равна  $n = m + k - 1$ . Если  $k = 1$ , то  $\mathbf{H} = s_0 \mathbf{h}$  и реконструкции не требуется, а при  $k > 1$  имеем  $n > m$ , и из сверточной системы (4) с матрицей сдвигов  $\mathbf{M}_S$  размерности  $m \times n$  и с производящим вектором  $\mathbf{S}$  получим систему, которую будем называть *исходной сверточной системой*:

$$\mathbf{H} = [h_0, h_1, \dots, h_{m-1}] \times \begin{bmatrix} s_0 & s_1 & s_2 & \dots & s_{n-2} & s_{n-1} \\ 0 & s_0 & s_1 & \dots & \dots & s_{n-2} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & s_0 & \dots & s_{n-m} \end{bmatrix} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S. \quad (7)$$

При  $n > m$  матрица сдвигов  $\mathbf{M}_S$  является прямоугольной и система (7) *переопределена*, т.е. количество уравнений  $n$  в ней больше, чем количество неизвестных  $m$ , под которыми понимаются элементы вектора  $\mathbf{h}$ . Из переопределенной системы (7) можно сформировать множество квадратных систем из  $m$  линейных алгебраических уравнений с  $m$  неизвестными путем умножения обеих

**Таблица 1.** Число обусловленности оптимизируемой матрицы  $\mathbf{M}_r$  в зависимости от ее размерности  $m^*$  и параметра отсечки  $r$

$m^*$	$r$				
	7	8	9	10	11
$m$	$5.32 \cdot 10^4$	$2.75 \cdot 10^3$	$1.94 \cdot 10^3$	708	$1.12 \cdot 10^4$
$m+1$	$2.25 \cdot 10^5$	$1.67 \cdot 10^3$	$2.06 \cdot 10^4$	598	$3.08 \cdot 10^3$
$m+2$	$4.48 \cdot 10^4$	$2.91 \cdot 10^3$	467	621	$2.04 \cdot 10^3$
$m+3$	$5.22 \cdot 10^4$	$1.78 \cdot 10^3$	$2.51 \cdot 10^4$	628	$1.69 \cdot 10^3$
$m+4$	$3.55 \cdot 10^4$	$2.83 \cdot 10^3$	516	761	$1.66 \cdot 10^3$
$m+5$	$5.45 \cdot 10^4$	$1.85 \cdot 10^3$	$1.52 \cdot 10^4$	614	$1.67 \cdot 10^3$

частей сверточных уравнений (7) на матрицу перемещений  $\mathbf{R} = \{r_{ij}\}$  размерности  $n \times m$ , в каждом  $j$ -м столбце которой находится лишь один ненулевой элемент  $r_{ij} = 1$ :

$$\mathbf{H}_R = \mathbf{H} \cdot \mathbf{R} = \mathbf{h} \cdot (\mathbf{M}_S \cdot \mathbf{R}) = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_R. \quad (8)$$

При решении системы (8) относительная погрешность реконструкции вектора  $\mathbf{h}$  не превысит (см., например, [11, 12]):

$$\frac{\|\Delta \mathbf{h}\|}{\|\mathbf{h}\|} \leq \|\mathbf{M}_R\| \cdot \|\mathbf{M}_R^{-1}\| \cdot \frac{\|\Delta \mathbf{H}_R\|}{\|\mathbf{H}_R\|} = \text{cond}(\mathbf{M}_R) \cdot \frac{\|\Delta \mathbf{H}_R\|}{\|\mathbf{H}_R\|}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{M}_R^{-1}$  – матрица, обратная к  $\mathbf{M}_R$ , а  $\text{cond}(\mathbf{M}_R) = \|\mathbf{M}_R\| \cdot \|\mathbf{M}_R^{-1}\|$  – число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_R$ . Здесь и далее используется матричная норма  $\|\mathbf{M}\|_\infty = \max_j \left( \sum_i |m_{ij}| \right)$ , согласованная с векторной нормой  $\|\mathbf{V}\|_\infty = \max_i |v_i|$ .

Оптимальной будем считать такую систему (8), в которой число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_R$  будет минимально, а неравенство (9) будет *критерием оптимальности* при формировании квадратных систем (8) из переопределенной системы (7).

Всего существует  $n!/(n-m)!$  вариантов формирования квадратных систем (8) из (7) (порядок чередования столбцов матрицы имеет значение с точки зрения обусловленности системы), что при больших значениях  $n$  делает задачу поиска оптимальной системы простым перебором вариантов практически неразрешимой. Например, если размер данных  $H$  равен  $n = 1000$ , а данных  $h - m = 900$ , то существует  $4.31 \cdot 10^{2409}$  вариантов формирования систем (8). На практике количество вариантов может быть еще больше. Так, в работе [8]  $n = 140000$  и  $m = 139900$ , что соответствует  $n!/(n-m)! = 5.01 \cdot 10^{659501}$  вариантам формирования систем.

Поэтому для формирования оптимальной системы (8) из сверточных систем (7) будем использовать упрощенную процедуру, которую назовем *методом оптимизации*. Согласно этой процедуре,

не меняя порядок столбцов и отбрасывая в уравнениях (7) “лишние” столбцы и элементы слева и справа в матрице  $\mathbf{M}_S$  и в векторе  $\mathbf{H}$ , сформируем квадратную систему:

$$\mathbf{H}_r = [H_r, H_{r+1}, \dots, H_{m+r-1}] = \mathbf{h} \cdot \begin{bmatrix} s_r & s_{r+1} & s_{r+2} & \dots & s_{r+m-1} \\ \vdots & s_r & s_{r+1} & \dots & s_{r+m-2} \\ s_0 & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & s_r & s_{r+1} \\ 0 & \dots & s_0 & \dots & s_r \end{bmatrix} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_r, \quad (10)$$

где  $\mathbf{H}_r = \{H_{i+r}\}_{i=0}^{m-1}$  – вектор размерности  $m$ , а  $\mathbf{M}_r = \{s_{i-j+r}\}_{i,j=0}^{m-1}$  – квадратная матрица размерности  $m \times m$ , являющаяся частным случаем матрицы  $\mathbf{M}_R$  из (8). Изменяя параметр отсечки  $r$  от 0 до  $n - m$ , можно сформировать  $n - m + 1$  квадратную систему алгебраических уравнений. Согласно критерию (9), оптимальной будем считать систему с минимальным числом обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_r$ . Отметим, что при  $r = 0$  имеем  $\mathbf{M}_r = \mathbf{M}_0$  и неоптимизированная система (5) является частным случаем системы (10).

При поиске матрицы  $\mathbf{M}_r$  с наименьшим числом обусловленности можно варьировать не только параметр отсечки  $r$  в диапазоне от 0 до  $(n - m^*)$ , но и размерность матрицы  $m^*$ , где  $m^* > m$ , в пределах от  $m$  до  $(n - r)$ , так как в силу условий (7) элементы вектора  $\mathbf{h}$  размерности  $m^*$  с индексами  $m^* > m$  будут равны нулю.

На рис. 1 представлен пример реконструкции  $h_{rec}$  функции  $h$  из данных  $H = (S^* h)$  (рис. 1а) для неоптимизированной (рис. 1б) и оптимизированной (рис. 1в) систем. Значения числа обусловленности оптимизируемой матрицы  $\mathbf{M}_r$  при изменении параметров  $r$  и  $m^*$  приведены в табл. 1. Вид функции  $h$  был выбран по аналогии с данными спектров (см., например, [8] и рис. 5 разд. 5) с явно выраженными спектральными пиками. Вид импульсной характеристики  $S$  с начальным и максимальным элементами, равными  $s_0 = 0.25 < s_{max} = 1.0$ , был выбран таким, чтобы соответствующая данному случаю неоптимизированная система (5) была плохо обусловленной, что легко достигается изменением значения элемента  $s_0$  (см. комментарии к (6)).

До оптимизации число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_0$  при  $r = 0$  и  $m^* = m = 120$  было равно  $\text{cond}(\mathbf{M}_0) = 2.78 \cdot 10^{20}$ , и решение неоптимизированной системы расходилось (см. рис. 1б). После оптимизации число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_r$  при  $r = 10$  и  $m^* = m + 2$  уменьшилось почти на 18 порядков:  $\text{cond}(\mathbf{M}_r) = 621$ , что позволило провести реконструкцию с погрешностью менее чем  $\|\mathbf{h}_{rec}\| = \|\mathbf{h}_{rec} - \mathbf{h}\| < 4.79 \cdot 10^{-14}$  (см. рис. 1в).

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что при оптимизации по методу (10) существует ярко выраженный минимум числа обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_r$  при параметрах отсечки  $r = 9$  и  $10$ . Было выбрано значение  $r = 10$ , так как при нем число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_r$  слабо зависит от  $m^*$ , что свидетельствует о большей устойчивости решения оптимизированной системы (10).

Если при оптимизации ограничиться варьированием только параметра отсечки  $r$  при неизменной размерности матриц и векторов  $m^* = m$ , то погрешность реконструкции может возрасти. Так, в примере на рис. 1 при оптимизации только по параметру отсечки погрешность реконструкции была бы примерно на порядок больше:  $\|\eta_{rec}\| < 1.38 \cdot 10^{-13}$ .

Метод оптимизации (10) эффективен для импульсных характеристик  $S$  различного вида. На рис. 2 представлен еще один пример реконструкции  $h_{rec}$  функции  $h$  из данных  $H = (S * h)$  (рис. 2а), размытых по Гауссу (при  $S(x) = \exp(-(x-a)^2/(2\sigma^2))$ , где  $a$  и  $\sigma$  – параметры размытия), для неоптимизированной (рис. 2б) и оптимизированной (рис. 2в) систем. Подобные искажения соответствуют нормальному распределению случайной величины и часто встречаются на практике.

Как и в примере на рис. 1, соответствующая данному случаю неоптимизированная система (5) была плохо обусловлена ( $\text{cond}(\mathbf{M}_0) = 1.07 \cdot 10^{20}$ ), и ее решение расходилось (см. рис. 2б). После оптимизации число обусловленности матрицы  $\mathbf{M}_r$  при  $r = 8$  и  $m^* = m + 11$  уменьшилось примерно на 16 порядков:  $\text{cond}(\mathbf{M}_r) = 52243$ , что позволило реконструировать функцию  $h$  с погрешностью  $\|\eta_{rec}\| < 1.05 \cdot 10^{-11}$  (см. рис. 2в).

Предложенный метод матричной оптимизации (10) с критерием (9) дает хорошие результаты при плохой обусловленности неоптимизированных систем, но недостаточно эффективен при дополнительном наличии шумов в данных  $H$  и  $S$  (рис. 3в), что требует разработки альтернативных “помехоустойчивых” методов реконструкции.

#### 4. РЕКОНСТРУКЦИЯ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ШУМОВ

На практике при реконструкции почти всегда приходится иметь дело с неточностями в данных  $H$  и  $S$ , что может быть связано с погрешностью измерений, ошибками округлений, наличием помех и др. Подобные неопределенности в данных, отличные от искажений сигналов при свертке (1), будем называть шумами. К шумам можно отнести и ошибки вычислений, возникающие при решении систем уравнений, которые рассматривались в предыдущем разделе. Уровень шумов, рассматриваемых в данном разделе, включает в себя и

другие неопределенности и может быть значительно выше.

При добавлении шумов  $\eta_H$  и  $\eta_S$  в функции  $H$  и  $S$  сверточные уравнения (1) и (2) преобразуются к виду:  $\ddot{H} = H + \eta_H = ((S + \eta_S) * h) = (\ddot{S} * h)$ , и вместо исходной сверточной системы (7) получим исходную систему с зашумленными данными:

$$\ddot{\mathbf{H}} = \mathbf{H} + \boldsymbol{\eta}_H = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_{S+\eta_S} = \mathbf{h} \cdot \ddot{\mathbf{M}}_S. \quad (11)$$

Общий уровень шумов в системе (11) составит:  $\boldsymbol{\eta}_G = \boldsymbol{\eta}_H - \mathbf{h} \cdot (\ddot{\mathbf{M}}_S - \mathbf{M}_S)$ , а ее решение  $\ddot{\mathbf{h}}$ , вообще говоря, будет отличаться от решения  $\mathbf{h}$  системы (7). Причем при плохой обусловленности неоптимизированной системы, даже при небольшом уровне помех, это отличие может быть катастрофическим.

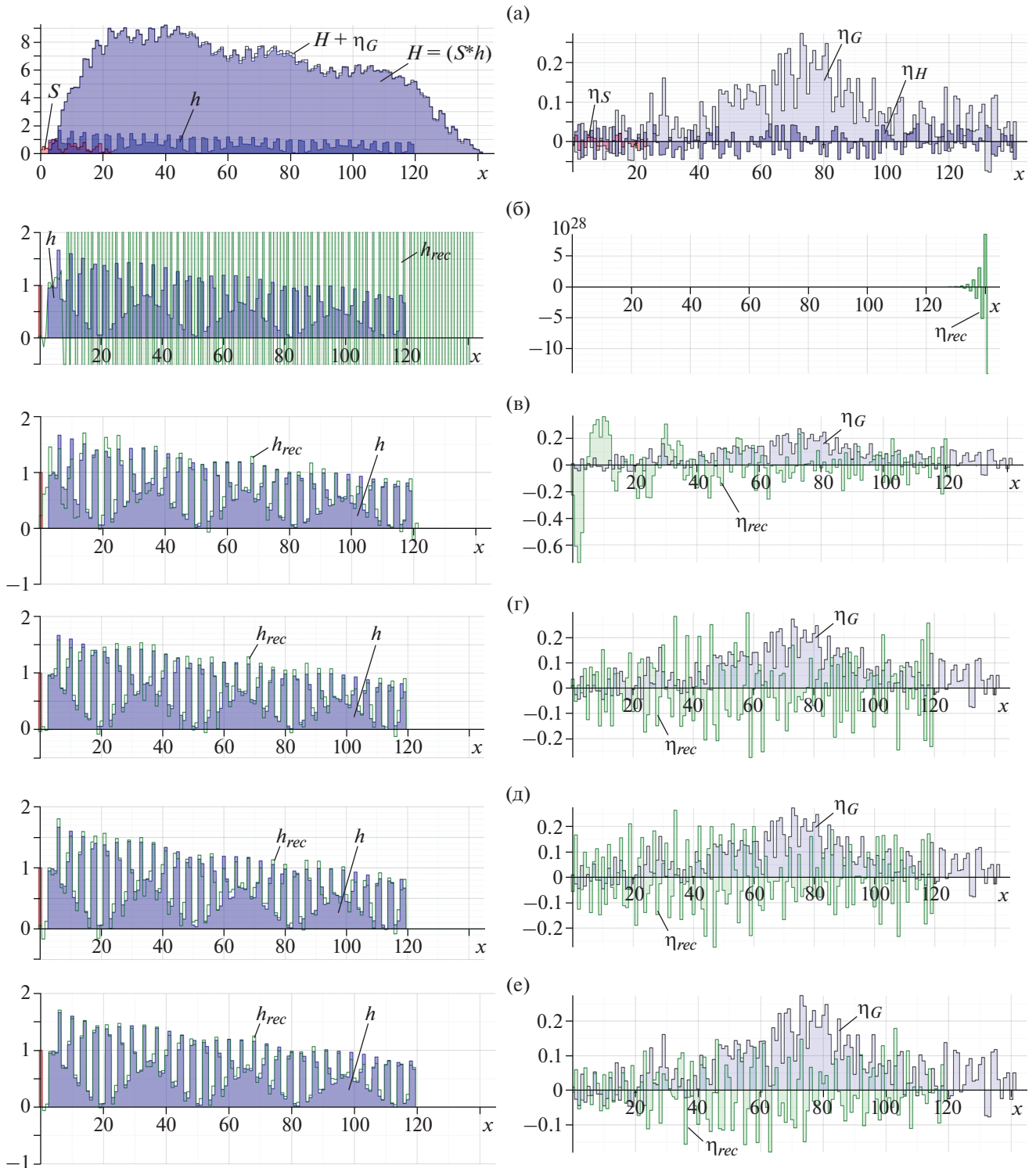
Если шумы  $\eta_H$  и  $\eta_S$  в функциях  $\ddot{H}$  и  $\ddot{S}$  носят случайный характер, то их среднее значение равно нулю, и для линейной комбинации элементов зашумленных функций (например, для функции  $\ddot{H}$ ) с произвольными коэффициентами  $\alpha_i$  будем иметь:

$$\begin{aligned} \left\langle \sum_i \alpha_i \ddot{H}_i \right\rangle &= \left\langle \sum_i \alpha_i (H_i + \eta_i^H) \right\rangle = \\ &= \sum_i \alpha_i H_i + \sum_i \alpha_i \langle \eta_i^H \rangle \cong \sum_i \alpha_i H_i. \end{aligned} \quad (12)$$

То есть линейная комбинация элементов зашумленных функций  $\ddot{H}$  и  $\ddot{S}$  примерно равна линейной комбинации элементов функций  $H$  и  $S$  без шума. Случайные искажения компенсируют друг друга, но компенсация носит вероятностный характер, что не гарантирует точного равенства в (12) при суммировании конечного числа элементов, но приводит к уменьшению относительного уровня случайных шумов в линейных комбинациях зашумленных элементов.

При определенном выборе коэффициентов  $\alpha_i$  алгоритм компенсации (12) представляет собой процедуру сглаживания функции  $H$  сплайном  $G = \sum_i \alpha_i \delta_i$ . При этом элементы сглаженной функции будут равны  $\tilde{H}_i = \sum_j \alpha_j H_{i+j}$ . Представляя функции  $H$  и  $G$  в виде векторов  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{G}$ , сглаженный вектор  $\tilde{\mathbf{H}}$  можно выразить с помощью матричного уравнения:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{H}} &= [\tilde{H}_0, \tilde{H}_1, \dots] = \\ &= [H_0, H_1, \dots] \cdot \begin{bmatrix} \alpha_0 & 0 & \dots & 0 \\ \alpha_1 & \alpha_0 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \alpha_1 & \ddots & 0 \\ \alpha_i & \vdots & \ddots & \alpha_0 \\ \vdots & \alpha_i & \ddots & \alpha_1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \end{bmatrix} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_G^T, \end{aligned} \quad (13)$$



**Рис. 3.** Реконструкция  $h_{rec}$  функции  $h$  с погрешностью  $\eta_{rec} = h_{rec} - h$  из данных  $H = (S * h)$  при наличии общих искажений  $\eta_G$  от случайных шумов  $\eta_H$  и  $\eta_S$  в функциях  $H$  и  $S$  (а) для неоптимизированной (б) и оптимизированной (в) систем методами линейного сглаживания (г), сглаживания по Гауссу (д) и методом компенсации (е).

где матрица сглаживания  $\mathbf{M}_G^T = \{\alpha_j - i\}$  является транспонированной матрицей сдвигов с производящим вектором сглаживания  $\mathbf{G} = \{\alpha_j\}$ . Количество строк матрицы  $\mathbf{M}_G^T$  должно быть равно размерности вектора  $\mathbf{H}$ , количество столбцов – размерности вектора  $\tilde{\mathbf{H}}$ , а ранг матрицы должен быть равен минимальной размерности этих векторов, что, как отмечалось ранее в (5), для матриц сдвига всегда выполняется.

Задавая элементы вектора  $\mathbf{G} = \{\alpha_j\}$ , можно осуществить различные способы сглаживания. Например, при  $\alpha_i = 1/k$ , где  $i = 0, \dots, k-1$ , реализуется линейное скользящее сглаживание по  $k$  элементам, а при  $\alpha_i = c \cdot \exp[-(i-a)^2/(2\sigma^2)]$ , где  $a$  и  $\sigma$  – параметры сглаживания, а  $c$  – нормировочный коэффициент, реализуется сглаживание по Гауссу.

В дальнейшем при сглаживании в (13) будут учитываться только актуальные значения вектора  $\mathbf{H}$ , что принципиально для переопределенных систем и удобно для дальнейшего анализа, так как позволяет избежать сложностей при сглаживании крайних элементов. При этом размерность  $\tilde{n}$  сглаженного вектора  $\tilde{\mathbf{H}}$  будет меньше размерности  $n$  сглаживаемого вектора  $\mathbf{H}$ :  $\tilde{n} = n - k + 1$ , где  $k$  – количество элементов в сплайне при сглаживании.

Если в исходной системе (7) ( $\mathbf{H} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S$ ) осуществить сглаживание вектора  $\mathbf{H}$ , то решение системы  $\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_G^T = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S$  в общем случае будет отличаться от решения системы (7). Также будет отличаться и решение уравнения  $\mathbf{H} = \mathbf{h} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_S$ , где производящим вектором матрицы сдвигов  $\tilde{\mathbf{M}}_S$  является сглаженный вектор  $\tilde{\mathbf{S}} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_G^T$ . Однако, если в системе (7) одновременно сглаживать с помощью одинаковой функции  $G$  оба вектора  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{S}$ , то оказывается, что решение  $\tilde{\mathbf{h}}$  системы

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{h} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_S \quad (14)$$

со сглаженными данными:  $\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_G^T$  и  $\tilde{\mathbf{S}} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_G^T$  – будет равно решению  $\mathbf{h}$  исходной системы (7):  $\tilde{\mathbf{h}} = \mathbf{h}$ , т.е. потерь информации при таком двойном сглаживании не происходит.

Докажем это утверждение. Умножим левую и правую части сверточной системы (7)  $\mathbf{H} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S$  на матрицу сглаживания  $\mathbf{M}_G^T$ :  $\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_G^T = (\mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S) \cdot \mathbf{M}_G^T$ . Согласно (13), такое умножение означает линейную комбинацию столбцов, преобразующих систему (7) в равноценную систему:  $\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_G^T = (\mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S) \cdot \mathbf{M}_G^T = \mathbf{h} \cdot (\mathbf{M}_S \cdot \mathbf{M}_G^T)$ , решение которой  $\tilde{\mathbf{h}}$  совпадает с решением исходной системы (7):  $\tilde{\mathbf{h}} = \mathbf{h}$ . Поскольку матрица  $\mathbf{M}_S$  является матрицей сдвигов, ее  $i$ -я строка представляет собой смещенный производящий вектор  $\mathbf{S}_{[i]}$ , и при умножении мат-

рицы  $\mathbf{M}_S$  на матрицу  $\mathbf{M}_G^T$  каждая строка матрицы  $\mathbf{M}_S \cdot \mathbf{M}_G^T$ , согласно (13), преобразуется в сглаженный смещенный вектор  $\tilde{\mathbf{S}}_{[i]} = \mathbf{S}_{[i]} \cdot \mathbf{M}_G^T$ . Это означает, что сглаженный вектор  $\tilde{\mathbf{S}}$  будет производящим для матрицы сдвигов  $(\mathbf{M}_S \cdot \mathbf{M}_G^T) = \tilde{\mathbf{M}}_S$ , откуда и приходим к выражению (14). С учетом равноценности систем (7) и (14) утверждение полностью доказано.

Если осуществить сглаживание функций  $\ddot{H}$  и  $\ddot{S}$  в зашумленной системе (11) ( $\ddot{\mathbf{H}} = \mathbf{h} \cdot \ddot{\mathbf{M}}_S$ ), то придем к сглаженной зашумленной системе:

$$\tilde{\tilde{\mathbf{H}}} = \ddot{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{M}_G^T = \mathbf{h} \cdot \ddot{\mathbf{M}}_S \cdot \mathbf{M}_G^T = \mathbf{h} \cdot \tilde{\tilde{\mathbf{M}}}_S, \quad (15)$$

решение которой  $\tilde{\tilde{\mathbf{h}}}$  будет стремиться к истинному решению  $\mathbf{h}$  исходной системы (7) ( $\mathbf{H} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_S$ ), так как, согласно (12),  $\tilde{\tilde{H}} \rightarrow \tilde{H}$ ,  $\tilde{\tilde{S}} \rightarrow \tilde{S}$ , и система (15) стремится к (14):  $\tilde{\tilde{\mathbf{H}}} = \mathbf{h} \cdot \tilde{\tilde{\mathbf{M}}}_S \rightarrow \tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{h} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_S$ , поэтому в силу (14)  $\tilde{\tilde{\mathbf{h}}} \rightarrow \tilde{\mathbf{h}} = \mathbf{h}$ .

Способ формирования системы (15) из зашумленной системы (11), позволяющий реализовать алгоритм компенсации (12), будем называть *методом сглаживания*.

Поскольку матрица сглаживания  $\mathbf{M}_G^T$  входит в обе части линейных систем уравнений (14) и (15), нормировка функции сглаживания  $G$  становится необязательной. Более того, меняется само понятие “сглаживания”, так как в общем случае коэффициенты  $\alpha_i$  могут быть произвольными, но такими, чтобы ранг матриц  $\tilde{\mathbf{M}}_S$  и  $\tilde{\tilde{\mathbf{M}}}_S$  был равен рангу матрицы  $\mathbf{M}_S$ . При соответствующем выборе размерности матрицы сглаживания  $\mathbf{M}_G^T$  системы (14) и (15) можно сразу привести к квадратному виду.

Обобщенный подход к сглаживанию приводит к важному частному случаю метода сглаживания (15), который будем называть *методом компенсации*. В этом методе в качестве сглаживающих коэффициентов  $\alpha_i$  выступают коэффициенты  $s_i$  импульсной характеристики  $S$ :  $\alpha_i = s_i$ , и вектор сглаживания  $\mathbf{G} = \mathbf{S}$  будет производящим для матрицы  $\mathbf{M}_G^T = \mathbf{M}_S^T$ . В этом случае система (15) автоматически преобразуется к квадратному виду:

$$\tilde{\tilde{\mathbf{H}}} = \ddot{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{M}_S^T = \mathbf{h} \cdot (\ddot{\mathbf{M}}_S \cdot \mathbf{M}_S^T) = \mathbf{h} \cdot \tilde{\tilde{\mathbf{M}}}_S. \quad (16)$$

На рис. 3 представлены результаты реконструкции  $h_{rec}$  функции  $h$  из данных  $H = (S^*h)$  при наличии общих искажений  $\eta_G$  от случайных шумов  $\eta_H$  и  $\eta_S$  в функциях  $H$  и  $S$  (рис. 3а) для неоптимизированной (рис. 3б) и оптимизированной (рис. 3в) систем методами линейного сглаживания (рис. 3г), сглаживания по Гауссу (рис. 3д) и методом компенсации (рис. 3е). Здесь к функциям  $S$  и  $H$  из примера на рис. 1 были добавлены

случайные шумы с амплитудами  $\|\eta_S/s_{\max}\| \leq 5\%$  и  $\|\eta_H/H_{\max}\| \leq 1\%$  соответственно. При этом общий уровень искажений, приведенных к функции  $h$ , составил  $\|\eta_G/h_{\max}\| \sim 16.4\%$ . При наличии шумов решение неоптимизированной системы (рис. 3б) расходится еще быстрее, чем на рис. 1б, а погрешность реконструкции методом оптимизации, где алгоритм компенсации не используется, достигает 43.9% (рис. 3в). С использованием линейного сглаживания по двенадцати точкам (рис. 3г) удалось достичь уровня погрешности  $\|\eta_{rec}/h_{\max}\| \leq 17.9\%$ , подбором параметров сглаживания по Гауссу (рис. 3д) – 16.5%, а при применении метода компенсации наложений (рис. 3е) погрешность не превысила 10.7%, что оказалось даже меньше начальной неопределенности в данных (16.4%).

Алгоритм компенсации (12) в силу вероятностного характера эффективно работает при большом количестве сглаживаемых элементов. Так, в приведенном на рис. 3 примере эффект от линейного сглаживания начинал заметно проявляться лишь при сглаживании по десяти точкам и стабильно проявлял себя при числе сглаживаемых точек, примерно равном количеству элементов импульсной характеристики (в примере количество элементов равно 25). Подбор оптимальных параметров сглаживания по Гауссу тоже оказался непростой задачей.

Наиболее простым в реализации и не требующим процедуры подбора параметров сглаживания оказался метод компенсации (16), который также показал лучшие результаты реконструкции, но вопрос его оптимальности при любых импульсных характеристиках, в особенности зашумленных, остается открытым. Так, например, если в зашумленной исходной системе (11) импульсная характеристика  $S$  равна функции Гаусса, то при решении этой системы методом сглаживания (15) наименьших погрешностей реконструкции удастся достичь, когда функция сглаживания совпадает с импульсной характеристикой:  $G = S$ , что как раз и характерно для метода компенсации (16). Точнее, метод сглаживания при  $G = S$  дает чуть лучшие результаты, поскольку в нем используется точная импульсная характеристика  $S$ , а в методе компенсации – зашумленная  $G = \ddot{S}$ .

Использование прямых методов матричной инверсии для решения сформированных систем (15) и (16) не является обязательным. Если позволяют условия задачи, вполне можно использовать методы интегральных преобразований или методы регуляризации, но формат статьи не позволяет включить в нее детальный анализ условий, критериев и эффективности такого применения.

### 5. ЧАСТИЧНАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ ДАННЫХ

При современном уровне развития цифровой техники интервал дискретизации данных зачастую оказывается значительно меньше, чем постоянные времени изучаемых динамических процессов или разрешение измерительной аппаратуры. В этом случае бывает достаточно реконструировать не точный неискаженный отклик  $h$ , что может оказаться неразрешимой задачей, а отклик измерительной системы  $h_p$  на некоторый опорный импульс  $P = \sum p_i \delta_i$ . При этом системы уравнений, сформированные для реконструкции отклика  $h_p$ , могут оказаться гораздо более простыми и лучше обусловленными.

В силу линейности свертки (1) отклик  $h_p(x)$  измерительной системы на импульс  $P(x)$  является сверткой:  $h_p(x) = (h * P)(x)$ . Выражая отсюда  $h(x) = (h_p * P^{-1})(x)$ , где  $(P * P^{-1})(x) = \delta(x)$ , и подставляя это выражение в (1), с учетом свойства ассоциативности свертки (см., например, [13]) получим:

$$H(x) = (h * S)(x) = ((h_p * P^{-1}) * S)(x) = (h_p * (P^{-1} * S))(x). \quad (17)$$

Уравнение (17) представляет собой уравнение свертки функции  $h_p(x)$  с ядром  $(P^{-1} * S)(x)$  и принципиально ничем не отличается от уравнения (1), поэтому все методы решения уравнения (1) пригодны и для решения уравнения (17) при условии, что преобразование  $P^{-1}(x)$  существует. Свертку (1) можно считать частным случаем (17) при  $P(x) = \delta(x)$  (при этом  $P^{-1}(x) = \delta(x)$ ).

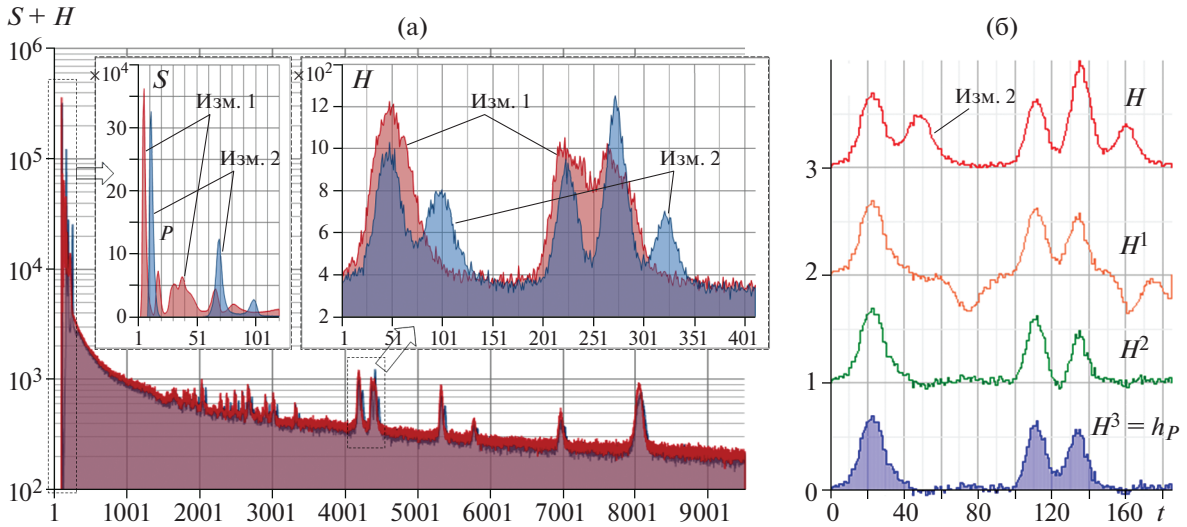
В случае дискретных вычислений функцию  $h_p(x) = (h * P)(x)$  можно представить как

$$\mathbf{h}_p = [h_0, h_1, \dots] \cdot \begin{bmatrix} p_0 & p_1 & p_2 & \dots \\ 0 & p_0 & p_1 & \dots \\ 0 & 0 & p_0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots \end{bmatrix} = \mathbf{h} \cdot \mathbf{M}_p, \quad (18)$$

где матрица  $\mathbf{M}_p = \{p_{i-j}\}$  является матрицей сдвигов с производящим вектором  $\mathbf{P} = \{p_i\}$ . Выражая отсюда  $\mathbf{h} = \mathbf{h}_p \cdot \mathbf{M}_p^{-1}$ , где  $\mathbf{M}_p^{-1}$  – обратная к  $\mathbf{M}_p$  матрица, и подставляя это выражение в сверточные уравнения (4), получим:

$$\mathbf{H} = (\mathbf{h}_p \cdot \mathbf{M}_p^{-1}) \cdot \mathbf{M}_S = \mathbf{h}_p \cdot (\mathbf{M}_p^{-1} \cdot \mathbf{M}_S). \quad (19)$$

Уравнения (19) являются дискретной формой представления уравнения свертки (17), так же как уравнения (4) являются дискретной формой представления уравнения свертки (1). Поэтому матрица  $(\mathbf{M}_p^{-1} \cdot \mathbf{M}_S)$  является матрицей сдвига (это можно показать и прямыми вычислениями элементов), и реконструкция функции  $h_p$  из (19) принципиально ничем не отличается от реконструкции функции  $h$  из (4). То есть все рассмотренные ранее



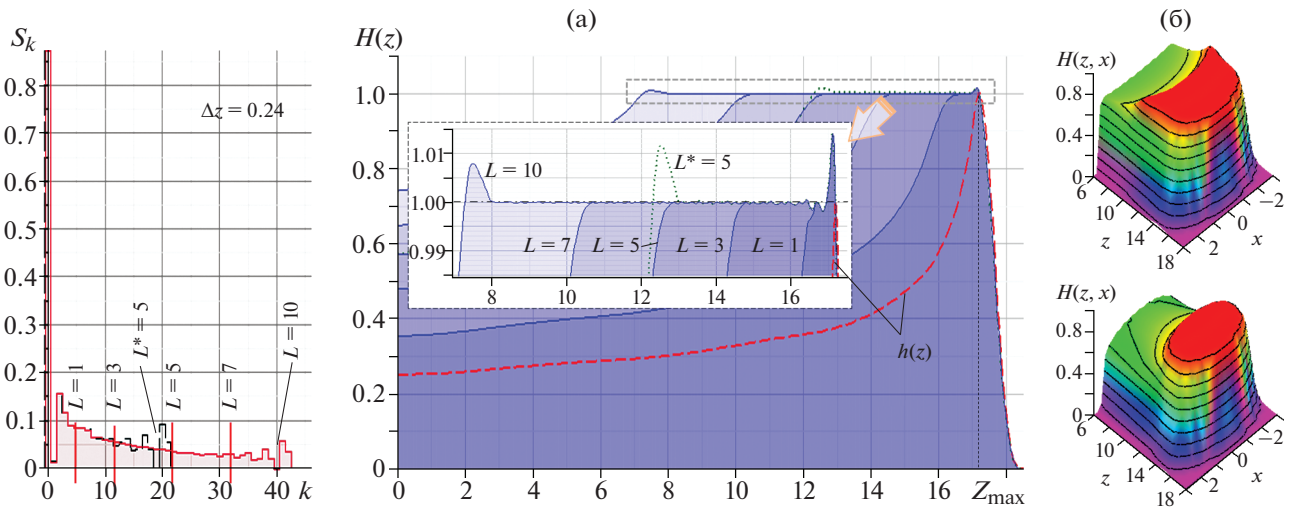
**Рис. 4.** Частичная реконструкция отклика  $h_p$  от опорного импульса  $P$  во второй серии измерений (Изм. 2) из экспериментальных данных  $H = (S * h)$  (а) времяпротонного нейтронного спектрометра РАДЭКС ИЯИ РАН за три последовательные итерации (б) методом сдвигов.

методы оптимизации, сглаживания и компенсации пригодны и для сверточных систем (19).

Метод формирования систем (19) из систем (4) будем называть *методом частичной реконструкции*, так как с его помощью реконструируется не искаженный отклик  $h$  измерительной системы, а ее отклик  $h_p = (h * P)$  на выбранный опорный импульс  $P$ . Фактически этот метод заключается в разложении импульсной характеристики  $S$  по опорному импульсу  $P$ , поэтому метод частичной

реконструкции будем также называть *методом разложения*.

Метод разложения легко реализуется, если импульсная характеристика представляет собой линейную комбинацию сдвинутых импульсов  $P$ :  $S = \sum_k s_k \delta_k = \sum_{i,j} c_i P_{[j]}$ ,  $P_{[j]} = \sum_i p_i \delta_{i+j}$ . Тогда производящий вектор  $C = [c_0, c_1, \dots]$  матрицы сдвигов ( $M_p^{-1} \cdot M_s$ ) из (19) будет состоять только из коэффициентов  $c_i$ , равных амплитудам сдвинутых импульсов  $P_{[j]}$ , и не будет содержать коэффи-



**Рис. 5.** а – одномерное формирование полей дозного облучения  $H(z) = \sum_k S_k h(z + k\Delta z)$  в форме полочек длиной  $L$  [см] на Комплексе протонной терапии КПТ ИЯИ РАН путем наложения опорных кривых Брэга  $h(z + k\Delta z)$ , смещенных с коэффициентами  $S_k$ ; б – результаты двумерного моделирования полей  $H(z, x)$  при облучении цилиндрической мишени пассивным и модифицированным методами.



коэффициенты  $p_i$ , отражающие форму опорного импульса  $P$ . Реальный импульс  $P$  может иметь различную форму обычно с передним и задним фронтами. В этом случае коэффициенты  $p_0$  и  $s_0$  будут малы, что приведет к плохой обусловленности неоптимизированной системы (5), формируемой из (4), но не отразится на обусловленности неоптимизированной системы, формируемой из (19). Влияние шумов, обычно присутствующих в реальных импульсах  $P$ , может быть учтено подбором коэффициентов  $c_i$ , что предопределяет помехоустойчивость систем, формируемых из (19).

Примером применения метода разложения (19) может служить проведенная в работе [8] частичная реконструкция экспериментальных данных времяпролетного нейтронного спектрометра РАДЭКС ИЯИ РАН, представленная на рис. 4. Частичная реконструкция отклика  $h_p$  от опорного импульса  $P$  во второй серии измерений (Изм. 2) из экспериментальных данных  $H = (S * h)$  (рис. 4а) была осуществлена за три последовательные итерации методом сдвигов (рис. 4б), специально разработанным и позволяющим обрабатывать данные большой размерности без использования матриц и операций с ними. Импульсная характеристика представляла собой сумму импульса  $P$  и смещенного на  $j$  интервалов разбиения второго импульса  $P_{|j|}$  с амплитудой  $c \approx 0.5$ :  $S \approx P + cP_{|j|}$ . Так как амплитуда второго импульса была меньше амплитуды опорного, обусловленность неоптимизированной системы, соответствующей (19), была достаточно хорошей для реконструкции данных методом прямой инверсии (использовался метод сдвигов). При этом полная реконструкция данных  $h$  спектрометра из сверточных уравнений (4), которые включали в себя 140000 цифровых каналов с разрешением 150 нс/канал и высоким уровнем шумов, была практически невозможной и избыточной с точки зрения необходимого разрешения измерений.

Метод разложения (19) можно использовать для работы не только с дискретными, но и с непрерывными функциями. Пример такого использования описан в работе [14], где решалась задача формирования поля дозного облучения на Комплексе протонной терапии КПТ ИЯИ РАН, что необходимо для проведения лечения онкологических новообразований. На рис. 5а приведен пример формирования одномерных полей дозного облучения  $H(z) = \sum_k S_k h(z + k\Delta z)$  в форме полочек длиной  $L$  [см] путем наложения смещенных опорных кривых Брэгга  $h(z + k\Delta z)$  с коэффициентами  $S_k$ . Коэффициенты  $S_k$  вектора  $\mathbf{S}$  определялись путем решения системы уравнений  $\mathbf{H} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{M}_h$ , где вектор  $\mathbf{H}$  формировался из требуемых значений поля  $H_k = H(z_k)$  в точках  $z_k = z_{\max} - k\Delta z$ ,  $z_{\max}$  — координата пика Брэгга, а элементы  $m_{ij}$  матрицы

сдвигов  $\mathbf{M}_h$  были равны  $m_{ij} = h[z + (i - j)\Delta z]$ . На рис. 5б также представлены результаты двумерного моделирования полей  $H(z, x)$  для облучения цилиндрической мишени пассивным и модифицированным методами (см. детали в [14]).

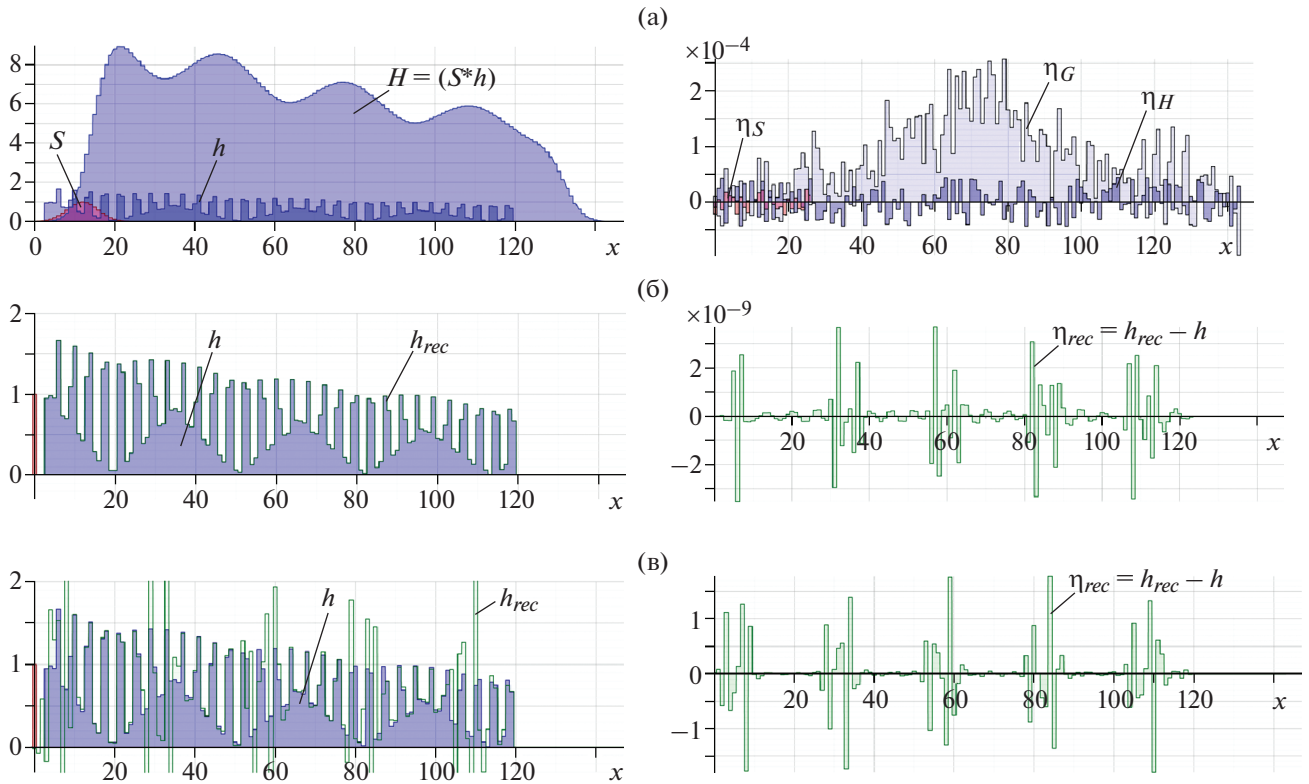
Метод частичной реконструкции можно отнести к приближенным методам, но он позволяет провести реконструкцию данных до возможного или достаточного с точки зрения проведения конкретных измерений уровня, даже тогда, когда полная реконструкция невозможна. Частичная реконструкция не может быть полностью алгоритмизирована для решения любых задач, так как индивидуальна для каждой задачи и подразумевает предварительный анализ конкретных условий эксперимента, выбор определенного опорного импульса, параметров реконструкции и др.

## 6. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ

Предложенные методы реконструкции экспериментальных данных с помощью оптимизации, сглаживания, компенсации и разложения не являются универсальными. Эффективность применения методов зависит от конкретной задачи: вида импульсной характеристики, размера данных, уровня шумов в них и пр.

При отсутствии шумов в данных наилучшие результаты показывает метод оптимизации. Однако в некоторых достаточно редких случаях, при незначительном отличии параметров оптимизации (параметра отсечки  $r$  или размерности  $m^*$ ) от оптимальных, при реконструкции появляются ошибки, похожие на резонансные, что резко увеличивает погрешность реконструкции. При добавлении к данным даже небольших по уровню шумов ситуация усугубляется.

Появление резонансных ошибок иллюстрирует рис. 6, где представлены результаты реконструкции данных  $H = (S * h)$  (рис. 6а) при гауссовой импульсной характеристике  $S$  и при отличии параметра отсечки от оптимального:  $r = r_{\text{opt}} + 1$ . Резонансные ошибки на 3–4 порядка превышают общий уровень погрешности при реконструкции. Без шумов в данных (рис. 6б) они составляют  $\|\eta_{\text{rec}}/h_{\text{max}}\| \sim 10^{-8} - 10^{-7}\%$ , а при наличии в данных даже сравнительно небольших шумов ( $\|\eta_G/h_{\text{max}}\| \sim 0.015\%$ ) уровень ошибок резко возрастает и достигает фатальных значений  $\|\eta_{\text{rec}}/h_{\text{max}}\| \sim 108.8\%$  (рис. 6в). Отметим, что при оптимальном значении параметра отсечки ( $r = r_{\text{opt}}$ ) резонансные искажения отсутствуют и при наличии шумов погрешность реконструкции не превышает  $\|\eta_{\text{rec}}/h_{\text{max}}\| \sim 1.80\%$ . Появление резонансных ошибок может быть связано с нестабильностью решения и нерегулярной зависимостью числа обусловленности при изме-



**Рис. 6.** Резонансные ошибки  $\eta_{rec} = h_{rec} - h$ : **а** – при реконструкции  $h_{rec}$  функции  $h$  из размытых по Гауссу данных  $H = (S * h)$  при отклонении параметра отсечки от оптимального ( $r = r_{opt} + 1$ ); **б** – без шумов в функциях  $H$  и  $S$ ; **в** – при наличии искажений  $\eta_G$  от шумов  $\eta_H$  и  $\eta_S$  в них.

нении параметров оптимизации, что можно видеть из данных табл. 1.

Резонансные ошибки, аналогичные представленным на рис. 6, могут возникать и при применении метода сглаживания (15) при изменении количества точек сглаживающего сплайна. Такие ошибки, как правило, возникают, когда число точек сглаживания намного отличается от количества элементов в импульсной характеристике, т.е. вдали от области стабильной реконструкции. Вероятно, в данном случае возникновение резонансных ошибок связано с увеличением неопределенностей в данных и с вероятностным характером алгоритма компенсации (12). Детальный анализ причин возникновения резонансных ошибок требует серьезных дополнительных исследований.

К недостаткам методов сглаживания (15) можно отнести необходимость подбора функции сглаживания  $G$  и ее параметров, что является довольно трудоемкой задачей. В этом смысле метод компенсации (16) более удобен в использовании, так как не требует выбора функции сглаживания, которая по умолчанию совпадает с импульсной характеристикой:  $G = S$ . Кроме того, обычно метод компенсации показывает меньшие погрешности реконструкции, чем другие методы сглажи-

вания (15). Показательным является упоминавшийся ранее пример использования метода сглаживания для решения системы (15), в которой импульсная характеристика была равна функции Гаусса:  $G = S$ . Наименьших погрешностей реконструкции удалось достичь при совпадении функции сглаживания с импульсной характеристикой  $G = S$ , что как раз и характерно для метода компенсации (16). Тем не менее, вопрос оптимальности метода компенсации при любых импульсных характеристиках не очевиден и остается открытым. Отметим, что резонансных ошибок реконструкции при применении метода компенсации при различных импульсных характеристиках не наблюдалось. Возможно, это связано с тем, что в этом методе количество элементов сглаживания по умолчанию совпадает с количеством элементов в импульсной характеристике и находится в области стабильной реконструкции.

Метод разложения относится к приближенным, так как при его применении осуществляется лишь частичная реконструкция данных, но зачастую на практике этого может оказаться вполне достаточно для достижения необходимой точности измерений. Простота реализации этого метода и возможность проведения частичной рекон-

струкции данных даже тогда, когда полная реконструкция другими методами невозможна, во многих практических случаях делает его незаменимым. Однако метод частичной реконструкции не может быть полностью алгоритмизирован для решения любых задач, так как подразумевает анализ конкретных условий эксперимента, выбор определенных параметров реконструкции, таких как вид опорного импульса, подбор коэффициентов при наличии помех и др.

Предложенные методы оптимизации, сглаживания, компенсации и частичной реконструкции не являются универсальными, но взаимно дополняют друг друга при обработке экспериментальных данных различных физических экспериментов.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методы оптимизации, сглаживания, компенсации и разложения, представленные в данной работе, позволяют решить задачу реконструкции экспериментальных данных в наиболее сложных, но также и наиболее часто встречающихся на практике случаях плохой обусловленности задач и при наличии случайных искажений в данных.

Методы состоят в формировании из сверточных систем уравнений с помощью линейных преобразований систем уравнений с хорошей обусловленностью и устойчивостью к влиянию помех, что позволяет реконструировать экспериментальные данные методами прямой матричной инверсии с минимальными потерями информации. Использование прямых методов матричной инверсии для решения сформированных систем не является обязательным. Когда позволяют условия задачи, можно применять методы интегральных преобразований и методы регуляризации, причем эффективность их применения для решения сформированных систем также значительно возрастает.

Предлагаемые методы взаимно дополняют друг друга в различных случаях реконструкции данных физических экспериментов. При отсутствии или при низком уровне шумов в данных наименьшую погрешность дает метод матричной оптимизации. Методы сглаживания и компенсации наложений более эффективны при сравнительно высоком уровне шумов в данных, причем наилучшие результаты показывает метод компенсации наложений, но вопрос его оптимальности при любых импульсных характеристиках не очевиден и остается открытым. Метод частичной реконструкции относится к приближенным методам, но он позволяет провести корректировку данных до возможного уровня даже тогда, когда полная реконструкция невозможна, что во мно-

гих практических случаях делает его незаменимым.

Предложенные методы математической обработки данных могут быть использованы не только в экспериментальной физике, но и в других областях цифровой обработки сигналов и изображений, а также могут быть полезны при разработке методов деконволюции в математике. Подобные методы дополняют, а зачастую являются доступной альтернативой конструктивно-техническим методам повышения качества измерений, сопряженным с трудноразрешимыми научно-техническими проблемами и требующим больших материальных затрат.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность проф. Владимиру Петровичу Гердту (ОИЯИ, г. Дубна), д.ф.-м.н. Андрею Львовичу Катаеву (ИЯИ РАН, г. Москва), к.ф.-м.н. Александру Аркадьевичу Нозику (МФТИ, г. Долгопрудный; ИЯИ РАН, г. Москва) за поддержку данной работы и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Digital Signal Processing. Handbook / Ed. V.K. Madisetti, D.B. Williams. Chapman & Hall, 1999.
2. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.
4. Оппенгейм А., Шафер Р. Цифровая обработка сигналов. М.: Техносфера, 2006.
5. Jackson L.B. Signals, Systems, and Transforms. MA, Reading: Addison-Wesley, 1991.
6. Smith S.W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital signal processing. 2nd ed. CA, San Diego: California Technical Publishing, 1999.
7. Gonzalez R. Digital Image Processing. 3rd ed. Pearson Hall, 2008.
8. Новиков-Бородин А.В. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 174. <https://doi.org/10.1134/S0032816218050269>
9. Новиков-Бородин А.В. // ПТЭ. 2019. № 4. С. 28. <https://doi.org/10.1134/S0032816219040268>
10. Novikov-Borodin A.V. // EPJ Web of Conferences. 2020. V. 226. P. 03014. <https://doi.org/10.1051/epjconf/202022603014>
11. Ильин В.А., Ким Г.Д. Линейная алгебра и аналитическая геометрия. М.: Изд-во МГУ, 1998.
12. Голуб Дж., Ван Лоун Ч. Матричные вычисления / Пер. с англ. М.: Мир, 1999.
13. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981.
14. Новиков-Бородин А.В. Препринт ИЯИ № 1440/2019. М., 2019.

## ВОЗДУШНЫЙ РАЗРЯДНИК ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ЕМКОСТНОГО НАКОПИТЕЛЯ С РАБОЧИМ НАПРЯЖЕНИЕМ 5 кВ

© 2020 г. А. Н. Гусев<sup>а,\*</sup>, А. В. Козлов<sup>а</sup>, А. В. Шурупов<sup>а</sup>,  
А. В. Маштаков<sup>а</sup>, М. А. Шурупов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт высоких температур РАН  
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

\*e-mail: a.n.gusev70@mail.ru

Поступила в редакцию 24.03.2020 г.

После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 18.04.2020 г.

Описан воздушный разрядник, коммутирующий одну из секций емкостного накопителя, состоящего из 234 конденсаторов К41И-7 (5 кВ, 23.4 мФ). Разрядник запускается от специального плазменного инициатора. В конструкции разрядника использованы элементы, позволяющие пропускать большой электрический заряд с возможностью последующей быстрой замены. Задержка времени срабатывания разрядника составляет ~20 мкс при нестабильности времени срабатывания порядка 10 мкс. Данный воздушный разрядник использовался для коммутации емкостного накопителя, состоящего из 160 конденсаторов К75-100 (176 мФ, 6 кВ).

DOI: 10.31857/S0032816220050146

Сильноточный источник питания на основе высоковольтного емкостного накопителя электрической энергии, как правило, нуждается в управляемом разряднике, контакты которого после запуска способны пропускать большой электрический заряд. При этом поверхность контактов должна быть либо эрозионно-стойкой, либо легко доступной для восстановления или замены.

Основными требованиями к конструкции разрядника являются высокая надежность в широком диапазоне внешних условий, простота конструкции и обслуживания, а также относительно невысокая стоимость. Основываясь на многолетнем опыте работы с многоканальными газонаполненными и вакуумными разрядниками, один из которых описан в работе [1], можно отметить один из их главных недостатков — резкое снижение рабочих характеристик после проведения эксперимента при условии, что через разрядник протекали большие токи за достаточно длительный промежуток времени.

От протекающего через разрядник электрического заряда зависит интенсивность эрозионных процессов на электродах системы. Вследствие этого заметно снижается ресурс работы разрядника и приходится тратить большие средства и время на приобретение и установку новых разрядников. Чтобы повысить надежность работы разрядников, их конструкцию сильно усложняют либо применя-

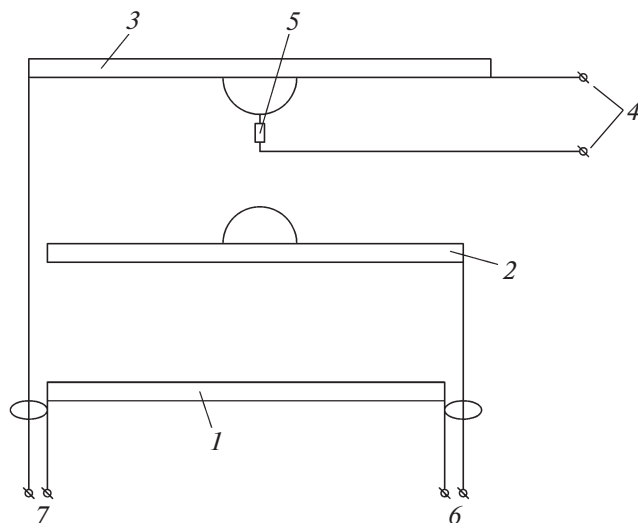
ют дорогостоящие материалы для контактов, которые не всегда приводят к желаемому результату. Наиболее близким по конструкции к нашему изделию является разрядник, представленный в [2]. Основными недостатками данной конструкции можно назвать следующие:

— обязательное заполнение внутреннего объема разрядника инертным газом (например, азотом), что сильно усложняет техническое обслуживание электродов в процессе эксплуатации разрядника;

— применение в качестве материала электродов эльконайта — медно-вольфрамового сплава, который приводит к существенному удорожанию разрядника в целом.

Исходя из вышесказанного, была разработана конструкция нового воздушного разрядника, совмещенного с токовыми коллекторами как для подходящих (120 коаксиальных кабелей РК 50-9-11), так и для отходящих (24 коаксиальных кабеля РК 50-11-13 либо 8 кабелей СИП-3 1×95-20) кабелей. Такое количество подходящих и отходящих кабелей выбрано исходя из получения приемлемого значения импеданса 1 секции емкостного накопителя.

Описанный ниже токосборник с воздушным разрядником предназначен для работы с батареей из 234 конденсаторов К41И-7 (5 кВ, 23.4 мФ). Конденсаторы объединены попарно и от каждой



**Рис. 1.** Общая схема разрядника с токосборником. 1 – общий контакт (катод); 2 – контакт средних жил подходящих кабелей (анод 1); 3 – контакт средних жил отходящих кабелей (анод 2); 4 – клеммы инициатора; 5 – медная проволочка; 6 – клеммы подходящих кабелей; 7 – клеммы отходящих кабелей.

пары отходит один кабель. Всего в емкостный накопитель входят 4 такие секции. Установка на каждой секции по токосборнику обусловлена необходимостью использования различного числа конденсаторов для запитки соленоида в зависимости от условий эксперимента, тем более что конструкция разрядника позволяет выполнить коммутацию нескольких секций на один разрядник достаточно легко и быстро. Данный накопитель входит в состав стенда по исследованию плазмы. На рис. 1 представлена общая схема воздушного разрядника с токосборником.

Разрядник условно можно разделить на 3 части:

- общий контакт 1 (катод), к которому крепятся оплетки подходящих 6 и отходящих 7 кабелей;
- контакт 2 (анод 1) средних жил подходящих кабелей 6;
- контакт 3 (анод 2) средних жил отходящих кабелей 7.

Для запуска воздушного разрядника на клемме инициатора 4 замыкается система инициирования, запасенной энергии которой достаточно для расплавления медной проволочки 5 и создания плазменного контакта между анодом 1 (2) и анодом 2 (3).

Конструкция разрядника показана на рис. 2а, а внешний вид разрядника с токосборником – на рис. 2б.

Аноды разрядника 2, 3 соединены между собой посредством 4-х цилиндрических изоляторов 15, выполненных из полиацетала (см. также вид А

на рис. 2а). Сборка из двух анодов устанавливается на катод 4 на 4-х цилиндрических изоляторах 16, выполненных из полиацетала (вид А).

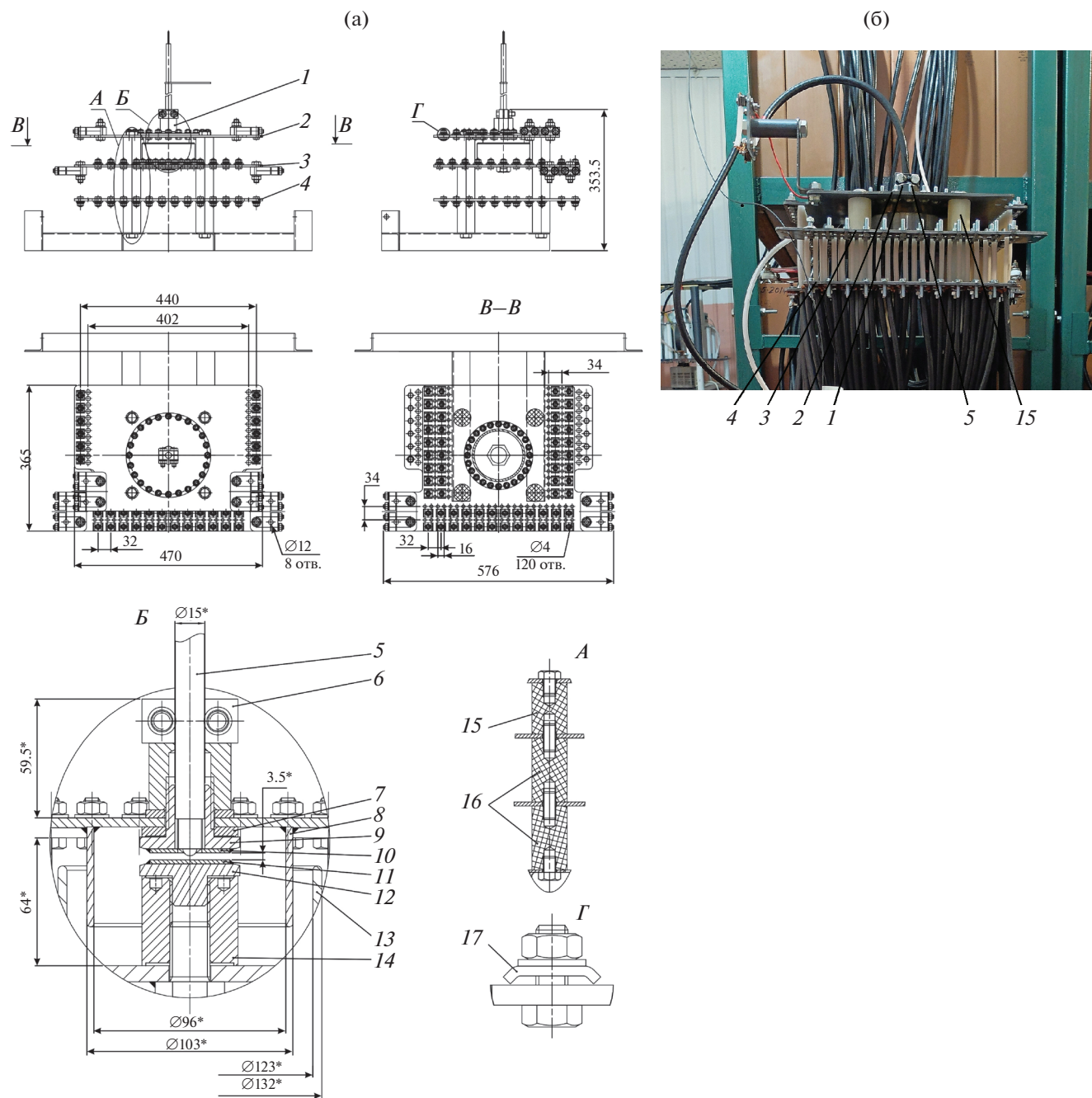
На каждом контакте установлено по несколько рядов болтов М8, при помощи которых крепятся оплетки или центральные жилы коаксиальных кабелей. Под каждый болт зажимается по две оплетки или центральные жилы специально спрофилированной прямоугольной шайбой 17 (рис. 2а, вид Г). Все отверстия на контактах, через которые проходят кабели, выполнены соосно для того, чтобы исключить повреждение внутренней изоляции кабелей.

Для ускорения и облегчения восстановления работоспособности воздушного разрядника анод 2 (2) выполнен из двух частей, соединяемых между собой поясом из 24 болтов М12. Внешний диаметр фланца съемной части 1 выбран исходя из обеспечения необходимой площади контакта между разборными частями и получения необходимого свободного пространства для проведения зачистки и обслуживания пластины контакта анода 1 (3). Перед установкой съемной части на поверхность прилегания допускается нанесение специальной смазки для улучшения проводимости в зоне контакта.

Для ослабления звуковой волны при срабатывании разрядника, а также исключения попадания капель жидкого металла на изоляцию радиочастотных кабелей при протекании тока между контактами анодов был выполнен лабиринт из соосно расположенных отрезков труб различного диаметра (8, 13, вид Б). Трубы к пластинам анодов приварены при помощи прихваток в нескольких точках.

Так как данный разрядник предназначен для коммутации больших токов, то контакты, через которые они протекают, выполнены в виде нескольких элементов с применением различных материалов, а именно, меди (проставки 7, 14, вид Б) и конструкционной стали (“грибки” 9, 12, вид Б). Это позволяет, в случае возникновения искрения, исключить сваривание элементов контакта с пластинами анодов.

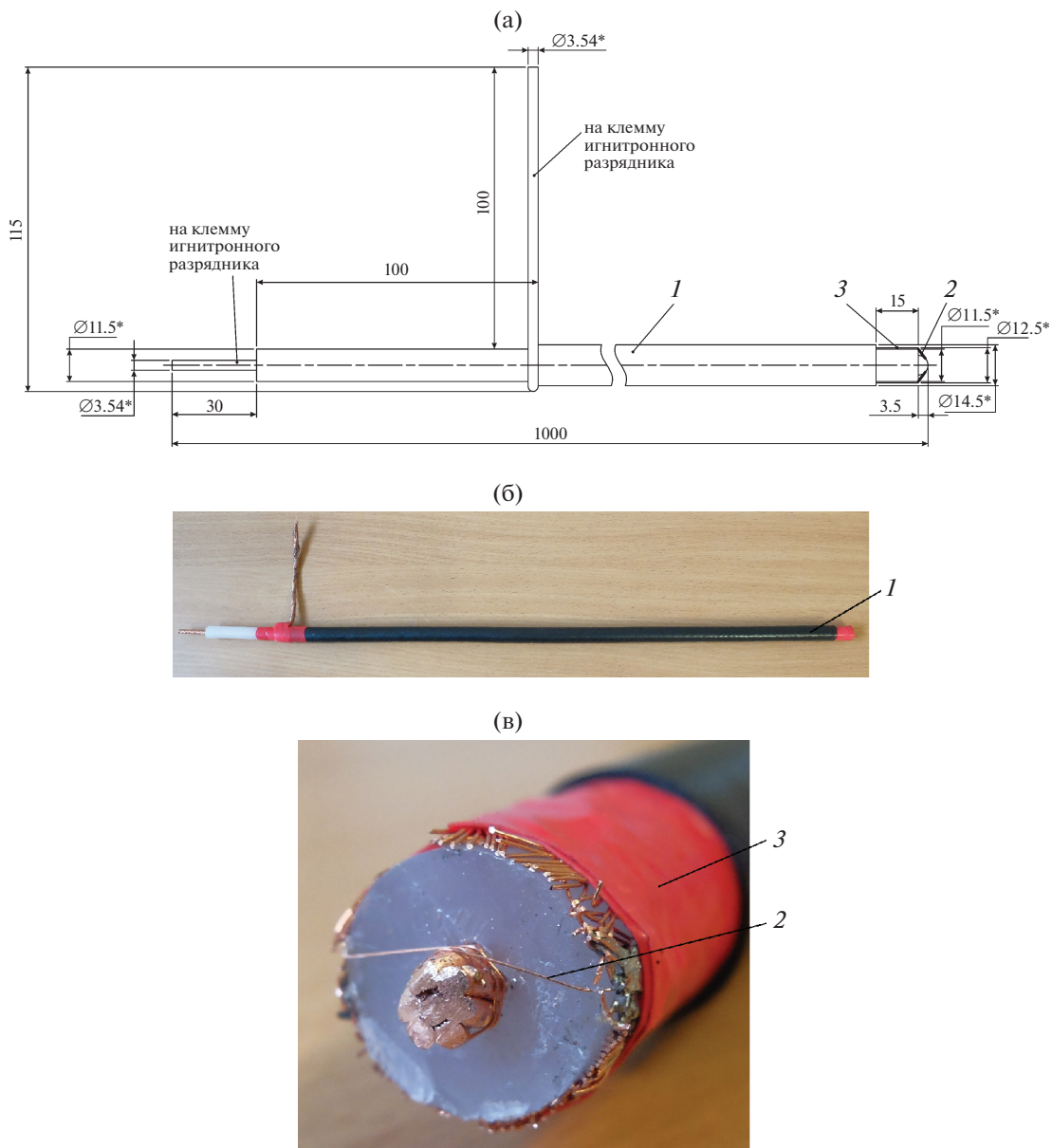
Основными сменными элементами представленной конструкции являются два “грибка” (9, 12, вид Б), выполненные из шестигранного прутка конструкционной стали, к торцам которых привариваются заменяемые шайбы (10, 11) из конструкционной стали толщиной 2 мм. Во время работы разрядника идет перенос части металла от одной шайбы к другой, при этом на нижней шайбе образуются кратеры, а на верхней – наросты. Эти повреждения могут потребовать либо полной замены “грибков”, либо шлифования внешних поверхностей шайб угловыми шлифмашинками.



**Рис. 2.** Конструкция разрядника с токосборником (а) и его внешний вид (б). 1 – верхняя съемная часть; 2 – контакт средних жил отходящих кабелей (анод 1); 3 – контакт средних жил подходящих кабелей (анод 2); 4 – общий контакт (катод); 5 – инициатор; 6 – пластина фиксации инициатора; 7, 14 – медные проставки; 8, 13 – трубы; 9, 12 – “грибки”; 10, 11 – сменные шайбы; 15, 16 – изоляторы; 17 – спрофилированная шайба.

В “грибке” 9 выполнено отверстие  $\varnothing 15$  мм, а в приваренной к нему шайбе 10 – отверстие немного меньшего диаметра. При использовании этих отверстий формируется гнездо, в которое устанавливается инициатор 5. Однозначность положения инициатора по вертикали задается упором в виде выступающих плечиков. Отверстие в шайбе необходимо для того, чтобы плазма, образовавшаяся

при взрыве медного проводника инициатора, попала в межэлектродный зазор и запустила разрядник. Положение инициатора фиксируется двумя пластинами, стягиваемыми болтами, в которых выполнены пазы с радиусами скругления, равными радиусу внешней оболочки инициатора. Причем, одна из пластин (6, вид Б) приварена к торцевой поверхности гайки.

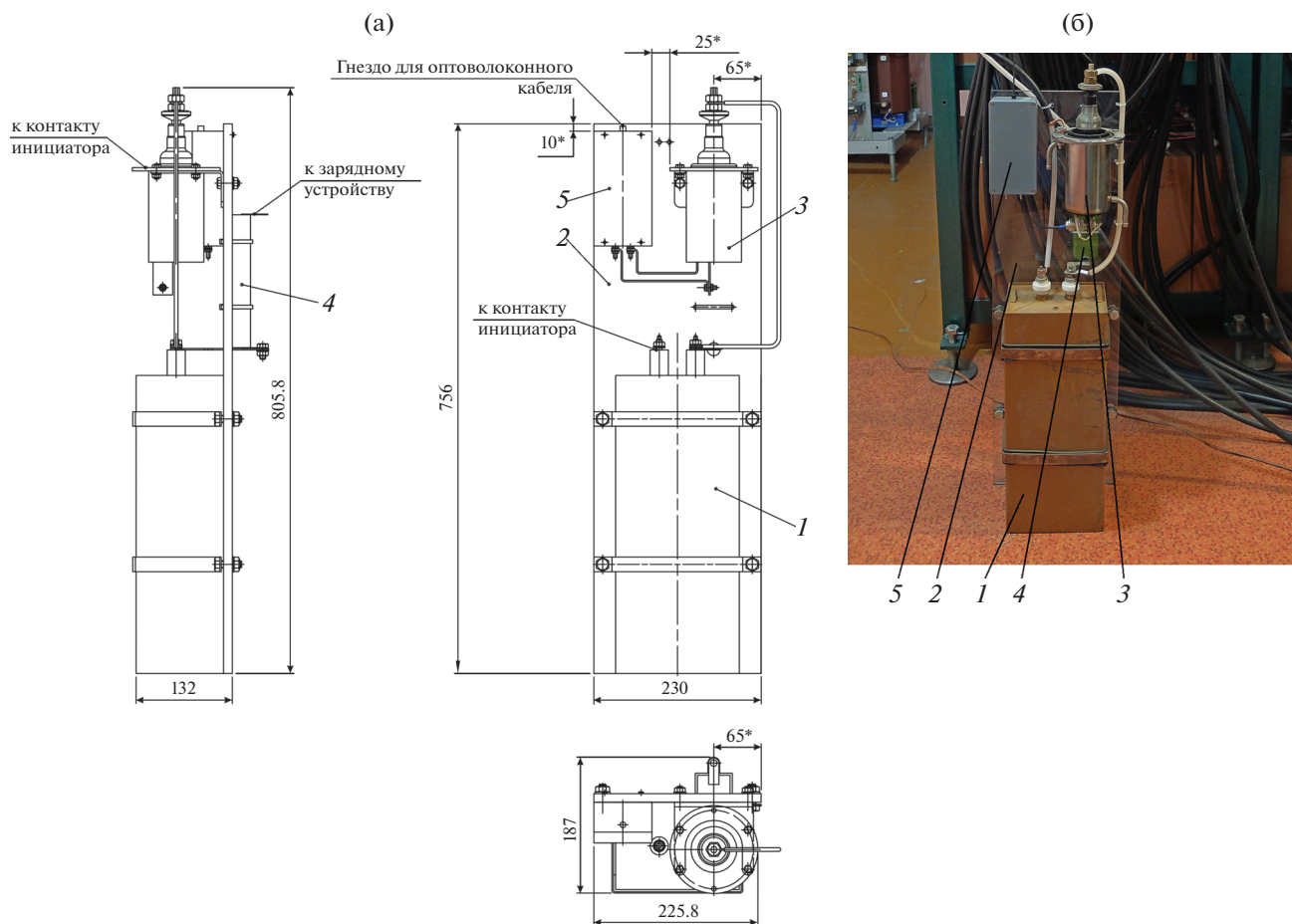


**Рис. 3.** Конструкция инициатора (а) и его внешний вид (б, в). 1 – отрезок коаксиального кабеля; 2 – иницирующая проволочка; 3 – изоленга.

Одним из наиболее известных и отработанных способов иницирования воздушных разрядников является искровой, при котором запуск разрядника производится от электрической искры или дуги, возникающей в промежутке между запускающими электродами. Данный способ применен в разряднике, описанном статье [2]. Проведя серию экспериментов с инициатором данного типа, мы убедились, что стабильность его работы сильно зависит от стабильности параметров окружающей среды, в которой он установлен. Поэтому было принято решение отказаться от него в пользу инициатора на основе “взрывающегося проводника”.

Чертеж инициатора представлен на рис. 3а, а внешний вид изготовленного инициатора показан на рис. 3б и 3в.

Инициатор представляет собой отрезок коаксиального кабеля 1 первоначальной длиной около 1 м. Один конец кабеля разделяется под соединение с игнитронным разрядником. На втором конце зачищается отрезок длиной 18 мм. Затем от внутренней изоляции зачищается 3 мм центральной жилы. Между оплеткой и центральной жилой припаивается калиброванная медная проволока 2  $\varnothing 0.19$  мм. После остывания места спайки тщательно зачищаются мелким надфи-



**Рис. 4.** Конструкция системы иницирования (а) и ее внешний вид (б). 1 – конденсатор К41И-7; 2 – платформа; 3 – игнитрон ИРТ-6; 4 – зарядный резистор; 5 – блок запуска.

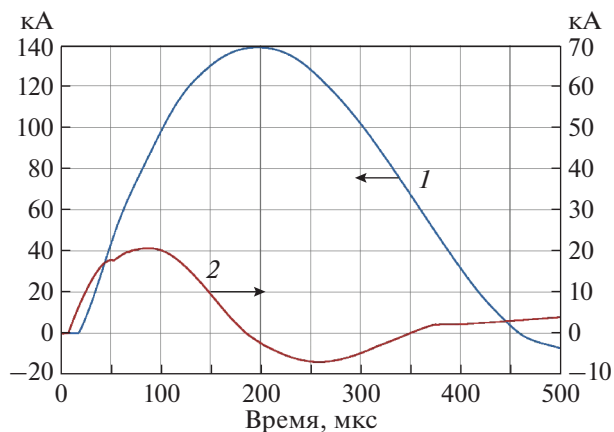
лем. Затем на оплетку наносят два витка изолянт-3 для удобства установки в гнездо.

Стабилизация времени срабатывания инициатора достигается за счет использования отрезка калиброванной медной проволоки фиксированной длины. После срабатывания проводится анализ повреждений в месте взрыва проводника. Если повреждения не фатальны, то, отрезав кусок длиной около 20 мм и проведя его зачистку, описанную выше, данный отрезок радиочастотного кабеля может быть использован в качестве инициатора в дальнейших экспериментах.

Конструктивно система иницирования представлена на рис. 4а, а ее внешний вид показан на рис. 4б.

Основой системы иницирования является конденсатор 1 (К41И-7, 5 кВ, 100 мкФ), к которому при помощи хомутов прикреплена платформа 2 из монолитного поликарбоната со смонтированной на ней схемой запуска на основе игнитронного разрядника 3 (ИРТ-6). На задней части платформы установлен зарядный резистор 4.

В верхнем левом углу платформы смонтирован также блок запуска 5, преобразующий оптический сигнал от системы управления стендом в



**Рис. 5.** Осциллограммы токов: 1 – через модельную нагрузку; 2 – через проволочку инициатора.



электрический с необходимыми параметрами для срабатывания игнитронного разрядника. Зарядка конденсатора системы инициирования происходит одновременно с зарядкой основного емкостного накопителя.

На рис. 5 приведены осциллограммы токов, протекающих через проволочку инициатора и модельную нагрузку.

Исходя из вышеизложенного можно заключить, что предложенная конструкция воздушного разрядника пригодна для использования его в разрыве кабельных линий в качестве замыкателя для коммутации высоковольтных емкостных батарей на исследуемые нагрузки. При этом разрядник продемонстрировал стабильное время сраба-

тывания и высокую технологичность обслуживания между пусками.

**Основные характеристики разрядника.** Максимальное напряжение батареи 24 кВ; пропускаемый электрический заряд не менее 1000 Кл; задержка срабатывания разрядника  $\approx 20$  мкс; нестабильность времени срабатывания  $\approx 10$  мкс; минимальное время между пусками  $\approx 10$  мин; срок службы разрядника — неограничен; коммутируемый ток не менее 100 кА.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Сидоров В.А., Алфёров Д.Ф. // ПТЭ. 2011. № 4. С. 88.
2. Капишиков Н.К. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 240.

## ШИРОКОДИАПАЗОННАЯ СЧЕТНО-ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ИМПУЛЬСОВ ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ

© 2020 г. В. В. Колобов<sup>a,\*</sup>, М. Б. Баранник<sup>a,\*\*</sup>

<sup>a</sup> Центр физико-технических проблем энергетики Севера – филиал Федерального исследовательского центра  
“Кольский научный центр РАН” (ЦЭС КНЦ РАН)  
Россия, 184209, Апатиты Мурманской обл., ул. Ферсмана, 14

\*e-mail: [1\\_i@mail.ru](mailto:1_i@mail.ru)

\*\*e-mail: [m.barannik@ksc.ru](mailto:m.barannik@ksc.ru)

Поступила в редакцию 23.03.2020 г.

После доработки 03.04.2020 г.

Принята к публикации 04.04.2020 г.

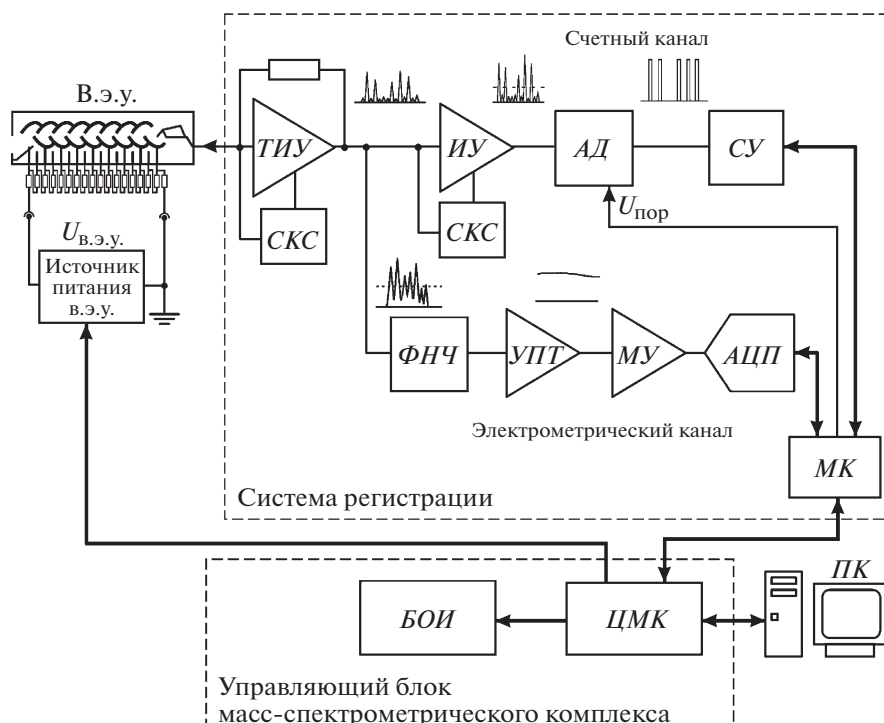
Описана широкодиапазонная счетно-электронметрическая система регистрации импульсов вторично-электронного умножителя (в.э.у.). Общий для двух каналов преобразователь ток–напряжение включает в себя быстродействующий трансимпедансный усилитель (т.и.у.) и схему автоматической коррекции напряжения смещения, которая также подавляет  $1/f$ -шум т.и.у. в полосе пропускания 0–2.3 Гц цифрового фильтра низкой частоты 24-битного аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) электронметрического канала. В результате свободное от шумов разрешение всего канала определяется только собственным шумом а.ц.п. и составляет 18.5 бит. Предложен ряд схемных решений по минимизации количества элементов схемы, позволивших разместить плату системы регистрации в измерительной головке в.э.у. и, тем самым, уменьшить паразитные емкости, ограничивающие быстродействие т.и.у. Максимальная скорость счета  $7 \cdot 10^7$  импульсов/с определяется преимущественно временным разрешением в.э.у. Рассмотрены вопросы оптимизации питающих напряжений схемы и коэффициента усиления в.э.у., работающего в счетно-аналоговом режиме. Разработанная система применяется в составе масс-спектрометрического комплекса для определения изотопного состава инертных газов и обеспечивает диапазоны измерения, приведенные ко входу в.э.у.: электронметрического канала –  $1 \cdot 10^{-16}$ – $1.2 \cdot 10^{-11}$  А при разрешении не хуже чем  $3 \cdot 10^{-17}$  А; счетного канала с учетом темного тока в.э.у. –  $5 \cdot 10^{-2}$ – $5 \cdot 10^7$  ионов/с без просчета импульсов; суммарный –  $1 \cdot 10^{-20}$ – $1.2 \cdot 10^{-11}$  А. Широкая область перекрытия диапазонов позволяет проводить взаимную верификацию результатов измерений, полученных в разных режимах.

DOI: 10.31857/S003281622005016X

Разработана комбинированная счетно-аналоговая система регистрации импульсов вторично-электронного умножителя (в.э.у.) SEV-217 [1], используемого в качестве одного из трех детекторов ионов масс-спектрометрической системы, предназначенной для измерения изотопного состава инертных газов. В разработанной измерительной системе оба канала – счетный и аналоговый (электронметрический) – работают одновременно. Одной из основных задач, решаемых при разработке регистрирующей системы, являлось обеспечение максимально возможного для данного типа в.э.у. измерительного диапазона каждого из каналов. Помимо возможности проводить измерения при значительной интенсивности ионного пучка, широкий измерительный диапазон аналогового канала обеспечивает значительное перекрытие с эквивалентным диапазоном регистрируемых то-

ков счетного канала, что, в свою очередь, делает возможным в области перекрытия осуществлять взаимную верификацию измерительных данных, полученных в различных режимах измерения, и, при необходимости, их коррекцию.

Поставленная задача является достаточно сложной, так как разные режимы измерения определяют разные, частично конфликтующие требования как к характеристикам преобразователя ток–напряжение, так и к режиму работы (коэффициенту усиления) самого в.э.у. [2, 3]. По этой причине современные регистрирующие системы для в.э.у. SEV-217, как правило, выполняются в виде отдельных измерительных блоков (счетных или электронметрических), подключаемых к выходу в.э.у. [4]. Широкодиапазонные счетно-аналоговые системы регистрации, используемые, в частности, в масс-



**Рис. 1.** Структурная схема широкодиапазонной счетно-аналоговой системы регистрации импульсов вторично-электронного умножителя. ТИУ – трансимпедансный усилитель, СКС – схема коррекции напряжения смещения, ИУ – импульсный усилитель, АД – амплитудный дискриминатор, СУ – счетное устройство, ФНЧ – фильтр нижних частот, УПТ – усилитель постоянного тока, МУ – масштабирующий усилитель, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, МК – микроконтроллер системы регистрации, ЦМК – центральный микроконтроллер блока управления, БОИ – блок отображения информации, ПК – персональный компьютер.

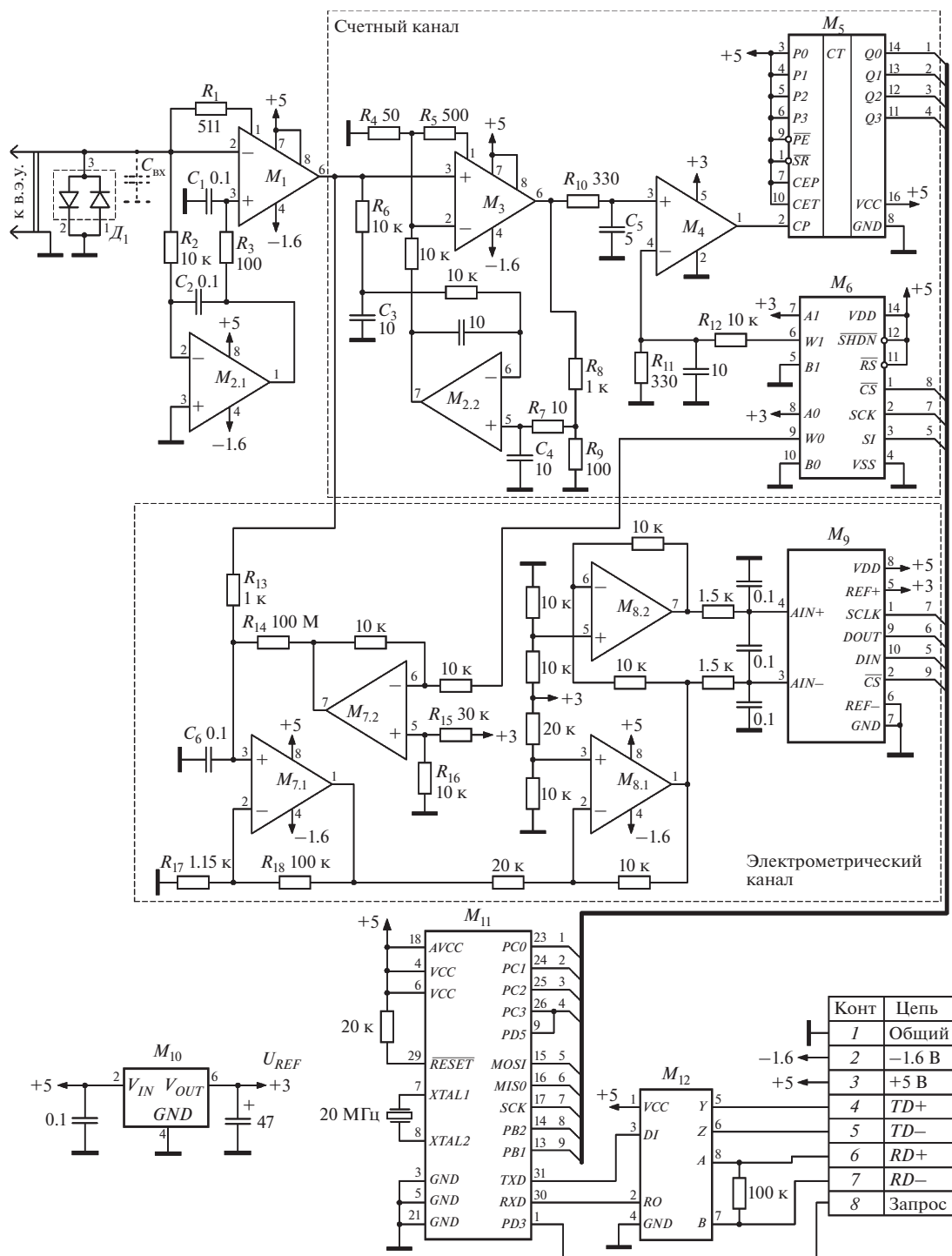
спектрометрии с индуктивно связанной плазмой, имеют неперекрывающиеся диапазоны регистрируемых токов для счетного и аналогового каналов: при малых интенсивностях ионного пучка используется счетный канал, при значительных – аналоговый [3, 5].

Структурная схема разработанной широкодиапазонной счетно-аналоговой системы регистрации импульсов вторично-электронного умножителя приведена на рис. 1.

Общим для двух каналов функциональным блоком является трансимпедансный усилитель (ТИУ), с выхода которого импульсная последовательность, повторяющая по форме импульсы выходного тока в.э.у., поступает параллельно на усилители счетного и электрометрического каналов. ТИУ должен иметь достаточное быстродействие, чтобы обеспечивать минимальные искажения выходных импульсов напряжения, обладать малыми входной емкостью и током смещения, а также иметь низкий выходной импеданс, позволяющий использовать в качестве импульсного усилителя счетного канала быстродействующий операционный усилитель (о.у.) на биполярных структурах с большими входными токами. С другой стороны, для построения широкодиапазон-

ного электрометрического канала ТИУ одновременно должен обладать сверхмалым смещением напряжения и минимальным уровнем шумового напряжения в полосе сверхнизких частот, совпадающей с диапазоном фликкер-шума ( $1/f$ -шума).

Принципиальная схема блока регистрации импульсов в.э.у. приведена на рис. 2. Для обеспечения необходимого быстродействия счетного канала в качестве о.у. ТИУ  $M_1$  использована микросхема ADA4817-1. О.у. обеспечивает скорость нарастания выходного напряжения 870 В/мкс, имеет входную емкость 1.3 пФ и входной ток смещения 2 пА, позволяет использовать на выходе низкоомные цепи для уменьшения влияния входных токов смещения последующего каскада ( $I_{\text{вых}} \leq 40$  мА) [6]. Резистор  $R_1$  511 Ом определяет коэффициент преобразования ток–напряжение:  $k_{\text{ТИУ}} = U_{\text{вых}}/I_{\text{вх}} \approx R_1 \approx 500$  В/А. На быстродействие ТИУ оказывает влияние паразитная входная емкость ( $C_{\text{вх}}$  на рис. 2), определяемая суммой паразитных емкостей защитных антипараллельных диодов  $D_1$ , выводов платы обработки сигналов в.э.у., вывода коллектора в.э.у. Для минимизации  $C_{\text{вх}}$  плата системы регистрации размещена непосредственно в измерительной головке умножителя. Измеренная входная паразитная емкость ТИУ



**Рис. 2.** Принципиальная схема счетно-электрометрической системы регистрации импульсов в.э.у.  $M_1$  – ADA4817-1,  $M_2, M_7, M_8$  – ADA4522-2,  $M_3$  – AD8000,  $M_4$  – ADCMP600,  $M_5$  – 74ACT163,  $M_6$  – MCP42010,  $M_9$  – AD7791,  $M_{10}$  – ADR4530B,  $M_{11}$  – ATmega48PA,  $M_{12}$  – MAX490E;  $D_1$  – BAV99.

составляет  $\sim 25$  пФ. При таком значении  $C_{вх}$  о.у.  $M_1$  сохраняет коэффициент преобразования 500 В/А в частотном диапазоне до 100 МГц. Относительно небольшой номинал резистора обратной связи

(о.с.)  $R_1$  обеспечивает стабильную работу  $ТИУ$  без введения корректирующей емкости.

На выходе о.у.  $M_1$  формируются импульсы напряжения, повторяющие форму выходных им-

пульсов тока в.э.у., амплитуда которых при коэффициенте усиления в.э.у.  $5.5 \cdot 10^6$  составляет  $\sim 5$  мВ.

Выходной шум  $ТИУ M_1$  складывается из трех основных компонентов: теплового шума резистора о.с.  $U_{nR}$ , входного шумового напряжения о.у.  $U_{nU}$  и шумового напряжения  $U_{nI}$ , образованного входным шумовым током о.у.  $I_n$ :  $U_{nI} = I_n R_1$ . В общем случае вклад каждого из трех компонентов в суммарный выходной шум зависит от полосы частот [7]. В рассматриваемой схеме для частотного диапазона  $1/f$ -шума (0.1–10 Гц) определяющим является входное шумовое напряжение  $U_{nU}$ . Это обусловлено, с одной стороны, относительно небольшим сопротивлением резистора о.с.  $R_1$ , а с другой – характерным для микросхем быстродействующих о.у. подъемом частотной зависимости спектральной плотности напряжения шумов в области фликкер-шума. В [6] шумовые характеристики о.у. ADA4817-1 в частотной области  $1/f$ -шума не приводятся, но по методике, рассмотренной в [8], размах амплитуды входного шумового напряжения в диапазоне 0.1–10 Гц можно оценить как  $\sim 4.7$  мкВ от пика до пика.

На инвертирующем выводе 2  $M_1$ , потенциал которого является “виртуальным нулем”, также присутствует напряжение смещения  $U_{см}$  относительно общего провода схемы, которое соответственно передается и на выход  $ТИУ$ . Для о.у. ADA4817-1 нормированное значение  $U_{см}$ , в зависимости от температуры кристалла, составляет от 0.4 мВ до единиц милливольт.

Для компенсации напряжения смещения и подавления фликкер-шума на выходе  $ТИУ$  разработана схема автоматической коррекции смещения, включающая интегрирующий усилитель ошибки ( $ИУО$ ) – элементы  $M_{2,1}$ ,  $R_2$ ,  $C_2$ , и фильтр нижних частот ( $ФНЧ$ )  $R_3$ ,  $C_1$ . Неинвертирующий вход о.у.  $M_2$  соединен с общим проводом, а прямой – с инвертирующим входом о.у.  $M_1$ .  $ИУО$  формирует на прямом входе о.у.  $M_1$  напряжение смещения такой величины и полярности, чтобы потенциал на инвертирующем входе о.у.  $M_1$  относительно общего провода был равен нулю.

Применение интегрального закона регулирования исключает статическую ошибку на выходе схемы и обеспечивает устойчивость ее работы. Амплитудно-частотная характеристика (а.ч.х.) регулирующего звена ( $ИУО$ ) позволяет также подавлять шумовое напряжение на выходе  $ТИУ$  в полосе фликкер-шума. Эффективность работы схемы автоматической коррекции смещения будет рассмотрена ниже при описании электрометрического канала.

О.у.  $ИУО$  должен обладать минимальным уровнем шумов в полосе  $1/f$ -шума, сверхмалым напряжением смещения и, одновременно, малыми входными токами смещения. Обеспечить такие требо-

вания способны о.у., выполненные по топологии модулятор–демодулятор (м.д.м.–о.у.) с автоматической коррекцией смещения и подавлением высокочастотных пульсаций [9]. В качестве  $M_{2,1}$  был использован один из двух м.д.м.–о.у. микросхемы ADA4522-2. О.у. имеет плоскую частотную зависимость спектральной плотности напряжения шумов во всей полосе частот, включая диапазон фликкер-шума 0.1–10 Гц, в котором размах амплитуды напряжения шумов не превышает 120 нВ.

Обладая также сверхмалым напряжением смещения ( $\leq 1$  мкВ) и его температурным дрейфом ( $\leq 15$  нВ/°С), малым током смещения  $\sim 50$  пА [10] (все параметры приведены для размаха напряжения на выводах питания 5 В), м.д.м.–о.у. такого типа используются для построения прецизионных каскадов постоянного и квазипостоянного тока [9, 11]. Сразу отметим, что во всех каскадах аналоговой части электрометрического канала также использованы м.д.м.–о.у.

Разрешение двойного импульса  $\Delta t_{DP}$  [12] на выходе  $ТИУ$ , определяемое шириной импульса в.э.у. (10 нс) и быстродействием о.у.  $M_1$ , составляет  $\sim 14$  нс, что соответствует максимальной частоте непрерывной последовательности импульсов  $f_{Pmax} \sim 70 \cdot 10^6$  импульсов/с.

При разработке схемы счетного канала ставилась задача не ухудшить это значение для всего канала, т.е. обеспечить такое быстродействие последующих каскадов, чтобы максимальная скорость счета импульсов тока в.э.у., без их перекрытия, была не менее чем  $70 \cdot 10^6$  импульсов/с.

Учитывая это, в качестве импульсного усилителя ( $ИУ$ )  $M_3$  был выбран о.у. с обратной связью по току. Помимо того, что о.у. с токовой обратной связью на настоящий момент обеспечивают максимальные значения скорости нарастания выходного сигнала и имеют меньшее время установления и более широкую полосу пропускания, чем о.у. с о.с. по напряжению, они также характеризуются минимальным фазовым сдвигом и постоянной групповой задержкой выходного сигнала [13], что позволяет успешно использовать их в качестве широкополосных быстродействующих усилителей видеоимпульсов с минимальными искажениями формы последних.

Особенностью о.у. с токовой обратной связью является значительное влияние сопротивления резистора о.с. на стабильность усилителя. Поэтому при выборе номинала резистора о.с. обычно используют рекомендации производителя – оптимальные значения коэффициентов усиления резистора о.с. для различных коэффициентов усиления, как правило, приводятся в технической документации. Для получения коэффициента усиления по напряжению 11 усилителя  $M_3$ , учитывая рекомендации, приведенные в [14], был выбран номинал резистора о.с.  $R_5$  500 Ом, а затем, в соответствии с

коэффициентом усиления, номинал резистора  $R_4$ . Как показали испытания схемы, такое значение сопротивления  $R_5$  обеспечивает устойчивую работу каскада без применения корректирующих элементов.

При приведенных выше значениях коэффициента усиления и сопротивления резистора обратной связи операционный усилитель  $M_3$  в режиме малого сигнала обеспечивает полосу пропускания по уровню  $-3$  дБ до 350 МГц и скорость нарастания до 3200 В/мкс [14]. Амплитуда импульсов на выходе ИУ (вывод 6  $M_3$ ) составляет  $\sim 55$  мВ.

Для компенсации напряжения смещения микросхемы  $M_3$  также использована схема автоматической коррекции смещения на основе ИУО  $M_{2,2}$ , выполненного на втором м.д.м.—о.у. микросхемы ADA4522-2. Помимо ИУО в состав схемы входят два ФНЧ ( $R_6, C_3$  и  $R_7, C_4$ ) и делитель напряжения  $R_8, R_9$ . В данной схеме фильтры с частотой среза 1.6 Гц функционально являются преобразователями среднего значения напряжения импульсной последовательности.

С выхода ФНЧ  $R_6, C_3$  постоянное напряжение, соответствующее среднему значению напряжения импульсной последовательности на входе о.у.  $M_3$  ( $U_{\text{ср.вх}}$ ), подается на инвертирующий вход 6 интегрирующего усилителя  $M_{2,2}$ . Коэффициент деления делителя напряжения  $R_8, R_9$  равен коэффициенту усиления ИУ  $M_3$ :  $K_{\text{д.н.}} = K_U = 11$ . Соответственно, с выхода ФНЧ  $R_7, C_4$  на прямой вход 5 усилителя  $M_{2,2}$  подается постоянное напряжение, соответствующее среднему значению напряжения импульсной последовательности на выходе о.у.  $M_3$  ( $U_{\text{ср.вых}}$ ), поделенному на коэффициент усиления о.у.  $M_3$ , т.е. приведенное к его входу.

ИУО формирует на инвертирующем входе о.у.  $M_3$  компенсирующее напряжение такой величины и полярности, чтобы выполнялось соотношение:  $U_{\text{ср.вых}} = U_{\text{ср.вх}} K_U$ . В результате устраняется смещение нуля на выходе ИУ  $M_3$ , вызванное входным напряжением смещения. Постоянная времени интегрирования выбрана так, чтобы схема отслеживала только медленные изменения напряжения смещения, обусловленные температурным дрейфом.

После ФНЧ  $R_{10}, C_5$  с частотой среза  $\sim 100$  МГц, включенного на выходе усилителя  $M_3$ , импульсная последовательность поступает на амплитудный дискриминатор АД (рис. 1), выполненный на микросхеме быстродействующего компаратора ( $M_4$  на рис. 2). Для формирования регулируемого напряжения порога АД  $U_{\text{пор}}$  используется один из двух каналов цифрового потенциометра  $M_6$ . На входы А0 и А1  $M_6$  подается высокостабильное напряжение  $+3$  В от источника опорного напряжения (и.о.н.)  $M_{10}$ . Коэффициент деления для каждого канала цифрового потенциометра задается неза-

висимо с шагом  $1/256$  через SPI-интерфейс [15]. Напряжение с вывода  $WI$   $M_6$ , лежащее в диапазоне  $0-3$  В, поступает на делитель напряжения  $R_{11}, R_{12}$  с коэффициентом деления 31.3. Таким образом, пороговое напряжение АД может регулироваться в диапазоне  $0-96$  мВ с шагом 0.37 мВ.

Микросхема компаратора  $M_4$  питается однополярным напряжением  $+3$  В от и.о.н.  $M_{10}$ . При таком значении напряжения питания время переключения компаратора (время задержки распространения) не превышает 3.5 нс. Важным для данного применения является также то, что микросхема компаратора поддерживает rail-to-rail режим выхода — при напряжении питания  $+3$  В гарантированное выходное напряжение высокого уровня составляет 2.1 В, а типовое — 2.6 В [16]. Таким образом, по выходным уровням компаратор совместим с TTL-логикой, что исключает необходимость применения каскада формирования счетного импульса и позволяет подавать импульсы, формируемые АД, непосредственно на счетчик.

В схеме использован быстродействующий 4-разрядный синхронный счетчик с TTL-совместимым входом ( $M_5$  на рис. 2), изменяющий состояние по фронту счетного импульса. При напряжении питания  $+5$  В минимальное требуемое значение входного напряжения высокого уровня счетчика составляет 1.5 В, гарантированное — 2 В [17]. Таким образом, в соответствии с технической документацией амплитуда напряжения высокого уровня выходных импульсов компаратора  $M_4$  (2.1–2.6 В) должна обеспечивать надежное переключение счетчика  $M_5$ , что было подтверждено в ходе эксплуатации схемы.

Используемая микросхема счетчика с запасом обеспечивает требуемое быстродействие для счетной системы: типовая предельная тактовая частота составляет 140 МГц, минимальная — 120 МГц.

В разработанной схеме быстродействующий счетчик  $M_5$  предназначен для формирования младших 4-х разрядов 28-битного двоичного слова, соответствующего количеству импульсов, поступивших с выхода в.э.у. Старшие разряды формируются на аппаратно-программном уровне управляющим микроконтроллером (МК)  $M_{11}$  системы регистрации импульсов в.э.у.

Импульсы с выхода последней триггерной ячейки счетчика  $M_5$  поступают на 16-битный аппаратный счетчик МК, работающий в режиме счета входных импульсов. При его переполнении осуществляется инкремент 8-битного слова регистра общего назначения МК. Гарантированная максимальная частота следования счетных импульсов аппаратного счетчика  $f_{\text{СТmax}}$  определяется тактовой частотой  $f_{\text{CL}}$  микроконтроллера  $-f_{\text{СТmax}} \leq f_{\text{CL}}/4$  — и составляет  $20 \text{ МГц}/4 = 5 \text{ МГц}$ . Это значение меньше максимальной частоты следования импульсов с вы-

хода счетчика  $M_5$  — 4.375 МГц. При максимальной скорости поступления импульсов  $7 \cdot 10^7$  импульсов/с переполнение счетного устройства произойдет через 3.8 с, что значительно превышает интервал опроса (0.1 с) данных счетного и электрометрического каналов блока регистрации импульсов в.э.у. центральным микроконтроллером (ЦМК) блока управления масс-спектрометрического комплекса (см. рис. 1).

Такое решение позволило обеспечить требуемое быстродействие счетного устройства и, одновременно, повысить его разрядность без увеличения количества используемых в схеме компонентов.

Сброс счетного устройства осуществляется только при подаче питающих напряжений на схему. Далее счетное устройство работает в непрерывном режиме. При поступлении запроса от ЦМК блока управления, МК  $M_{11}$  считывает значение 4-битного слова счетчика  $M_5$ , формирует 28-битное двоичное слово и отправляет в ЦМК информацию о разности значений слова в конце текущей выборки и в конце предыдущей выборки, т.е. приращение (инкремент) значения двоичного слова за время интервала накопления, соответствующее количеству ионов, зарегистрированных в.э.у. за время выборки.

Скоростные характеристики разработанного счетного канала ( $\Delta t_{DP} = 14$  нс,  $f_{Pmax} = 70 \cdot 10^6$  импульсов/с) определяются только параметрами ТИУ и в.э.у. По быстродействию разработанная схема не уступает современным промышленно выпускаемым счетным модулям, предназначенным для применения совместно с в.э.у. SEV-217, например, СР 400 ( $\Delta t_{DP} = 20$  нс,  $f_{Pmax} = 50 \cdot 10^6$  импульсов/с) [18].

При проведении измерений временное распределение потока ионов на входе в.э.у. носит случайный характер. Соответственно, импульсы тока могут перекрываться. Вероятность перекрытия импульсов возрастает с ростом интенсивностью потока ионов. Система регистрации, включающая в.э.у., ТИУ и счетный канал, в терминах, принятых для описания детекторов потоков частиц в физических экспериментах, относится к системам с продлевающимся “мертвым временем” и режекцией наложения импульсов “Мертвое время” системы определяется шириной импульса на выходе ТИУ, а возможность режекции наложения обусловлена формой импульса [12, 19].

Опытная эксплуатация разработанной системы показала, что при интенсивности ионного тока до  $50 \cdot 10^6$  ионов/с счетная система работает стабильно, без просчета импульсов. При более высокой интенсивности ионного тока для коррекции результатов счета возможно применение специальных численных методик [2, 19], рассмотрение которых не входит в рамки данной статьи. Нижний

предел измерительного диапазона счетной системы определяется количеством темновых импульсов тока для данного типа в.э.у. — 3 импульсов/мин при  $U_{в.э.у.} = 2.5-2.7$  кВ [1].

Первым элементом электрометрического канала является ФНЧ  $R_{13}$ ,  $C_6$ , с выхода которого постоянное напряжение, соответствующее среднему значению напряжения импульсной последовательности на выходе ТИУ и пропорциональное среднему току в.э.у., поступает на усилитель постоянного тока (УПТ)  $M_{7.1}$ . Значение коэффициента усиления по напряжению УПТ 88, определяемое элементами  $R_{17}$  и  $R_{18}$ , выбрано таким, чтобы для всего рабочего диапазона выходных токов в.э.у. в режиме измерения среднего тока напряжение на выходе УПТ лежало в диапазоне от 0 до 3 В.

В качестве аналого-цифрового преобразователя  $M_9$  в схеме используется микросхема 24-разрядного сигма-дельта-АЦП с дифференциальным входом и встроенным задающим генератором. Среднеквадратичное значение приведенного ко входу собственного шума АЦП при частоте обновления 9.5 Гц составляет 1.1 мкВ, типовая интегральная нелинейность 3.5 ppm. АЦП имеет выходной последовательный интерфейс, совместимый с различными стандартами [20]. В разработанной схеме для связи МК  $M_{11}$  с АЦП  $M_9$  используется четырехпроводный интерфейс SPI с линией выбора устройства CS.

Диапазон входного дифференциального напряжения АЦП, определяемый уровнем +3 В опорного напряжения (напряжение и.о.н.  $M_{10}$ ), составляет от -3 до +3 В. Входной рабочий диапазон АЦП электрометрического канала (за исключением режима точной подстройки нулевого входного уровня) лежит в области положительного напряжения, следовательно, при выходном напряжении УПТ 0–3 В противофазные напряжения на дифференциальных входах  $A_{IN+}$  и  $A_{IN-}$  должны составлять 1.5–3 В и 1.5–0 В соответственно. Для согласования диапазона однополярного сигнала на выходе УПТ с диапазонами дифференциальных входов АЦП используется буферный каскад, выполненный на двух о.у. [21]:  $M_{8.1}$  и  $M_{8.2}$ .

Для компенсации напряжения смещения нулевого уровня на выходе всего аналогового тракта электрометрического канала используется схема коррекции нуля на входе АЦП, регулирующим элементом которой является о.у.  $M_{7.2}$ . На неинвертирующий вход о.у. подается опорное напряжение +0.75 В, полученное из напряжения +3 В и.о.н.  $M_{10}$  с помощью делителя напряжения  $R_{15}$ ,  $R_{16}$ . На второй вход о.у. подается регулируемое в диапазоне от 0 до 3 В напряжение с выхода  $W0$  второго канала цифрового потенциометра  $M_6$ . На выходе о.у.  $M_{7.2}$  формируется регулируемое в диапазоне от -1.5 до +1.5 В напряжение коррекции

нулевого уровня, поступающее на суммирующий вход УПТ (вывод 3  $M_{7,1}$ ) через делитель напряжения  $R_{14}$ ,  $R_{13}$ . С учетом коэффициентов деления делителя напряжения и усиления УПТ диапазон напряжения коррекции нулевого уровня на входе буферного каскада АЦП составляет  $\pm 1.3$  мВ. Перед проведением измерений это напряжение регулируется таким образом, чтобы при отсутствии выходного тока в.э.у. среднее значение выходного кода АЦП с учетом размаха шумового напряжения на входе АЦП было равно нулю.

Измеренное значение амплитуды напряжения шумов в диапазоне 0.1–10 Гц на входе АЦП составляет  $\sim 15.4$  мкВ от пика до пика. Основными источниками этого  $1/f$ -шума является собственный фликкер-шум о.у.  $M_{7,1}$  ( $U_{nM_{7,1}}$ ) и напряжение фликкер-шума на выходе ТИУ –  $U_{nТИУ}$ , так как эти шумовые напряжения усиливаются УПТ. Эти источники шума являются некоррелированными, соответственно размах амплитуды напряжения шумов в частотном диапазоне 0.1–10 Гц на выходе ТИУ можно найти, как:  $U_{nТИУ} = \sqrt{U_{n\Sigma}^2 - U_{nM_{7,1}}^2}$ .

В соответствии с технической документацией на м.д.м.–о.у.  $M_7$  величина  $U_{nM_{7,1}}$  не превышает 0.12 мкВ [10], а  $U_{n\Sigma}$  – приведенный к входу о.у.  $M_{7,1}$  размах измеренного шумового напряжения составляет:  $15.4 \text{ мкВ} / 88 = 0.175 \text{ мкВ}$  от пика до пика. Полученное значение  $U_{nТИУ}$  0.127 мкВ от пика до пика в диапазоне частот 0.1–10 Гц определяется двумя источниками шума – входным шумовым напряжением о.у. ТИУ  $M_1$  ( $U_{nM_1}$ ) и собственным фликкер-шумом о.у. ИУО  $M_{2,1}$  ( $U_{nM_{2,1}}$ ). Учитывая, что эти источники шума также являются некоррелированными, а фликкер-шум аналогичного м.д.м.–о.у.  $M_{2,1}$  не превышает 0.12 мкВ, шумовое напряжение на входе о.у.  $M_1$  ( $U_{nM_1}$ ), определяемое, как:  $U_{nM_1} = \sqrt{U_{nТИУ}^2 - U_{nM_{2,1}}^2}$ , составляет 0.041 мкВ от пика до пика в диапазоне частот  $1/f$ -шума.

Это значение размаха амплитуды шумового напряжения является некомпенсированным  $1/f$ -шумом ТИУ  $M_1$ . Оценочное значение размаха амплитуды входного шумового напряжения в диапазоне фликкер-шума для о.у.  $M_1$   $U_{nM_1}$  без применения схемы коррекции смещения составляет  $\sim 4.7$  мкВ, соответственно эффективность подавления  $1/f$ -шума на выходе ТИУ схемой автоматической коррекции смещения в частотном диапазоне 0.1–10 Гц можно выразить через коэффициент ослабления напряжения фликкер-шума:  $k_{NR} = 20 \log_{10}(4.7/0.041) = 41.2$  дБ. Таким образом, основным источником фликкер-шума на выходе ТИУ является  $1/f$ -шум ИУО схемы коррекции смещения, а сама схема не только компенсирует напряжение смещения ТИУ, но и эффективно подавляет выходное шумовое напряжение ТИУ в полосе  $1/f$ -шума.

Так как сигма-дельта-АЦП ограничивают полосу частот входного сигнала за счет цифрового ФНЧ, частота среза которого зависит от частоты выборки, то размах суммарного входного шумового напряжения АЦП  $U_{nвх}$  (включает шум аналоговой части электрометрического канала и приведенный ко входу собственный шум АЦП) в полосе пропускания ФНЧ будет меньше размаха шумового напряжения в полосе частот 0.1–10 Гц. При частоте обновления АЦП 10 Гц и соответствующей граничной частоте ФНЧ 2.3 Гц по уровню – 3 дБ значение  $U_{nвх}$  составляет  $\sim 8$  мкВ от пика до пика, причем преобладающим слагаемым является приведенный к входу собственный шум АЦП – 7.26 мкВ от пика до пика [20].

При количестве свободных от шума отсчетов, определяемом отношением рабочего диапазона входного сигнала АЦП  $\Delta U_{вх}$  к размаху амплитуды напряжения шумов на входе  $U_{nвх}$  ( $3 \text{ В} / 8 \text{ мкВ} = 375000$ ), свободное от шумов разрешение всего электрометрического канала составляет:  $\log_2(375000) = 18.5$  бит, а разрешение электрометрического канала по входному ионному току в.э.у. – 0.032 фА.

Значение коэффициента усиления в.э.у. SEV-217 определяется значением напряжения  $U_{в.э.у.}$ , приложенного к резистивной матрице диодной системы. Для счетно-электрометрической системы регистрации оптимальным является такое значение коэффициента усиления в.э.у., при котором, с одной стороны, амплитуда выходных импульсов тока в.э.у. во всем рабочем диапазоне счетного канала является достаточной, чтобы обеспечить надежную селекцию амплитудным дискриминатором импульсов в.э.у. на фоне собственных шумов канала и шумов от внешних источников помех, а с другой – амплитуда выходного тока в.э.у. при максимальной интенсивности ионного пучка, соответствующей верхней границе измерительного диапазона электрометрического канала, не превышает предельно допустимое значение для в.э.у. данного типа. Экспериментально определенное оптимальное значение коэффициента усиления в.э.у.  $5.5 \cdot 10^6$  соответствует величине  $U_{в.э.у.} = 2.5\text{--}2.7$  кВ и устанавливается регулированием уровня выходного напряжения высоковольтного источника питания в.э.у.

Отдельно остановимся на вопросе выбора оптимального значения отрицательного напряжения питания  $-U_S$  для о.у. аналоговой части счетного и электрометрического каналов. Так как аналоговая часть счетного канала обрабатывает импульсы одной полярности, то возможно использование пониженного значения  $-U_S$ . В разработанной схеме напряжение отрицательной полярности необходимо для формирования отрицательного компенсирующего напряжения схемами автоматической коррекции смещения ( $M_{2,1}$ ,  $M_{2,2}$ ) и схемой коррек-





**Рис. 3.** Внешний вид установленной в головке в.э.у. платы счетно-электрометрической системы регистрации (а); б – диапазоны измерения счетного и электрометрического каналов.

ции нуля на входе АЦП (о.у.  $M_{7,2}$ ). Кроме того, у быстродействующих о.у. ТИУ и ИУ нижняя граница диапазона синфазного входного напряжения  $-U_{Сф}$  смещена в положительную область относительно нижней границы диапазона питающих напряжений  $-U_s$ .

Самым критичным элементом с этой точки зрения является о.у. с токовой обратной связью ИУ  $M_3$ , для которого  $-U_{Сф} = -U_s + 1.5$  В [14]. Это означает, что для передачи на выход о.у. входного напряжения нулевого уровня нижний диапазон питающего напряжения микросхемы должен иметь отрицательный потенциал относительно корпуса не менее  $-1.5$  В. Поэтому для минимизации диссипации энергии и, соответственно, нагрева корпусов

микросхем о.у., что является обоснованным, так как плата схемы обработки сигнала в.э.у. размещена в ограниченном замкнутом объеме – головке в.э.у., в схеме используется практически минимально допустимый уровень отрицательного питающего напряжения  $-1.6$  В. При этом диапазон синфазного входного напряжения для о.у.  $M_3$  составляет от  $-0.1$  до  $+3.5$  В.

Испытания схемы показали, что выбранный уровень  $-U_s$  обеспечивает надежное формирование нулевого значения напряжения на выходах всех о.у. аналоговой части счетного и электрометрического каналов, является достаточным для схем автоматической коррекции смещения и схемы коррекции нуля на входе АЦП.

Кроме рассмотренных выше, микроконтроллер  $M_{11}$  выполняет следующие функции:

- перед проведением измерений на основе данных, полученных от ЦМК блока управления, устанавливает коэффициент деления для каждого из двух каналов цифрового потенциометра  $M_6$ , тем самым регулируя пороговое напряжение амплитудного дискриминатора и напряжение схемы коррекции нулевого уровня на входе АЦП, устанавливает частоту обновления АЦП;

- в процессе измерений с периодичностью, определяемой длительностью интервала опроса, считывает значение 24-битного выходного кода АЦП и передает его в ЦМК блока управления.

Рассмотренные выше схемотехнические решения, направленные на минимизацию количества используемых микросхем, позволили разместить печатную плату системы регистрации в измерительной головке в.э.у. (рис. 3а).

Измерительная головка в.э.у. соединена с блоком управления масс-спектрометрического комплекса линией связи (кабель с витой парой), которая обеспечивает обмен данными по двунаправленному полнодуплексному протоколу RS-422 между микроконтроллерами  $M_{11}$  и ЦМК. В качестве формирователя интерфейса используется специализированная микросхема приемопередатчика RS-422/RS-485 ( $M_{12}$  на рис. 2).

В процессе измерений информация о среднем токе в.э.у. и количестве ионов, зарегистрированных в.э.у. на измерительном интервале, выводится в реальном времени на дисплей блока управления измерительного комплекса и передается на управляющий компьютер для записи и последующей обработки (см. рис. 1).

Рабочий диапазон измерения электрометрического канала, приведенный к входному ионному току в.э.у., составляет  $1 \cdot 10^{-16} - 1.2 \cdot 10^{-11}$  А.

Приведенный к входному току в.э.у. рабочий диапазон счетного канала без учета темного тока в.э.у. и при отсутствии перекрытия импульсов, т.е. определяемый только характеристиками самого

счетного канала, составляет  $0-7 \cdot 10^7$  ионов/с, а с учетом темнового тока в.э.у. и при наличии перекрытия импульсов в.э.у., не приводящих к просчетам, —  $5 \cdot 10^{-2}-5 \cdot 10^7$  импульсов/с. В целом счетно-электронметрическая система регистрации позволяет проводить измерения ионных токов в эквивалентном диапазоне  $1 \cdot 10^{-20}-2 \cdot 10^{-11}$  А.

Диаграмма, иллюстрирующая перекрытие диапазонов измерения интенсивности ионного тока для двух различных каналов — счетного и электронметрического, приведена на рис. 3б. Штриховой линией обозначены области с повышенной погрешностью измерения, обусловленной: для электронметрического канала — недостаточным соотношением сигнал/шум; для счетного канала — возможной потерей импульсов (в данном диапазоне могут быть использованы различные методики коррекции результата).

Разработанная широкодиапазонная счетно-электронметрическая система регистрации импульсов вторично-электронного умножителя входит в аппаратную часть двух измерительных комплексов для определения изотопного состава инертных газов, выполненных на основе аналитической части масс-спектрометра МИ1201ИГ. Система используется для проведения масс-спектрометрического анализа при низкой концентрации исследуемого изотопа в образце.

С использованием разработанной системы регистрации получены результаты, имеющие высокую сходимость и точность по количественному содержанию изотопов [22]. Широкодиапазонная двухканальная система регистрации не только увеличивает динамический диапазон масс-спектрометрического комплекса, но и за счет широкой области перекрытия диапазонов измерения счетного и электронметрического каналов позволяет осуществлять взаимную верификацию измерительных данных, получаемых одновременно в режиме измерения среднего тока в.э.у. и в счетном режиме.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-70004 “Подземные воды Арктической зоны (Кольский п-ов, архипелаг Шпицберген) — их возраст, состав, происхождение газовой фазы, последствия техногенной активности, перспективы использования — по данным изотопных трассеров”) и в рамках государственного задания ЦЭС КНЦ РАН (№ 0226-2019-0067 “Исследование научно-технических проблем обеспечения надежного и эффективного энергоснабжения потребителей Арктической зоны РФ”).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Turrin B.D., Swisher C.C., Deino A.L.* // *Geochemistry Geophysics Geosystems*. 2010. V. 11. Q0AA09. <https://doi.org/10.1029/2009GC003013>
2. *Батулин В.А., Еремин С.А.* // ПТЭ. 2007. № 6. С. 114.
3. *Isotopic Analysis: Fundamentals and Applications Using ICP-MS* / Eds. F. Vanhaecke, P. Degryse. Weinheim: Wiley-VCH, 2012.
4. QMA 400/QMA 410/QMA 430 — Analyzer. Operating Instructions. [https://www.pfeiffer-vacuum.com/filepool/file/mass-spectrometer/bg5983bde\\_c.pdf](https://www.pfeiffer-vacuum.com/filepool/file/mass-spectrometer/bg5983bde_c.pdf)
5. *Kishi Y.* // *Hewlett-Packard J.* 1997. Article 9. P. 1.
6. ADA4817-1/ADA4817-2: Low Noise, 1 GHz FastFET Op Amps Data Sheet. [https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4817-1\\_4817-2.pdf](https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4817-1_4817-2.pdf)
7. *Giusti G., Cannata G., Scandurra G., Ciofi C.* // *International J. Circuit Theory and Applications*. 2015. № 43. P. 1455. <https://doi.org/10.1002/cta.2015>
8. Maxim Tutorial 5664. Managing noise in the signal chain. Part 1. <https://pdfserv.maximintegrated.com/en/an/TUT5664.pdf>
9. *Wong V., Kusuda Y.* // *Analog Dialogue*. 2015. V. 49. № 3. P. 27. <https://www.analog.com/media/en/analog-dialogue/volume-49/number-3/articles/volume49-number3.pdf>
10. ADA4522-2 Data sheet. [https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4522-1\\_4522-2\\_4522-4.pdf](https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4522-1_4522-2_4522-4.pdf)
11. *Колобов В.В., Баранник М.Б.* // ПТЭ. 2019. № 5. С. 58. <https://doi.org/10.1134/S0032816219050070>
12. *William R. Leo.* *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
13. *Wai-Kai Chen.* *Analog and VLSI Circuits*. Third Edition. Boca Raton: CRC Press, 2009.
14. AD8000: 1.5 GHz Ultrahigh Speed Op Amp Data Sheet. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD8000.pdf>
15. MCP42010 Data sheet. <http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/11195c.pdf>
16. ADCMP600/ADCMP601/ADCMP602 Data sheet. [https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADCMP600\\_601\\_602.pdf](https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADCMP600_601_602.pdf)
17. 74AC163/74ACT163 Synchronous Presettable Binary Counter Data sheet. <http://cva.stanford.edu/classes/cs99s/datasheets/74AC163.pdf>
18. CP 400 — Ion Counter Preamplifier. Operating Instructions. <https://www.pfeiffer-vacuum.com/filepool/file/mass-spectrometer/bg5812be.pdf>
19. *Pomme S., Fitzgerald R. and Keightley J.* // *Metrologia*. 2015. V. 52. №. 3. P. 3. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/52/3/S3>
20. Low Power, Buffered 24-Bit Sigma-Delta ADC AD7791 Data Sheet. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD7791.pdf>
21. Analog Devices MT-074 Tutorial. Differential Drivers for Precision ADCs. 2009. <https://www.analog.com/media/en/training-seminars/tutorials/MT-074.pdf>
22. *Гудков А.В., Колобов В.В., Тараканов С.В., Толстухин И.И.* // ДАН. 2019. Т. 488. № 5. С. 517. <https://doi.org/10.31857/S0869-5652488517-520>

УДК 62-932.4

## ДИНИСТОРЫ С СУБНАНОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕНЕМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

© 2020 г. С. В. Коротков<sup>а,\*</sup>, Ю. В. Аристов<sup>а</sup>, А. Л. Жмодиков<sup>а</sup>, Д. А. Коротков<sup>а</sup><sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.

После доработки 02.04.2020 г.

Принята к публикации 03.04.2020 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований оптимизированных динисторов с ударной ионизацией (SID – shock-ionized dynistors) при коммутации мощных импульсов тока с наносекундной длительностью. Показано, что эффективность процесса переключения SID может быть повышена при введении в его четырехслойную структуру равномерно распределенных равновеликих диодных секций, суммарная площадь которых существенно меньше общей площади полупроводниковой структуры динистора. Приведены результаты сравнительных исследований оптимизированных SID, имеющих разную площадь структур и разное предельно допустимое напряжение в стационарном состоянии. Даны объяснения полученным результатам.

DOI: 10.31857/S0032816220050171

Высокая эффективность современных лазерных, электромагнитных и электроразрядных технологий достигается в результате использования мощных электрических импульсов с наносекундной длительностью. Малые потери энергии при их формировании могут обеспечить только коммутаторы с субнаносекундным временем переключения в хорошо проводящее состояние. При этом наиболее перспективными являются полупроводниковые коммутаторы, обладающие большим сроком службы и малым разбросом моментов срабатывания.

В этой связи большой интерес представляют работы [1–7 и др.] по исследованию различных четырехслойных кремниевых полупроводниковых приборов, которые включаются за время  $< 1$  нс при приложении наносекундного импульса высокого напряжения. Такой способ переключения был впервые описан в [8]. Для его реализации необходимо, чтобы запускающее напряжение нарастало со скоростью  $> 1$  кВ/нс. В этих условиях длительность запускающего воздействия оказывается меньше времени развития стационарного пробоя полупроводникового прибора и напряженность электрического поля в его структуре может нарасти до величины, достаточной для инициирования процесса ударной ионизации кремния.

Ударная ионизация определяет быструю генерацию электронно-дырочной плазмы и субнаносекундное время переключения в хорошо прово-

дящее состояние. Быстрое переключение в состояние с высокой проводимостью обеспечивает полупроводниковым приборам с ударной ионизацией уникальные возможности при коммутации мощных наносекундных импульсов тока.

В [9] представлены результаты пилотных исследований модифицированных динисторов с ударной ионизацией. Отличительной особенностью разработанных SID (shock-ionized dynistors) является то, что в  $p^+$ - и  $n^+$ -эмиттеры их  $p^+ - n - p - n^+$ -структур были введены малогабаритные участки с проводимостью  $n^+$ - и  $p^+$ -типа (шунты). Они исключали возможность блокирования обратного напряжения, что позволило предельно уменьшить толщину слаболегированного  $n$ -слоя, определяющего основные коммутационные потери энергии.

В данной работе приведены результаты оптимизации конструкции SID, выполненные с целью повышения эффективности процесса их переключения.

Основным отличием оптимизированных SID является то, что  $n^+$ - и  $p^+$ -шунты анодного и катодного эмиттеров имеют одинаковые размеры и располагаются соосно (оппозитно относительно друг друга). В результате структура SID разбивается на тиристорные 1 и диодные 2 секции (рис. 1). Они имеют общий высоковольтный  $p - n$ -переход и обеспечивают возможность приложения к динистору силового напряжения с прямой полярно-

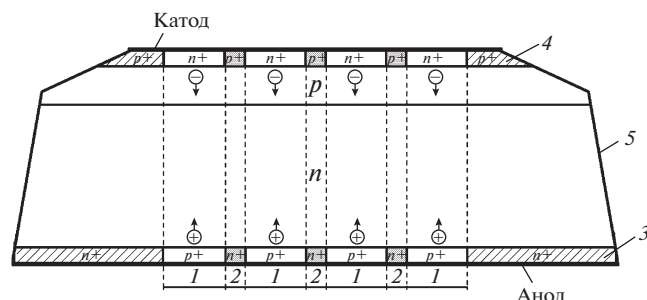


Рис. 1. Конструкция оптимизированного SID.

стью (“плюс” – на аноде). Охранные кольца 3, 4 препятствуют переносу электронно-дырочной плазмы к краевой поверхности 5 в процессе коммутации силового тока и устраняют возможность ее деградации.

Когда к SID приложено стационарное прямое напряжение  $U_0$ , в базовых  $n$ - и  $p$ -слоях создается свободная от носителей тока область пространственного заряда (о.п.з.), ширина которой определяет собственную емкость тиристорных и диодных секций в стационарном состоянии. Напряженность поля достигает максимума на  $n$ - $p$ -переходе. Параметры базовых слоев задаются таким образом, что при предельно допустимом  $U_0$  границы о.п.з. не достигают эмиттеров, и напряженность поля в о.п.з. не превышает напряженность стационарного пробоя.

Переключение SID осуществляется путем приложения быстро нарастающего запускающего напряжения  $U_y$ , которое формируется при пропускании через его структуру достаточно мощного тока управления  $I_y$ . Этот ток обеспечивает быструю зарядку собственных емкостей тиристорных и диодных секций. В результате напряжение в о.п.з. резко нарастает, и ее границы расширяются. Включение SID происходит в момент, когда в области о.п.з. с сильным электрическим полем появляются “затравочные” носители, которые инициируют процесс ударной ионизации.

Результаты экспериментов [9] позволяют предположить, что “затравочными” носителями могут быть электроны и дырки, которые в процессе нарастания запускающего напряжения инжектируются из эмиттеров тиристорных секций в базовые слои. Если амплитуда  $U_y$  достаточно велика, то границы о.п.з. вплотную придвигаются к эмиттерам, что создает возможность инжектированным носителям достигнуть о.п.з. за очень короткое время.

Попавшие в о.п.з. носители ускоряются электрическим полем к  $p$ - $n$ -переходу и в процессе нарастания  $U_y$  переносятся в ту часть о.п.з., где на-

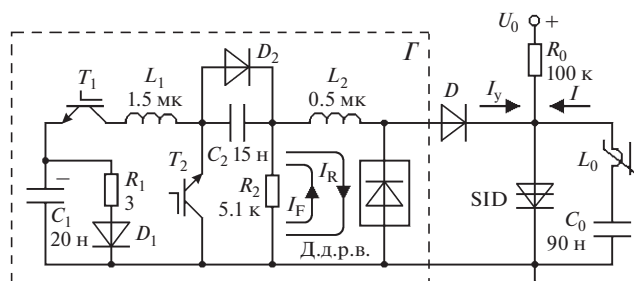


Рис. 2. Схема испытательного стенда.  $T_1$  ( $T_2$ ) – сборки транзисторов IRGPS60B120KDP [2] ( $T_2$ ) параллельно, 2 ( $T_1$ ) последовательно];  $D$  – VMI K100UF,  $D_1$ ,  $D_2$  – HER 508 [2] последовательно]; д.д.р.в. – диаметр структур 16 мм [12] последовательно];  $L_0$  – сердечник феррит 1000 НМ, 8 колец  $10 \times 6 \times 2$ ,  $w = 1$ .

пряженность поля достаточна для ударной ионизации. Ударная ионизация обеспечивает очень быстрое заполнение тиристорных секций SID электронно-дырочной плазмой. В результате они переключаются в состояние с высокой проводимостью, величина которой определяется плотностью образованной плазмы.

Нами было исследовано влияние диодных секций на процесс переключения SID. Для проведения сравнительных исследований были изготовлены динисторы с базовой конструкцией ( $SID_0$ ) и оптимизированные динисторы ( $SID_1$ ). Структуры динисторов имели диаметр 20 мм и были изготовлены из пластин кремния с удельным сопротивлением  $80 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и толщиной 380 мкм по стандартной диффузионной технологии.

Диффузионные профили были выполнены так, что динисторы могли в стационарном состоянии блокировать напряжение  $\sim 2.2 \text{ кВ}$ . В  $SID_0$  шунты  $n^+$  и  $p^+$  имели диаметр  $\sim 250 \text{ мкм}$ , расстояние между центрами шунтов  $n^+$  составляло 0.8 мм, а между центрами шунтов  $p^+$  – 1.2 мм. В  $SID_1$  шунты  $n^+$  и  $p^+$  имели диаметр  $\sim 300 \text{ мкм}$  и располагались оппозитно по осям, расположенным на расстоянии 0.8 мм друг от друга.

На рис. 2 приведена электрическая схема стенда, на котором проводились сравнительные исследования SID. Стенд содержит силовую цепь  $C_0$ – $L_0$ , генератор наносекундных запускающих импульсов  $\Gamma$  и диод  $D$ , который разделяет силовую цепь и генератор  $\Gamma$  до момента включения SID.

В исходном состоянии конденсатор  $C_0$  заряжен до силового напряжения  $U_0$ . Это напряжение приложено к SID и диоду  $D$ . При включении генератора  $\Gamma$  через SID протекает ток управления  $I_y$ , осуществляющий зарядку его собственной емкости. В результате напряжение на SID быстро нарастает до момента его переключения. В процессе

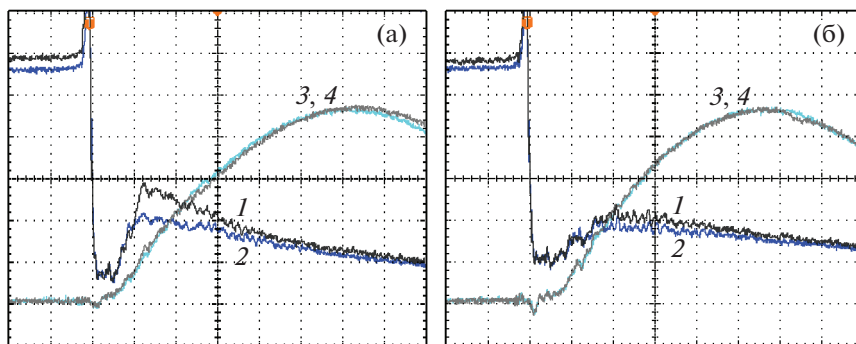


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на  $SID_0$  (1),  $SID_1$  (2) и силового тока (3, 4) при токе управления 150 А (а) и 250 А (б). Масштаб по вертикали: напряжения – 400 В/деление, тока – 400 А/деление; по горизонтали – 20 нс/деление.

нарастания запускающего напряжения дроссель  $L_0$  имеет большую индуктивность и препятствует ответвлению тока  $I_y$  в конденсатор  $C_0$ . Через несколько наносекунд после включения SID сердечник дросселя  $L_0$  насыщается, его индуктивность становится очень малой и практически не препятствует разряду  $C_0$ . При этом в SID коммутируется силовой ток  $I$ .

Генератор  $\Gamma$  построен по схеме, рассмотренной в [10]. Он содержит индуктивный накопитель энергии  $L_2$ , прерыватель тока в виде блока дрейфовых диодов с режимом восстановления (д.д.р.в.) [11] и коммутаторы  $T_1$ ,  $T_2$  в виде блоков IGBT-транзисторов с форсированным запуском [12]. При включении коммутатора  $T_1$  через блок д.д.р.в. в прямом направлении протекает короткий ( $\sim 400$  нс) ток  $I_F$ , являющийся током разряда конденсатора  $C_1$ , предварительно заряженного до напряжения  $\sim 2$  кВ.

В результате происходит зарядка конденсатора  $C_2$  и накопление электронно-дырочной плазмы в диодных структурах блока д.д.р.в. В момент зарядки  $C_2$  до максимального напряжения включается коммутатор  $T_2$ , и через блок д.д.р.в. в обратном направлении протекает ток  $I_R$ . Он обеспечивает быстрый ( $\sim 180$  нс) вынос накопленной плазмы и очень быстрое ( $\sim 2$  нс) выключение диодов блока д.д.р.в. в момент, когда величина заряда, пропущенного через них при протекании тока  $I_R$ , достигает величины заряда, накопленного при протекании тока  $I_F$ .

Так как в момент разряда  $C_2$  до нуля через диоды блока д.д.р.в. в обратном направлении пропускается такой же заряд, как ранее пропускался в прямом направлении при зарядке  $C_2$  до максимального напряжения, то их выключение происходит в момент полного разряда  $C_2$  при максимальном токе  $I_R$ , протекающем через индуктивность  $L_2$ . В процессе выключения блока д.д.р.в.

ток индуктивности  $L_2$  быстро коммутируется в SID и является током управления  $I_y$ .

В результате напряжение на SID резко нарастает до величины, при которой в тиристорных секциях его структуры инициируется процесс ударной ионизации. Он формируется при использовании энергии, накопленной в собственных емкостях тиристорных секций к моменту их переключения и энергии индуктивности  $L_2$ , которая передается в SID при протекании тока управления.

Процесс ударной ионизации развивается интенсивно, если ток индуктивности  $L_2$  в течение всего времени переключения SID обеспечивает высокое напряжение на его структуре, определяющее высокую напряженность электрического поля. Для этого энергия, накопленная в индуктивности  $L_2$  к моменту включения SID, должна быть достаточно велика.

Сравнительные исследования  $SID_0$  и  $SID_1$  проводились при силовом напряжении  $\sim 2$  кВ и разных токах управления.

На рис. 3 приведены осциллограммы падения напряжения на  $SID_0$  (кривые 1) и  $SID_1$  (кривые 2) при коммутации практически одинакового силового тока  $I = 1.9$  кА (кривые 3, 4). Переключение динисторов осуществлялось током управления 150 А (рис. 3а) и 250 А (рис. 3б). Примерное равенство амплитуд силового тока в экспериментах с  $SID_0$  и  $SID_1$  обеспечивалось путем незначительного изменения напряжения зарядки силового конденсатора. При увеличении тока управления до 350 А падение напряжения на динисторах практически не изменялось.

Осциллограммы на рис. 4 иллюстрируют процесс переключения  $SID_0$  (рис. 4а) и  $SID_1$  (рис. 4б) при токах управления 150 и 250 А (кривые 1 и 2). Как видно из осциллограмм, напряжение на динисторах за время  $\sim 2$  нс нарастает до уровня  $\sim 4$  кВ,

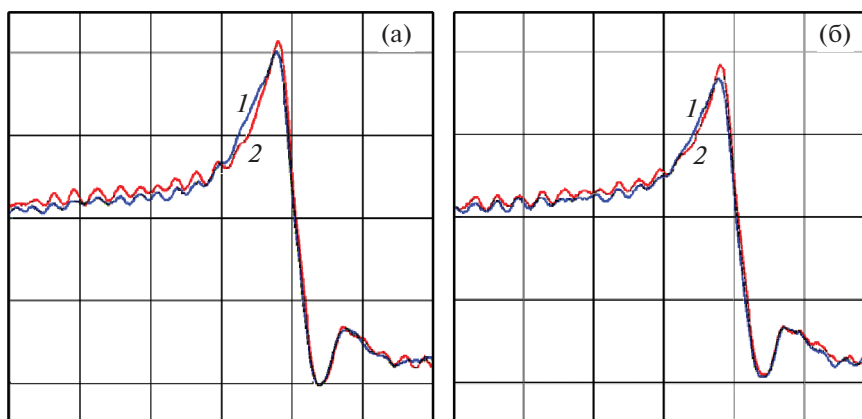


Рис. 4. Осциллограммы напряжения в процессе переключения  $SID_0$  (а) и  $SID_1$  (б) при токе управления 150 А (1) и 250 А (2). Масштаб по вертикали 1 кВ/деление, по горизонтали – 2 нс/деление.

при котором происходит их включение за время  $< 1$  нс.

Из осциллограмм на рис. 3 следует, что при коммутации практически одинаковых импульсов силового тока падение напряжения на  $SID_0$  и  $SID_1$  имеет близкую величину при достаточно большом токе управления (250 А). При токе управления 150 А падение напряжения на  $SID_0$ , выполненных с меньшей суммарной площадью шунтов анодного и катодного эмиттеров и без их осевого совмещения, существенно превышает падение напряжения на  $SID_1$ , что свидетельствует о меньшей интенсивности процесса ударной ионизации в  $SID_0$ .

Полученные результаты могут быть объяснены следующим образом.

В момент инициирования процесса ударной ионизации в тиристорных секциях  $SID_1$  собственные емкости диодных секций его полупроводниковой структуры заряжены до высокого напряжения протекающим через них током управления  $I_y$ . В процессе переключения тиристорных секций через них протекает ток  $I_y$  и дополнительный ток  $I_d$ , являющийся током разряда собственных емкостей соседних диодных секций. В результате в тиристорные секции коммутируется дополнительная энергия, которая стимулирует развитие процесса ударной ионизации. Так как в  $SID_1$  диодные секции плотно окружают тиристорные секции, то величина тока  $I_d$  может быть соизмерима с величиной тока  $I_y$ . При этом ток  $I_d$  существенно повышает интенсивность процесса ударной ионизации в тиристорных секциях, особенно в режимах переключения SID при недостаточно большом токе  $I_y$ .

В  $SID_0$  суммарная площадь шунтов анодного и катодного эмиттеров меньше, чем в  $SID_1$ , они расположены хаотично и не образуют диодных

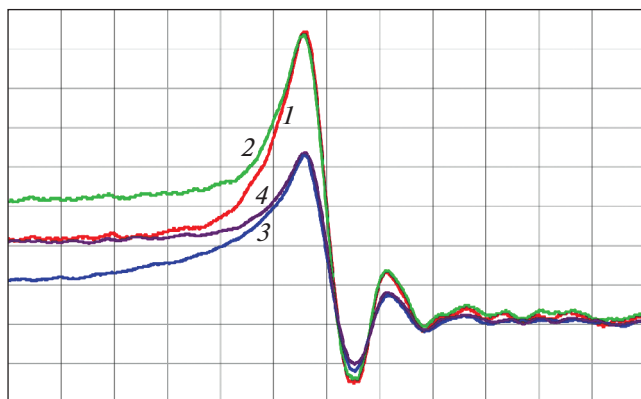
секций. В результате интенсивность процесса ударной ионизации в структурах  $SID_0$  определяется, в основном, величиной тока управления  $I_y$ . Если она недостаточна, то проводимость  $SID_0$  после переключения снижается.

Нами были также исследованы коммутационные возможности оптимизированных SID с увеличенным диаметром структур, которые были способны блокировать более высокое стационарное напряжение.

Для проведения экспериментов были изготовлены опытные образцы SID с диаметром структур 24 мм, имеющие предельное стационарное напряжение 3.5 кВ ( $SID_2$ ) и 2.5 кВ ( $SID_3$ ). Структуры динисторов были изготовлены из пластин кремния с удельным сопротивлением 200 и 90 Ом · см и толщиной 700 и 400 мкм соответственно. Диодные секции в их полупроводниковых структурах имели такие же размеры и такую же плотность, как и в выше рассмотренных  $SID_1$ .

На рис. 5 показаны типичные осциллограммы напряжения на  $SID_2$  (кривые 1, 2) и  $SID_3$  (кривые 3, 4) в процессе их переключения на стенде рис. 2 при отключенной цепи конденсатора  $C_0$  (без коммутации силового тока). Они получены при токе управления  $I_y = 350$  А и соответствуют разной величине силового напряжения  $U_0$ : соответственно 2 и 3 кВ для  $SID_2$  и 1 и 2 кВ для  $SID_3$ . В этих условиях напряжение переключения  $SID_2$  и  $SID_3$  составляет соответственно 7.3 и 4.3 кВ. Оно примерно в 2 раза превышает величину предельного напряжения, которое  $SID_2$ ,  $SID_3$  способны блокировать в стационарном состоянии.

На рис. 6а приведены типичные осциллограммы напряжения на  $SID_2$  в процессе их переключения при токе управления 350, 250 и 150 А (кривые 1, 2, 3). На рис. 6б показаны аналогичные осцилло-

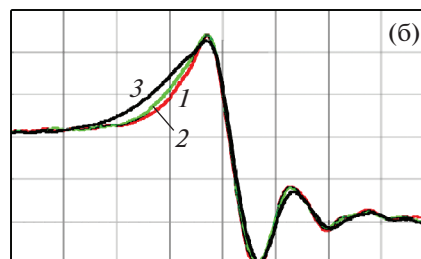
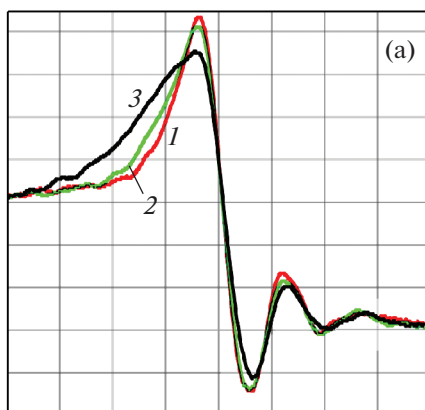


**Рис. 5.** Сравнение напряжений на высоковольтном  $SID_2$  (1, 2) и низковольтном  $SID_3$  (3, 4) при их переключении. Масштаб по вертикали 1 кВ/деление, по горизонтали – 2 нс/деление.

граммы, иллюстрирующие процесс переключения  $SID_3$ .

Из осциллограмм на рис. 6б следует, что при уменьшении тока управления с 350 до 250 А напряжение на  $SID_3$  в момент их включения практически не изменяется, что определяет одинаковые начальные условия для развития процесса ударной ионизации. При  $I_y = 250$  А напряжение включения  $SID_2$  (рис. 6а) становится немного меньше, чем при  $I_y = 350$  А, что обуславливает возможность уменьшения интенсивности процесса ударной ионизации.

При токе управления 150 А  $SID_2$  и  $SID_3$  включаются при заметно меньшем напряжении. При этом на более высоковольтных  $SID_2$  напряжение включения уменьшается сильнее, чем на  $SID_3$ , что существенно влияет на развитие процесса ударной ионизации в его структуре. Об этом свидетельствует увеличение времени включения  $SID_2$ .



**Рис. 6.** Осциллограммы напряжения в процессе переключения высоковольтного  $SID_2$  (а) и низковольтного  $SID_3$  (б) при токе управления 350 А (1), 250 А (2) и 150 А (3). Масштаб по вертикали 1 кВ/деление, по горизонтали – 2 нс/деление.

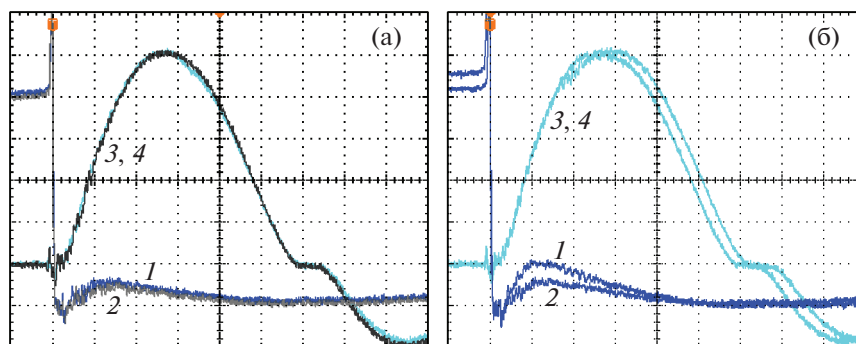
На рис. 7а приведены типичные осциллограммы падения напряжения на  $SID_2$  (кривая 1) и на  $SID_3$  (кривая 2), полученные при коммутации импульсов силового тока (кривые 3, 4) с амплитудой 2 кА. Переключение динисторов осуществлялось током управления  $I_y = 350$  А при силовом напряжении  $\sim 2$  кВ. На рис. 7б показаны аналогичные осциллограммы, соответствующие току управления 250 А.

Из осциллограмм на рис. 7а следует, что при  $I_y = 350$  А в процессе коммутации одинаковых импульсов силового тока с длительностью 220 нс  $SID_2$  и  $SID_3$  имеют близкое по величине падение напряжения, несмотря на разную толщину структур и удельное сопротивление исходного кремния. Осциллограммы на рис. 7б свидетельствуют, что при уменьшении тока управления до 250 А падение напряжения на  $SID_2$  становится существенно больше, чем на  $SID_3$ .

При дальнейшем уменьшении тока управления падение напряжения на динисторах возрастало, причем на  $SID_2$  более резко, чем на  $SID_3$ . При  $I_y = 150$  А происходил пробой динисторов типа  $SID_2$ .

При токе управления 350 А было продолжено сравнительное исследование динисторов в режиме коммутации импульсов силового тока с такой же амплитудой (2 кА), но с существенно большей длительностью (100 мкс). Для этого в схеме стенда на рис. 2 были увеличены индуктивность силовой цепи и емкость силового конденсатора  $C_0$ . В этих условиях напряжение на  $SID_2$  в максимуме силового тока было значительно больше, чем на  $SID_3$  (соответственно 5 и 3 В).

Полученные результаты могут быть объяснены при рассмотрении осциллограмм на рис. 5, из которых следует, что напряжение на  $SID_2$  в момент



**Рис. 7.** Осциллограммы силового тока (3, 4) и напряжения на высоковольтном  $SID_2$  (1) и низковольтном  $SID_3$  (2) при токе управления 350 А (а) и 250 А (б). Масштаб по вертикали: напряжения – 400 В/деление, тока – 400 А/деление; по горизонтали – 40 нс/деление.

его переключения в 1.8 раза больше напряжения в момент включения  $SID_3$ . Так как полупроводниковая структура  $SID_2$  во столько же раз шире, то можно допустить, что включение  $SID_2$  и  $SID_3$  происходит в условиях с близкой напряженностью электрического поля в их структурах. В результате процессы ударной ионизации в  $SID_2$  и  $SID_3$  протекают примерно одинаково, что определяет близкую по величине проводимость после их переключения.

При протекании силового тока модуляция стационарной проводимости базовых слоев  $SID_2$ ,  $SID_3$  осуществляется в результате диффузии электронов и дырок, инжектированных из эмиттеров. Так как скорость диффузии сравнительно мала, то при малой длительности силового тока проводимость диноисторов к моменту его окончания возрастает незначительно по сравнению с начальной проводимостью после включения. При большой длительности силового тока падение напряжения на  $SID_2$ ,  $SID_3$  соответствует стационарному значению.

Существенное уменьшение проводимости  $SID_2$  при уменьшении тока управления до 250 А подтверждает, что даже небольшое снижение напряжения в момент их переключения (см. рис. 6а) сильно влияет на развитие процесса ударной ионизации. Разрушение высоковольтных  $SID_2$  при  $I_y = 150$  А свидетельствует о локализации силового тока.

Бликие коммутационные потери энергии в  $SID_2$ ,  $SID_3$ , полученные при достаточно больших токах управления, дают определенные преимущества более высоковольтным  $SID_2$ , так как они могут быть использованы в цепях с более высоким силовым напряжением. Их основным недостатком является необходимость обеспечения более высокой мощности импульсов запуска по сравнению с  $SID_3$ .

Сравнение напряжений на оптимизированных  $SID$  с диаметром 20 и 24 мм (рис. 3б и рис. 7а) показывает, что при коммутации близких по величине импульсов силового тока они изменяются фактически обратно пропорционально рабочей площади. Это свидетельствует о достаточно равномерном распределении силового тока. Можно предположить, что полученный результат обусловлен введением в структуры  $SID$  равномерно распределенных диодных секций, которые повышают однородность процесса переключения.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что встроенные в структуры оптимизированных  $SID$  диодные секции позволяют повысить эффективность процесса их переключения. В этой связи создается возможность дальнейшей оптимизации конструкции  $SID$  путем изменения размеров и формы диодных секций. Так, например, интересным представляется использование диодных секций с сечением в виде квадратов или равносторонних шестиугольников. При этом тиристорные секции структуры  $SID$  будут полностью охвачены диодными секциями, что обеспечит более однородное влияние диодных секций на процесс их переключения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V., Kardo-Sysoev A., Tchashnicov I., Yarin P. // Proc. 22nd Int. Power Modulator Symp., Boca Raton, FL, USA. 1996. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2007. № 2. С. 87.
3. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. № 2. Part 1. P. 378. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
4. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2009. № 5. С. 90.



5. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Коротков Д.А.* // ПТЭ. 2014. № 4. С. 67.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816214040065>
6. *Гусев А.И., Любутин С.К., Рукин С.Н., Цыранов С.Н.* // ПТЭ. 2015. № 3. С. 65.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020184>
7. *Gusev A., Lyubutin S., Rukin S., Tsyranov S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. № 10. Part 1. P. 1888.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
8. *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 15. С. 950.
9. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
10. *Коротков С.В., Воронков В.Б., Аристов Ю.В.* // ПТЭ. 2015. № 4. С. 48.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816215040072>
11. *Grekhov I., Efanov V., Karido-Sysoev A., Shenderoy S.* // Solid State El. 1985. V. 28. № 6. P. 597.
12. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А.* // ПТЭ. 2018. № 1. С. 42.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010202>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 533.9.03+533.9.08

ПРОДОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В РЕЖИМАХ ОМИЧЕСКОГО  
И ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО НАГРЕВА  
ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М<sup>1</sup>

© 2020 г. А. И. Мещеряков<sup>а,\*</sup>, И. Ю. Вафин<sup>а</sup>, И. А. Гришина<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

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

Поступила в редакцию 06.04.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 16.04.2020 г.

Для измерения радиального распределения продольного электрического поля использована методика определения продольного электрического поля по спектру мягкого рентгеновского излучения. В режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М были измерены статистически достоверные спектры мягкого рентгеновского излучения. Получено, что продольное поле распределено примерно равномерно по радиусу. Сравнение измеренных спектров мягкого рентгеновского излучения (SXR) с модельным спектром тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле показало, что при энергиях  $W > 3$  кэВ измеренный спектр заметно отклоняется не только от максвелловского, но и от модельного спектра тормозного излучения замагниченной плазмы в электрическом поле. По SXR-спектрам, измеренным в режиме электронного циклотронного резонансного (э.ц.р.) нагрева плазмы (без тока омического нагрева), проведены оценки продольного электрического поля, которое может возникать в плазме за счет токов увлечения, создающихся при э.ц.р.-нагреве. Измерена зависимость величины электрического поля от плотности плазмы и показано, что она согласуется с зависимостью от плотности разностного тока, протекающего по плазме.

DOI: 10.31857/S0032816220050195

## 1. ВВЕДЕНИЕ

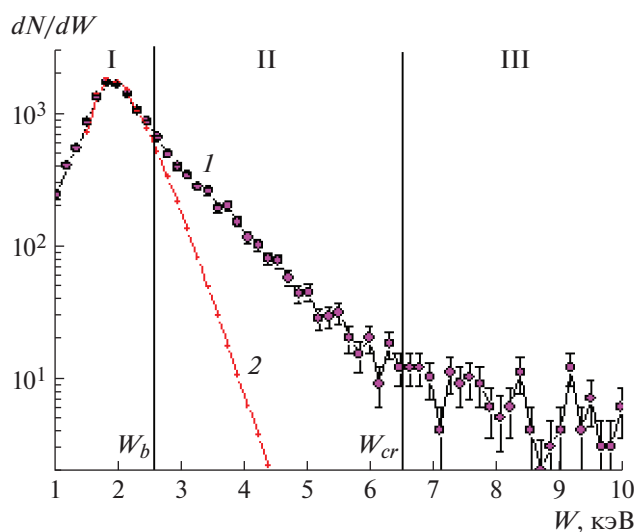
В данной работе описаны эксперименты по определению продольного электрического поля и его радиального распределения в плазме стелларатора Л-2М.

Продольное электрическое поле является важной характеристикой плазмы. Его измеряют на любой установке с магнитным удержанием плазмы. Напряженность электрического поля необходимо знать при решении некоторых задач, например при вычислении эффективного заряда плазмы по ее проводимости. При этом также важно знать распределение продольного электрического поля по малому радиусу плазмы [1]. Однако в настоящее время продольное электрическое поле вычисляют по измеренному напряжению на обходе тора. При этом предполагается, что электрическое поле однородно распределено по малому радиусу тора, и для всех магнитных поверхностей токовые трубки имеют одинаковую длину, равную  $2\pi R$  (где  $R$  — большой радиус тора).

Как будет показано ниже, в тороидальных магнитных ловушках эти условия в общем случае не выполняются. Поэтому получаемое таким образом значение напряженности электрического поля является лишь оценкой, которая дает его некоторую усредненную характеристику. В данной работе описан метод измерения радиального распределения продольного электрического поля, основанный на анализе спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы, который позволяет определить напряженность электрического поля для каждой магнитной поверхности.

В режиме омического нагрева в тороидальных магнитных ловушках происходит ускорение электронов в вихревом электрическом поле, что приводит к искажению функции распределения электронов по энергии и появлению убегающих электронов. Эти искажения можно видеть на спектрах мягкого рентгеновского излучения (SXR-спектрах). Типичный вид SXR-спектра, измеренного на стеллараторе Л-2М в омическом режиме, представлен в полулогарифмическом масштабе на рис. 1. Кривая 1 соответствует экспериментальному спектру (экспериментальные точки приведены со статистическими ошибками), кривая 2 —

<sup>1</sup> Материалы XVIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» (11–13 сентября 2019 г., с. Красное, поселение Краснопахорское, Москва, Россия)



**Рис. 1.** Типичный вид SXR-спектров, измеряемых на стеллараторе Л-2М в омическом режиме нагрева. 1 – экспериментальный спектр, 2 – максвелловский спектр с температурой, соответствующей тепловой части спектра 1; I и II – диапазоны энергии квантов, в которых спектр соответственно является максвелловским и заметно отличается от максвелловского, III – диапазон энергии, соответствующий убегающим электронам.

максвелловскому спектру с температурой, соответствующей тепловой части спектра 1.

Согласно рис. 1, существуют три различных диапазона энергии, в которых SXR-спектр выглядит по-разному. Первый диапазон (I) соответствует малым энергиям,  $W < W_b = 2.7$  кэВ, когда спектр близок к максвелловскому. Здесь  $W$  – энергия электронов, а  $W_b$  – энергия, начиная с которой обнаруживаются заметные отклонения экспериментального спектра от максвелловского. По этому участку определяют температуру тепловых электронов.

Во втором диапазоне энергий (II),  $2.7 < W < 7$  кэВ, спектр уже заметно отличается от максвелловского. Электроны ускоряются в электрическом поле и приобретают между столкновениями достаточно большую энергию, но еще не становятся убегающими.

Третий диапазон энергии (III) соответствует убегающим электронам, энергия которых  $W > W_{cr} = T_e / (2\gamma)$ , где  $\gamma = E / E_{cr}$ , а  $E_{cr}$  – критическое поле Драйзера. В настоящее время общепринятое выражение для критического поля Драйзера выглядит следующим образом [2]:

$$E_{cr} = 4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda) / T_e,$$

где  $n_e$  и  $T_e$  – электронные плотность и температура плазмы соответственно;  $e$  – заряд электрона;  $\ln(\Lambda)$  – кулоновский логарифм.

Образование убегающих электронов и сопутствующие этому явлению физические процессы исследованы достаточно подробно (см, например, [2–6]).

Предметом исследований данной работы является вид SXR-спектров (их отклонение от максвелловского спектра) в промежуточном диапазоне энергий  $W_b < W < W_{cr}$ .

В отличие от омического нагрева, при электронном циклотронном резонансном (э.ц.р.) нагреве в плазме не создается индукционный ток за счет вихревого электрического поля. Однако измеряемые в режиме э.ц.р.-нагрева SXR-спектры также не являются максвелловскими. В работе [7] исследовалась форма SXR-спектров, возникающих при э.ц.р.-нагреве плазмы. Там же выдвинута гипотеза о причине возникновения немаксвелловских SXR-спектров, но окончательного объяснения механизма формирования спектров не было получено.

В данной работе для режимов омического и э.ц.р.-нагрева по измеренным SXR-спектрам определена энергия  $\gamma$ -квантов  $W_b$ , начиная с которой можно считать заметными отклонения измеренных SXR-спектров от максвелловского. На основании работ [8, 9], где получено выражение, связывающее эту энергию с продольным электрическим полем, в котором происходит ускорение электронов в омическом режиме, получены оценки для продольного электрического поля как функции малого радиуса плазмы. Обсуждаются вид SXR-спектров в указанном энергетическом диапазоне и его соответствие модельному спектру тормозного излучения, рассчитанному для замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле. Рассмотрены возможность возникновения продольных электрических полей в режиме э.ц.р.-нагрева и их влияние на вид SXR-спектров.

## 2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на стеллараторе Л-2М. Это классический двухзаходный стелларатор (заходность винтовой обмотки  $l = 2$ , число периодов поля при обходе тора  $N = 7$ ) с большим радиусом тора  $R = 1$  м, радиусом плазмы  $a = 0.115$  м и тороидальным магнитным полем  $B_0 = 1.34$  Тл [6]. Угол вращательного преобразования, создаваемый магнитной системой, меняется от  $\iota = 0.18$  на магнитной оси системы до  $\iota = 0.78$  на границе плазмы.

Установка может работать как в режиме омического нагрева плазмы, так и в режиме э.ц.р.-нагрева. В режиме омического нагрева эксперименты проводились при токе  $I_p = 18$ – $20$  кА и средней по центральной хорде плотности плазмы  $n_e = (1.5$ – $2.5) \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>. Напряжение на обходе тора было в диа-

пазоне 2.5–3.5 В. В режиме э.ц.р.-нагрева для создания и нагрева плазмы использовался гиротронный комплекс, осуществляющий нагрев плазмы на второй гармонике гирочастоты электронов (75 ГГц). В описываемых экспериментах мощность гироторонов составляла 100–200 кВт. Область электронного циклотронного резонанса находилась на магнитной оси установки. Для уменьшения поступления примесей в плазму на стеллараторе периодически выполнялась процедура боронизации вакуумной камеры [10].

Для измерения SXR-спектров в данных экспериментах был использован спектрометр мягкого рентгеновского излучения [11], работающий в диапазоне энергий от 1 до 80 кэВ и обладающий максимальной скоростью счета  $V = 1.5 \cdot 10^5$  квантов/с. Спектральное разрешение прибора было измерено с использованием источника радиоактивного излучения  $^{55}\text{Fe}$ . Оно составило  $\Delta E = 320$  эВ в диапазоне энергий вблизи 6 кэВ.

В приборе используется кремниевый детектор, легированный литием, Si(Li). Обработка сигналов осуществляется с помощью процессора импульсных сигналов SBS-78 (производитель Green star). Дополнительно установлен DL-формирователь импульсов, укорачивающий входной импульс до 150 нс, поэтому время формирования импульса ограничено этой величиной. Прибор всегда работает с режекцией наложенных импульсов, причем временное разрешение режектора составляет 150 нс. Это означает, что импульсы, пришедшие с интервалом меньше 150 нс, при обработке отбрасываются.

В экспериментах с помощью входного коллиматора можно было добиться, чтобы входные загрузки процессора импульсных сигналов всегда находились в диапазоне  $10^4$ – $10^5$  импульсов/с. При этом форма измеряемых спектров, т.е. наличие двух линейных участков, сохранялась во всем диапазоне изменения загрузки. В спектрометре используются только фильтры из бериллия. Помимо фильтра толщиной 100 мкм, экранирующего детектор, есть возможность использовать дополнительные входные бериллиевые фильтры с толщинами 100, 180, 530 и 670 мкм.

### 3. ПРОФИЛИ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Типичный вид SXR-спектра, измеренного в режиме омического нагрева, показан на рис. 1. Согласно рисунку, SXR-спектр заметно отличается от максвелловского, начиная с энергии  $\gamma$ -квантов  $W = 2.7$  кэВ.

В работе [8] рассчитан спектр тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле в области энергий  $2 < W/T_e < \gamma^{-1/2}$ . Из этих расчетов следует, что если  $\gamma^{1/2}W/T_e \sim 1$ , то

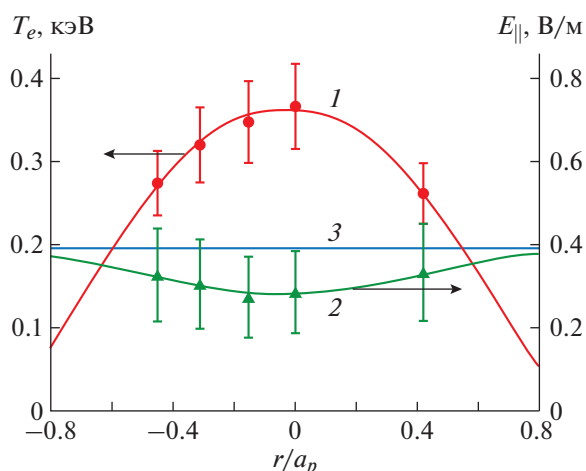


Рис. 2. Радиальные распределения: 1 — электронной температуры, 2 — продольного электрического поля; 3 — продольное электрическое поле, вычисленное по напряжению на обходе.

отклонение интенсивности рассчитанного спектра от интенсивности максвелловского спектра имеет порядок самой интенсивности максвелловского спектра. Будем считать это условие критерием появления заметных отклонений измеряемого спектра от максвелловского.

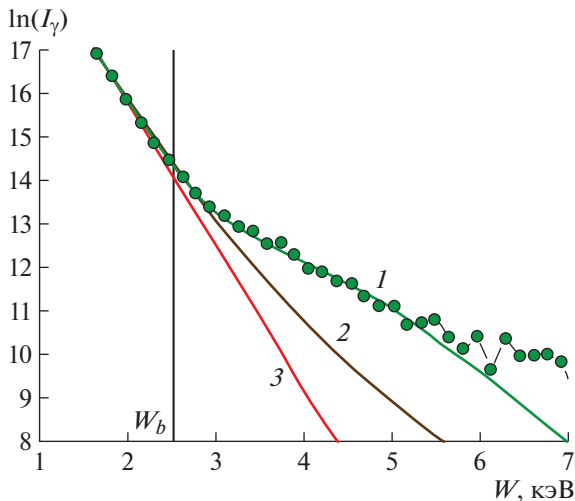
Выше мы обозначили энергию электронов, при которой отклонение спектра от максвелловского становится заметным, через  $W_b$ . Тогда, согласно [9], величина продольного электрического поля, в котором происходило ускорение частиц, может быть оценена из соотношения

$$E_{||} = 4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda) T_e / (W_b)^2. \quad (1)$$

Для спектра, приведенного на рис. 1,  $E_{||} \sim 0.35$  В/см.

Данная методика оценки продольного электрического поля была использована для получения радиального распределения продольного электрического поля в режиме омического нагрева плазмы. С помощью сканирующего спектрометра были измерены SXR-спектры по различным хордам в поперечном сечении плазменного шнура. По максвелловским участкам этих спектров было построено радиальное распределение температуры электронов (рис. 2, кривая 1).

Также были определены значения энергии  $W_b$ , при которых начинаются заметные отклонения от максвелловского спектра. По этим данным с использованием формулы (1) было построено радиальное распределение продольного электрического поля (рис. 2, кривая 2). Видно, что в омическом режиме нагрева измеренное продольное электрическое поле примерно равномерно распределено по радиусу, а по величине согласуется с электрическим полем, вычисленным по напряжению на обходе (кривая 3 на рис. 2).



**Рис. 3.** Экспериментальный SXR-спектр плазмы в режиме омического нагрева (1); модельный спектр тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле (2); максвелловский спектр (3).

В работе [12] была вычислена функция распределения электронов по энергии замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле. С использованием результатов этой работы нами был получен модельный спектр тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле, показанный на рис. 3 (кривая 2).

Там же (см. рис. 3, кривая 1) приведены SXR-спектр излучения плазмы, восстановленный из спектра на рис. 1, с учетом эффективности поглощения излучения в детекторе и максвелловский спектр (кривая 3). Видно, что учет продольного электрического поля приводит к сильному отклонению модельного спектра (см. рис. 3, кривая 2) от максвелловского. Однако учет только продольного электрического поля не обеспечивает хорошего согласования модельного спектра с экспериментальным. В диапазоне энергий до  $10T_e$  (т.е. до 3 кэВ) экспериментальный спектр (кривая 1) хорошо согласуется с теоретическим для  $\gamma = 0.02$  (кривая 2). При больших энергиях заметно отклонение спектра не только от максвелловского (кривая 3), но и от модельного спектра тормозного излучения плазмы в электрическом поле (кривая 2).

Очевидно, что, кроме ускорения в электрическом поле, существуют еще дополнительные механизмы ускорения электронов, которые приводят к формированию наблюдаемого в эксперименте спектра.

Рассмотрим возможность влияния стеллараторно-запертых электронов на функцию распределения электронов по энергии плазмы в электрическом поле. Присутствие в плазме стеллараторно-запертых электронов уменьшает проводимость плазмы [13], поскольку такие частицы участвуют в столкновениях, но не в переносе тока. Поэтому они не ускоряются и не приобретают дополнительную энергию в электрическом поле. Следовательно, наличие стеллараторно-запертых частиц не может приводить к искажению спектров мягкого рентгеновского излучения.

Мы считаем, что функция распределения электронов по энергии может искажаться вследствие того, что электроны приобретают дополнительную энергию при взаимодействии с волнами, возбуждаемыми в плазме. Одним из таких механизмов набора энергии может служить взаимодействие с плазменными волнами. Дисперсионное уравнение для плазменных волн имеет вид:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + (3/2)k^2(v_{Te})^2,$$

где  $\omega_{pe}$  – плазменная Ленгмюровская частота;  $k$  – волновой вектор;  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов.

Поглощение энергии волны электронами может происходить за счет механизма затухания Ландау при условии  $v_{ph} \approx v_e$ , где  $v_{ph}$  – продольная фазовая скорость волны, а  $v_e$  – скорость электронов вдоль магнитного поля.

Это условие позволяет оценить фазовую скорость плазменной волны в предположении, что искажение спектра связано с поглощением плазменной волны электронами. По рис. 3 можно оценить скорость  $v_e$  по энергии электронов  $W_e$ , начиная с которой экспериментальный спектр отходит от модельного. В данном случае  $W_e = 3$  кэВ. Тогда  $k = 7.4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ , а  $\lambda \sim 0.85 \text{ мм}$ .

На стеллараторе Л-2М отсутствуют диагностические, с помощью которых можно экспериментально обнаружить возбуждение плазменных волн в режиме омического нагрева. Однако известно, что плазменные волны эффективно возбуждаются электронным пучком [14]. В режиме омического нагрева такими пучками могут служить пучки убегающих электронов. Таким образом, мы считаем, что поглощение плазменных волн электронами плазмы может приводить к отклонению экспериментального SXR-спектра от модельного спектра тормозного излучения плазмы в продольном электрическом поле.

#### 4. SXR-СПЕКТРЫ ПЛАЗМЫ В РЕЖИМЕ Э.Ц.Р.-НАГРЕВА

SXR-спектр, измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме э.ц.р.-нагрева плазмы при мощности нагрева  $P = 100$  кВт и плотности плазмы  $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , показан на рис. 4. Этот спектр также не является максвелловским, как и спектры, измеренные в режиме омического нагрева.

Прямая линия на рис. 4 соответствует максвелловскому спектру.

В отличие от омического нагрева, при э.ц.р.-нагреве в плазме не создается индукционный ток при помощи вихревого электрического поля, но, как известно, создаются неиндукционные токи увлечения (эффект current drive). В токамаках э.ц.р.-нагрев специально используют для создания токов увлечения (см., например, [15]).

В работе [16] были проведены расчеты, показавшие, что при э.ц.р.-нагреве на стеллараторе Л-2М также должны возникать токи увлечения. Их величина несколько меньше, чем величина тока по плазме в омическом режиме, и, согласно расчетам, они должны нарастать до максимальной величины  $I_{cd} = 2$  кА за время  $\sim 0.2$  мс [16].

Наличие этих токов в экспериментах по э.ц.р.-нагреву плазмы в стеллараторе Л-2М было подтверждено экспериментально. Суммарный ток, протекающий по плазме, измерялся в эксперименте поясом Роговского. В отдельных разрядах (с закороченной первичной обмоткой трансформатора) он нарастал в течение всего импульса с.в.ч.-нагрева (10 мс) до величины  $I_p = 1.8$  кА, не достигая квазистационарного значения. Такая динамика плазменного тока в экспериментах по э.ц.р.-нагреву объясняется большой индуктивностью плазменного шнура вследствие наличия трансформатора, используемого при омическом нагреве.

Большая индуктивность шнура препятствует быстрому нарастанию тока. Расчеты показывают, что в стеллараторе Л-2М постоянная времени контура, включающего в себя плазменный шнур с трансформатором омического нагрева, составляет порядка 150 мс, а в режимах с закороченной первичной обмоткой трансформатора  $\sim 15$  мс. Поэтому измерить полную величину токов увлечения в течение импульса э.ц.р.-нагрева ( $t = 10$  мс) не удастся. При этом в плазме возникает э.д.с. самоиндукции (продольные вихревые электрические поля), приводящая к возникновению противотоков. Эти электрические поля должны влиять на спектр тормозного излучения плазмы точно так же, как и в режиме омического нагрева.

Используя методику, описанную в предыдущем разделе, можно оценить величину продольного электрического поля, считая, что отклонение спектра от максвелловского связано с электрическими полями, создаваемыми э.д.с. самоиндукции. Для спектра, показанного на рис. 4, продольное поле оказывается равным  $E_{\parallel} = 0.45$  В/м. Таким образом, можно предположить, что в условиях э.ц.р.-нагрева (так же как и в случае омического нагрева) отклонение SXR-спектра от максвелловского спектра вызвано наличием в плазме продольного электрического поля.

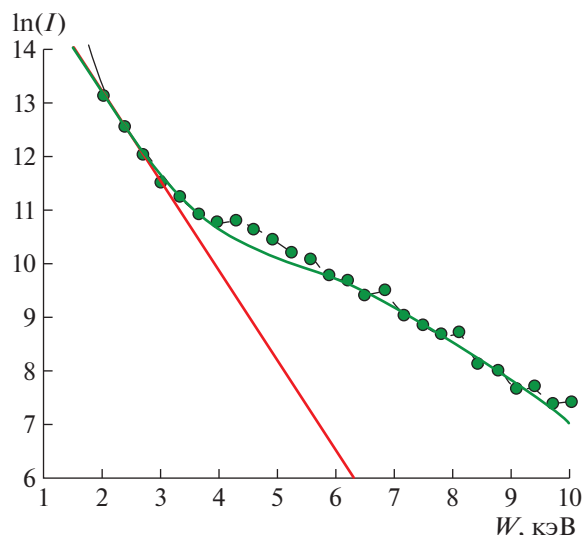


Рис. 4. SXR-спектр, измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме э.ц.р.-нагрева плазмы при мощности  $P = 100$  кВт и  $n_e = 1.8 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup> (точки). Прямая линия соответствует максвелловскому спектру.

На основании имеющейся на стеллараторе Л-2М базы данных по SXR-спектрам, измеренным в режиме э.ц.р.-нагрева, была построена зависимость продольного электрического поля, создаваемого неиндукционными токами, от плотности плазмы при мощности э.ц.р.-нагрева  $P = 100$  кВт (рис. 5, кривая 1). Согласно рисунку, с ростом плотности продольное электрическое поле уменьшается.

Аналогично выглядит зависимость от плотности максимального значения (в конце импульса э.ц.р.-нагрева) общего протекающего по плазме тока  $I_p$  (измеренного поясом Роговского). Этот ток представляет собой разность токов увлечения и возникающих противотоков (см. рис. 5, кривая 2). Кривые 1 и 2 близки друг к другу, поскольку обе эти зависимости отражают тот факт, что при увеличении плотности плазмы уменьшаются токи увлечения, а следовательно, уменьшается величина противотоков и напряженность вихревого электрического поля, измеряемого по данным спектров мягкого рентгеновского излучения.

## 5. ВЫВОДЫ

В режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М были измерены спектры мягкого рентгеновского излучения. Измерения показали, что на SXR-спектрах можно выделить тепловую часть, соответствующую надтепловой части и часть, соответствующую убегающим электронам. Сравнение измеренных SXR-спектров с модельным спектром тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле показало, что

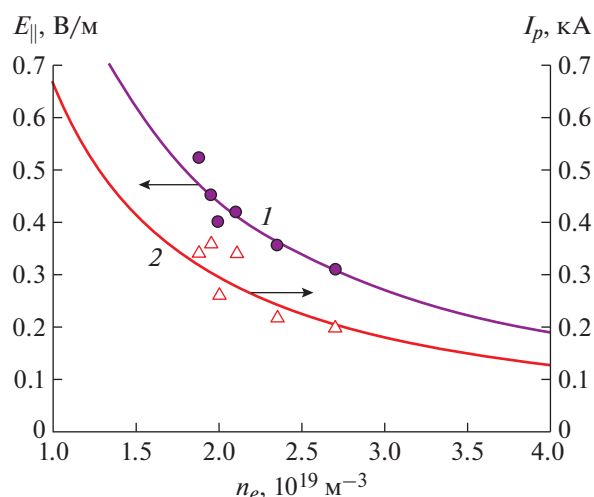


Рис. 5. Зависимости продольного электрического поля (1) и максимального значения измеренного плазменного тока (2) от плотности плазмы в режиме э.ц.р.-нагрева.

при энергиях  $W > 3$  кэВ измеренный спектр заметно отклоняется не только от максвелловского, но и от модельного спектра тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в электрическом поле. Отклонения измеренного спектра от модельного могут возникать из-за того, что в условиях омического нагрева возможно возбуждение плазменных волн и поглощение их электронами.

В режиме омического нагрева плазмы было определено радиальное распределение продольного электрического поля. Оказалось, что продольное поле примерно равномерно распределено по радиусу и его напряженность согласуется с величиной электрического поля, рассчитанного по напряжению на обходе.

По SXR-спектрам, измеренным в режиме э.ц.р.-нагрева, проведены оценки продольного электрического поля, которое может возникнуть в плазме за счет токов увлечения, создающихся при э.ц.р.-нагреве. Измерена зависимость величины электрического поля от плотности плазмы. Показано, что эта зависимость согласуется с зависимостью от плотности разностного тока, протекающего по плазме (тока, представляющего собой разность между токами увлечения и противотоками). На основании этого выдвинута гипотеза, что в условиях э.ц.р.-нагрева отклонение измеряемого SXR-спектра от максвелловского также вызвано наличием в плазме продольного электрического поля.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00609).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 4. С. 377.
2. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1993.
3. Equipe TFR // Nucl. Fusion. 1976. V. 16. P. 473. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/16/3/012>
4. Oomens A.M., Ornstein L.Th.M., Parker R.R., Schüller F.C., Taylor R.J. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 255. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.255>
5. Шевелев А.Е., Чугунов И.Н., Гусев В.К., Петров Ю.В., Рождественский В.В., Минеев А.Б., Сахаров Н.В., Дойников Д.Н., Изотов А.Л., Крикунов С.В., Найденов В.О., Подушникова К.А., Полуновский И.А., Гин Д.Б., Чугунов А.И. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 180.
6. Паралл В.В., Погуце О.П. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. Вып. 11. М.: Энергоиздат, 1982. С. 5.
7. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 6. С. 497. <https://doi.org/10.7868/S0367292117060117>
8. Kantor M.Yu. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 1162.
9. Kantor M.Yu., Altukhov A.B., Belik V.P., Esipov L.A., Kouprienko D.V., Shmaenok L.A., Yermolayev V.B. // Proc. of the 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. (St. Petersburg, 2003) ECA. 2003. V. 27A. P. 2.60. [http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P2\\_060.PDF](http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P2_060.PDF)
10. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеников С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 496.
11. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 84. <https://doi.org/10.1134/S0032816218050233>
12. Гуревич А.В., Димант Я.С., Днестровский Ю.Н., Смирнов А.П. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 4. С. 777.
13. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 15. <https://doi.org/10.1134/S1063780X16070084>
14. Barrett P.J., Jones H.G., Franklin R.N. // Plasma Phys. 1968. V. 10. P. 911.
15. Blanchard P., Alberti S., Coda S., Weisen H., Nikkola P., Klimanov I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2231.
16. Сахаров А.С., Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 584.

**АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС, РЕАЛИЗУЮЩИЙ СХЕМУ  
ОДНОВРЕМЕННОГО ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ  
БЫСТРОПРОТЕКАЮЩЕГО ПРОЦЕССА  
В ОТРАЖЕННОМ И ПРОХОДЯЩЕМ СВЕТЕ**

© 2020 г. С. И. Герасимов<sup>a,b,c,d,\*</sup>, В. И. Ерофеев<sup>c,d</sup>, М. И. Крутик<sup>e</sup>,  
К. В. Тотышев<sup>b</sup>, Е. Г. Косяк<sup>a</sup>, П. Г. Кузнецов<sup>a</sup>, Р. В. Герасимова<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Саровский физико-технический институт –  
филиал Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”  
Россия, 607186, Саров Нижегородской обл., ул. Духова, 6

<sup>b</sup> Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики  
Россия, 607190, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

<sup>c</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева  
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Минина, 24

<sup>d</sup> Институт проблем машиностроения РАН  
Россия, 603024, Н. Новгород, ул. Белинского, 85

<sup>e</sup> ООО НПП “НАНОСКАН”  
Россия, 107076, Москва, ул. Стромынка, 18

\*e-mail: s.i.gerasimov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.01.2020 г.

После доработки 27.02.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Описаны результаты разработки и приведены основные технические характеристики оптико-фото-электронного комплекса, предназначенного для одновременного получения изображений исследуемого быстропротекающего процесса в отраженном и проходящем свете и состоящего из двух устройств скоростной регистрации отечественного производства, импульсного источника света с газоразрядным точечным излучателем и полупрозрачного диффузно-рассеивающего экрана. Приведены примеры практического применения комплекса для получения информации в аэробаллистическом и газодинамических экспериментах, в том числе сопровождающихся интенсивным фоновым тепловым излучением.

DOI: 10.31857/S0032816220040254

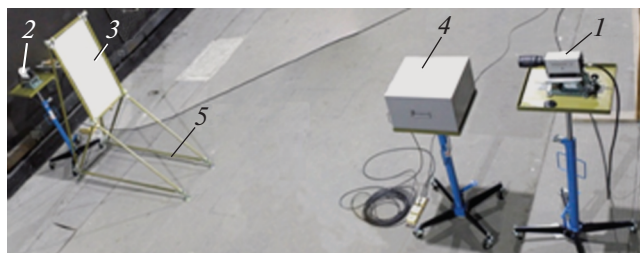
Увеличение скорости объекта исследований в ряде прикладных задач (баллистики, аэродинамики, физики взрыва и др.) сопровождается наличием фонового излучения, вызванного ионизацией окружающего газа, что снижает информативность фотографии процесса в отраженном свете. Повысить информативность картины можно, одновременно получив теневое изображение от того же источника света, имеющего точечные размеры излучателя. Это важно не только в случае гиперзвуковых скоростей, но и при сверхзвуковых режимах, когда фотография в отраженном свете позволяет наблюдать состояние поверхности исследуемого объекта (например, маркировку поверхности модели, наносимую для последующих фотограмметрических измерений), а теневая фотография позволяет анализировать спектр его обтекания.

Для реализации данной схемы разработан аппаратный комплекс, содержащий два устройства скоростной регистрации отечественного производства, импульсный источник света с газоразрядным точечным излучателем и полупрозрачный диффузно-рассеивающий экран (рис. 1).

Комплекс состоит из двух устройств для скоростной регистрации изображений, каждое из которых состоит из выносной электронно-оптической камеры (э.о.к.) с соответствующими цифровыми системами ввода изображения, управляющего компьютера с контроллерами ввода изображений на шине PCI, промышленного компьютера, соединительных кабелей и программного обеспечения для управления комплексом.

Параметры э.о.к.: спектральный диапазон чувствительности – 380...800 нм; задержка открытия затвора (“мертвое время”) – не более 80 нс; неста-





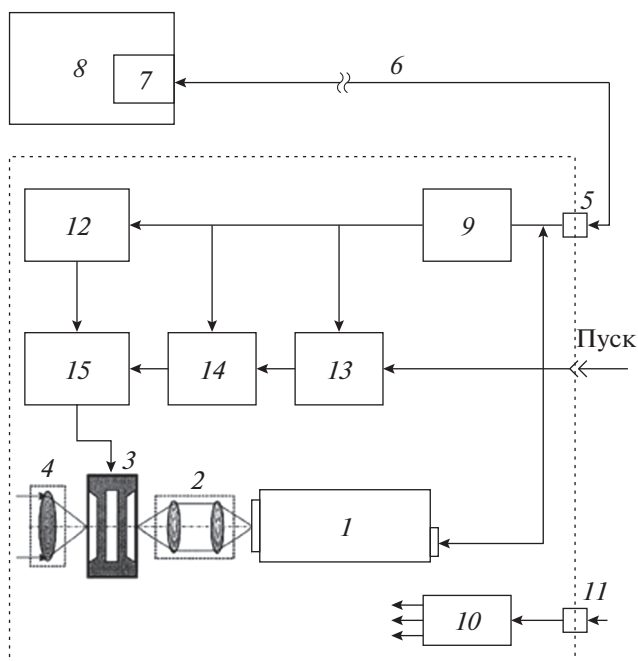
**Рис. 1.** Общий вид комплекса. 1 – камера для получения масштабных снимков в отраженном свете; 2 – камера для получения теневых спектров; 3 – диффузионно-рассеивающий полупрозрачный экран; 4 – импульсный источник света; 5 – гидравлические подставки.

бильность (джиттер) запуска камеры не более  $\pm 20$  нс; задержка запуска затворного импульса от 80 нс до 1300 мкс с шагом 20 нс; длительность затворного импульса от 40 нс до 20 мкс с шагом 40 нс.

Устройство для скоростной регистрации изображений (рис. 2) содержит цифровую видеокамеру 1, оптический вход которой связан через проекционный объектив 2 с выходом электронно-оптического преобразователя (э.о.п.) 3, оптический вход которого связан через входной объектив 4 с изображением регистрируемого объекта. Выход видеокамеры 1 соединен через разъем 5 и кабель связи 6 с контроллером 7 блока 8 приема и обработки информации.

Устройство содержит также интерфейсный модуль 9, источник 10 электропитания, связанный через соединительный разъем 11 с внешним источником электропитания (на рисунке не показан). Источник 10 предназначен для питания входящих в устройство функциональных блоков и узлов.

В устройство входят также программируемый высоковольтный источник питания 12 и последовательно соединенные программируемый формирователь 13 временных интервалов задержки, программируемый формирователь 14 длительности затворного импульса и формирователь 15 высоковольтного наносекундного затворного импульса. Вход интерфейсного модуля 9 связан через соответствующий соединительный разъем 5 с кабелем связи 6, а выход – с информационными входами программируемого высоковольтного источника 12, программируемого формирователя 13 временных интервалов задержки и программируемого формирователя 14 длительности затворного импульса. Выход программируемого высоковольтного источника 12 подключен к управляющему входу формирователя 15 высоковольтного затворного импульса, выход которого подключен к затвору э.о.п. 3. Запускающий вход программируемого формирователя 13

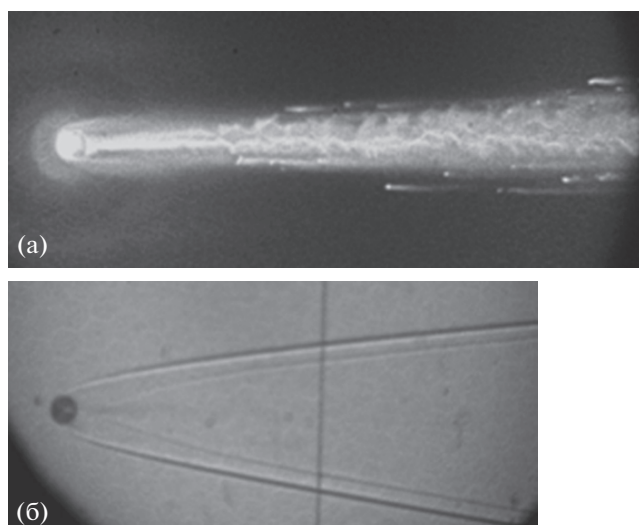


**Рис. 2.** Блок-схема устройства регистрации изображения. 1 – цифровая видеокамера; 2 – проекционный объектив; 3 – электронно-оптический преобразователь; 4 – входной объектив; 5 – разъем; 6 – кабель связи; 7 – контроллер; 8 – блок приема и обработки информации; 9 – интерфейсный модуль; 10 – источник электропитания; 11 – разъем; 12 – высоковольтный источник питания; 13 – формирователь временных интервалов задержки; 14 – формирователь длительности затворного импульса; 15 – формирователь высоковольтного наносекундного затворного импульса.

временных интервалов задержки подключен к входу “Пуск” устройства.

Режим многократной экспозиции, определяющий сколько раз будет открываться затвор э.о.п. при поступлении единственного импульса на разъем “Пуск”, устанавливает число затворных импульсов от 1 до 3. Интервал между повторяющимися затворными импульсами в режиме многократной экспозиции устанавливается от 120 нс до 1300 мкс с шагом 80 нс. Э.о.к. работает в двух режимах: квазистатическом, при котором э.о.п. постоянно приоткрыт (используется для юстировки комплекса), и динамическом, для которым э.о.п. постоянно закрыт, а его открытие происходит синхронно в момент прихода запускающего импульса [1].

Диапазон изменения напряжения на микроканальной пластине электронно-оптического преобразователя от 500 до 980 В позволяет варьировать коэффициент усиления изображения от 1 до 25000. Изменение длительности затворного импульса, интервал между повторяющимися затворными импульсами, значения задержки запуска затворного импульса, напряжения на микроканальной

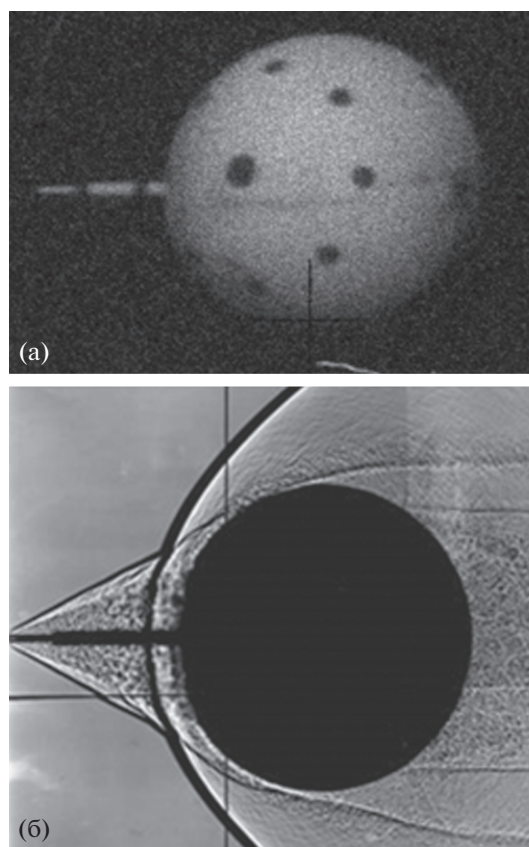


**Рис. 3.** Одновременная фоторегистрация в отраженном (а) и проходящем (б) свете шара из сплава вольфрам–рений, движущегося со скоростью 5.2 км/с.

пластине э.о.п. и режима работы (статика – динамика) происходит по командам от компьютера. Применяемая э.о.к. – камера Nanogate-2, используемый э.о.п. – ЭПМ102Г-05-22 (Россия), п.з.с.-матрица ICX-205AL (SONY) разрешением  $1380 \times 1024$ , размер пикселя  $4.65 \times 4.65$  мкм. Управляющая программа позволяет устанавливать временные и энергетические параметры выносных камер, захватывать кадры, записывать изображение в файл. Управление работой комплекса осуществляется с помощью виртуальной панели управления на экране монитора, которая представляет собой несколько окон (соответствует числу э.о.к. в комплексе), в каждом из которых визуализируются регистрируемые изображения.

Съемка при коротких экспозициях требует интенсивной подсветки объекта, которую выполняет газоразрядный излучатель, одновременно являющийся “светящейся точкой” в теневого ветви комбинированной схемы регистрации. Запуск источника света осуществляется сигналом от бесконтактного датчика того или иного типа (радар, индукционный датчик, фотодатчик) в момент появления объекта в поле зрения входного объектива [2, 3]. Точная регулировка задержки срабатывания затвора э.о.п. определяет момент съемки и выбирается из расчетного времени появления объекта в заданной точке.

Схема импульсного источника света состоит из шести функциональных блоков: источника высокого напряжения, предназначенного для зарядки высоковольтных конденсаторов каскадов умножения; схемы поджига, вырабатывающей импульс высокого напряжения в момент поступления импульса запуска; каскадов умножения,



**Рис. 4.** Движение шара со стержнем, движущегося со скоростью 1.2 км/с: а – фотография в отраженном свете, б – теневая картина спектра обтекания.

предназначенных для умножения импульсного напряжения в момент разряда высоковольтных конденсаторов через импульсную лампу; точечный газоразрядный излучатель световых импульсов [4]; формирователь импульса хронографии, преобразующий сигнал с токоразрядного датчика в нормированный по амплитуде и длительности сигнал; источник низкого напряжения, служащий для питания схемы поджига и формирователя импульса хронографии.

При поступлении импульса запуска схема поджига формирует высоковольтный импульс, инициирующий пробой управляемых разрядников в каскадах умножения импульсного напряжения.

Особенностью работы схемы с каскадным умножением импульсного напряжения является параллельный заряд конденсаторов в паузах между подачей пускового импульса и последовательный разряд при пробое разрядников (обычная схема Аркадьева–Маркса). Импульсное напряжение амплитудой  $\sim 30$  кВ при энергии разряда 75 Дж прикладывается к электродам точечного газоразрядного излучателя, вызывая появление световой вспышки. Газоразрядный излучатель с воздухом атмосферного давления в качестве рабочего газа, с

ограничением распространения разряда, с одной стороны, обладает необходимыми светотехническими параметрами, достаточными для построения изображения модели в отраженном свете (яркость  $\approx 6.2$  Мсб, тело свечения  $0.785 \text{ см}^2$ ), а с другой, имеет достаточно малое тело свечения ( $\varnothing 10 \text{ мм}$ ) для того, чтобы служить точечным источником теневой схемы и строить на экране теневые спектры удовлетворительного качества [4].

На рис. 3 приведен пример применения схемы для изучения аэротермомеханического разрушения объекта испытания из тугоплавкого материала при гиперзвуковой скорости движения в воздухе атмосферного давления.

На рис. 4 приведен пример применения схемы для сверхзвукового режима движения с отсутствием фоновых засветок — для получения информации о состоянии поверхности шара со стержнем, установленным в направлении полета (фотография в отраженном свете (рис. 4а)), и теневой картины спектра обтекания (рис. 4б). Повышение информативности за счет ветви теневой регистрации позволило выявить появление нормальной силы, зависящей от угла атаки, с составляющими, возникающими на боковой поверхности стержня, и дополнительной силы, обусловленной возмущением потока на поверхности шара от стержня.

Таким образом, разработан и применен в аэробаллистических испытаниях комплекс, реализующий при различных скоростных режимах одновре-

менную схему визуализации объекта испытаний в отраженном и проходящем свете, что позволяет существенно повысить информативность оптической регистрации в заданных измерительных участках трассы.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-08-00715; 18-29-10073).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крутик М.И., Майоров В.П., Попов В.В., Семин М.С. // Труды международной конференции — II Харитоновские тематические научные чтения “Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны” (Саров, 14–18 марта 2005 г.). Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
2. Герасимов С.И., Лысенков В.Е. // Труды IV Всероссийской научно-технической конференции “Фундаментальные основы баллистического проектирования — 2014” (Санкт-Петербург, 3–28 июля 2014 г.) — Библиотека журнала “Военмех. Вестник БГТУ” (Санкт-Петербург). 2015. № 29.
3. Зубанков А.В., Герасимов С.И. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 38. <https://doi.org/10.1134/S0032816219030042>
4. Герасимов С.И., Вашурков А.С., Лень А.В. Патент на полезную модель 27739 РФ // Оpubл. 10.02.2003. Бюл. № 4.

УДК 621.32

## ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ С ОГРАНИЧЕНИЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАЗРЯДА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ И ИНИЦИИРОВАНИЯ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГОНАСЫЩЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2020 г. С. И. Герасимов<sup>a,b,c,d,\*</sup>, В. И. Ерофеев<sup>c,d</sup>, В. А. Кикеев<sup>c,d</sup>, В. А. Кузьмин<sup>a,b,d</sup>,  
К. В. Тотышев<sup>b</sup>, Е. Г. Косяк<sup>a</sup>, П. Г. Кузнецов<sup>a</sup>, Р. В. Герасимова<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Саровский физико-технический институт –  
филиал Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”  
Россия, 607186, Саров Нижегородской обл., ул. Духова, 6

<sup>b</sup> Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики  
Россия, 607190, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

<sup>c</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева  
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Минина, 24

<sup>d</sup> Институт проблем машиностроения РАН  
Россия, 603024, Н. Новгород, ул. Белинского, 85

\*e-mail: s.i.gerasimov@mail.ru

Поступила в редакцию 31.01.2020 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 13.03.2020 г.

Описана конструкция газоразрядного излучателя, реализованного путем ограничения распространения разряда в узком зазоре между двумя прозрачными эквидистантными поверхностями, с воздухом в качестве рабочего газа, с параметрами: пиковая яркость 6.2 Мсб, тело свечения 18 см<sup>2</sup> (при энергии разряда 75 Дж), длительность по полуширине ~2 мкс. Данная схема может применяться в решении широкого класса задач, например, связанных с фотограмметрическими измерениями в аэробаллистических испытаниях, также при создании импульсных нагрузок при инициировании детонации протяженного слоя светочувствительного энергонасыщенного материала.

DOI: 10.31857/S0032816220040266

В практике теневых методов с оптическим построением изображения применяются различные конструкции источников света с фиксированным положением излучателя. Помимо стандартных капиллярных искровых разрядников, известна схема с искровым разрядом между прозрачными пластинами [1]. Такой источник света в качестве лампы-вспышки, когда оптическая ось направлена не параллельно пластинам, а перпендикулярна им, позволяет реализовать интенсивный плоский излучатель, который для ряда приложений оказывается эффективней стандартных импульсных трубчатых кварцевых ламп для фотографии [2].

Особенность такой конструкции заключается в том, что оптимальные светотехнические параметры излучателя легко подбираются изменением геометрии под параметры заданного накопителя энергии, что невозможно при использовании лампы с неизменной формой. В отличие от характерного импульса освещенности, создавае-

мого лампой, с относительно длительным спадом, наличие зазора между пластинами позволяет получить резкий спад светового импульса после прекращения нарастания тока. Для сравнения на

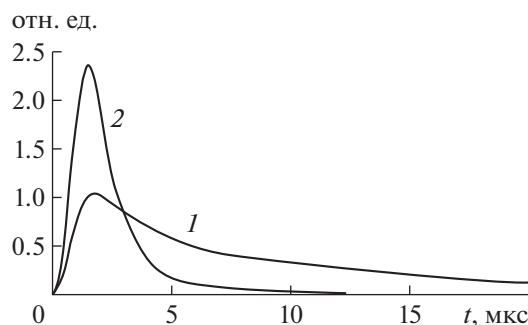
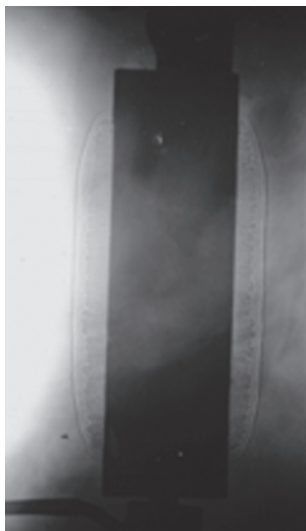


Рис. 1. Изменение освещенности, создаваемой ксеноновой лампой ИФК500 (1) и искровым разрядом между пластинами (2).

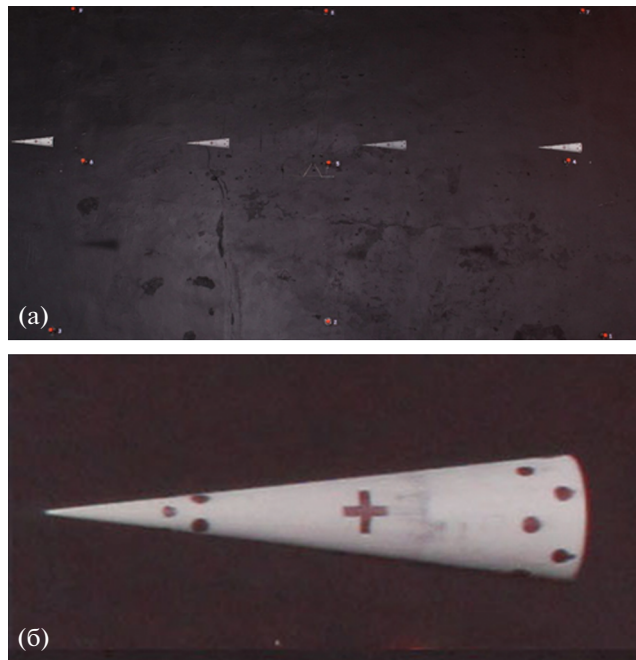


**Рис. 2.** Теневая фотография разлета газа из зазора между пластинами (закрыты черной бумагой) через 25 мкс после разряда.

рис. 1 в относительных единицах показаны сигналы с кремниевого фотодатчика, регистрирующего в линейной области импульсы освещенности, создаваемые стандартной ксеноновой лампой ИФК500 (кривая 1) и плоским излучателем (кривая 2) при использовании накопителя с энергией разряда 75 Дж и рабочим напряжением 30 кВ.

Отличие в амплитудах объясняется существенной разницей в площади излучения. Для ИФК500 форма светящейся части – спираль  $\varnothing 10$  и длиной 60 мм. Для разряда между пластинами с зазором 0.1–0.15 мм оптимально интенсивно излучающая область при данном разрядном контуре представляет собой овал шириной 20 мм при расстоянии 90 мм между остриями катода и анода. Увеличение площади излучения по сравнению с лампой происходит за счет высокой скорости ударной волны при устранении разгрузки в одном направлении. Скорость ударной волны совпадает со скоростью расширения канала при пробое, и ее максимальное значение составляет  $D \approx (di/dt)^{0.5} \delta^{0.25} \Delta^{-0.5} \rho^{-0.25}$ , где  $di/dt$  – скорость нарастания тока,  $\delta$  – удельное сопротивление разряда,  $\Delta$  – ширина зазора между пластинами,  $\rho$  – плотность рабочего газа [2].

После окончания ввода энергии в канал происходит резкий спад давления и температуры при свободном расширении. При ширине пластины 40 мм расширяющийся газ вытекает из зазора со сверхзвуковой скоростью (рис. 2). В замкнутом объеме стандартной лампы излучающая в видимом диапазоне плазма остывает значительно медленней, что при фотографировании камерами с открытым затвором приводит к заметному “сма-



**Рис. 3.** Четыре положения конической модели, движущейся со скоростью  $\approx 1.3$  км/с на аэробаллистической трассе в зоне регистрации одного из стереопостов: **а** – съемка одной из камер с открытым затвором ( $f = 50$  мм) с расстояния 5 м от оси полета; **б** – увеличенное первое положение модели.

зыванию” изображения при высокой скорости регистрируемого объекта.

Оптимальное расстояние между катодом и анодом в схеме ограничения распространения разряда для данного накопителя превышает пробивные расстояния в воздухе атмосферного давления и поэтому требует того или иного способа создания начальных условий для разряда. Это может быть тонкий слой любого проводящего материала, задающий начальную геометрию разряда по прямой между электродами. При этом напряженность поля максимальна и максимальны для данного накопителя хорошо воспроизводимые светотехнические параметры излучателя. Также для конкретного накопителя можно рассчитать толщину пластины, чтобы отсутствовало разрушение излучателя [3]. На практике это достигается, например, изготовлением передней (излучающей) стенки набором пластин из оргстекла миллиметровой толщины.

Пример использования четырех таких излучателей в составе фотограмметрического стереопоста на базе цифровых камер Canon EOS 5D Mark II (21 Мпикс) представлен на рис. 3.

Помимо плоской геометрии излучателя с ограничением распространения разряда возможно использование эквидистантных изогнутых пла-

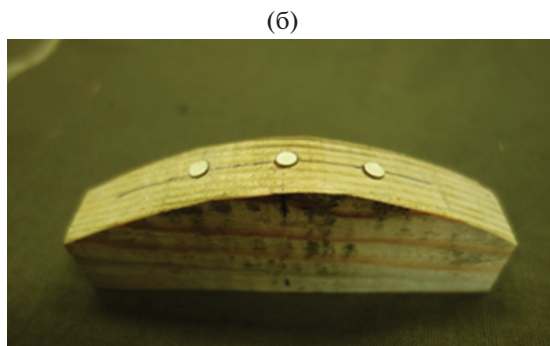
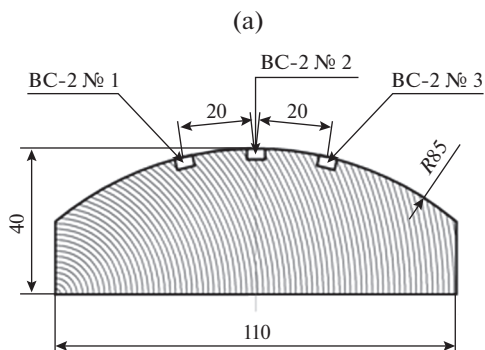


Рис. 4. Размещение колпачков с ВС-2: а – схематичное изображение сборки; б – ее внешний вид.

стин, что позволяет эффективней использовать данную схему с отражателем для повышения светотехнических параметров. Другим важным результатом использования цилиндрической геометрии излучателя является возможность одновременного инициирования слоя светочувствительного энергонасыщенного состава, расположенного как на вогнутой, так и на выпуклой поверхности нагружаемой конструкции. Применение набора таких одновременно инициируемых зарядов существенно улучшает применяемый газодинамический метод нагружения протяженной конструкции скользящей детонацией тонкого слоя взрывчатого вещества, инициируемого в одной точке [4, 5].

В качестве примера ниже приведено описание инициирования трех детонаторов, содержащих светочувствительный состав ВС-2 [6, 7], расположенных на цилиндрической поверхности. Три латунных колпачка с ВС-2 устанавливались в деревянную оснастку. Схематичное изображение сборки и ее внешний вид представлены на рис. 4.

Для инициирования состава ВС-2 использовался газоразрядный излучатель с эквидистантными пластинами из оргстекла толщиной 1 мм, с формами, задаваемыми геометрией испытываемой оснастки (рис. 5). Расстояние от излучающей поверхности до колпачков с ВС-2 составило 6 мм. Использовался разрядный контур одного из импульсных источников света, применяемых для фоторегистрации моделей в аэробаллистическом эксперименте (рис. 3).

Контроль состояния колпачков с ВС-2 осуществлялся с помощью импульсного рентгеновского аппарата (время экспонирования 10 нс), запускаемого с задержкой 10 мкс от подачи команды на запуск источника света. На рис. 6 представлены фрагменты рентгенограмм сборки. С целью улучшения визуального восприятия изображения рентгенограмм, они переведены из полутонового пространства в цветное. Преобразования проводились в среде ImageJ с помощью таблицы преобразования цветов LUT Jet.

При заданной геометрии и яркостной температуре излучателя выше 11 кК требуемая плотность энергии инициирования в несколько десятков мДж/см<sup>2</sup> набирается за время нарастания фронта импульса освещенности ( $\approx 1.5$  мкс). Рент-

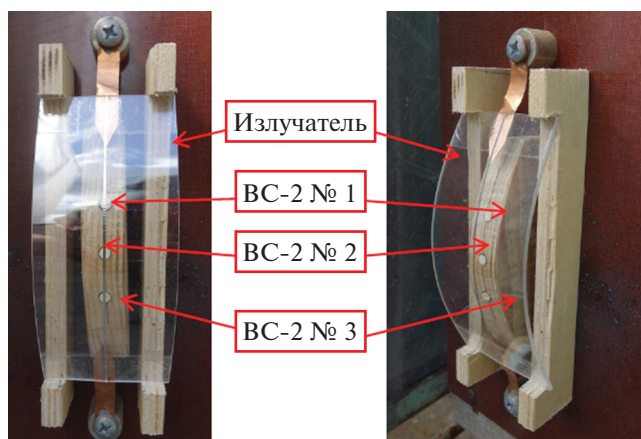


Рис. 5. Газоразрядный излучатель с ограничением разряда и сборка с колпачками со светочувствительными составами.

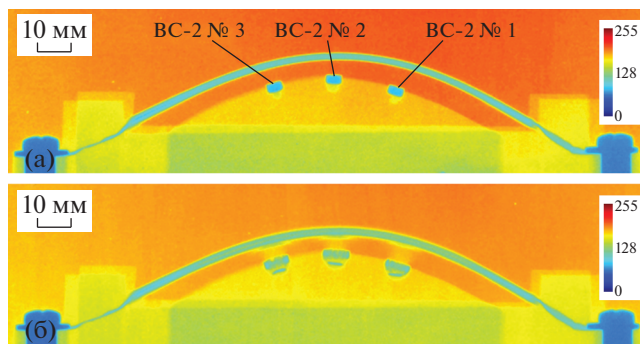


Рис. 6. Рентгенограмма сборки: а – перед проведением опыта, б – полученная в опыте.



Рис. 7. Вид оснастки после опыта.

генограмма состояния сборки, полученная в опыте, показывает, что на момент времени 10.0 мкс от сигнала запуска на разряд накопителя в картине присутствуют развитая фаза процесса разрушения латунных колпачков и движущиеся от каждого из них в сторону излучающей поверхности уплотненные потоки, что свидетельствует об иницировании детонаторов № 1–№ 3, произошедшем до разрушения излучающей поверхности и прихода механических возмущений к сборке. На рис. 7 показаны следы от нагружения оснастки после иницирования детонаторов.

Таким образом, газоразрядный излучатель с ограничением распространения разряда, использующий воздух атмосферного давления вместо доро-

гостоящего тяжелого инертного газа, эффективен в решении ряда прикладных задач фотограмметрии, механики, требующих коротких интенсивных импульсов излучения оптического диапазона.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-2078.2019.8.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика быстропротекающих процессов. Т. 1 / Перевод под ред. Н.А. Златина. М.: Мир, 1971.
2. Герасимов С.И., Файков Ю.И., Холин С.А. Кумулятивные источники. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011.
3. Герасимов С.И., Герасимова Р.В., Ерофеев В.И., Кузьмин В.А., Тотышев К.В. // Вестник научно-технического развития. 2018. № 2(126).
4. Бакулин В.Н., Острик А.В., Грибанов В.М. Методы оптимального проектирования и расчета композиционных конструкций. Т. 2. М.: Физматлит, 2008.
5. Могилев В.А., Новиков С.А., Файков Ю.И. Техника взрывного эксперимента для исследований механической стойкости конструкций. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007.
6. Gerasimov S.I., Ilushin M.A. // J. Energetic Materials. 2015. V. 12(3). P. 623.
7. Герасимов С.И., Илюшин М.А., Кузьмин В.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 7. С. 66.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 53.082

**НАЗЕМНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНОЙ  
КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
“НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР”**

© 2020 г. М. В. Филиппов<sup>a,\*</sup>, В. С. Махмутов<sup>a</sup>, Ю. И. Стожков<sup>a</sup>,  
О. С. Максумов<sup>a</sup>, J.-P. Raulin<sup>b</sup>, J. Tacza<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)  
Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

<sup>b</sup> Universidade Presbiteriana Mackenzie, EE, CRAAM, Sao Paulo, Brazil

\*e-mail: mfilippov@ftrk.ru

Поступила в редакцию 26.03.2020 г.

После доработки 26.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Дано описание и приведены технические характеристики установки для детектирования нейтральной компоненты космических лучей “Нейтронный детектор”, разработанный на Долгопрудненской научной станции ФИАН (ДНС ФИАН). Основой каждого модуля установки являются счетчики СНМ-18. В отличие от стандартных нейтронных мониторов, данная установка чувствительна к тепловым нейтронам. Время интегрирования счетчиков составляет 1 мс. Реализована функция непрерывного мониторинга метеорологических данных и данных о состоянии питающих напряжений установки. Представлены также результаты определения барометрического коэффициента для установки “Нейтронный детектор” и анализа экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0032816220050298

**ВВЕДЕНИЕ**

Нейтроны входят в состав вторичных космических лучей, которые рождаются в процессе взаимодействия ядер первичного космического излучения с атмосферой [1, 2]. Кроме этого, источниками нейтронов в атмосфере и в ее приземном слое могут быть солнечные вспышки и радиоактивность земных пород. В последние годы также активно исследуются возможные корреляции вариаций потоков нейтронов с грозовой активностью в приземной атмосфере и с сейсмической активностью [3–6].

В 2014 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, в рамках международного сотрудничества с учеными Бразилии и Аргентины, разработан аппаратно-программный комплекс, включающий в себя 3 детектирующих модуля установки “Нейтронный детектор” (н.д.), прообразом которых является нейтронный детектор научной аппаратуры ПАМЕЛА. В мае 2015 года указанная установка запущена в непрерывную работу в астрономическом комплексе CASLEO (Аргентина, S31.47°, W69.17°, высота 2550 м над уровнем моря, жесткость геомагнитного обрезания  $R_c = 9.8$  ГВ) [7, 8].

В конце 2017 года в Евразийском национальном университете имени Л.Н. Гумилева (Нур-Султан, Республика Казахстан, S51.10°, W71.26°;  $R_c = 2.9$  ГВ) запущена аналогичная установка, состоящая из одного модуля н.д.

С 2019 года на территории Долгопрудненской научной станции ФИАН (Долгопрудный, Московская область, S55.56°, W37.3°;  $R_c = 2.12$  ГВ) запущен в непрерывную работу первый модуль н.д.

Таким образом, на сегодняшний день существует сеть научных установок данного типа, состоящая из 6 модулей н.д., расположенных на различных широтах.

В данной работе показаны схемотехнические решения, использованные в разработке аппаратно-программного комплекса. Также приведен анализ полученной научной информации с целью демонстрации возможностей и характеристик аппаратуры.

**УСТРОЙСТВО АППАРАТНО-  
ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА**

Основные компоненты одного модуля н.д. представлены на рис. 1. Каждый модуль состоит из 9 нейтронных счетчиков СНМ-18, установленных в ряд горизонтально между двумя слоями по-



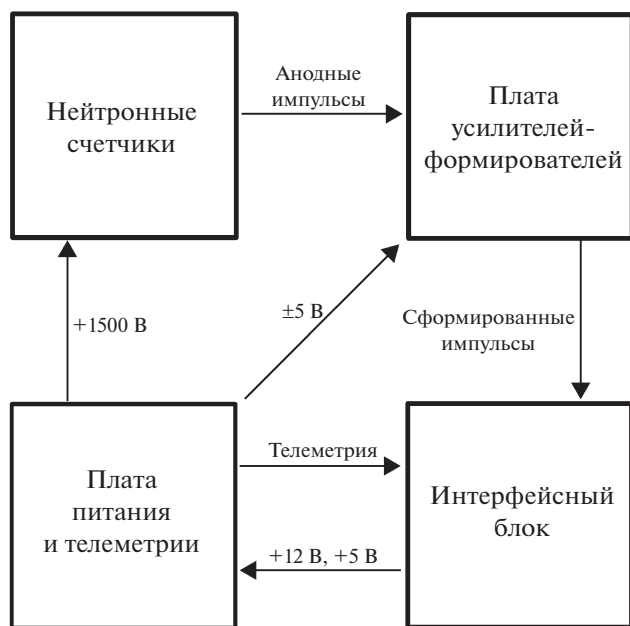


Рис. 1. Блок-схема одного модуля установки н.д.

лиэтилена (замедлителя нейтронов). Счетчики СНМ-18 наполнены газом  $^3\text{He}$ . Полиэтилен используется для замедления быстрых нейтронов до тепловых энергий ( $E \approx 0.025 \text{ эВ}$ ).

Плата усилителей-формирователей состоит из 9 одинаковых каналов. На рис. 2 представлена принципиальная схема одного канала. Счетчик СНМ-18 подключен к высоковольтному источнику напряжения (HV) через балластный резистор  $R_3$ . Отрицательные импульсы со счетчика через разделительную цепь  $C_1$ ,  $R_4$  поступают на неинвертирующий вход усилителя  $DA_1$ , коэффициент усиления которого задан соотношением номиналов резисторов  $R_1$  и  $R_2$  и равен 11. Усиленный импульс через фильтр верхних частот  $C_2$ ,  $R_5$  и фильтр ниж-

них частот  $C_3$ ,  $R_6$  поступает на инвертирующий вход компаратора  $DA_2$ . На второй вход компаратора подается пороговое напряжение, задаваемое потенциометром  $R_7$ . Величина порогового напряжения подстраивается для каждого счетчика индивидуально в зависимости от уровня шумов (ее типичное значение  $-0.6 \text{ В}$ ). На выходе компаратора формируется прямоугольный импульс с амплитудой  $\approx 4 \text{ В}$ . Аналогично работают остальные каналы. Импульсы всех 9 каналов объединяются по схеме ИЛИ и поступают на интерфейсный блок.

Плата питания и телеметрии (рис. 3) служит для обеспечения питанием платы усилителей-формирователей, а также сбора и первичной обработки дополнительной информации: значений питающих напряжений, температуры внутри корпуса модуля н.д. и атмосферного давления. Совокупность этих данных далее называется “телеметрия”. На плату питания и телеметрии от интерфейсного блока поступают напряжения  $+5$  и  $+12 \text{ В}$  (разъем XR1). Из  $+12 \text{ В}$  с помощью преобразователя напряжения  $A_2$  вырабатываются  $+5$  и  $-5 \text{ В}$  для обеспечения питанием микросхем платы усилителей-формирователей (разъем XR3). С помощью преобразователя напряжения  $A_1$  обеспечивается питающее напряжение (HV) для нейтронных счетчиков. Величина выходного напряжения  $A_1$  регулируется с помощью потенциометра  $R_1$  в диапазоне от 0 до 2 кВ. Номинальное значение напряжения в анодных цепях счетчиков СНМ-18: 1500 В.

Контроль напряжения питания счетчиков (HV) осуществляется с вывода “Монитор” преобразователя питания  $A_1$ . Данный сигнал поступает на делитель напряжения  $R_6$ ,  $R_7$  и далее, после повторителя  $DA_{2,1}$ , на вход 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.)  $DD_6$  (MCP3201). Аналогичным образом устроен измерительный канал для контроля напряжения  $+5 \text{ В}$ :  $DA_{1,1}$ ,  $DD_4$ , резисторы  $R_2$  и  $R_3$ . В измерительном канале для кон-

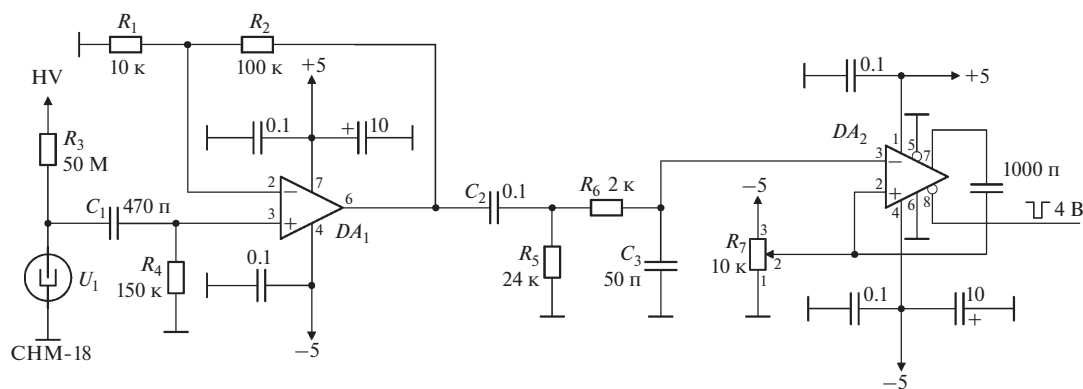


Рис. 2. Принципиальная схема одного канала платы усилителей-формирователей.  $DA_1$  – AD620,  $DA_2$  – MAX913.

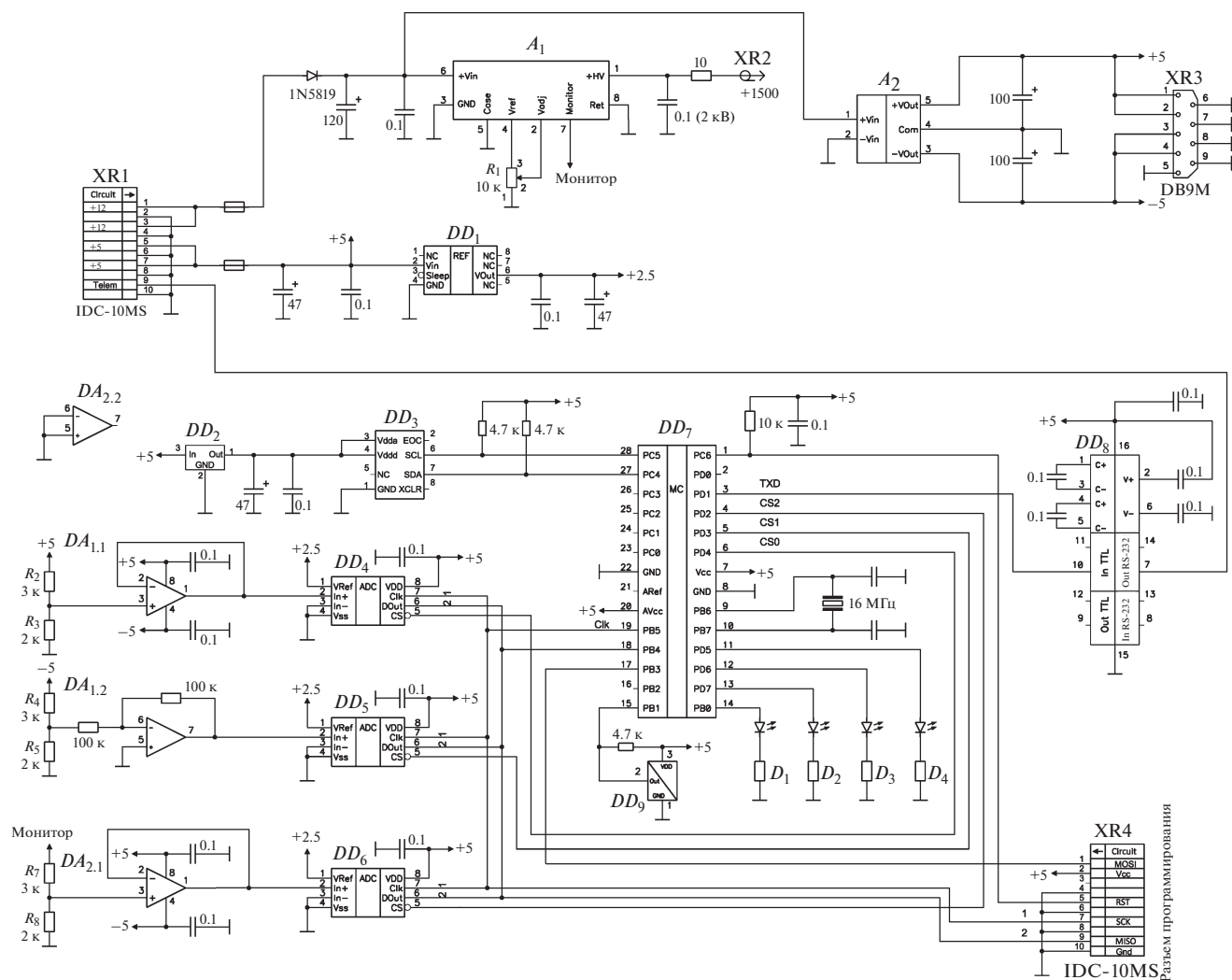


Рис. 3. Принципиальная схема платы телеметрии и питания.  $DA_1, DA_2$  – LM258;  $DD_1$  – REF192,  $DD_2$  – LM1117-3.3,  $DD_3$  – BMP085,  $DD_4$ – $DD_6$  – MCP3201,  $DD_7$  – ATmega 168,  $DD_8$  – MAX232,  $DD_9$  – DS18B20;  $A_1$  – SA20P-T,  $A_2$  – TEN10-1221.

троля напряжения  $-5$  В операционный усилитель  $DA_{1,2}$  (LM258) включен по схеме инвертирующего усилителя с коэффициентом усиления  $-1$  (определяется номиналами резисторов  $R_4, R_5$ ). В качестве источника опорного напряжения используется микросхема  $DD_1$  (REF192) с выходным напряжением 2.5 В. Микросхемы а.ц.п.  $DD_4$ – $DD_6$  подключены к микроконтроллеру  $DD_7$  (ATmega 168) по последовательному интерфейсу SPI. Для измерения давления и температуры на плате питания установлены датчики  $DD_3$  (BMP085) и  $DD_9$  (DS18B20), соответственно. Датчик давления  $DD_3$  подключен к  $DD_7$  по интерфейсу I<sup>2</sup>C, датчик температуры  $DD_9$  подключен к  $DD_7$  по программно-реализованному интерфейсу 1-Wire.

Функциональным назначением светодиодных индикаторов  $D_1$ – $D_4$  является визуализация цик-

логаммы работы платы питания и телеметрии:  $D_1$  активен (светится) в процессе измерения давления,  $D_2$  – при измерении напряжений,  $D_3$  – температуры,  $D_4$  – в процессе передачи телеметрии. Таким образом, с помощью этих индикаторов можно локализовать неисправность в работе платы без использования дополнительного оборудования.

Сообщения телеметрии отправляются на интерфейсный блок по интерфейсу RS-232 один раз в секунду (разъем XR1). Внутри интерфейсного блока (рис. 4) телеметрия без изменений перепускается с разъема XR4 на разъем XR5 (DB9F) и передается на персональный компьютер (ПК).

Интерфейсный блок служит для приема данных от детектирующих модулей, их обработки и передачи на ПК. Также интерфейсный блок обеспечивает питающие напряжения (разъем XR4)  $+5$  В и  $+12$  В (вырабатываемые преобразователем на-

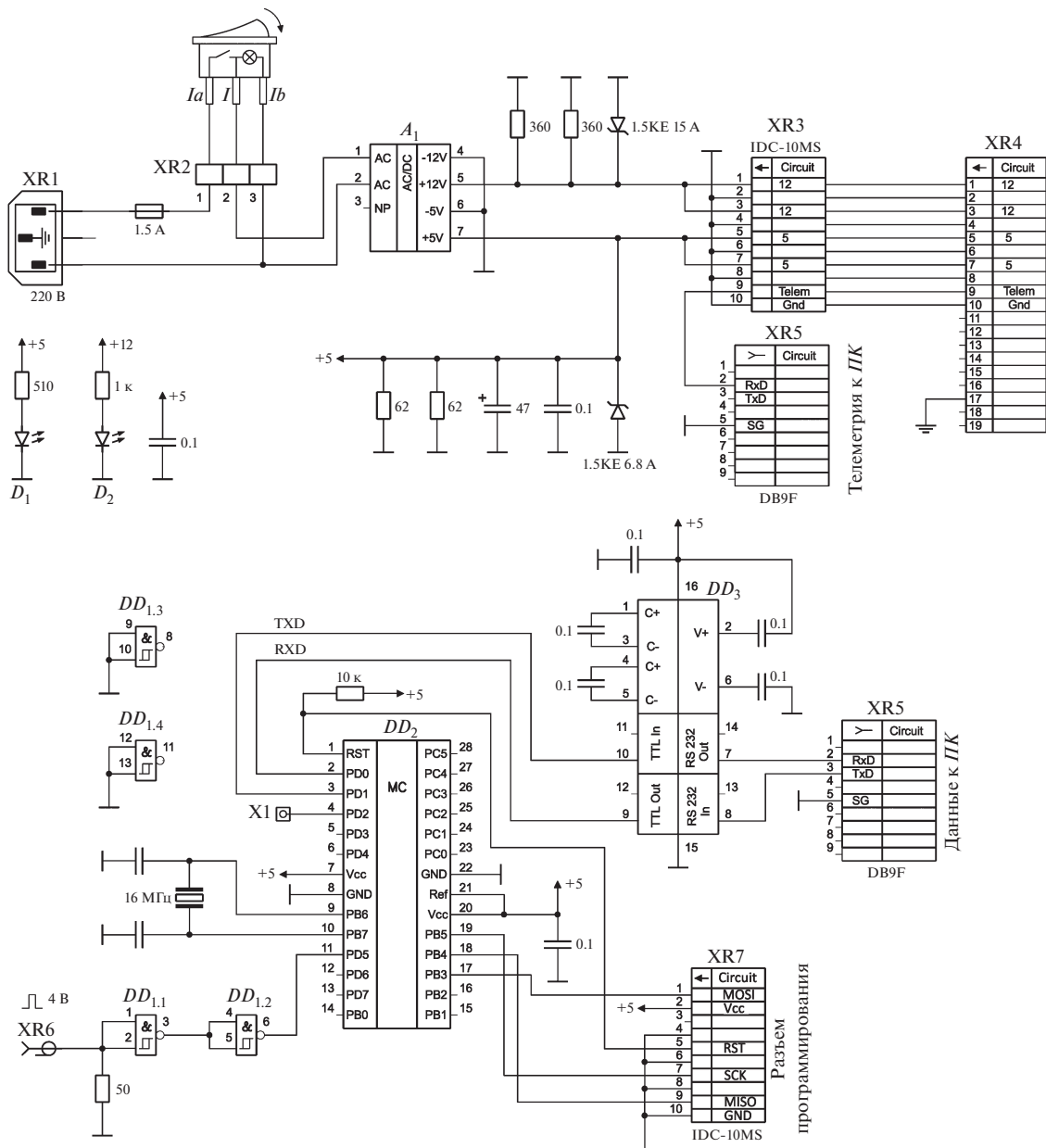


Рис. 4. Принципиальная схема интерфейсного блока.  $DD_1$  – 74HC132,  $DD_2$  – ATmega 168,  $DD_3$  – MAX232;  $A_1$  – TMP15252.

пряжения TMP15252) для модуля н.д. Светодиоды-индикаторы  $D_1$  и  $D_2$  отображают наличие в схеме этих напряжений.

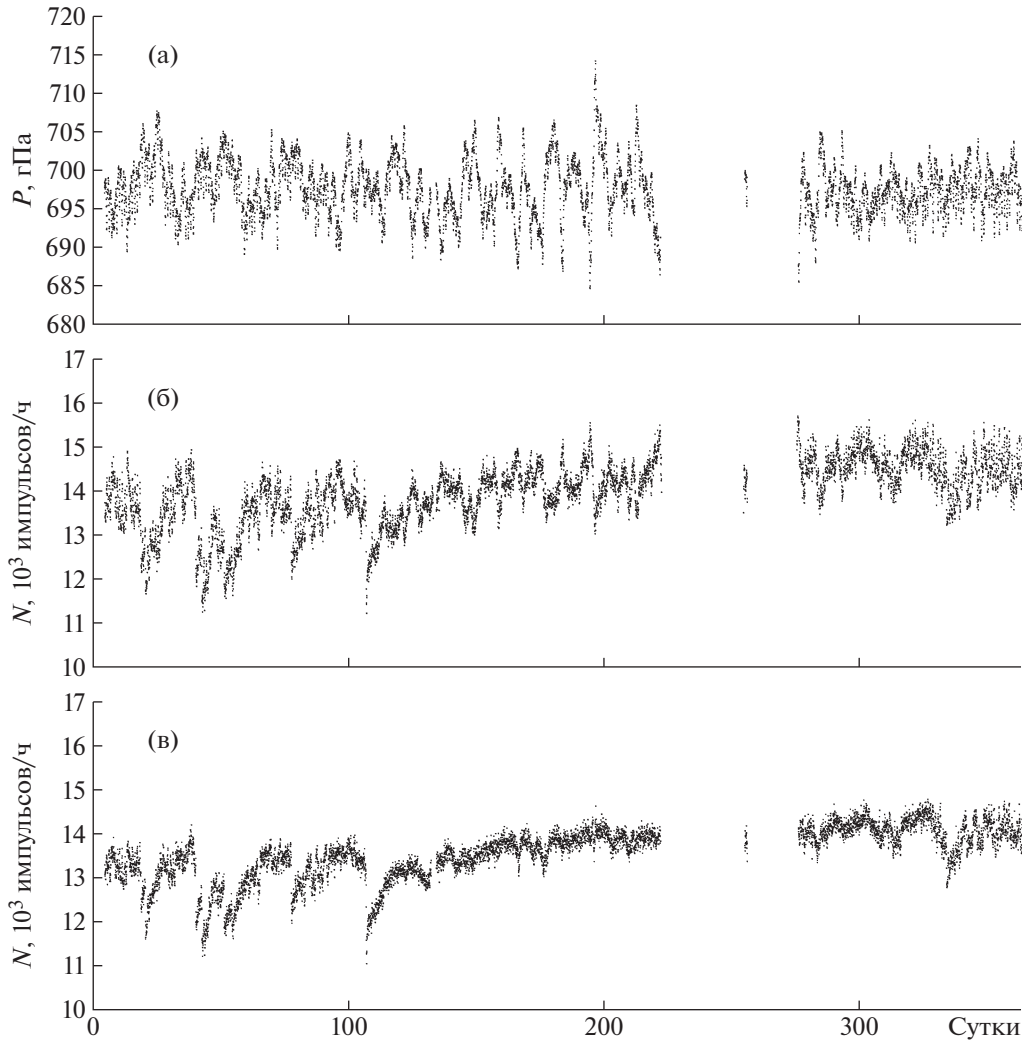
Данные от платы усилителей-формирователей поступают на входной разъем интерфейсного блока (XR6). Счетчик импульсов реализован на базе микроконтроллера ATmega 168 ( $DD_2$ ). Временные окна интегрирования (1 мс) формируются внутренним таймером микроконтроллера.

Таким образом, для приема научной информации от одного модуля н.д. необходимо наличие

двух портов RS-232 в ПК: один порт для данных, другой для телеметрии.

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При исследовании вариаций потоков вторичных космических лучей наземными установками необходимо учитывать барометрический и температурный эффекты [1, 8, 9]. В данной работе рассмотрена задача определения барометрического коэффициента. Определение температур-



**Рис. 5.** Вариации атмосферного давления (а), темпа счета без поправки на давление (б), темпа счета с учетом барометрического эффекта (в) по данным за 2017 г. для модуля № 0 н.д. CASLEO.

ной поправки предполагается в будущих работах авторского коллектива.

На рис. 5 показаны графики вариаций атмосферного давления (рис. 5а) и темпа счета (рис. 5б) одного из трех (№ 0) модулей н.д., расположенный в CASLEO. Представлены данные за 2017 год. Приведенные графики свидетельствуют о наличии обратной зависимости между темпом счета н.д. и величиной атмосферного давления.

Барометрический эффект определяется уравнением

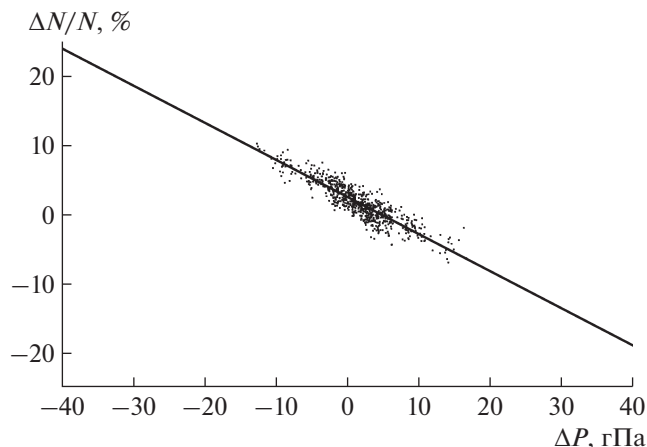
$$(\Delta N/N)_P = \beta \Delta P, \quad (1)$$

где  $(\Delta N/N)_P$  – относительное отклонение темпа счета модуля н.д.,  $\Delta P$  – абсолютное отклонение атмосферного давления от среднего,  $\beta$  – барометрический коэффициент.

Барометрический коэффициент для модулей н.д. CASLEO был определен по данным измерений в июле 2017 года, так как в данном месяце не наблюдались активные процессы на Солнце и в межпланетной среде, а также отсутствовали сильные перепады температуры.

График зависимости между  $\Delta N/N$  и  $\Delta P$ , где  $\Delta N = N - \bar{N}$ ,  $\Delta P = P - \bar{P}$  приведен на рис. 6. Угловым коэффициентом аппроксимирующей прямой, построенной по методу наименьших квадратов, является искомым  $\beta$ .

Получены значения барометрического коэффициента для трех модулей н.д. CASLEO:  $\beta_0 = -0.540 \pm 0.010\%/гПа$ , коэффициент детерминации  $R^2 = 0.80$ ;  $\beta_1 = -0.565 \pm 0.010\%/гПа$ ,  $R^2 = 0.83$ ;  $\beta_2 = -0.490 \pm 0.009\%/гПа$ ,  $R^2 = 0.79$ .



**Рис. 6.** График зависимости между  $\Delta N/N$  и  $\Delta P$  для модуля № 0 н.д. CASLEO по данным за июль 2017 г. Прямая фитирует экспериментальные результаты по методу наименьших квадратов, ее угловой коэффициент дает значение барометрического коэффициента.

На рис. 5в для сравнения приведен график вариации темпа счета модуля н.д. с введенной барометрической поправкой.

На рис. 7 приведен график темпа счета модуля № 0 н.д. CASLEO по данным за 2015–2019 гг. Возрастающий характер графика согласуется с уменьшением солнечной активности в фазе минимума 24-го солнечного цикла.

По данным за июль 2016–ноябрь 2018 гг. (рис. 7, выделенная штриховыми линиями область) методом наложения эпох была получена суточная волна темпа счета потоков нейтронов. Исходные миллисекундные величины темпов счета модулей н.д. были проинтегрированы до часовых значений. Если в данных за сутки имелся хотя бы один час с нулевым темпом счета либо отсутствовала телеметрия, такие данные не учитывались. Мас-

сивы суточных данных по соответствующим часам за указанный период времени усреднены.

На рис. 8а приведена суточная волна темпа счета для модуля № 0 н.д. CASLEO. На графике присутствуют два ярко выраженных пика, приблизительно, в 8 и 20 часов по Всемирному времени. На рис. 8б приведена суточная волна атмосферного давления, полученная методом наложения эпох для модуля № 0 н.д. CASLEO.

Как видно, данные графики являются практически симметричными относительно горизонтальной оси, что подтверждает важность введения барометрической поправки.

Далее, для часовых данных темпа счета модуля № 0 н.д. CASLEO за период июль 2016–ноябрь 2018 гг. были определены амплитудные спектры. Такой временной интервал (рис. 7) выбран, чтобы исключить большую часть пропусков в ряде данных установки.

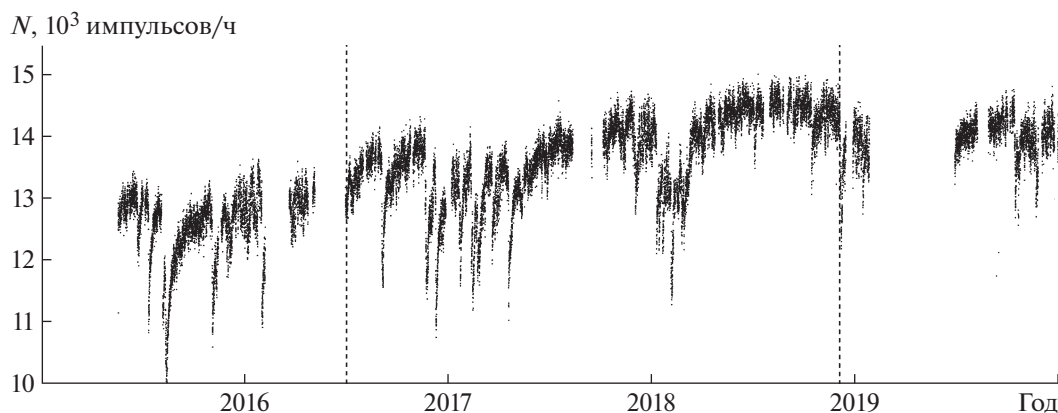
Воспользуемся формулой дискретного преобразования Фурье

$$Y_k = \sum_{n=0}^{N-1} y_n e^{-\frac{2\pi i}{N} kn}, \quad (2)$$

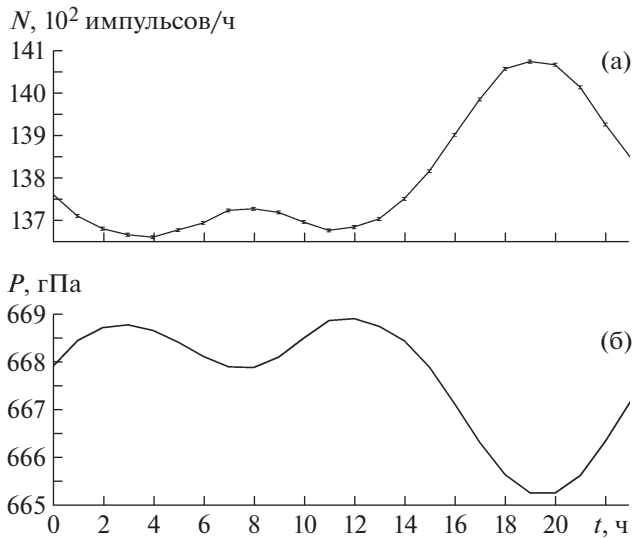
где  $N$  – количество измерений темпа счета модулем № 0 н.д. CASLEO (часовых данных);  $y_n$ ,  $n = 0, \dots, N - 1$  – измеренные значения темпа счета модуля № 0 н.д. CASLEO за 1 ч;  $Y_k$ ,  $k = 0, \dots, N - 1$  – комплексные амплитуды.

Частота дискретизации временного ряда равна  $F_s = 1/\Delta t$ , где  $\Delta t$  – скважность ряда данных, равная 1 ч.

На рис. 9 приведены амплитудные спектры для модуля № 0 н.д. CASLEO: исходные данные (рис. 9а) и данные с учетом барометрического эффекта (рис. 9б).



**Рис. 7.** Вариации темпа счета с учетом барометрического эффекта для модуля № 0 н.д. CASLEO по данным за 2015–2019 гг. Штриховыми линиями отмечена область июль 2016–ноябрь 2018 гг.



**Рис. 8.** Суточные волны атмосферного давления (а) и темпа счета (б) для модуля № 0 н.д. CASLEO, полученные методом наложения эпох по данным с июля 2016 г. по ноябрь 2018 г.

На графике спектра вариаций темпа счета модуля № 0 н.д. CASLEO (без барометрической поправки) выделяются три характерные гармоники:  $2 \text{ сут}^{-1}$ ,  $4 \text{ сут}^{-1}$  и  $6 \text{ сут}^{-1}$ , т.е. 12, 6 и 4 ч, соответственно.

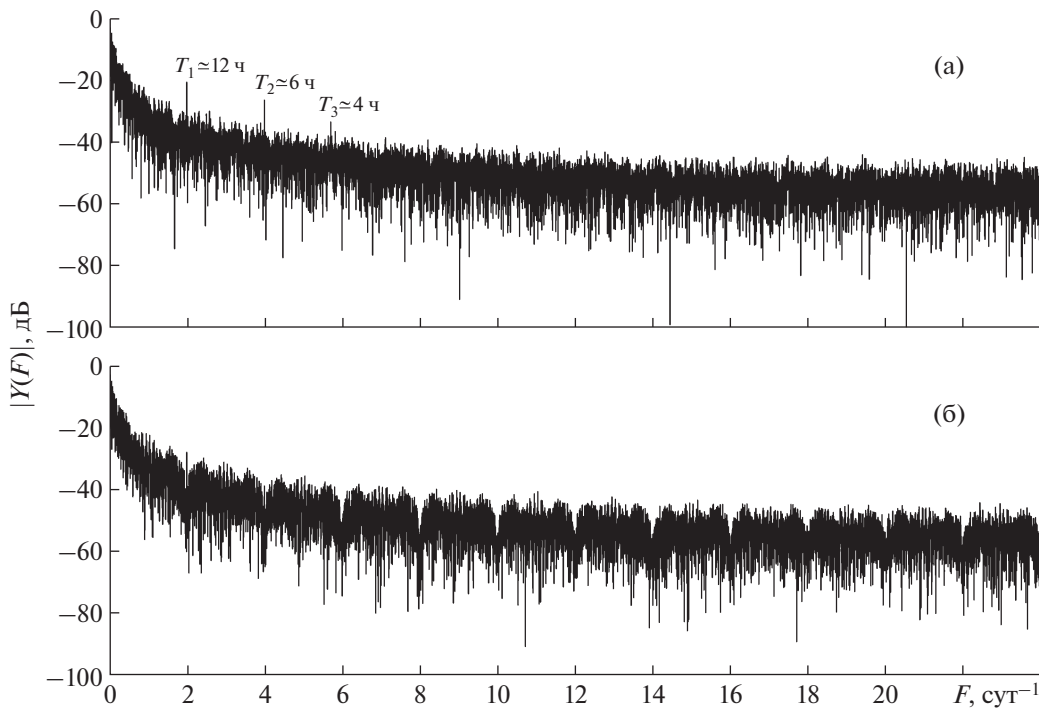
Эти гармоники отсутствуют (не превышают уровень шума) на спектре данных с введенной барометрической поправкой, из чего следует предположение, что они вызваны суточной вариацией атмосферного давления. Гармоника с частотой  $2 \text{ сут}^{-1}$  присутствует на графиках суточных волн темпа счета модуля № 0 н.д. CASLEO и атмосферного давления в виде пиков на 8 и 20 ч (рис. 8). Гармоники,  $4 \text{ сут}^{-1}$  и  $6 \text{ сут}^{-1}$ , ввиду меньших величин амплитуды, выражены не так ярко.

Более долгопериодические вариации, такие как 27-дневные, сезонные, годовые и т.д., будут исследованы в следующих работах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены описание и схемотехническая реализация установки для детектирования нейтральной компоненты космических лучей – нейтронный детектор. Для последующего анализа экспериментальных данных этой установки определены барометрический коэффициент, суточная волна темпа счета детектора и атмосферного давления, а также проведен спектральный анализ данных за выбранный временной интервал.

В будущем планируется определить температурный коэффициент и провести исследования взаимосвязи суточных волн установок н.д. и уни-



**Рис. 9.** График амплитудного спектра данных темпа счета для модуля № 0 н.д. CASLEO по данным с июля 2016 г. по ноябрь 2018 г. без учета барометрического эффекта (а) и с учетом барометрического эффекта (б).

тарной вариации (кривая Карнеги) атмосферного электрического поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорман Л.И., Фейнберг Е.Л. // УФН. 1956. Т. 59. С. 189.
2. Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей: Уч. пособие для вузов. М.: Логос, 2007.
3. *Tatsuo Torii, Takeshi Sugita, Masashi Katogawa, Yasuyuki Watanabe, Kenichi Kusunok* // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. P. L24801.  
<https://doi.org/10.1029/2011GL049731>
4. Богомолов А.В., Богомолов В.В., Панасюк М.И., Свертилов С.И., Климов С.И., Гаринов Г.К., Климов П.А., Прохоров А.В., Июдин А.Ф., Морозенко В.С., Морозов О.В., Роткель Х., Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мишиева Т.М. // Космические исследования. 2017. Т. 55. № 5. С. 169.  
<https://doi.org/10.7868/S0023420617030013>
5. *Makhmutov V., Raulin J.-P., De Mendonca R.R.S., Bazilevskaya G.A., Correia E., Kaufmann P., Marun A., Fernandes G., Echer E.* // J. Physics: Conf. Ser. 2013. V. 409(1). P. 012185.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012185>
6. *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I., Raulin J.P., Philippov M.V.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2015. V. 79. № 5. P. 570.
7. Мизин С.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н. // Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 2011. № 2. С. 9.  
<https://doi.org/10.3103/S1068335611020023>
8. *De Mendonca R., Raulin J.-P., Bertoni F., Echer E., Makhmutov V., Fernandes G.* // JASTP. 2011. V. 73. P. 1410.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.034>
9. *De Mendonca R.R.S., Raulin J.-P., Echer E., Makhmutov V.S., Fernandez G.* // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2013. V. 118(4). P. 1403.  
<https://doi.org/10.1029/2012JA018026>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 681.787

**КАЛИБРОВКА ПОПЕРЕЧНОГО СКАНИРОВАНИЯ  
В ПРИБОРАХ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ**

© 2020 г. С. Ю. Ксенофонов<sup>а,\*</sup>, А. А. Моисеев<sup>а</sup>, В. А. Маткинский<sup>а</sup>,  
П. А. Шилягин<sup>а</sup>, Т. В. Василенкова<sup>а</sup>, В. М. Геликонов<sup>а</sup>, Г. В. Геликонов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

\*e-mail: xen@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 26.02.2020 г.

После доработки 02.03.2020 г.

Принята к публикации 03.03.2020 г.

Работа посвящена методам определения зависимости координаты сканирования от номера А-скана по томографическим изображениям тестовых образцов и способам компенсации горизонтальных искажений томографических изображений, вызванных неравномерностью скорости перемещения зондирующего пучка. Для решения задачи в качестве тестовых образцов были использованы решетка Ронки на опаловом стекле и наклонная плоская поверхность объемно-рассеивающей пластины.

DOI: 10.31857/S0032816220040291

**ВВЕДЕНИЕ**

Методы, описанные в данной статье, использовались для разработки и технологического обеспечения приборов оптической когерентной томографии (о.к.т.) [1]. В частности, в данной работе рассматривается случай использования о.к.т.-технологий для визуализации внутренней структуры наружных биотканей живого организма в реальном времени.

В о.к.т.-системах для визуализации такого рода используется зондирование исследуемого участка маломощным широкополосным низкокогерентным оптическим излучением ближнего и.к.-диапазона. Для исследования наружных биотканей чаще всего используется излучение с центральной длиной волны  $\sim 1.3$  мкм.

Анализ рассеянного в обратном направлении излучения позволяет при использовании о.к.т.-технологий получить распределение рассеивателей внутри исследуемой области и тем самым представление о внутренней структуре исследуемой биоткани. Структура таких тканей, как слизистая или кожа, визуализируется методами о.к.т. на глубину до 1.5–2 мм. Прямое разрешение для разных модификаций о.к.т.-систем обуславливается характеристиками зондирующего излучения и варьируется от нескольких единиц до двух десятков микрометров.

Можно выделить о.к.т.-системы двух основных типов – конфокальные о.к.т.-системы и о.к.т.-системы полного поля [1]. В системах полного поля в процессе зондирования одновременно облучается

весь исследуемый участок ткани. О.к.т.-системы полного поля являются наиболее быстродействующими, так как в них отсутствуют системы механических приводов и перемещений. Базовым недостатком о.к.т.-систем полного поля является принципиальная чувствительность к сигналам многократного рассеяния, что порождает большое количество когерентных шумов и артефактов и снижает эффективный динамический диапазон метода. Это является одной из основных причин ограниченного практического применения таких о.к.т.-систем.

Данного недостатка лишены корреляционные методы о.к.т., спектральные методы о.к.т. и методы о.к.т. с перестраиваемым источником [1]. Такие приборы можно отнести к конфокальным о.к.т.-системам, так как в них используется сфокусированный узкий зондирующий пучок. В процессе о.к.т.-сканирования он механически перемещается вдоль поверхности исследуемой ткани по одной или по двум координатам.

Для осуществления поперечного сканирования в о.к.т. применяется ряд методов [2–15]. Наиболее распространенным является угловое сканирование пучка гальваносканерами [2]. Они обеспечивают достаточно высокую скорость сканирования и точность позиционирования зондирующего пучка. Такой метод хорошо подходит для офтальмологического применения о.к.т.

Основным трендом в разработке о.к.т.-устройств для офтальмологических приложений является минимизация габаритов зондов, что приводит к



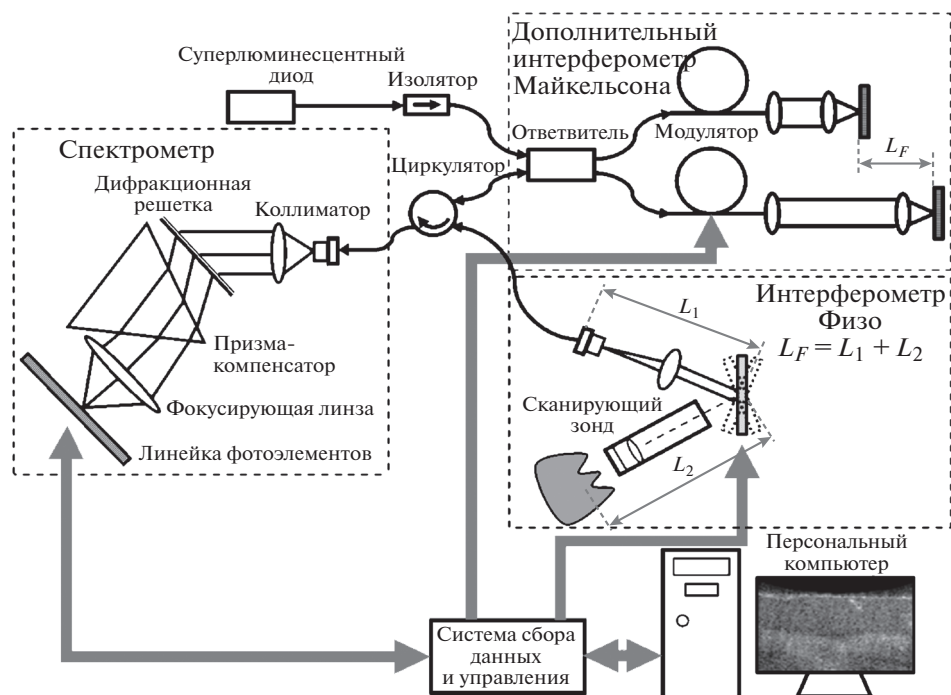


Рис. 1. Структурная схема спектральной о.к.т.-системы.

необходимости поиска наиболее компактных устройств сканирования. Для получения двумерных изображений хорошо зарекомендовало себя гальваносканирующее устройство [16, 17], позволяющее получать только двумерные сканы. Для получения полноценных трехмерных изображений с помощью компактного зонда наилучшим решением, на наш взгляд, являются сканеры на основе технологии микроэлектромеханических систем (м.э.м.с.-технологии), представляющие собой одноэлементное зеркало, отклоняемое электромагнитными или электростатическими полями в двух направлениях [6–8].

Достоинствами таких устройств являются высокая скорость работы, компактность и сравнительно низкое энергопотребление. К недостаткам можно отнести высокую механическую добротность и близость значения основного механического резонанса м.э.м.с.-зеркала к диапазону частот используемого управляющего сигнала, следствием чего могут быть существенные искажения о.к.т.-изображений из-за отклонения координаты поперечного сканирования от заданного значения.

Данная работа посвящена описанию методов контроля режима поперечного сканирования в высокоскоростных конфокальных приборах оптической когерентной томографии.

## СПЕКТРАЛЬНАЯ О.К.Т.-СИСТЕМА

В данной работе используется спектральная оптоволоконная о.к.т.-система, разработанная в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН). Структурная схема такой о.к.т.-системы приведена на рис. 1.

Здесь используется тандемная интерферометрическая схема, в которой основной интерферометр Физо расположен в корпусе сканирующего зонда, а дополнительный интерферометр Майкельсона имеет переменную длину плеч. За счет этого проводится модуляция длины пробега опорной волны, которая применяется для формирования комплексного распределения коэффициента обратного рассеяния и подавления автокорреляционных и зеркальных артефактов [18].

Для синтеза необходимого комплекса управляющих электрических сигналов здесь используется система сбора данных и управления на основе интерфейса USB 3.0 [19]. В качестве основной управляющей и вычислительной системы используется обычный персональный компьютер под управлением операционной системы семейства Microsoft Windows.

Для синтеза непрерывного потока о.к.т.-изображений в реальном времени используются методы асинхронных параллельных вычислений, описанные в статье [20].

Формирование зондирующего пучка производится с использованием специализированного

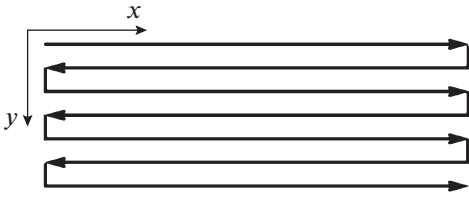


Рис. 2. Последовательность поперечного сканирования при получении трехмерных данных.

телецентрического сканирующего объектива [21] в составе сканирующего зонда. Телецентрический ход лучей обеспечивает отсутствие искажений формы поверхности исследуемой среды на о.к.т.-изображении, связанных с увеличением оптической дистанции до исследуемого объекта для главных лучей, не параллельных оптической оси зонда. Величина дисторсии объектива составляет  $<2\%$  при амплитуде сканирования до 4 мм по поперечной координате.

Регистрация рассеянного излучения осуществляется конфокально. Сканирование зондирующим пучком осуществляется с использованием м.э.м.с.-зеркала A8L18.3-4200AU-TINY48.4-B/TP (производство MirrorcleTech, США). Особенности используемого зеркала являются возможность сканирования по двум ортогональным осям в диапазоне  $\pm 4^\circ$ , малая величина нелинейности зависимости угла отклонения от приложенного напряжения и наличие добротного (коэффициент добротности  $Q \sim 100$ ) резонанса на частоте 910–920 Гц.

### МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ОБ ИСКАЖЕНИИ ФОРМЫ ПОПЕРЕЧНОГО СКАНИРОВАНИЯ

В данной работе используется высокоскоростная спектральная о.к.т.-система со скоростью работы  $\sim 90000$  А-сканов/с. Такая система используется, в частности, для получения трехмерных данных о внутренней структуре наружных био-

тканей. При этом порядок получения трехмерных данных соответствует иллюстрации рис. 2.

Координата  $x$  — это координата следования А-сканов в В-скане, координата  $y$  — координата следования В-сканов при получении трехмерных данных. Для экспериментальных данных, используемых в данной работе, каждый В-скан состоял из 1024 А-сканов. Поэтому координату  $x$  можно условно назвать “быстрой” координатой, а координату  $y$  — “медленной”, так как скорость изменения этих координат в процессе сканирования отличается в 1024 раза. Кроме того, в работе данной о.к.т.-системы часто используется режим, когда координата  $y$  не изменяется, т.е. используется непрерывная визуализация в реальном времени одного и того же сагиттального томографического среза. В дальнейшем в данной статье рассматривается именно такой режим сканирования.

В идеальном случае скорость изменения координат можно было бы считать постоянной за исключением нескольких процентов участка сканирования на краях в области смены направления. В случае “медленной” координаты ситуация близка к идеальной. Но в случае “быстрой” координаты проявляются искажения связанные с механическими резонансами м.э.м.с.-зеркала.

Например, на рис. 3а приведен результат о.к.т.-сканирования решетки Ронки в направлении, ортогональном ее полосам. Использовалась решетка с плотностью 10 линий/мм на опаловом стекле (#59-512 производства Edmund Optics, США). Видно, что изображение решетки не периодически по горизонтальной координате. Это является следствием того, что форма применяемого в данном случае сигнала управления отклонением м.э.м.с.-зеркала намеренно “сглажена” (рис. 3б), чтобы высокочастотные компоненты спектра сигнала не возбуждали механических резонансов зеркала. Дополнительно на изменение масштаба изображения по горизонтали влияет дисторсия объектива сканирующей системы.

В данной работе рассматривается способ вычисления искажения поперечного сканирования

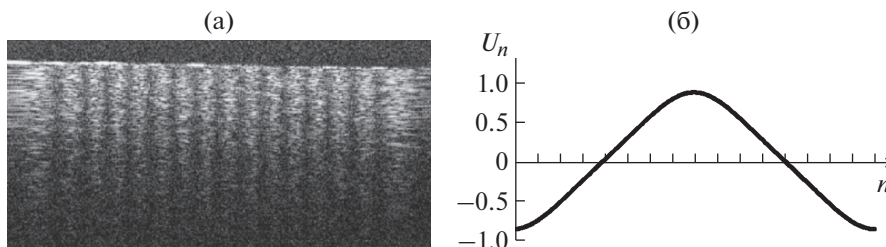


Рис. 3. Результат сканирования решетки Ронки (а) при использовании управляющего сигнала, имеющего форму, показанную в (б), где приведен один период циклически повторяющегося управляющего сигнала; о.к.т.-изображение (а) соответствует первому полупериоду управляющего сигнала (б).

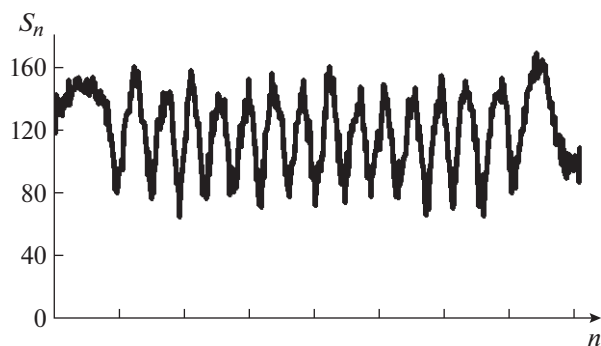


Рис. 4. Результат усреднения значений интенсивности нескольких строк В-скана рис. 3а.

в о.к.т.-системе по экспериментальным данным, полученным на тестовых образцах, для коррекции горизонтальных искажений о.к.т.-изображений.

Предлагается использовать решетку Ронки в качестве одного из тестовых образцов для получения данных о горизонтальных искажениях в о.к.т.-изображениях. Неравномерность полос на о.к.т.-изображении решетки Ронки (рис. 3а) можно использовать для вычисления величины отклонения от постоянного значения скорости сканирования по данной координате. Для нахождения этого отклонения были применены следующие вычисления.

В качестве исходных данных для вычислений использовалась последовательность  $S_n$  (рис. 4), которая является результатом усреднения значений интенсивности нескольких строк В-скана рис. 3а. Оценка изменения скорости сканирования производилась по изменению значения фазы  $\Delta\varphi_n$ , которая вычислялась по аналитическому сигналу  $A_n$ , соответствующему последовательности  $S_n$ . Для этого применялось преобразование Гильберта, выполненное следующим методом:

$$F_m = FFT_{n \rightarrow m}(S_n), \quad m \in 0, \dots, 1023, \quad n \in 0, \dots, 1023;$$

$$F_0 = 0; \quad F_m = 0, \quad m \in 512, \dots, 1023;$$

$$A_n = IFFT_{m \rightarrow n}(F_m), \quad n \in 0, \dots, 1023, \quad m \in 0, \dots, 1023;$$

$$\Delta\varphi_n = \arg(A_n) - \arg(A_{n-1}), \quad n \in 1, \dots, 1023.$$

В идеальном случае значение

$$\gamma_n = \gamma_{n-1} + \Delta\varphi_n, \quad n \in 1, \dots, 1023, \quad \gamma_0 = 0$$

должно было быть линейно нарастающим. Отклонение закона изменения  $\gamma_n$  от линейного нарастания говорит о величине смещения данных соответствующего А-скана по горизонтали В-скана.

Оценочная величина горизонтального смещения

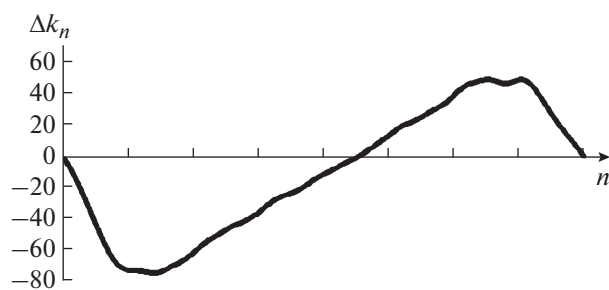


Рис. 5. Величина горизонтального смещения, полученная по данным В-скана рис. 3а.

$$\Delta k_n = 1023 \frac{\gamma_n}{\gamma_{1023}} - n, \quad n \in 0, \dots, 1023,$$

полученная по данным В-скана рис. 3а, представлена на рис. 5.

Стоит отметить, что этот метод оценки искажения поперечного сканирования не является универсальным и имеет очевидные ограничения по применимости. В частности, этот метод нельзя применять, если величина искажений, происходящая за период следования А-сканов в о.к.т.-системе, превышает шаг решетки Ронки или сравнима с ним. На рис. 6а представлена подобная ситуация. Здесь представлен случай, когда управляющий сигнал (рис. 6б) имеет более высокочастотные компоненты (чем в случае рис. 3б), которые возбуждают механические резонансные колебания м.э.м.-зеркала.

В таком случае для оценки искажения поперечного сканирования в о.к.т.-системе можно применить тестовый образец в виде наклонной поверхности.

На рис. 7а представлен результат о.к.т.-сканирования наклонной плоской поверхности специализированного о.к.т.-фантома (производство фирмы BioMimic, Канада), расположенного под углом к направлению координаты  $x$ . При этом применялся управляющий сигнал, как на рис. 6б. Изображение подобного рода позволяет выделить соответствующую кривую  $K_n$  изображения профиля поверхности рис. 7а. Известно много разных методов, которые применимы для решения такой задачи.

Представленная на рис. 7б кривая была получена при помощи метода обработки изображения рис. 7а, который базируется на методе Стегера [22]. Данный алгоритм основан на нахождении собственных векторов результата свертки гессиана изображения с функцией Гаусса. Была применена модификация такого метода, описанная в работе [23].

В этом случае оценочная величина горизонтального смещения, вычисленная как

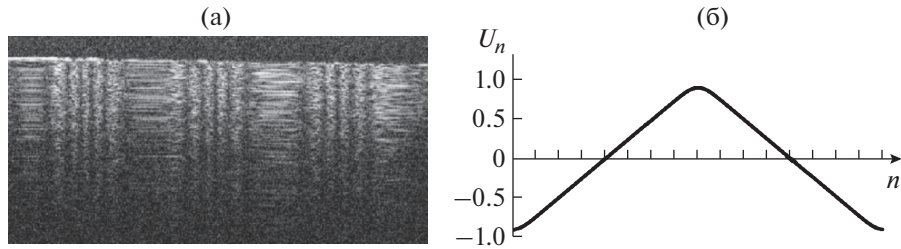


Рис. 6. Результат сканирования решетки Ронки (а) в случае использования формы управляющего сигнала (б).

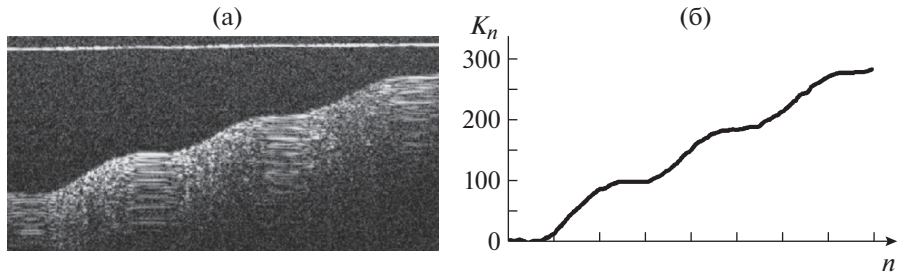


Рис. 7. Результат о.к.т.-сканирования наклонной плоской поверхности (а) в случае использования формы управляющего сигнала рис. 6б; б – кривая профиля поверхности.

$$\Delta K_n = 1023 \frac{K_n}{K_{1023}} - n, \quad n \in 0, \dots, 1023,$$

будет иметь форму рис. 8.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ВЕЛИЧИНЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ИСКАЖЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Полученные таким образом данные о величине горизонтального искажения В-скана могут быть использованы для разных целей.

Во-первых, изображения, аналогичные рис. 3а и рис. 7а, могут быть непосредственно использованы как средство контроля при подборе формы управляющего сигнала. Таким образом, при настройке о.к.т.-системы можно эффективно контролировать влияние управляющего сигнала на возбуждение собственных механических резонансов м.э.м.с.-зеркала. При этом в качестве тестового образца в случае “грубых” искажений рекомендуется применять наклонную плоскость, а при более “тонкой” настройке – решетку Ронки.

Во-вторых, данные, аналогичные рис. 5 и рис. 8, можно использовать для синтеза предварительно искаженной формы управляющего сигнала с целью подавления собственных резонансов м.э.м.с.-зеркала по методу, аналогичному продемонстрированному в работе [24].

В-третьих, корректировать горизонтальные искажения можно численным методом на завер-

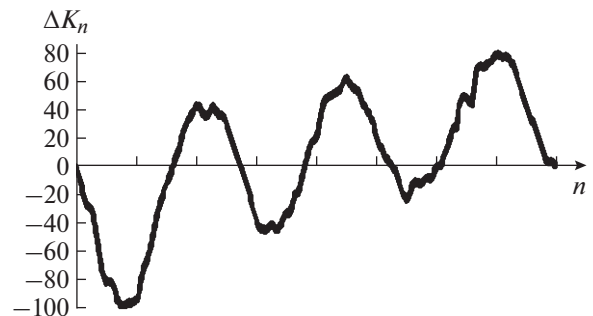


Рис. 8. Величина горизонтального смещения, полученная по данным В-скана рис. 7а.

шающем этапе синтеза В-скана. В этом случае преобразование, корректирующее горизонтальные искажения, можно представить в виде произведения матрицы неэквидистантного преобразования на транспонированную матрицу изображения, т.е.

$$\tilde{S} = \hat{M} \hat{S}^T,$$

где  $\hat{S}$  – данные В-скана, представленные в виде матрицы;  $\hat{M}$  – матрица неэквидистантного преобразования. Элементы матрицы  $\hat{M}$  могут быть вычислены на основе таблицы экспериментальных данных  $\Delta k_n$  методом, который аналогичен способу, описанному в работе [25].

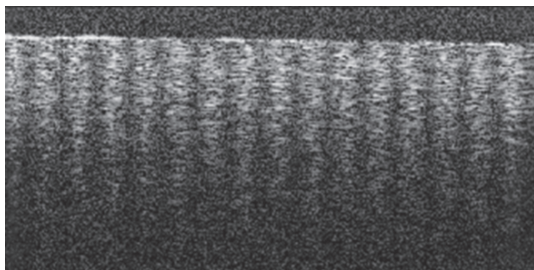


Рис. 9. Результаты численной коррекции изображения рис. 5а с использованием данных рис. 5.

Результаты такой численной коррекции изображения рис. 5а представлены на рис. 9.

Предварительные оценки показывают, что в случае используемой о.к.т.-системы при использовании вычислительной мощности одного графического процессора на базе дискретной видеокарты среднего пользовательского класса (например, NVidia GeForce GTX 1060) для синтеза в реальном времени непрерывного потока В-сканов данная коррекция может быть выполнена также в реальном времени. При этом для операции матричного умножения можно использовать функции библиотеки NVIDIA CUDA CUBLAS\_V2.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение описанных в данной статье тестовых образцов позволяет эффективно контролировать горизонтальные искажения о.к.т.-изображений, вызванные как неравномерностью скорости сканирования зеркала, так и дисторсией оптической системы.

Описанные в статье способы получения экспериментальных данных были использованы при разработке и настройке скоростных спектральных о.к.т.-систем, предназначенных для исследования наружных биотканей. Различные способы применения экспериментальных данных для коррекции горизонтальных искажений обеспечивают качественную визуализацию исследуемых объектов в реальном времени и частично компенсируют соответствующие потери продольной разрешающей способности при о.к.т.-визуализации.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 17-72-20249.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Optical coherence tomography: Technology and applications / Ed. W. Drexler, J.G. Fujimoto. Sec. ed.

Cham: Springer, 2015.

<https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2>

2. Duma V.F. // Mechanisms and Machine Science. 2014. V. 17. P. 361.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-319-01845-4\\_36](https://doi.org/10.1007/978-3-319-01845-4_36)
3. Liu L., Chen N., Sheppard C.J.R. // Opt. Lett. 2007. V. 32. № 24. P. 3528.  
<https://doi.org/10.1364/OL.32.00352>
4. Motaghian Nezam S.M.R. // Opt. Lett. 2008. V. 33. № 15. P. 1741.  
<https://doi.org/10.1364/OL.33.001741>
5. Wang D., Liang P., Samuelson S., Jia H., Ma J., Xie H. // Biomedical Opt. Exp. 2013. V. 4. № 10. P. 2066.  
<https://doi.org/10.1364/BOE.4.002066>
6. Strathman M., Liu Y., Li X., Lin L.Y. // Opt. Exp. 2013. V. 21. № 20. P. 23934.  
<https://doi.org/10.1364/OE.21.023934>
7. Sun J., Guo S., Wu L., Liu L., Choe S.-W., Sorg B.S., Xie H. // Opt. Exp. 2010. V. 18. № 12. P. 12065.  
<https://doi.org/10.1364/OE.18.012065>
8. Kim K.H., Park B.H., Maguluri G.N., Lee T.W., Rogomentich F.J., Bancu M.G., Bouma B.E., De Boer J.F., Bernstein J.J. // Opt. Exp. 2007. V. 15. № 26. P. 18130.  
<https://doi.org/10.1364/OE.15.018130>
9. Munce N.R., Mariampillai A., Standish B.A., Pop M., Anderson K.J., Liu, G.Y., Luk T., Courtney B.K., Wright, G.A., Vitkin I.A., Yang V.X.D. // Opt. Lett. 2008. V. 33. № 7. P. 657.  
<https://doi.org/10.1364/OL.33.000657>
10. Schulz-Hildebrandt H., Pfeiffer T., Eixmann T., Lohmann S., Ahrens M., Rehra J., Draxinger W., König P., Huber R., Hüttmann G. // Opt. Lett. 2018. V. 43. № 17. P. 4386.  
<https://doi.org/10.1364/OL.43.004386>
11. Zhang N., Tsai T.-H., Ahsen O.O., Liang K., Lee H.-C., Xue P., Li X., Fujimoto J.G. // Opt. Lett. 2014. V. 39. № 2. P. 186.  
<https://doi.org/10.1364/OL.39.000186>
12. Park H.-C., Seo Y.-H., Jeong K.-H. // Opt. Exp. 2014. V. 22. № 5. P. 5818.  
<https://doi.org/10.1364/OE.22.005818>
13. Duma V.-F., Lee K.-S., Meemon P., Rolland J.P. // Appl. Opt. 2011. V. 50. № 29. P. 5735.  
<https://doi.org/10.1364/AO.50.005735>
14. Aguirre A.D., Sawinski J., Huang S.-W., Zhou C., Denk W., Fujimoto J.G. // Opt. Exp. 2010. V. 18. № 5. P. 4222.  
<https://doi.org/10.1364/OE.18.004222>
15. Min E.J., Na J., Ryu S.Y., Lee B.H. // Opt. Lett. 2009. V. 34. № 12. P. 1897.  
<https://doi.org/10.1364/OL.34.001897>
16. Feldchtein F.I., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V. // Handbook of Optical Coherence Tomography / Ed. B.E. Bouma, G.J. Tearney. New York: Marcel Dekker, 2001. P. 131–142.
17. Геликонов Г.В. Патент на изобретение 2319184 РФ G02B 26/10, A61B 5/00 // Опубл. 10.03.2008. Бюл. № 7.
18. Ксенофонтов С.Ю., Шиллягин П.А., Терпелов Д.А., Новожилов А.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 136.  
<https://doi.org/10.31857/S003281622001005X>

19. Терпелов Д.А., Ксенофонтов С.Ю., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 94. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060143>
20. Ксенофонтов С.Ю. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 17. <https://doi.org/10.1134/S0032816219030078>
21. Шлягин П.А., Моисеев А.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Ксенофонтов С.Ю., Загайнова Е.В., Гладкова Н.Д., Губарькова Е.В., Киселева Е.Б., Сироткина М.А., Виткин И.А. Патент на изобретение 2675488 РФ. G02B 13/22, G02B 9/04 // Оpubл. 19.12.2018. Бюл. № 35.
22. Steger C. // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 1998. V. 20. № 2. P. 113. <https://doi.org/10.1109/34.659930>
23. Matkivsky V.A., Shilyagin P.A., Moiseev A.A., Novozhilov A.A., Abubakirov T.E., Gelikonov G.V., Shakhov A.V., Gelikonov V.M. // Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. № 2. P. 025602. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab60ad>
24. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Ксенофонтов С.Ю., Терпелов Д.А., Шлягин П.А. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 133.
25. Моисеев А.А., Геликонов Г.В., Шлягин П.А., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 10–11. С. 727.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 537.635

**МУЛЬТИЯДЕРНЫЙ СЛАБОПОЛЬНЫЙ  
МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНЫЙ МИНИТОМОГРАФ**

© 2020 г. В. В. Фролов<sup>а</sup>, К. В. Тютюкин<sup>а,\*</sup>, С. А. Шубин<sup>б</sup>,  
С. А. Лавров<sup>а</sup>, Ю. В. Богачев<sup>с</sup>

<sup>а</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
Россия, 199034, С.-Петербург, Университетская наб., 7/9

<sup>б</sup> ООО Интеллектуальные ИТ системы  
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия, 14–16

<sup>с</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (“ЛЭТИ”)  
Россия, 197022, С.-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

\*e-mail: kos101@mail.ru

Поступила в редакцию 18.03.2020 г.

После доработки 05.04.2020 г.

Принята к публикации 10.04.2020 г.

Описан лабораторный магнитно-резонансный томограф для малых объектов, работающий в поле 7 мТл. Аппаратная часть томографа позволяет выполнять эксперименты на разных ядрах и использовать методы двойного облучения. Высокая степень абсолютной однородности постоянного магнитного поля позволяет для получения изображений использовать относительно слабые градиенты. Томограф может быть использован для отработки новых методик магнитно-резонансной визуализации, для целей обучения специалистов-физиков и инженеров методам получения магнитно-резонансных изображений и для исследования малых объектов.

DOI: 10.31857/S0032816220050122

**ВВЕДЕНИЕ**

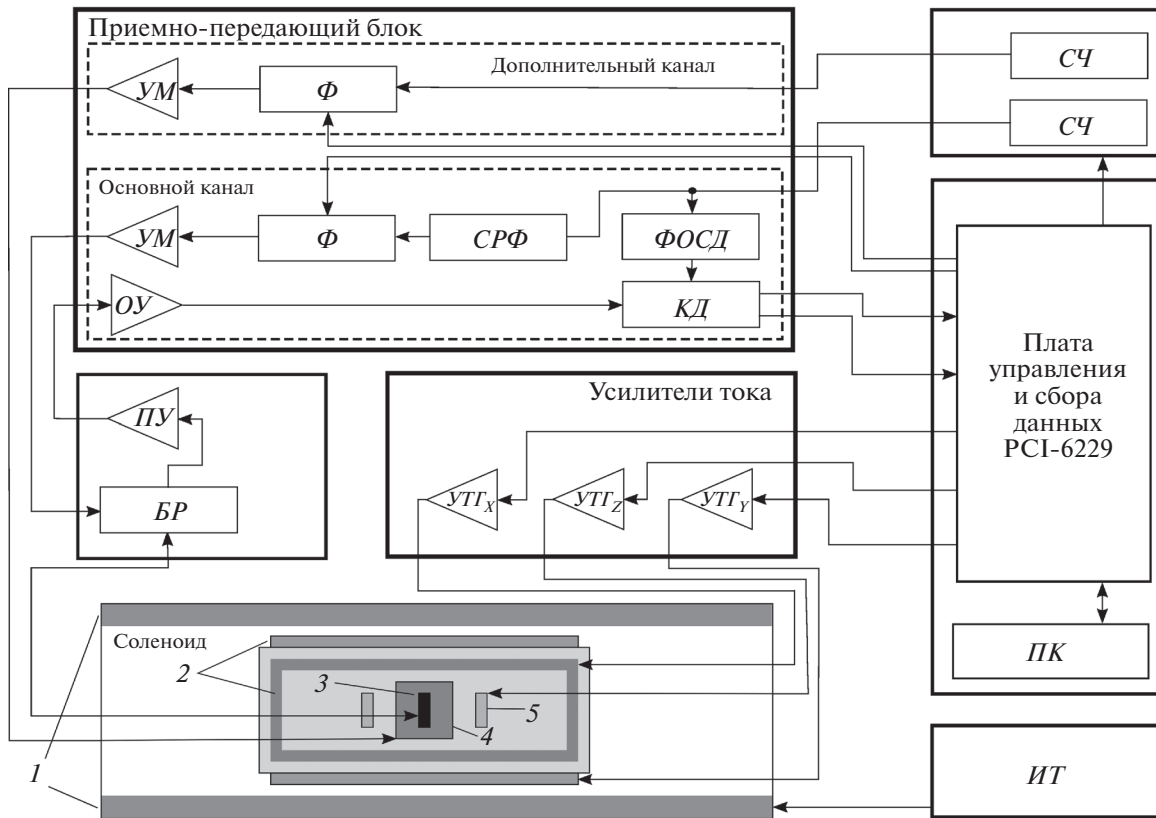
В последнее десятилетие отмечается возобновление интереса к исследованиям в области ядерного магнитного резонанса (я.м.р), включая магнитно-резонансную томографию (м.р.т.), в весьма слабых по сравнению с используемыми в распространенных приборах магнитных полях (единицы миллитесла и ниже) [1, 2]. Интерес к таким исследованиям вызван, с одной стороны, чрезвычайно высокой стоимостью аппаратуры, работающей в сильных магнитных полях и использующей жидкий гелий или магнитные материалы на основе редкоземельных элементов. С другой стороны, как отмечают авторы [3], 80% диагностических обследований может быть выполнено в значительно более слабых полях.

Следует отметить, что помимо высокой стоимости существуют и другие отрицательные факторы, вызванные использованием очень сильного магнитного поля и, следовательно, высоких радиочастот (до сотен мегагерц). Так как живой организм представляет собой проводящую среду, с повышением частоты увеличивается опасность перегрева тканей и превышения допустимого уровня поглощаемой мощности (SAR) [4]. Кроме того, проводящая среда становится дополнитель-

ным источником шумов [5], что ослабляет эффект улучшения отношения сигнал/шум при повышении уровня поля. Одним из отрицательных факторов является также уменьшение релаксационного контраста из-за явления частотной дисперсии времен релаксации [2, 6].

Кроме того, сильное магнитное поле и высокая частота порождают трудности при обследовании некоторых групп пациентов [4]. Невозможно обследовать пациентов с металлическими имплантатами и водителями ритма, возникают сложности с лицами, страдающими клаустрофобией, некоторые плохо переносят шум, производимый градиентной системой.

В данной работе описывается разработанный на кафедре ядерно-физических методов исследования СПбГУ низкочастотный магнитно-резонансный томограф для малых объектов с возможностью облучения на частотах резонанса двух видов ядер, что позволяет использовать методы двойного ядерного магнитного резонанса [7], который широко применяется в я.м.р.-спектроскопии высокого разрешения, однако о его применении в м.р.т. неизвестно. Прибор может быть полезен при синтезе новых импульсных последовательностей для получения магнитно-резонансных изображе-



**Рис. 1.** Блок-схема слабополюсного магнитно-резонансного минитомографа. УМ – усилитель радиочастотных импульсов (р.ч.и.),  $\Phi$  – формирователь р.ч.и., СРФ – схема разделения фаз заполнения р.ч.и., ФОСД – формирователь опорного сигнала для детектора, ОУ – основной усилитель приемника, КД – квадратурный детектор, ПУ – предварительный усилитель приемника, БР – блок развязки, УТГ<sub>X</sub> – усилитель тока градиентов (X-канал), УТГ<sub>Z</sub> – усилитель тока градиентов (Z-канал), УТГ<sub>Y</sub> – усилитель тока градиентов (Y-канал), СЧ – синтезатор частоты, ПК – персональный компьютер, ИТ – стабилизированный источник тока питания основного магнита (соленоида); 1 – основной магнит; 2 – градиентные катушки по X- и Y-осям; 3 – радиочастотная катушка основного канала; 4 – радиочастотная катушка дополнительного канала; 5 – градиентные катушки по Z-оси.

ний, при разработке способов визуализации движения жидкости, в том числе в пористых средах и растительных объектах, а также для других технических применений. Томограф удобно использовать для обучения физическим принципам м.р.т.

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТОМОГРАФА

Рабочее магнитное поле томографа составляет 7 мТл, что на два–три порядка меньше значений, используемых в обычно применяемых томографах. Отличительной особенностью данного томографа является возможность облучения объекта высокочастотным полем на двух независимых частотах, что расширяет возможности м.р.т. благодаря использованию методов двойного ядерного магнитного резонанса. При этом возбуждение и прием сигналов я.м.р. осуществляются на одной из частот (“основной канал”), тогда как вторая частота используется только для облучения (“дополнительный канал”). Томограф поз-

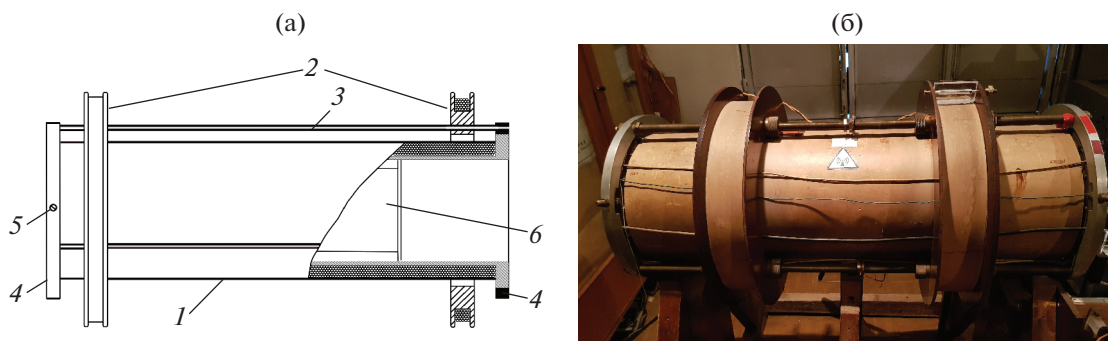
воляет получать протонные магнитно-резонансные изображения объектов объемом до 80 см<sup>3</sup> с пространственным разрешением около 0.5 мм.

На рис. 1 приведена структурная схема томографа. Основными узлами томографа являются магнитная система (рис. 2 и рис. 3) со стабилизатором тока, градиентная система, двухкатушечный датчик (рис. 4), обеспечивающий выполнение экспериментов по двойному резонансу, приемно-передающий блок с развязывающим устройством, синтезаторы частот и плата управления, включенная в персональный компьютер.

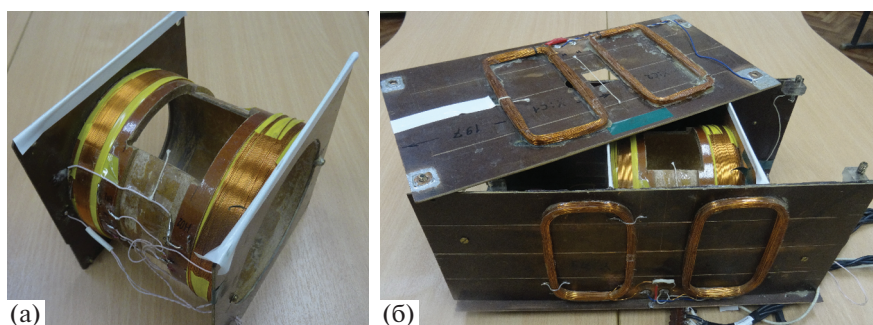
### МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Источником постоянного магнитного поля в описываемом томографе является резистивный магнит 1 (рис. 1), схематический чертеж которого представлен на рис. 2а, а его внешний вид – на рис. 2б. Магнитная система состоит из соленоида 1 (рис. 2а) и коаксиальной с ним пары колец 2,

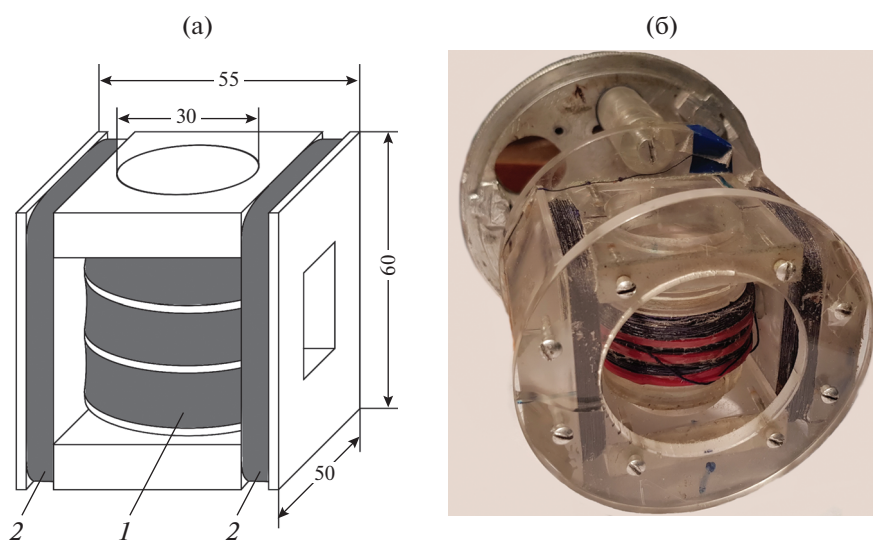




**Рис. 2.** Схематический чертеж (а) и внешний вид (б) магнитной системы минитомографа. 1 – основной соленоид; 2 – компенсирующие кольца; 3 – направляющие стержни; 4 – опорные кольца; 5 – регулировочный винт; 6 – градиентная система.



**Рис. 3.** Внешний вид градиентной системы минитомографа: а – катушки, создающие продольный градиент; б – система катушек для получения поперечных градиентов.



**Рис. 4.** Конструкция (а: 1 – радиочастотная катушка основного канала; 2 – радиочастотные катушки дополнительного канала) и внешний вид (б) двухчастотного датчика минитомографа.

компенсирующих неоднородность поля, обусловленную “концевым эффектом”. Конструкция системы благодаря наличию направляющих 3 позволяет корректировать осевое смещение колец и их коаксиальность с соленоидом с помощью регулировочных винтов 4.

Для исключения отрицательного влияния неравномерности намотки на однородность поля витки первого слоя уложены в резьбовой паз на каркасе соленоида с шагом 2,5 мм, а витки последующих слоев – в промежутки между витками предыдущего. Обмотка соленоида состоит из 11 слоев по 368 витков медного провода  $\varnothing 1.61$  мм, кольца имеют по 528 витков такого же провода. Для получения поля 7 мТл магнит потребляет 100 Вт при токе 2 А без какого-либо искусственного охлаждения.

Стабильность поля обеспечивается стабилизатором тока ИТ (рис. 1), работающим по принципу системы с отрицательной обратной связью. Управляющий сигнал ошибки формируется путем сравнения падения напряжения на эталонном манганиновом сопротивлении, помещенном в термостат, с образцовым напряжением на стабилитроне. Стабилизатор тока обеспечивает стабильность магнитного поля порядка  $10^{-4}$ .

Внутри соленоида помещается система катушек для создания градиентов магнитного поля в объеме датчика 2, 5 (рис. 1). Градиенты, поперечные по отношению к направлению основного магнитного поля (ось  $Z$ ), создаются катушками, расположенными на поверхности каркаса, выполненного в виде параллелепипеда с квадратным сечением (рис. 3а), который может свободно перемещаться внутри соленоида. Магнитное поле с продольным градиентом создается катушками типа разорванного соленоида с противоположным направлением токов в каждой из секций (рис. 3б).

## РАДИОЧАСТОТНЫЕ КАТУШКИ

Радиочастотная катушка основного канала 3 (рис. 1), совмещающая в себе функции возбуждения намагниченности и приема сигнала, и радиочастотная катушка дополнительного канала возбуждения 4 располагаются внутри соленоида и системы градиентных катушек. Схематически ансамбль катушек (датчик) и его внешний вид изображены на рис. 4, они жестко зафиксированы на площадке из оргстекла так, что их оси взаимно перпендикулярны.

Катушки механически и электрически соединяются через коаксиальный разъем и коаксиальный кабель, размещенный в медной трубе, с блоком развязки БР и предусилителем ПУ (рис. 1). Радиочастотные катушки так же, как и поперечные градиентные, могут перемещаться вдоль оси основного магнитного поля, позволяя таким об-

разом находить зону наилучшей однородности постоянного магнитного поля. Для улучшения добротности контура и однородности радиочастотного поля катушка основного канала 1 (рис. 4) конструктивно разделена на 3 секции, соединенные последовательно.

Радиочастотная катушка дополнительного канала 2 (рис. 4) имеет 2 секции, которые расположены симметрично относительно катушки основного канала. Обе катушки (основного и дополнительного каналов) в датчике я.м.р. являются элементами резонансных контуров, частоты которых независимо настраиваются с помощью конденсаторов переменной емкости.

## ПРИЕМНО-ПЕРЕДАЮЩИЙ БЛОК

Приемно-передающий блок (см. рис. 1) содержит два независимых канала формирования радиочастотных импульсов. Оба канала не являются полностью идентичными: один из них работает именно на той частоте, на которой регистрируется принимаемый сигнал, и позволяет выбирать фазу заполнения отдельных радиочастотных импульсов (данный канал – основной) и второй канал, который лишь позволяет формировать радиочастотные импульсы с фиксированной фазой (этот канал – дополнительный).

Основной канал включает в себя радиочастотный тракт, расположенный в приемно-передающем блоке томографа, и имеет следующие составляющие: передатчик, состоящий из схемы разделения фаз СРФ, формирователя  $\Phi$ , усилителя мощности УМ (рис. 1); приемник, содержащий предусилитель ПУ, основной усилитель ОУ, формирователь опорного сигнала квадратурного детектора ФОСД и квадратурный детектор КД, обеспечивающий усиление и детектирование я.м.р.-сигналов. Датчик подключается к входу приемника и к выходу передатчика через блок развязки БР.

С выхода основного канала приемно-передающего блока протестированные квадратурным детектором сигналы поступают на плату управления/сбора данных-NI PCI-6229 (рис. 1) производства компании National Instruments (<https://www.ni.com/>), которая установлена непосредственно в управляющем компьютере ПК, где выполняется оцифровка сигналов в модулях аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) с целью проводить дальнейшую их обработку с помощью программ, созданных в среде LabVIEW (<https://www.ni.com/ru-ru/shop/labview.html>). NI PCI-6229 представляет собой многофункциональную плату управления и регистрации, имеющую 4 канала цифроаналогового преобразователя, 32 канала а.ц.п. и 48 программируемых цифровых каналов.

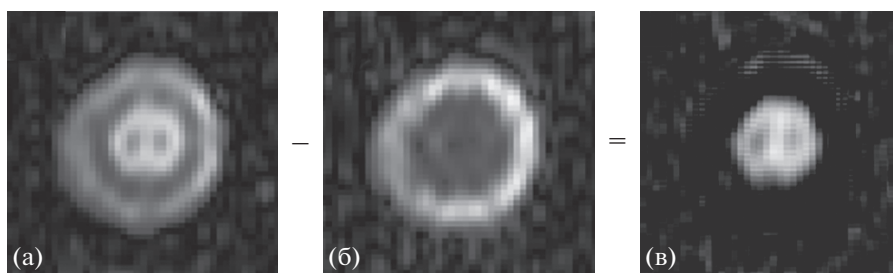


Рис. 5. Изображения фантома, полученные без облучения ядер фосфора (а) и при включении облучающего импульса (б); в – результат вычитания (б) из (а).

Дополнительный канал (рис. 1) включает в себя радиочастотный тракт, также расположенный в приемно-передающей блоке томографа, состоящий из усилителя мощности УМ, подключенного к формирователю Ф. Передатчик дополнительного канала напрямую подключается на катушку, также расположенную в датчике я.м.р.

#### УСИЛИТЕЛЬ ТОКА ГРАДИЕНТОВ

Блок градиентов обеспечивает формирование тока в катушках градиентов в соответствии с сигналами, поступающими от платы управления. На каждую систему катушек, создающую градиент магнитного поля вдоль определенного направления ( $X$ ,  $Y$  или  $Z$ ) в пространстве, работает отдельный усилитель – соответственно УТГ $_X$ , УТГ $_Y$  или УТГ $_Z$  (рис. 1). Основными требованиями к данным усилителям являются: обеспечение максимальной скорости нарастания тока в катушках и минимальный переходный процесс после его выключения. Каждый из усилителей обладает возможностью ручной балансировки выходного напряжения. Питание усилителя осуществляется от стабилизированного двуполярного источника постоянного тока.

#### ПЛАТА УПРАВЛЕНИЯ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Особенностью данной установки является возможность формирования радиочастотных импульсов на двух независимых произвольных частотах, значение которых можно выбирать в диапазоне от 100 до 400 кГц с шагом 0.1 Гц. Опорные сигналы для формирования данных частот вырабатываются двухканальным синтезатором СЧ на основе микросхемы прямого цифрового синтеза AD9833 производства компании Analog Devices (<https://www.analog.com/>).

Управление работой синтезатора, а также сбор и обработка данных осуществляются с помощью персонального компьютера ПК с размещенной в нем платой управления по SPI-интерфейсу с использованием программы, созданной авторами в

среде LabVIEW. Значения частот синтезатора задаются программно. Используемые импульсные последовательности могут быть сформированы с одновременным использованием двух частот заполнения.

#### ЭКСПЕРИМЕНТ

Примером использования возможностей мультядерного томографа могут служить изображения фантома, представленные на рис. 5. Фантом представляет собой два коаксиальных контейнера, из которых внутренний содержит триметилфосфат  $((\text{CH}_3\text{O})_3\text{PO})$ , наружный – воду. Изображение получалось методом спигового эха [4], но в отличие от стандартного метода одновременно с радиочастотным  $180^\circ$ -ным импульсом, действующим на протоны, подавался дополнительный  $180^\circ$ -ный импульс с частотой заполнения, равной частоте я.м.р.  $^{31}\text{P}$ . На рис. 5а приведено обычное протонное магнитно-резонансное изображение фантома, на рис. 5б – также протонное изображение, но полученное при наличии дополнительно импульса.

Действие дополнительного импульса проявляется в исчезновении сигнала от протонов, связанных спин-спиновым взаимодействием с  $^{31}\text{P}$ . В результате разностное изображение (рис. 5в) отображает распределение ядер фосфора, однако для него сохраняется отношение сигнал/шум, характерное для я.м.р. протонов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие двух каналов и возможность формирования различных импульсных последовательностей с использованием двух рабочих частот позволяет проводить эксперименты по получению магнитно-резонансных изображений с использованием двойного ядерно-ядерного резонанса [8] и, в частности, получать изображения пространственного распределения ядер  $^{31}\text{P}$  с отношением сигнал/шум, соответствующим протонному изображению.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Богачев Ю.В., Драпкин В.З., Князев М.Н., Попечителей Е.П., Разин И.В., Фролов В.В.* Магнитно-резонансная томография в слабом магнитном поле. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2012. ISBN 978-5-7629-1002-6.
2. *Андреев Н.К.* Методы и приборы низкочастотной релаксационной ЯМР-интроскопии. Казань: Каз. гос. энерг. ун-т, 2003. ISBN 5-89873-078-8.
3. *Coffey A.M., Truong M., Chekmenev E.Y.* // *J. Magn. Reson.* 2013. V. 237. P. 169.
4. *Rinck P.A.* *Magnetic Resonance in Medicine.* Berlin Vienna: Blackwell Wissenschafts-Verlag, 2001.
5. *Edelstein W., Glover G., Hardy C., Redington R.* // *Magn. Reson. Med.* 1986. V. 3. P. 604.
6. *Bryant R.G., Mendelson D.A., Lester C.C.* // *Magn. Reson. Med.* 1991. V. 21. P. 117.
7. *Бакс Э.* Двумерный ядерный магнитный резонанс в жидкости. Новосибирск: Наука, 1989.
8. *Shubin S., Frolov V., Tyutyukin K.* // *Appl. Magn. Reson.* 2020. V. 51. P. 107–116.  
<https://doi.org/10.1007/s00723-019-01174-0>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 551.501.796+551.508.99

**ИНФРАЗВУКОВЫЕ СТАНЦИИ КИЗ ДЛЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ И МОНИТОРИНГА**

© 2020 г. В. Н. Иванов<sup>а</sup>, Ю. С. Русаков<sup>а,\*,\*\*</sup>

<sup>а</sup> НПО “Тайфун”, Институт экспериментальной метеорологии,  
Россия, 249038, Обнинск Калужской обл., ул. Победы, 4

\*e-mail: rusakov@rpatyphoon.ru

\*\*e-mail: yurusakov@mail.ru

Поступила в редакцию 06.02.2020 г.

После доработки 13.02.2020 г.

Принята к публикации 15.02.2020 г.

Описаны инфразвуковые станции КИЗ (комплекс инфразвуковой), созданные в НПО “Тайфун” (г. Обнинск) и автономно работающие на протяжении ряда лет в нескольких пунктах РФ. Практически все элементы станций: конфигурация, микробарометры, ветровые фильтры, система сбора и передачи данных, аппаратный бокс и т.п. — разработаны с учетом опыта создания и эксплуатации подобных систем, прежде всего, инфразвукового компонента международной системы мониторинга ядерных испытаний. Основными достоинствами инфразвуковых станций, наряду с хорошими и стабильными метрологическими характеристиками, являются: сравнительно низкая стоимость, минимальные эксплуатационные затраты, надежность работы в широком диапазоне погодных условий, простота поверки и калибровки. Инфразвуковые станции КИЗ адаптированы к условиям эксплуатации на территории типовой метеостанции РФ.

DOI: 10.31857/S0032816220040138

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Инфразвуковая станция осуществляет высокочувствительную синхронную регистрацию пульсаций приземного атмосферного давления в нескольких разнесенных пунктах с целью последующего выделения и оценки параметров направленных инфразвуковых волн на фоне ветровых и акустических шумов. Известны десятки природных и техногенных явлений, излучающих заметный инфразвук [1]. Инфразвуковые волны с частотами порядка и менее 1 Гц слабо поглощаются в нижнем 100-километровом слое атмосферы [2] и благодаря сильной температурно-ветровой рефракции распространяются на многие сотни и тысячи километров вдоль земной поверхности, обеспечивая информацией инфразвуковой мониторинг в пункте наблюдения.

В настоящее время прикладной интерес к данным инфразвукового мониторинга развивается по четырем основным направлениям.

Во-первых, это локализация и идентификация удаленных техногенных источников инфразвука, прежде всего, ядерных взрывов. В рамках реализации этого направления развернута международная сеть, включающая 60 инфразвуковых станций (в том числе 4 станции на территории РФ), для кон-

троля выполнения Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний [3].

Во-вторых, это диагноз и прогноз опасных природных явлений: гроз, смерчей, землетрясений, лавин, газогидратных выбросов и т.п. [4, 5].

Третье направление — инфразвуковые исследования извержений вулканов, падений метеоритов, ионосферных возмущений, деструкции ледников и т.п. [6–8].

Наиболее перспективно четвертое направление — томография температурной и ветровой структуры атмосферы в области высот от 30 до 100 км по данным наземной сети инфразвуковых станций [9–11].

Таким образом, потребность в надежных и сравнительно недорогих технических средствах инфразвукового мониторинга атмосферы будет возрастать. В случае практической реализации инфразвуковой томографии эта потребность может стать существенной, поскольку число инфразвуковых станций, необходимое только для охвата территории РФ, скорее всего, составит несколько сотен.



**Рис. 1.** Фотография всепогодного антивандального приборного шкафа в п. Начики (Камчатка) с пятью микробарометрами, системой воздуховодов для локальной сверки/калибровки микробарометров и подключения ветровых фильтров, многоканальным блоком оцифровки и передачи данных на удаленный сервер.

## 2. РАЗРАБОТКА ИНФРАЗВУКОВОЙ СТАНЦИИ

Инфразвуковой мониторинг основан на совместном использовании аппаратных и программных средств. Аппаратное средство в данном случае — это комплекс для мониторинга инфразвуковых волн КИЗ, входящий в состав станции геофизического мониторинга [12] и выполняющий функции полноценной инфразвуковой станции.

Комплекс для мониторинга инфразвуковых волн КИЗ имеет геофизическую направленность, достаточно высокую чувствительность к инфразвуковым пульсациям приземного давления и рабочий диапазон частот 0.005–10 Гц. Такие комплексы созданы в НПО «Тайфун» Росгидромета, развернуты в шести пунктах РФ и автономно функционируют с 2015 г. в режиме опытной эксплуатации и проведения атмосферных исследований.

В качестве технического прототипа КИЗ использована инфразвуковая станция МСМ (международной системы мониторинга), модернизация которой осуществляется в течение последних 20 лет [3]. Несмотря на то что инфразвуковые станции МСМ имеют иное предназначение, чем станции КИЗ, принцип их работы и условия эксплуатации, перечень основных компонентов и предъявляемые требования в целом идентичны.

Основные компоненты инфразвуковых станций — это группа разнесенных на местности ветровых фильтров (воздухозаборников), синхронизированные между собой датчики пульсаций дав-

ления (микробарометры) и система оцифровки, сбора и передачи данных. Кроме того, в состав инфразвуковых станций входят средства энергопитания, метрологического контроля и защиты оборудования от внешних воздействий. Отличие инфразвуковых станций КИЗ от станций МСМ состоит в том, что все компоненты КИЗ, а также его конфигурация заново разработаны или существенно модифицированы.

Основные требования к инфразвуковым станциям МСМ следующие: рабочий диапазон частот 0.02–4 Гц; приведенный уровень собственных шумов в этой полосе частот  $\leq 2$  мПа; спектральная плотность собственных шумов на частоте 1 Гц  $\leq 0.4$  мПа<sup>2</sup>/Гц; минимальное число пунктов измерения пульсаций давления 4; погрешность синхронизации измерений  $\leq 1$  мс [13]. Очевидно, что инфразвуковая станция должна быть работоспособной при любых погодных и иных условиях в пункте наблюдения, иметь стабильные метрологические характеристики, которые должны регулярно проверяться. Первостепенными являются также вопросы стоимости инфразвуковых станций и эксплуатационных затрат. С точки зрения наблюдения указанных параметров и характеристик проведем сравнение описанных ниже инфразвуковых станций КИЗ со станциями МСМ.

### 2.1. Конфигурация станции и геометрия инфразвуковой группы

Принципиальной особенностью КИЗ является размещение всего оборудования, за исключением ветровых фильтров, источника питания и сервера, в едином приборном шкафу (рис. 1). Распределенные по территории инфразвуковой станции ветровые фильтры соединены с микробарометрами жесткими длинными воздуховодами.

При такой конфигурации инфразвуковой станции не требуется размещения в месте расположения каждого ветрового фильтра следующих устройств: микробарометра, системы сбора и передачи данных, защиты от несанкционированного доступа и погодных воздействий, электропитания, как это принято на типовой инфразвуковой станции МСМ.

Коренным образом упрощается контроль идентичности фазовых (ф.ч.х.) и частотных (а.ч.х.) характеристик микробарометров, входящих в единую инфразвуковую группу. Очевидно, что резко снижаются затраты на изготовление инфразвуковой станции и, главное, на ее обслуживание.

Еще одной особенностью КИЗ является 5-элементная конфигурация инфразвуковой группы. В инфразвуковой станции МСМ используется от четырех до пятнадцати разнесенных воздухозаборников с различной геометрией их размещения [3]. В случае КИЗ четыре ветровых фильтра рас-

полагаются в вершинах четырехугольника с максимальной площадью охвата при условии, что углы между всеми его сторонами составляют  $\geq 6^\circ$ . Это позволяет обеспечить более гладкую индикатрису погрешности кругового пеленга, чем в случае с параллельными сторонами четырехугольника. Пятый элемент инфразвуковой группы размещают в ее центре, тем самым несколько расширяя частотный диапазон пеленга в область высоких частот и позволяя осуществлять пеленг одновременно по восьми формируемым эффективным треугольным полигонам.

В целом, частотный диапазон пеленгуемых с приемлемой точностью инфразвуковых волн для описанной геометрии инфразвуковой группы составляет, по нашим наблюдениям,  $(0.02-2)C_S/S^{1/2}$ . Здесь  $C_S$  – скорость следа инфразвуковой волны,  $S$  – площадь инфразвукового полигона.

В КИЗ в качестве воздухопроводов использованы 100-метровые металлопластиковые трубы с внутренним диаметром 12 мм. В результате апертура инфразвуковой группы составляет около 140 м, что позволяет развернуть инфразвуковую группу на территории типовой метеорологической станции [14], а единственный приборный шкаф установить в охраняемой зоне.

При такой конфигурации и геометрии инфразвуковой станции возникают 2 вопроса. Первый – не препятствует ли использование длинных воздухопроводов нормальному функционированию инфразвуковой станции? Ответ на этот вопрос дает рис. 2, на котором представлена а.ч.х. измерительной цепи КИЗ (ветровой фильтр–воздуховод–микробарометр–аналоговый электрический сигнал) при различных ее модификациях.

Для построения графика использовались данные измерений от нескольких одновременно действовавших идентичных акустоэлектрических преобразователей (а.э.п.), разработанных в НПО “Тайфун” и установленных в едином приборном шкафу. В качестве эталонного микробарометра использовался а.э.п., откалиброванный во ВНИИФТРИ [15]. К а.э.п. были подключены металлопластиковые воздухопроводы различной длины (от 0 до 125 м) и розеточные ветровые фильтры разного диаметра (см. рис. 2). Все ветровые фильтры и воздухопроводы располагались на небольшой территории.

Для обеспечения идентичности входных сигналов и уменьшения влияния турбулентных ветровых пульсаций на показания а.э.п. для анализа были выбраны 25 случаев регистрации особо интенсивных инфразвуковых событий, наблюдавшихся в течение двух месяцев непрерывного мониторинга.

Из анализа рис. 2 следует, что воздухопроводы заметно и закономерно искажают спектр сигнала за счет интерференционных эффектов и акустиче-

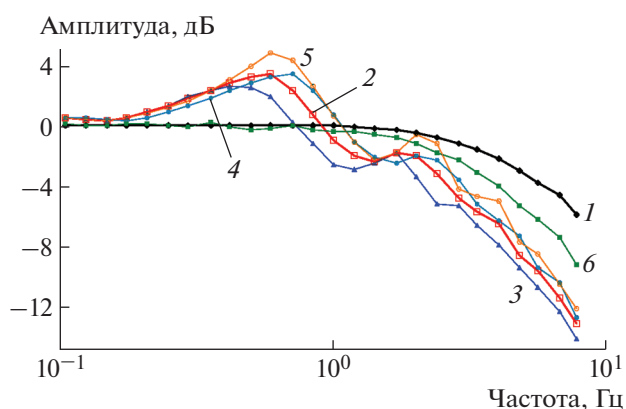


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики измерительных элементов КИЗ: 1 – а.э.п. [15]; 2 – КИЗ в целом (ветровой фильтр  $\varnothing 18$  м + воздуховод длиной 100 м + а.э.п.); 3 – то же, что и 2, но воздуховод длиной 125 м; 4 – то же, что и 2, но воздуховод длиной 80 м; 5 – то же, что и 2, но ветровой фильтр отсутствует; 6 – ветровой фильтр  $\varnothing 6$  м + капилляр + воздуховод длиной 9 м + а.э.п. В диапазоне частот 0.01–0.1 Гц все а.ч.х. близки к 0 дБ (на рисунке не показано). 0 дБ соответствует 390 мВ/Па.

ского сопротивления воздуховода. Резонансная частота при этом обратно пропорциональна длине воздуховода, а его акустическое сопротивление пропорционально длине воздуховода и обратно пропорционально четвертой степени его диаметра. Выраженность резонанса несколько снижается при использовании ветрового фильтра. Главное, как показали наши многолетние наблюдения, а.ч.х. и ф.ч.х. КИЗ со временем практически не меняются, одинаковы по всем элементам инфразвуковой группы и могут быть учтены на стадии финальной обработки данных с помощью спектральной матрицы с постоянными поправочными коэффициентами.

Второй вопрос заключается в том, насколько эффективно использование инфразвуковых станций с относительно небольшой апертурой в геофизических приложениях. В технических требованиях к инфразвуковым станциям МСМ [13] указана ее минимальная апертура, составляющая 1000 м. Такая апертура наилучшим образом адаптирована к пеленгу инфразвуковых волн с периодом  $\sim 10$  с от ядерных взрывов мощностью несколько килотонн.

Однако подавляющее большинство геофизических явлений излучают инфразвук в более высокочастотной области. Кроме того, радиус пространственной когерентности инфразвуковых волн соизмерим с их длиной. Поэтому при наличии одиночных сигналов взрывного типа с крутыми фронтами потеря пространственной когерентности волны ведет к снижению помехозащитности и точности пеленга. При отсутствии выраженных фронтов у сравнительно высокочастотных сигналов (например, в случае микроба-

ром) они вообще не могут пеленговаться инфразвуковой станцией с километровой и более апертурой.

## 2.2. Разработка микробарометра

Исторически устройство для регистрации и визуализации инфразвуковых пульсаций давления имело название микробарограф. После того как практически вышли из употребления самописцы, микробарограф в зарубежной литературе стали называть микробарометром. Хотя терминологически точнее назвать такое устройство акустоэлектрический преобразователь (поскольку оно предназначено для преобразования акустических колебаний давления в колебания электрического напряжения), ниже, в силу устоявшейся традиции, будем его часто называть микробарометром.

Известно множество конструкций микробарометров. Одни отличаются расширенным низкочастотным диапазоном [16–18], другие имеют низкую стоимость и малые габариты [19]. Однако описанные в [16–19] микробарометры имеют уровень собственных шумов, значительно превышающий обоснованные требования к инфразвуковым станциям МСМ [13].

В последнее десятилетие созданы микробарометры с крайне низким уровнем собственных шумов, например MB3a Infrasond Sensor [20] или Hyperion 5113/A Infrasond Sensor [21]. Но минимально наблюдаемый в природе уровень ветровых и акустических шумов не позволяет этому достоинству существенно проявиться на практике. При этом надежность работы и стабильность характеристик этих микробарометров вызывает пока сомнения [3].

Согласно работе [3], оптимально, когда уровень собственных шумов микробарометра примерно на 10 дБ ниже требований, указанных в [13]. В настоящее время 80% инфразвуковых станций МСМ используют микробарометр MB2005 [3], характеристики которого представлены в работе [22]. Далее именно с этим микробарометром и будем сравнивать а.э.п.

Акустоэлектрический преобразователь является разновидностью микробарометров дифференциального типа, т.е. его принцип действия основан на измерении разности давлений в двух соединенных через капилляр камерах, одна из которых герметична, а другая сообщается с атмосферой. Расчет характеристик таких микробарометров представлен в [23]. Особенностью а.э.п. является изготовление его чувствительного элемента из двух автономных узлов: дифференциального датчика давления и механического высокочастотного фильтра. В конечном счете, это позволило использовать серийный дифференци-

альный датчик давления и сконцентрироваться на разработке механического фильтра.

Дифференциальные датчики давления выпускаются рядом специализированных фирм. В случае, например, наиболее чувствительных датчиков с рабочим диапазоном около 20 Па фирм: “Ashcroft” (Германия), DRUCK (Великобритания) или “BD SENSORS GmbH” (Германия) – приведенный уровень собственных шумов удовлетворяет требованиям МСМ [13]. В а.э.п. использован датчик DXLdp-5-MB2-10-ST-P05IWL-XX1 фирмы “Ashcroft” [24] из-за его широкого рабочего диапазона температур (от  $-29$  до  $+71^{\circ}\text{C}$ ), малоинерционности и относительно невысокой стоимости.

Основной проблемой для микробарометров дифференциального типа является влияние температурных неоднородностей. Необходимо, чтобы вызываемые ими флуктуации разности средних температур в камерах ресивера не превышали миллионных долей градуса в рабочем диапазоне частот. Такому требованию удовлетворяет конструкция, эскиз которой представлен на рис. 3.

Массивный медный ресивер включает в себя две прилегающие друг к другу камеры. Каждая камера состоит из четырех цилиндрических секций суммарным объемом  $100\text{ см}^3$ . Расположение камер практически одинаково относительно вертикальной и горизонтальной плоскостей, что позволяет уменьшить влияние температурных градиентов и силы тяжести.

Камеры сообщаются между собой через специальный капилляр 3 из двух соосных коррозионно-стойких тонких трубок с немного различающимися диаметрами. Осевое перемещение одной заглушенной трубки относительно внутренней поверхности другой позволяет регулировать пневматическое сопротивление образующегося кольцевого канала и тем самым настроить одинаковую нижнюю частоту среза частотной характеристики для всех а.э.п.

Ресивер 2 помещен в теплоизолированный кожух 1. Входной штуцер подключен к контролируемой атмосфере, а два выходных штуцера – к входам дифференциального датчика давления. Механический фильтр и дифференциальный датчик давления монтируются на общем шасси и помещены в теплоизолированный корпус. На рис. 4 показаны фотографии а.э.п. и его основных компонентов.

На рис. 5 показаны результаты сравнения отфильтрованных в октавных полосах частот среднеквадратичных значений амплитуды пульсаций давления по данным двух а.э.п., двух микробарометров K304A и микробарометра MB2005. Все микробарометры подключались к общему источнику. Для частот ниже  $1/4$  Гц использовались данные, усредненные по трем 8-часовым сериям измерений атмосферных пульсаций давления.



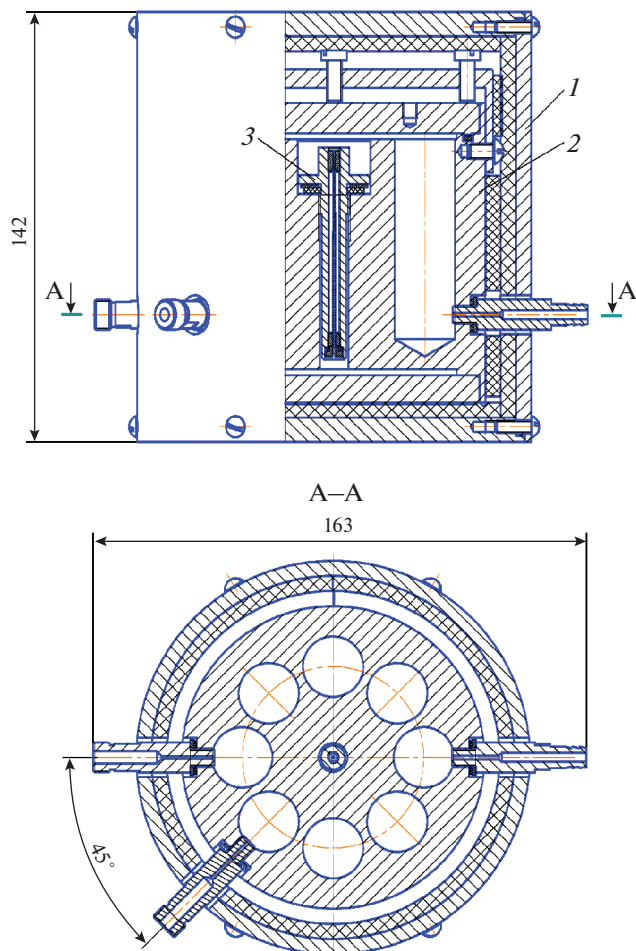


Рис. 3. Конструкция механического высокочастотного фильтра. 1 – теплозащитный кожух, 2 – двухкамерный ресивер, 3 – капилляр.

Для частот от 1/4 Гц и выше использовались усредненные результаты по 15-ти шестиминутным сериям измерений монохроматических пульсаций давления, создаваемых макетом программируемого источника пневматических колебаний.

Уровень “0” дБ восстанавливался до частоты 0.01 Гц по данным калибровки а.э.п. № 052 во ВНИИФТРИ [15]. Для более низких частот уровень “0” дБ определялся по данным низкочастотного выхода микробарометра МВ2005. Важно, что данные микробарометров всех типов согласуются между собой в диапазоне частот 0.02–4 Гц.

Амплитудно-частотные характеристики двух а.э.п. практически одинаковы между собой в диапазоне частот 0.005–10 Гц и имеют выраженный завал на “хвостах” этого диапазона. Данные двух К304А имеют больший разброс и меньший завал а.ч.х., чем у а.э.п. Данные МВ2005 соответствуют его паспортным характеристикам [22], но демон-

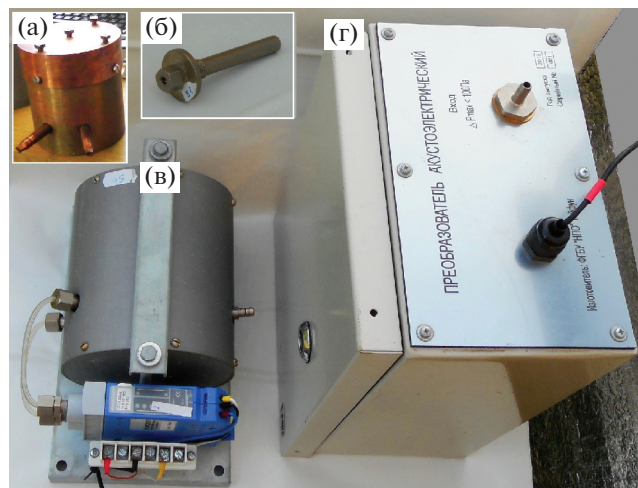


Рис. 4. Основные компоненты а.э.п.: а – двухкамерный ресивер; б – капиллярный узел; в – дифференциальный датчик давления и термоизолированный ресивер в сборе; г – общий вид микробарометра для инфразвуковой станции.

стрируют, возможно, избыточную чувствительность микробарометра в области частот выше 4 Гц.

Согласно требованиям [13], а.ч.х. микробарометров должна быть равномерной в рабочем диапазоне частот и спадать на минус 3 дБ вблизи его границ. Однако это требование в настоящее время избыточно в связи с возможностью выравнивания а.ч.х. цифровыми фильтрами при необходимости.

В нашем случае такой необходимости нет, поскольку выделение из шумов и пеленг сигнала осуществляются независимо в узких полосах, равномерно покрывающих весь рабочий диапазон частот [25], а неравномерность а.ч.х. КИЗ в целом учитывается на финальной стадии обработки. Главное, чтобы а.ч.х., и особенно ф.ч.х., микробарометров, формирующих инфразвуковую группу станций, были максимально идентичны между собой, что мы и наблюдаем для а.э.п.

На рис. 6 представлены результаты спектральной оценки собственных шумов а.э.п. В условиях штиля вход а.э.п. № 052 заглушался, а вход а.э.п. № 053 оставался открытым. Тем самым выходной сигнал а.э.п. № 052 почти полностью определялся электрическими шумами дифференциального датчика. Как обычно, некоторое влияние пульсаций давления в окружающей среде на выходной сигнал микробарометра все же имело место в наиболее низкочастотной области. Поэтому рассчитывались скорректированные спектры шумов микробарометра  $Sk_r$ , для которых коэффициент корреляции с пульсациями давления стремился к нулю.

В результате, после учета а.ч.х. а.э.п. (см. рис. 5) получены следующие оценки: спектральная плотность приведенных собственных шумов на

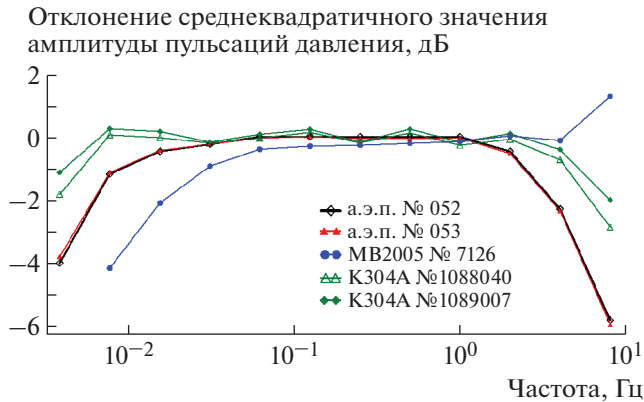


Рис. 5. Разброс и отклонение а.ч.х. относительно уровня “0” дБ для различных микробарометров.

частоте 1 Гц составила  $0.08 \text{ мПа}^2/\text{Гц}$ , среднеквадратичное значение приведенных собственных шумов в диапазоне частот 0.02–4 Гц –  $0.67 \text{ мПа}$ . Эти величины в несколько раз меньше, чем у микробарометра МВ2005 [22], а также ниже предельных допусков, указанных в [13].

К достоинствам разработанного а.э.п. относятся его надежность, экономичность, расширенный низкочастотный диапазон, устойчивость к погодным условиям, высокая чувствительность и стабильность метрологических характеристик, что будет продемонстрировано ниже. Относительными недостатками а.э.п., значимость которых, как показал наш опыт, незначительна в рамках решения задач инфразвукового мониторинга, являются ограничение максимальной амплитуды измеряемых входных пульсаций давления величиной  $\sim 10\text{--}15 \text{ Па}$  и их максимальной частоты – величиной  $\sim 8\text{--}10 \text{ Гц}$ .

### 2.3. Фильтры ветровых помех

За основу конструкции фильтров ветровых помех выбрана хорошо зарекомендовавшая себя 18-метровая розеточная конфигурация [3], состоящая из центральной розетки и четырех периферийных розеток с 16-ю входами каждая. В процессе разработки ветровых фильтров нами проверялись различные варианты такой конструкции. Основная цель заключалась в обеспечении надежности эксплуатации, простоте изготовления и развертывания, низкой стоимости фильтра.

На рис. 7 показана финальная конструкция ветрового фильтра, использованная в КИЗ. Ее особенность заключается в том, что она собрана из серийно выпускаемых, устойчивых к погодным условиям элементов при отсутствии какой-либо механической обработки, за исключением обрезки пластиковых труб и их сварки.

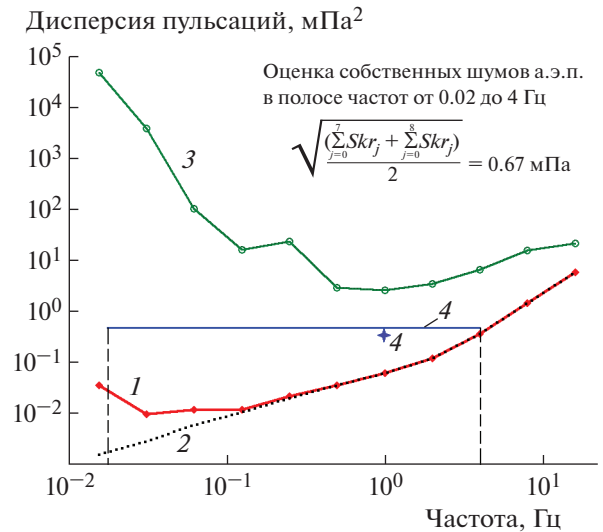


Рис. 6. Рассчитанный с учетом а.ч.х. энергетический спектр собственных шумов а.э.п. (1) и его коррекция (2) в сопоставлении со спектром ветровых помех при штале (3) и требованиями МСМ (4).

Радиально расходящиеся от периферийных розеток лучи ветрового фильтра представляют собой 3-метровые отрезки металлопластиковой трубы, заканчивающиеся полуметровыми съемными открытыми отрезками пористого шланга. Это препятствует глубокому проникновению загрязнений и насекомых в лучи, упрощает их очистку после длительной эксплуатации, ослабляет резонансные эффекты.

Благодаря пластичности и гибкости металлопластиковых труб они укладываются на любой местности, в том числе в лесу. Центральные части ветрового фильтра приподняты над землей (для исключения попадания влаги во время дождя и таяния снега), а их концы, наоборот, прижаты к земле (для уменьшения ветровых помех). При необходимости каждый луч может быть отсоединен от розетки благодаря его креплению посредством разборных фитингов.

### 2.4. Система сбора и передачи данных, прочие элементы станции

Для сбора данных и передачи их на локальный сервер использованы 24-битный 16-канальный модуль Z220 российской фирмы ZetLab [26] и поставляемое с модулем программное обеспечение “Многоканальный самописец”. Поскольку модуль рассчитан на штатную эксплуатацию в диапазоне температур от  $-10$  до  $+50^\circ\text{C}$ , он помещен в дополнительно обогреваемый корпус.

Все наружное оборудование установлено в приборном шкафу модели МПШ 0696 [27]. Его достоинство заключается в устойчивости к погод-

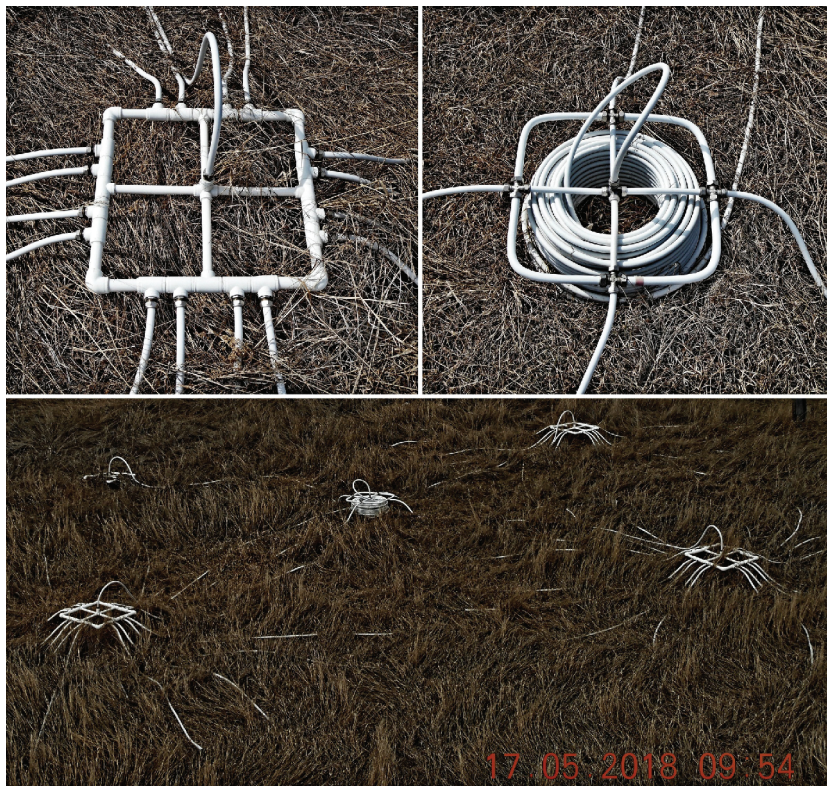


Рис. 7. Фотографии ветрового фильтра (внизу) и основных его элементов: периферийной (слева сверху) и центральной (справа сверху) розеток – в г. Покровске (Якутия).

ным условиям, двухдверном варианте исполнения, наличии антивандального замка. Предусмотрена возможность обогрева приборного шкафа с помощью комплекта нагревателей с питающим напряжением 36 В, что позволяет обеспечить для КИЗ в целом климатическое исполнение УХЛ1.

Приборный шкаф оснащен пятью двухвентильными коллекторами, позволяющими заглушать каждый а.э.п., подключать его к ветровому фильтру или к общему входу в случае проведения сверки. Таким образом решается задача проверки собственных шумов, а.ч.х. и ф.ч.х. микробарометров на месте эксплуатации.

Для проведения сверок и калибровок а.э.п. в полевых условиях создан макет программируемого источника колебаний давления в инфразвуковом диапазоне частот. В его основе лежит электродинамическая головка со 120-мм диффузором. Амплитудно-модулированный килогерцовый сигнал подается на демодулятор, выделяющий низкочастотную огибающую, от которой получает питание электродинамик. Программа сверки задается в виде аудиофайла, записанного на USB-флеш-накопителе.

Диффузор динамика сообщается с атмосферой через небольшое выходное отверстие, к которому с помощью воздухораспределителя и воздухово-

дов подключаются сверяемые микробарометры. Макет устройства позволяет генерировать колебания давления заданной формы с амплитудой до 2 Па в диапазоне частот 0.25–16 Гц.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОСОБЕННОСТИ ОПЫТНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ИНФРАЗВУКОВЫХ СТАНЦИЙ

Комплексы инфразвукового мониторинга развернуты и используются на протяжении 4 лет в шести пунктах РФ: д. Вашутино (55.15° N; 36.56° E), г. Ардон (43.18° N; 44.34° E), п. Воейково (59.95° N; 30.71° E), г. Покровск (61.49° N; 129.2° E), г. Кандалакша (67.17° N; 32.35° E) и п. Начики (53.11° N; 157.7° E). Кроме того, в 4 км от д. Вашутино в г. Обнинске на полигоне высотной метеорологической мачты 6 лет работает экспериментальный инфразвуковой комплекс.

Данные с локальных серверов КИЗ поступают через интернет каждые 10 мин в геофизический центр “Верхняя атмосфера” в НПО “Тайфун”, где подвергаются оперативной обработке с помощью специализированного программного обеспечения [25].

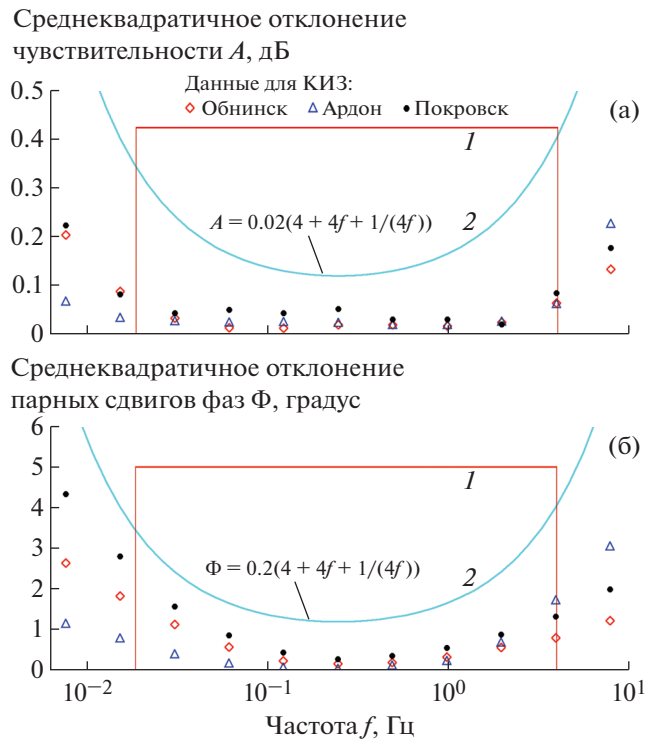
Комплексы работают полностью автономно на территориях метеорологических станций Росгид-



**Рис. 8.** Фотография КИЗ в процессе сверки/калибровки в полевых условиях в г. Ардоне. 1 – макет источника инфразвуковых колебаний, 2 – приборный шкаф с пятью а.э.п., 3 – распределительный узел для измерения/сверки.

ромета. Примерно 1–2 раза в год командиром специалистом проводятся инспекции состояния КИЗ и регламентные работы. Последние включают в себя внешний осмотр аппаратуры и ветровых фильтров, проверку герметичности воздухопроводов, очистку и продувку лучей ветровых фильтров, проведение сверки а.э.п. В случае необходимости осуществляются ремонтные работы. Фотография КИЗ в процессе его сверки/калибровки представлена на рис. 8, его характеристики – на рис. 9.

На рис. 9 показаны взаимные среднеквадратичные отклонения а.ч.х. и ф.ч.х. в трех 5-элементных группах а.э.п. после нескольких лет их эксплуатации в Обнинске, Ардоне и Покровске. Представлены аппроксимирующие экспериментальные данные кривые и предельно допустимые для инфразвуковых станций МСМ величины [3]. Следует отметить, что, несмотря на определяющее влияние отклонений ф.ч.х. измерительной цепи инфразвуковых станций на точность пеленга, в нормативах [13] не введены соответствующие допуски, по-видимому, из-за сложности поверки ф.ч.х. в конфигурации инфразвуковых



**Рис. 9.** Среднеквадратичные взаимные отклонения а.ч.х. (а) и ф.ч.х. (б) в трех группах а.э.п. после нескольких лет их эксплуатации без техобслуживания: 1 – предельно допустимые значения отклонений а.ч.х. и ф.ч.х. для инфразвуковых станций МСМ [3]; 2 – аппроксимирующие экспериментальные данные кривые.

станций МСМ. Поэтому на рис. 9б показан аналогичный норматив для сейсмических станций [3].

Из анализа рис. 9 следует, что в диапазоне частот 0.02–4 Гц разброс а.ч.х. и ф.ч.х. всех а.э.п. много меньше допустимых требований. И это несмотря на то, что а.э.п. в г. Покровске из-за неисправности термореле длительное время эксплуатировались при температуре воздуха внутри приборного шкафа ниже  $-50^{\circ}\text{C}$  и выше  $+60^{\circ}\text{C}$ . На границах рабочего диапазона частот разброс а.ч.х. и ф.ч.х. а.э.п. становится большим и необходимость его учета или коррекции уже определяется величиной апертуры инфразвуковых станций. В нашем случае это ведет к тому, что, несмотря на возможность выделения инфразвуковой волны во всем рабочем диапазоне КИЗ, ее приемлемый пеленг возможен для частот не ниже 0.02–0.05 Гц.

За годы работы были единичные случаи нарушения работы КИЗ. Дважды вандалами повреждались розетки ветровых фильтров. В п. Начики КИЗ становился неработоспособным во время обильных весенних половодий и разлива местной речки, поскольку ветровые фильтры оказывались

под водой. После завершения паводка нормальное функционирование КИЗ восстанавливалось.

Как правило, после года эксплуатации около 30% лучей ветровых фильтров оказываются забитыми грязью и гнездами насекомых и требуется прочистка концевых насадок у лучей. Ни разу не было проблем с затоплением приборных бункеров, повреждением электропитания или с синхронизацией данных, что нередко имело место на инфразвуковых станциях МСМ [3].

За все время не потребовалась замена а.э.п. или его элементов, не проводилась регулировка а.ч.х. и ф.ч.х. а.э.п., хотя возможности проведения этих работ в полевых условиях и были предусмотрены в конструкции а.э.п.

За время эксплуатации КИЗ в среднем на каждой станции ежесуточно автоматически регистрировалось и пеленговалось от 5 до 15 инфразвуковых событий, в числе которых взрывы на армейских складах и полигонах, гроззовая активность, землетрясения, извержения вулканов, падение болидов, пожары, техногенная активность. Регулярно пеленгуются сигналы микробаром. Некоторые примеры применения КИЗ представлены в [25].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные достоинства созданных инфразвуковых станций КИЗ — надежность их автономной работы и многократно сниженные стоимость и эксплуатационные затраты по сравнению с типовой инфразвуковой станцией МСМ. Это позволяет создавать инфразвуковые комплексы в условиях образовательных и научных организаций, широко использовать их в атмосферных исследованиях.

Тенденции модернизации инфразвуковых станций МСМ, обусловленные требованием надежности и качества измерений, приближают их по структуре к станциям КИЗ. В частности, все чаще пункты регистрации давления связывают не только кабелем питания от общего источника электроэнергии, но и оптоволоком с единым источником синхронизации [3]. Это значит, что вместо кабелей от единого пункта инфразвуковых станций МСМ к его удаленным ветровым фильтрам могут быть проложены металлопластиковые воздуховоды соответствующего диаметра и длины. Тем самым конфигурация инфразвуковых станций МСМ становится тождественной конфигурации станций КИЗ, приобретая их достоинства.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программ по модернизации наблюдательной сети Росгидромета.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bedard A.J., Georges T.M.* // *Physics Today*. 2000. V. 53. № 3. P. 32. <https://doi.org/10.1063/1.883019>
2. *Sutherland L.C., Bass H.E.* // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 115. № 3. P. 1012. <https://doi.org/10.1121/1.1631937>
3. *Marty J.* The IMS infrasound network: current status and technological developments // In: *A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne* (eds). *Infrasound monitoring for atmospheric studies*. 2nd edn. Dordrecht: Springer, 2019. P. 3–62.
4. *Marchetti E., Walter F., Barfucci G., Genco I R., Wenner M., Ripepe M., McArdell B., Price C.* // *Journal of Geophysical Research F: Earth Surface*. 2019. V. 124. № 2. P. 567. <https://doi.org/10.1029/2018JF004785>
5. *Ulivieri G., Marchetti E., Ripepe M., Chiambretti I., Rosa G., Segor V.* // *Cold Regions Science and Technology*. 2011. V. 69. P. 177. <https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2011.09.006>
6. *Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А., Соловьев А.В., Русаков Ю.С., Глухов А.Г., Silber E., Подобная Е.Д., Суркова Д.В.* // *Динамические процессы в геосферах*. Выпуск 4: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2013. С. 21.
7. *Фирстов П.П.* *Вулканические акустические сигналы диапазона 1.0–10 Гц и их связь с взрывным процессом*. Петропавловск-Камчатский: изд-во КамГПУ, 2003.
8. *Асминг В.Э., Баранов С.В., Виноградов А.Н., Виноградов Ю.А., Федоров А.В.* // *Акустический журнал*. 2016. Т. 62. № 5. С. 582. <https://doi.org/10.7868/S0320791916040031>
9. *Assink J., Smets P., Marcillo O., Weemstra C., Lalonde J., Waxler R., Evers L.* *Advances in Infrasonic Remote Sensing Methods* // In: *A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne* (eds). *Infrasound monitoring for atmospheric studies*. 2nd edn. Dordrecht: Springer, 2019. P. 605–632.
10. *Hedlin M.A.H., Walker K., Drob D.P., Groot-Hedlin C.D.* // *Annual Rev. Earth Planet. Sci.* 2012. V. 40. P. 327. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-042711-105508>
11. *Chunchuzov I., Kulichkov S.* Internal gravity wave perturbations and their impacts on infrasound propagation in the atmosphere // In: *A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne* (eds). *Infrasound monitoring for atmospheric studies*. 2nd edn. Dordrecht: Springer, 2019. P. 551–590.
12. *Иванов В.Н., Русаков Ю.С.* // *Труды 32-й сессии Российского акустического общества*. М.: ГЕОС, 2019. С. 31. ISBN 978-5-89118-802-0.
13. *Operational manual for infrasound monitoring and the international exchange of infrasound data (draft)*. 2009. СТВО. СТBT/WGB/TL-11,17/17/Rev.5.
14. РД 52.04.567-2003. *Положение о государственной наблюдательной сети*. СПб.: Гидрометеоздат, 2003.
15. *Акустоэлектрический преобразователь*. ФГБУ НПО “Тайфун”. Сертификат о калибровке N 3/340-0562-16 ФГУП “ВНИИФТРИ”, 2016.

16. *Бовишверов В.М., Грачев А.И., Ломадзе С.О., Матвеев А.К.* // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. № 1. С. 1215.
17. *Куличков С.Н., Буш Г.А., Перепёлкин В.Г., Кузнецов Р.Д., Каллистратова М.А.* Патент на полезную модель № 83625. Класс G 01 W1/02. // Бюл. № 16. Оpubл. 10.06. 2009.
18. *Ахметов О.И., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В., Днепровский Д.В.* // ПТЭ. 2010. № 5. С. 137.
19. *Marcillo O., Jonson J.B.* // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2012. V. 29. P. 1275. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00101.1>
20. *Merchant B.J., McDowell, K.D.* MB3a infrasound sensor evaluation. Technical report. Sandia National Laboratories. 2014. <https://doi.org/10.2172/1165050>
21. *Merchant J.* Hyperion 5113/A infrasound sensor evaluation. Technical report. Sandia National Laboratories, 2015. <https://doi.org/10.2172/1221711>
22. MB2005 User Manual. CEA/Martec. Ref: 14643-D. December 2007.
23. *Mentink J.H., Evers L.G.* // The Journal of the Acoustical Society of America. 2011. V. 130. № 1. P. 33. <https://doi.org/10.1121/1.3596718>
24. DXLdp Ultra-Low Differential Pressure Transmitter. Datasheet. revB-04\_19. Ashcroft Instruments GmbH, 2019. P. 4.
25. *Русаков Ю.С.* // Труды 32-й сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2019. С. 38. ISBN 978-5-89118-802-0.
26. Технические характеристики модулей АЦП, ЦАП ZETLAB. <http://www.zet.nt-rt.ru/images/manuals/Modulecp.pdf>
27. Малогабаритные приборные шкафы МПШ. ООО “Спецстройкомплект”. Белгород, 2019. <http://www.sskr.ru/mpsh.htm>

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СКОРОСТНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАМЕР, РАБОТАЮЩИХ В ДИАПАЗОНЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНА И ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

© 2020 г. Г. Г. Фельдман<sup>а</sup>, В. Б. Лебедев<sup>а,\*</sup>, А. А. Синийчук<sup>а</sup>

<sup>а</sup> ВНИИ оптико-физических измерений  
Россия, 119361, Москва, ул. Озерная, 46

\*e-mail: Lebedev.bifo@gmail.com

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 14.03.2020 г.

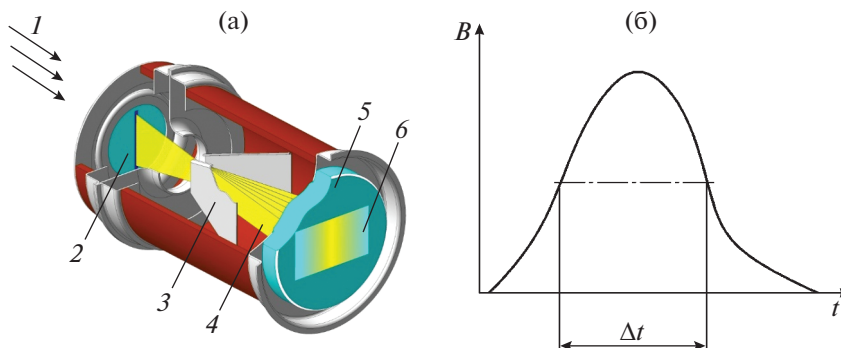
Описана откачиваемая вакуумная установка, содержащая электронную пушку с регулируемым высоковольтным источником напряжения, сменные металлические мишени, фланцы, к которым присоединяется исследуемый объект. Установка разработана специально для измерения пространственных и временных характеристик скоростных электронно-оптических камер, работающих в диапазоне мягкого рентгена. Она может использоваться для исследований и измерений при проектировании фотоприемных устройств мягкого рентгеновского диапазона и их основных частей: например м.к.п.-детекторов, изображающих устройств, твердотельных линейных и матричных фотоприемников, фотоэмиттеров, работающих в вакууме, и пр.

DOI: 10.31857/S0032816220040242

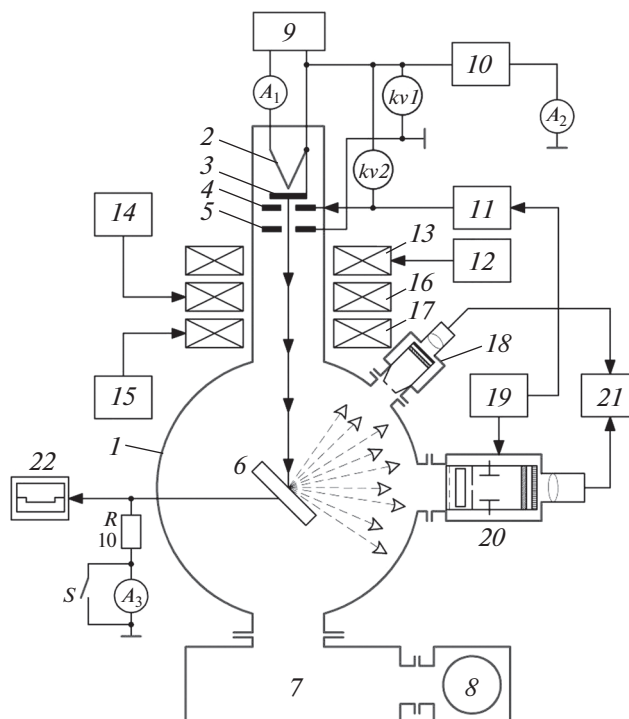
### ВВЕДЕНИЕ

Скоростные электронно-оптические камеры (э.о.к.) [1–3] предназначены для измерения пространственно-временных характеристик оптических импульсов. В этих приборах в качестве первичного приемника используется электронно-оптический преобразователь (э.о.п.) с разверткой изображения, который является частью камеры. Принцип его работы поясняет рис. 1.

Измеряемый оптический импульс  $I$  (рис. 1а), попадая на щелевой фотокатод, возбуждает поток фотоэлектронов  $4$ , который ускоряется в сторону люминесцентного экрана  $5$  и фокусируется на нем. При подаче на отклоняющую систему  $3$  синхронного с оптическим импульсом линейно нарастающего напряжения электронный луч разворачивается по поверхности люминесцентного экрана и вызывает свечение, яркость которого зависит от



**Рис. 1.** Принцип работы э.о.п.: а – времяанализируемый э.о.п. ( $I$  – входной оптический импульс; 2 – щелевой фотокатод; 3 – отклоняющая система; 4 – электронный луч; 5 – люминесцентный экран; 6 – временная развертка изображения оптического импульса); б – зависимость яркости экрана  $B$  от времени  $t$  ( $\Delta t$  – длительность оптического импульса на полувысоте).



**Рис. 2.** Схема установки. 1 – вакуумная камера; 2 – подогреватель катода; 3 – катод; 4 – модулятор; 5 – анод; 6 – мишень; 7 – турбомолекулярный насос; 8 – форвакуумный насос; 9 – источник питания подогревателя катода; 10 – регулируемый (0–50 кВ) источник питания катода 3; 11 – блок управления модулятором 4; 12 – источник питания фокусирующей катушки 13; 14, 15 – источники питания отклоняющих катушек 16 и 17; 18 – наблюдательный канал; 19 – генератор импульсов запуска блока управления модулятором (11); 20 – исследуемый объект (э.о.к.) или измерительный прибор; 21 – компьютер; 22 – осциллограф контроля импульсного тока мишени;  $A_1$  – амперметр для контроля тока подогревателя катода 2;  $A_2$  – миллиамперметр для контроля постоянного тока катода 3;  $A_3$  – миллиамперметр для контроля постоянного тока мишени 6;  $S$  – тумблер;  $R$  – измерительный резистор;  $kv1$  – киловольтметр контроля напряжения на катоде пушки;  $kv2$  – киловольтметр контроля напряжения между катодом и модулятором.

интенсивности оптического импульса в каждый момент времени развертки (рис. 1б).

Сечение луча имеет прямоугольную форму, что, в отличие от луча осциллографа, позволяет иметь две координаты – временную и пространственную. Пространственная координата дает информацию о распределении интенсивности оптического импульса вдоль щели.

Изображение развертки импульса на экране э.о.п. считывается матричным фотоприемником, вводится в компьютер для обработки и сохранения. Обычно э.о.к. включает в себя входную оптическую систему, э.о.п., электронные блоки питания и управления, систему считывания.

Спектральный диапазон чувствительности э.о.к. определяется типом фотокатода э.о.п. Фотокатоды разных типов позволяют перекрыть оптический диапазон от 200 нм до ~2 мкм. Для измерения технических характеристик э.о.к. в оптическом диапазоне обычно используют ламповые, светодиодные или лазерные источники подсветки, линзы и другие оптические элементы, спектральные приборы и пр.

Для измерения параметров скоростных э.о.к., подобных [4–7], работающих в диапазоне вакуумного ультрафиолета (у.ф.) и мягкого рентгеновского излучения, нами разработана откачиваемая вакуумная установка с источником рентгеновского излучения.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки представлена на рис. 2. Вакуумная камера 1 откачивается насосами 7 и 8 до  $\sim 10^{-3}$  Па. В ней установлена электронная пушка, образованная катодом 3, модулятором 4 и анодом 5. Пушка снабжена магнитной фокусирующей катушкой 13 и парой магнитных отклоняющих катушек 16 и 17, позволяющих сформировать в центре заземленной мишени 6 электронное пятно диаметром около 3 мм. Блок управления 11 модулятором 4 позволяет использовать пушку как в режиме постоянного, так и импульсного тока прямоугольной формы. Амплитуду и длительность импульсного тока мишени можно контролировать с помощью осциллографа 22. Вакуумная камера 1 снабжена фланцами, к которым присоединяются



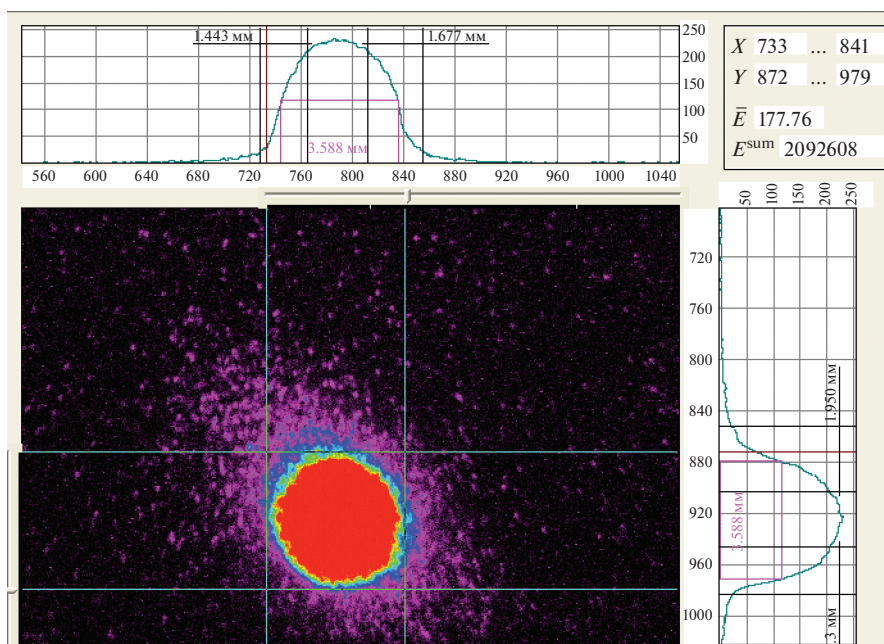


Рис. 3. Рентгеновое изображение электронного пятна на мишени. Диаметр пятна 3.6 мм. Сверху и справа показан профиль интенсивности излучения  $E$  по двум координатам.

наблюдательный канал 18, э.о.к. 20, а также датчики контроля вакуума (на схеме не показаны).

В наблюдательном канале 18 установлен планарный усилитель яркости с микроканальной пластиной (м.к.п.). Перед м.к.п. расположена камера-обскура, строящая на м.к.п. рентгеновое изображение электронного пятна на мишени б. Отверстие обскуры закрыто фильтром из тонкой Ве-фольги, защищающим м.к.п. от электронов, упруго отраженных от мишени. М.к.п. обладает

высокой чувствительностью к мягкому рентгеновскому излучению и может усиливать ток до  $\sim 10^3$  раз и более. Изображение на выходе усилителя яркости записывается п.з.с.-камерой (п.з.с. — приборы с зарядовой связью). Это позволяет визуализировать изображение электронного пятна и контролировать его диаметр и положение на мишени (рис. 3). Материал мишени — медь. Возможно использование других материалов.

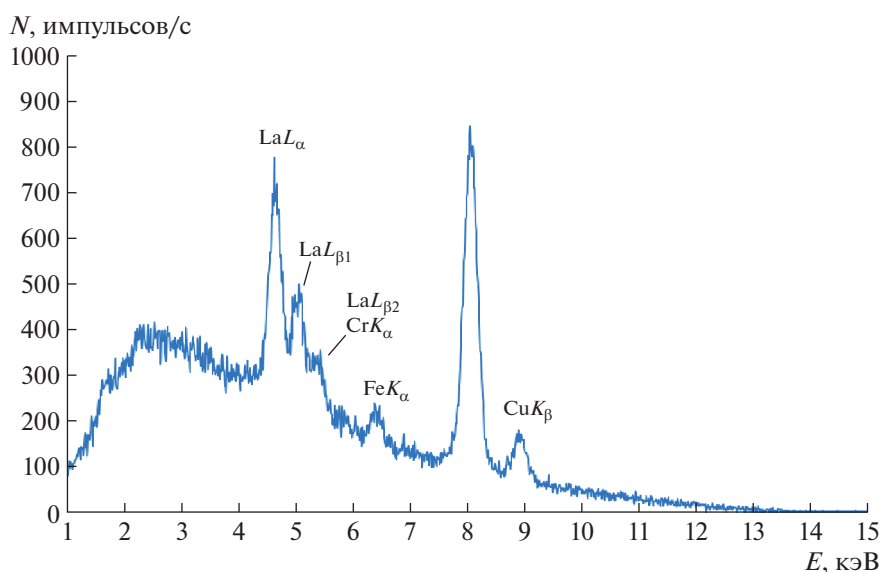


Рис. 4. Спектр излучения мишени при ускоряющем напряжении 13.8 кВ, экспозиция — 300 с.

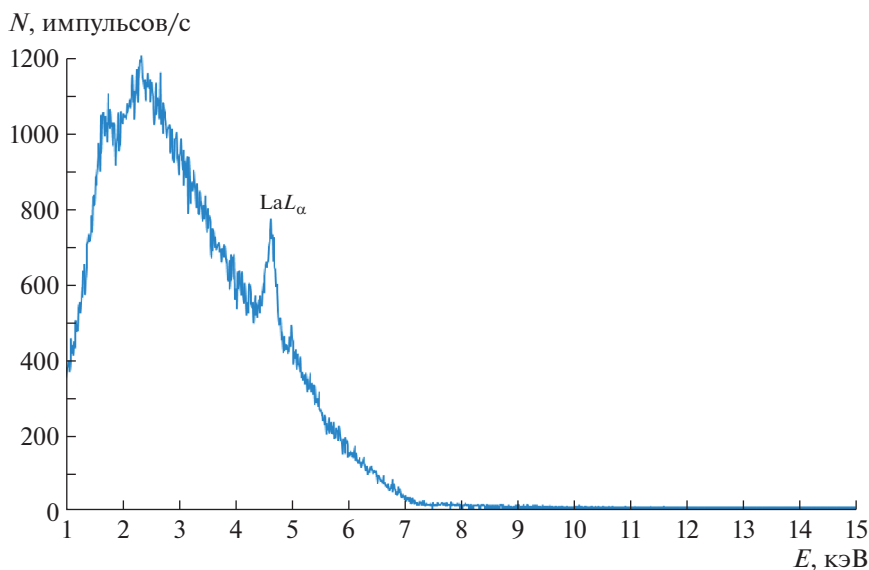


Рис. 5. Спектр излучения мишени при ускоряющем напряжении 7.1 кВ, экспозиция – 300 с.

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ

Спектры рентгеновского излучения были измерены при ускоряющем напряжении 13.8 и 7.1 кВ, ток  $\sim 2$  мкА. В качестве мишени использовали медную шайбу с водяным охлаждением. Мишень облучали электронным пучком диаметром  $\sim 5$  мм. Угол падения электронного пучка на мишень –  $45^\circ$ , угол отбора рентгеновского излучения –  $45^\circ$ . Детектор рентгеновского излучения – полупроводниковый компании Amptek (XR-100CR) с охлаждением элементом Пельтье. Энергетическое разрешение на линии Mn 190 эВ. Толщина бериллиевого окна 25 мкм. На входном окне детектора установлен коллиматор  $\varnothing 1$  и толщиной 1 мм из медной пластины. Энергетический диапазон регистрации данных детекторов составляет 1–30 кэВ.

Питание и управление детектирующим блоком осуществлялось с помощью аналого-цифрового преобразователя сигналов “Колибри” компании “Грин Стар” (Москва), который имеет в своем составе цифровой сигнальный процессор, высоковольтный и низковольтный источники питания, усилитель и интерфейсный модуль. Подключение через последовательный порт RS-232 используется для передачи результатов измерений во внешний компьютер для дальнейшей обработки. Регистрация данных и последующая расшифровка полученных спектров выполнялись с помощью программы PXRf компании “Амтертек”.

Результаты измерений представлены на рис. 4 и 5. На рис. 4 видны характеристические линии меди ( $K_\alpha$  и  $K_\beta$ ) от мишени, так как энергии возбуждения этих линий (8.048 и 8.905 кэВ) значи-

тельно ниже приложенного потенциала (13.8 кВ). Наличие пиков железа, хрома и лантана связано с возбуждением элементов конструкции установки. Уменьшение приложенного потенциала приводит к частичному “исчезновению” спектра из-за нехватки энергии, что хорошо видно на рис. 5.

Установка позволяет использовать внешний источник излучения для измерения характеристик э.о.к., например, в ультрафиолетовом диапазоне. Для этого наблюдательный канал 18 (рис. 2) удаляют, а фланец установки закрывают вакуумно-плотным окном из материала, пропускающего ультрафиолетовое излучение. На место рентгеновской мишени помещают зеркало, отражающее оптическое излучение на фотокатод э.о.п.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СКОРОСТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ Э.О.К.

К основным характеристикам э.о.к. относятся: спектральный диапазон, пространственное разрешение, предельное временное разрешение, длительность кадра (для режима кадровой съемки), коэффициент линейной развертки и его неоднородность.

С помощью описанной установки были измерены основные характеристики э.о.к. K010X [4] (рис. 6) с э.о.п. ПВ-204ХМ [7] (рис. 7).

Э.о.к. K010X предназначена для работы в диапазоне мягкого рентгена. На входе э.о.п. установлен стандартный вакуумный фланец, с помощью которого он соединяется с вакуумной камерой и откачивается вместе с ней до давления не хуже  $10^{-3}$  Па. Конструкция э.о.п. ПВ-204ХМ позволяет уста-



Рис. 6. Внешний вид э.о.к. K010X.

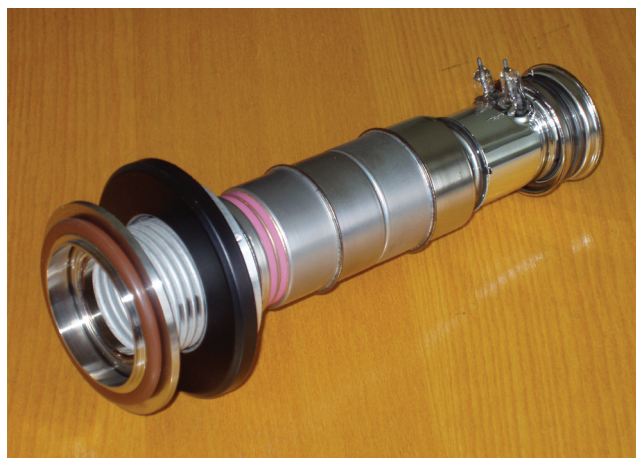


Рис. 7. Внешний вид рентгеновского э.о.п. ПВ-204ХМ с открытым входом.

навливать сменные фотокатоды, работающие на просвет. В качестве фоточувствительных материалов используют CsI или Au, нанесенные на подложку из парилена толщиной 100 нм или бериллиевую фольгу толщиной 5–10 мкм.

Расстояние от мишени установки до фотокаатода э.о.п. составляет 350 мм. Это при диаметре источника рентгеновского излучения 3.6 мм обеспечивает достаточную однородность пространственной облученности фотокатодов.

Пространственное разрешение э.о.к. в однокадровом режиме и в режиме линейной развертки измеряют с помощью двух тест-объектов, устанавливаемых практически вплотную к фотокатоду. Один из них – кадровый (аналог стандартной миры ГОИ № 4) с пространственным разрешением от 6 до 25 пар линий/мм, другой – щелевой, имеющий 4 ранга с пространственным разрешением 5, 10, 15 и 20 пар линий/мм. Тест-объекты изготовлены из медной фольги с вытравленными

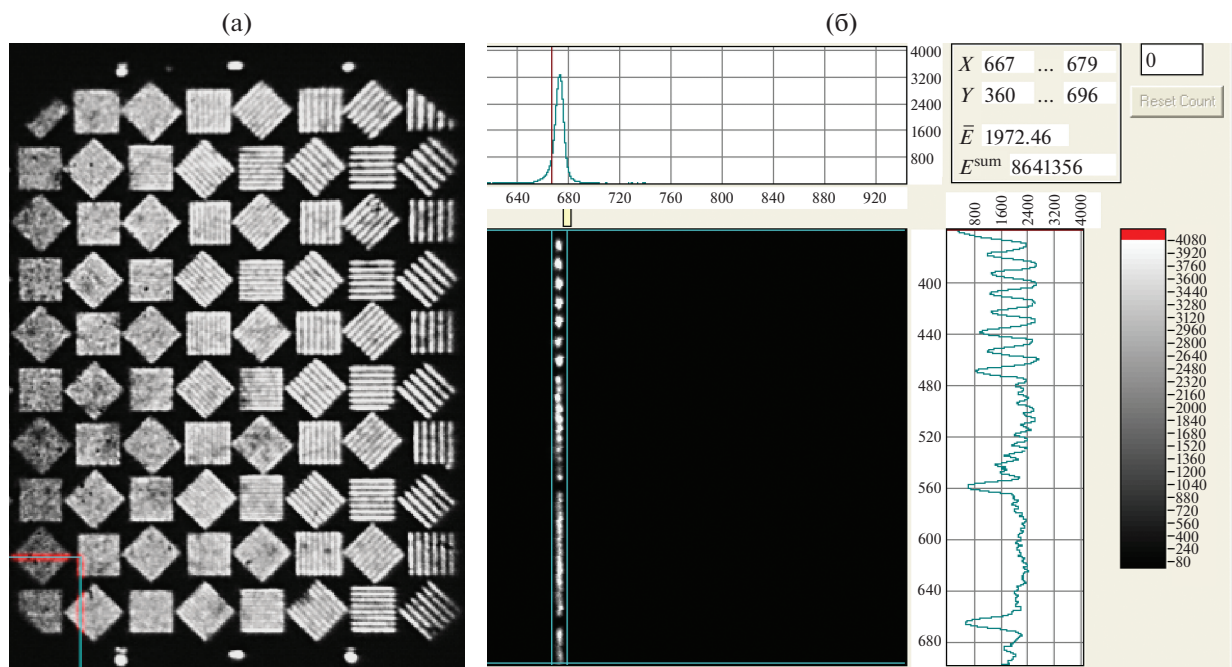
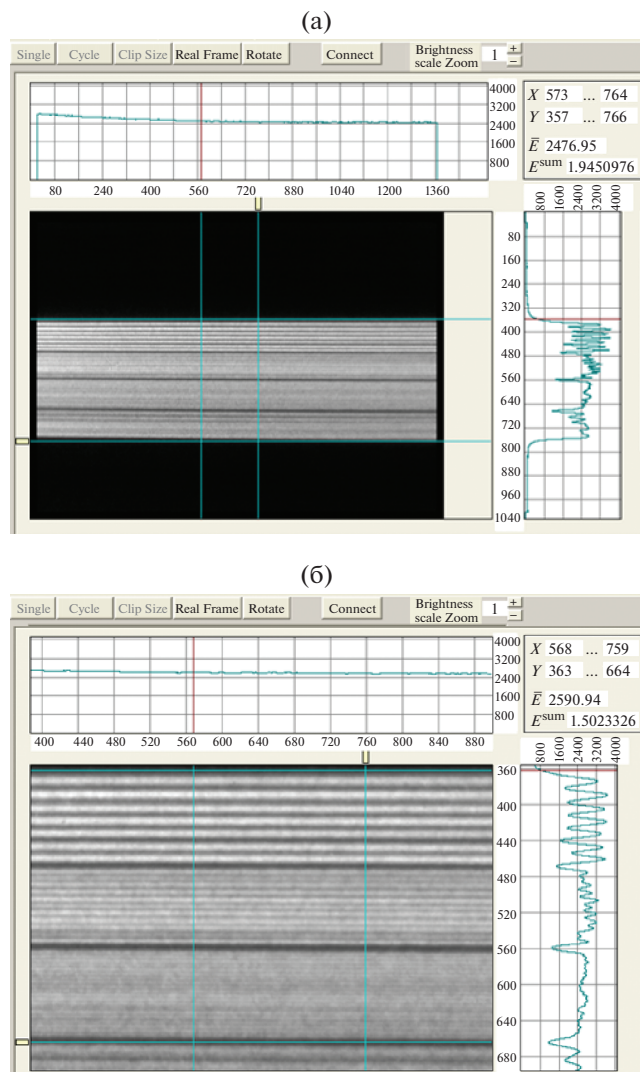


Рис. 8. Изображения: а – кадрового тест-объекта (CsI-фотокаатод на бериллиевой фольге, длительность кадра 655 мкс, пространственное разрешение в центре составляет 12.5 пар линий/мм); б – щелевой тест-объект (CsI-фотокаатод на парилене, длительность кадра 215 мкс, разрешаются три ранга с пространственной частотой 5, 10 и 15 пар линий/мм).

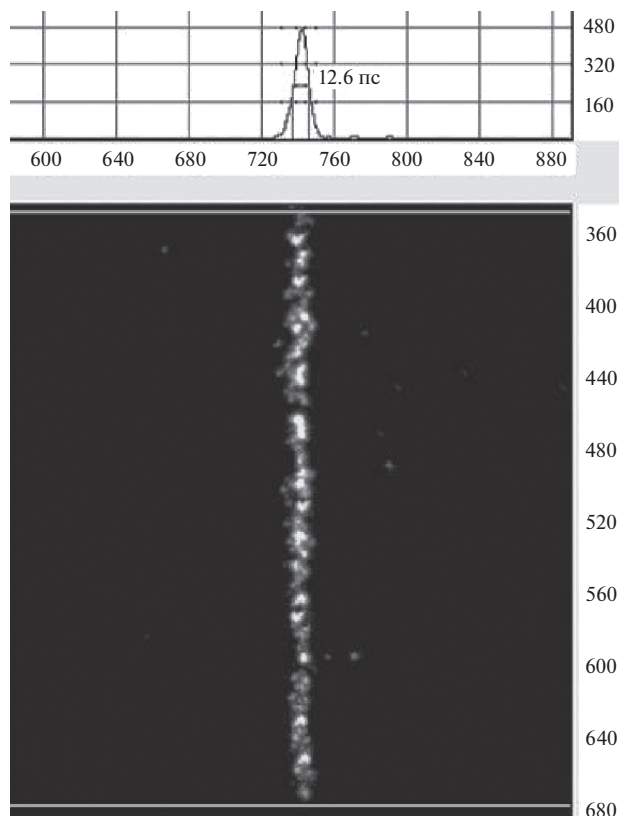


**Рис. 9.** Изображение развертки шелевого тест-объекта (CsI-фотокадод на парилене, длительность развертки 200 мкс): **а** – полное изображение, **б** – фрагмент развертки (уверенно разрешаются первые 2 ранга тест-объекта с пространственным разрешением 5 и 10 пар линий/мм и на пределе 15 пар линий/мм).

штрихами. На рис. 8 и 9 показаны изображения этих тест-объектов, записанные э.о.к.

Изображения, полученные с помощью э.о.к., записывались п.з.с.-камерой, входящей в ее состав, и передавались в компьютер для обработки и архивирования (рис. 8 и 9).

При определении предельного временного разрешения (временная аппаратная функция) на фланец наблюдательного канала было установлено вакуумноплотное окно из  $MgF_2$ , коротковолновая граница пропускания которого  $\sim 110$  нм. Подсветка фотокадота э.о.п. осуществлялась у.ф.-лазером. Длительность импульса 500 фс ( $\lambda = 248$  нм). На рис. 10 показана временная аппаратная функция



**Рис. 10.** Отклик э.о.к. K010X на 500-фс импульс у.ф.-лазера ( $\lambda = 248$  нм).

электронно-оптической камеры в ультрафиолетовом диапазоне. Полуширина аппаратной функции составила 12.6 пс, что соответствует данным работы [7].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная выше установка может быть использована не только для измерения характеристик скоростных рентгеновских э.о.к., но и для исследований и измерений при проектировании приборов ультрафиолетового диапазона, мягкого рентгеновского диапазона и их основных частей: например м.к.п.-детекторов, изображающих устройств, твердотельных линейных и матричных фотоприемников, фотоэмиттеров, работающих в вакууме, и пр.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.А. Болотокова за помощь в измерениях рентгеновских спектров излучения мишени под действием электронного луча.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра высокоточных измерительных технологий в

области фотоники (ср.vniiofi.ru), созданного на базе ВНИИ оптико-физических измерений и финансово поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения № 075-11-2019-076 (уникальный идентификатор RFMEFI59519X0005).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978. С. 332–396.
2. Ivanov V.S., Zolotarevsky Y.M., Krutikov V.N., Lebedev V.B., Feldman G.G. // 27th International Congress on High-Speed Photography and Photonics – Proc. of SPIE. 2007. V. 6279. 627908. <https://doi.org/10.1117/12.725059>
3. Cone K.V., Baldis H.A., Dunn J., May M.J., Purvis M.A., Schneider M.B., Scott H.A. // Proceedings of the 19th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics. Monterey, California, May. 2012.
4. <https://www.bifocompany.com/rus/p-cam-k010x.php.html>
5. Рентгеновский ЭОП ПВ-204ХМ. <https://bifocompany.com/rus/p-tub-pv204x.php.htm>
6. Hamamatsu C4575-03 X-ray streak camera. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/C4575-03/index.html>
7. Lebedev V.B., Feldman G.G., Myasnikov A.F., Chernyshev N.V., Shubski I.I., Liu Jingru, Wang Lijun, Zang Yongsheng, Zhao Xueqin, Zheng Guoxin, Xiao Weiwei // Proceedings of SPIE. Bellingham, WA. 2007. V. 6279. 62790K. <https://doi.org/10.1117/12.725098>

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЛАСТИФИКАЦИИ И ВСПЕНИВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

© 2020 г. Е. О. Епифанов<sup>а</sup>, С. А. Минаева<sup>а</sup>, Д. А. Зимняков<sup>б,с</sup>,  
В. К. Попов<sup>а</sup>, Н. В. Минаев<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup> Институт фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН  
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2

<sup>б</sup> Саратовский государственный университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия

<sup>с</sup> Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

\*e-mail: minaevn@gmail.com

Поступила в редакцию 05.04.2020 г.

После доработки 14.04.2020 г.

Принята к публикации 15.04.2020 г.

Описана установка, позволяющая изучать различные физико-химические процессы в атмосфере сверхкритического диоксида углерода при давлениях до 25 МПа и температурах до 100°C. Основой установки является компактный модульный цилиндрический реактор высокого давления диаметром 90 мм и высотой 100 мм с внутренним объемом 14 см<sup>3</sup>. Он оборудован восемью оптическими портами, системой измерения и регулирования давления и температуры, а также системой напуска и плавного сброса давления исследуемой среды. Кроме того, реактор оснащен двумя видеокамерами с разрешением 1920 × 1080 пикселей, позволяющими проводить видеозапись процессов, происходящих в объеме реактора, синхронизированную с системой регистрации данных давления и температуры. Работоспособность описанной установки продемонстрирована на примере изучения процессов пластификации и вспенивания полимерных материалов в среде сверхкритического диоксида углерода.

DOI: 10.31857/S0032816220050109

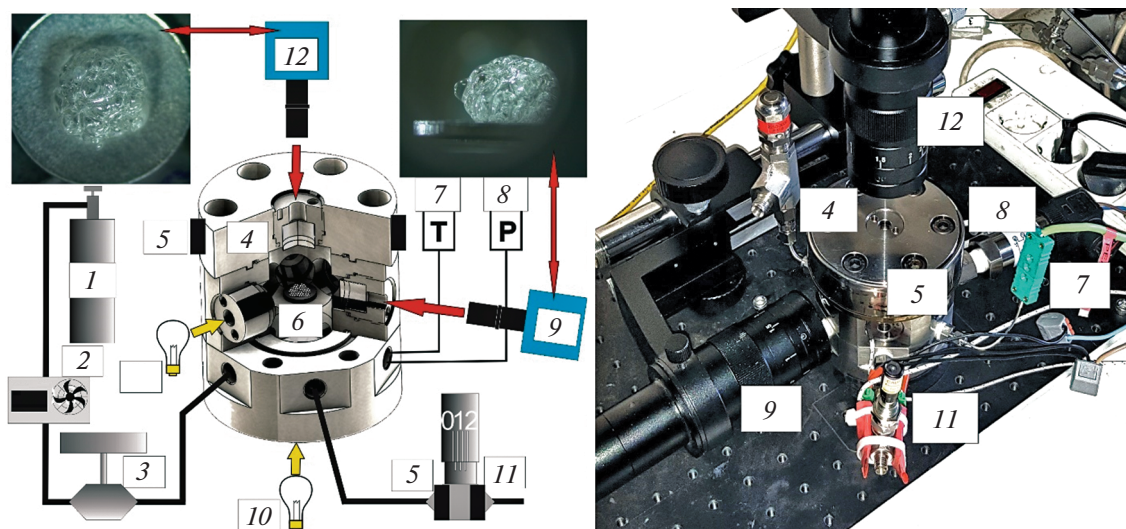
Технологии, основанные на использовании сверхкритических флюидов (с.к.ф.), в настоящее время широко применяются для реализации и исследования разнообразных физико-химических процессов [1]. Уникальные свойства сверхкритического диоксида углерода (скСО<sub>2</sub>) (давление выше 7.4 МПа, температура >31°C), такие как высокая скорость диффузии и способность выступать в качестве достаточно сильного неполярного растворителя, используются, в частности, для высокоэффективной экстракции различных химических соединений, а также импрегнации и модификации аморфных и частично-кристаллических полимеров.

Особый интерес представляет возможность проводить модификацию пластифицирующихся в среде скСО<sub>2</sub> полимерных материалов, которые после сброса давления формируют в процессе вспенивания пористые микро- и макроструктуры с заданными параметрами. Изменяя параметры среды скСО<sub>2</sub>, можно получать высокопористые (≥60 об. %) структуры с различной архитектурой из биосовместимых полимерных материалов,

которые могут быть использованы в качестве биорезорбируемых матриц для биомедицинских применений [2].

Процесс формирования вспененных полимерных материалов с использованием скСО<sub>2</sub>, как правило, включает в себя несколько стадий. На первой стадии навеска полимера помещается в реактор высокого давления, находящийся при заданной температуре. После этого в реактор напускается диоксид углерода до необходимого давления, в результате чего происходит пластификация полимера.

Затем проводится декомпрессия реактора (управляемый сброс давления диоксида углерода), приводящая к образованию и росту микропузырьков в объеме пластифицированного полимера. С течением времени и понижением давления в реакторе последовательно происходят процессы формирования, развития и стабилизации пенной структуры [3]. В зависимости от исходных параметров среды скСО<sub>2</sub>, а также условий и скорости сброса давления возможно получение разнообразных вспененных полимерных структур с различными ансамблями пор.



**Рис. 1.** Слева – схема реактора высокого давления, на вставках фотографии типичных полимерных вспененных структур; справа – фотография экспериментальной установки. 1 – баллон с  $\text{CO}_2$ ; 2 – насос высокого давления; 3 – игольчатый вентиль высокого давления; 4 – реактор высокого давления; 5 – нагреватель с встроенной термопарой; 6 – образец с навеской полимера; 7 – термопара; 8 – датчик давления; 9 и 10 – цифровые видеокамеры с макрообъективами для съемки в горизонтальной и вертикальной плоскостях; 11 – модули подсветки; 12 – вентиль для сброса давления с установленными нагревательными элементами.

Проведение исследований с использованием  $\text{scCO}_2$  требует наличия специфического оборудования, обеспечивающего высокие (но при этом хорошо контролируемые) давления и температуры [4]. Нами создана система для проведения оптических исследований процесса пенообразования полимерных материалов *in situ* в условиях умеренно высоких давления (до 25 МПа) и температуры (до 100°C).

Установка (рис. 1) состоит из следующих основных элементов: системы напуска  $\text{CO}_2$ , оптического реактора высокого давления, системы видеорегистрации, системы контроля давления и температуры внутри реактора. Система напуска  $\text{CO}_2$  содержит 40-литровый газовый баллон 1, соединенный с насосом высокого давления 2 (Supercritical 24, SSI, США), который обеспечивает напуск диоксида углерода под необходимым давлением через игольчатый вентиль 3. Плавный спуск  $\text{CO}_2$  из реактора осуществляется через игольчатый вентиль, снабженный микровинтом тонкой регулировки 4. На корпус вентиль установлены нагреватели (до 80°C), позволяющие предотвратить замерзание внутри вентильного диоксида углерода (за счет эффекта Джоуля–Томсона) в процессе сброса его давления.

Оптический реактор высокого давления 5 является модификацией разработанного ранее нами модульного реактора высокого давления [4].

Реактор изготовлен из нержавеющей стали 12X18Н10Т, максимальный диаметр корпуса реактора 90 мм, высота в собранном виде 100 мм.

Внутренний объем представляет собой цилиндр диаметром 30 мм и высотой 60 мм.

Реактор содержит восемь оптических портов, в которые установлены втулки, имеющие пазы для размещения сапфировых или кварцевых окошек диаметром 14,6 мм и толщиной 10 мм. Стекла запрессовываются во втулку реактора с помощью прокладки, изготовленной из индия. Втулки устанавливаются в отдельных модулях (крышка, дно, основная часть) реактора высокого давления и уплотняются с помощью колец из бутадииен-нитрильного каучука или фторопластовых прокладок.

В центральной части реактора по гексагональной схеме расположены шесть оптических портов. В модулях крышки и дна реактора также установлены по одному оптическому порту. Такая компоновка реактора позволяет получить максимальное количество портов для проведения исследований различных процессов в среде  $\text{scCO}_2$  с одновременным использованием нескольких оптических методов диагностики [5].

Используя два оптических порта в вертикальной плоскости и два – в горизонтальной, можно проводить видеозапись процесса вспенивания полимерных материалов, последующая обработка которой позволяет получать данные о динамике роста пены и образования пузырьков в ее объеме. В систему видеорегистрации входят две цифровые камеры XСAM1080PHV (TourTec, КНР): боковая (6) и вертикальная (7), которые с помощью длиннофокусных макрообъективов и модулей подсветки 8 позволяют проводить видеозапись с качеством Full-

HD (1920 × 1080 пикселей, 30 кадров/с) области размером 4 × 6 мм внутри реактора. Камеры расположены на регулируемых во всех плоскостях держателях, с помощью которых можно непрерывно настраивать резкое изображение образца внутри объема реактора.

В нижней части реактора имеется шесть портов высокого давления для подключения датчиков, клапанов, линий напуска и спуска. Для регистрации параметров среды  $\text{scCO}_2$  внутри реактора высокого давления используются датчик давления и термопара К-типа, подключаемые к цифровому измерителю ТРМ200 (ОВЕН, Россия), с помощью которого измеряются давление и температура с необходимой периодичностью.

С помощью пропорционально-интегрального дифференциального терморегулятора ТРМ210 (ОВЕН, Россия) и нагревателя со встроенной термопарой 9 осуществляются нагрев реактора высокого давления и поддержание требуемой температуры. С помощью сетевого шлюза ПЕ210 (ОВЕН, Россия) обеспечиваются регистрация и запись температуры и давления с необходимым интервалом, позволяя соотносить точное время на видео-файлах со значениями температуры и давления внутри реактора высокого давления.

Описанная установка была успешно использована в серии исследований особенностей квазиизотермического вспенивания аморфного D,L-полилактида, предварительно пластифицированного суб- и сверхкритическим диоксидом углерода.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части модификации экспериментальной установки на основе многооконного реактора высокого давления и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-29-06024\_мк) в части проведения экспериментов по квазиизотермическому СКФ вспениванию полимерных материалов и анализу полученных результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Eckert C.A., Knutson B.L., Debenedetti P.G.* // Nature. Nature Publishing Group. 1996. V. 383. № 6598. P. 313.
2. *Timashev P.S., Vorobieva N.N., Minaev N.V., Piskun Y.A., Vasilenko I.V.* // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2016. V. 10. № 8. P. 1195.  
<https://doi.org/10.1134/S1990793116080078>
3. *Tsivintzelis I., Angelopoulou A.G., Panayiotou C.* // Polymer. 2007. V. 48. № 20. P. 5928.  
<https://doi.org/10.1016/j.polymer.2007.08.004>
4. *Минаев Н.В., Минаева С.А., Юсупов В.И.* // ПТЭ. 2019. № 1. P. 147.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010208>
5. *Зимняков Д.А., Баграташвили В.Н.* // Вестник РФФИ. 2017. V. 1. № 1. P. 52.  
<https://doi.org/10.22204/2410-4639-2017-093-01-52-63>



## УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАСПЫЛЕНИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ИЗ Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi

© 2020 г. А. В. Рогов<sup>a,\*</sup>, Ю. В. Капустин<sup>a,\*\*</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”  
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

\*e-mail: alex-rogov@yandex.ru

\*\*e-mail: kapura90@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.02.2020 г.

После доработки 04.03.2020 г.

Принята к публикации 05.03.2020 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований угловых распределений при магнетронном распылении в аргоне на постоянном токе мишеней из Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi. Условия распыления соответствовали характерным для промышленного напылительного оборудования. Угловое распределение потока материала рассчитывалось по результатам измерения толщины покрытия, напыленного на две гибкие ленточные подложки, размещаемые на подложкодержателе в виде двух скрещенных полуколец, равноудаленных от центра распыляемой мишени (радиус кривизны 100 мм). Также исследовано влияние индукции и формы магнитного поля вблизи поверхности распыляемого катода на угловые распределения. Полученные результаты могут быть использованы в качестве исходных данных для расчета профиля покрытия при магнетронном напылении.

DOI: 10.31857/S003281622004031X

### ВВЕДЕНИЕ

Магнетронное напыление функциональных покрытий является широко распространенным вакуумным технологическим процессом, с помощью которого, в частности, решается задача нанесения покрытий с высокой однородностью по толщине. Магнетронное распылительное устройство формирует неоднородный поток распыленных атомов [1]. Как было показано в [2], использование данных о нормированном угловом распределении и профиле выработки катода, а также экспериментально измеренной энергетической эффективности магнетронного распыления позволяет рассчитать профиль покрытия и оптимальное расположение плоской вращающейся подложки относительно магнетрона, обеспечивающее заданное значение неоднородности покрытия по толщине при минимальных потерях распыленного материала. В связи с этим весьма актуальной задачей является повышение точности измерения угловых распределений для различных металлов при магнетронном распылении.

Предложенная в данной работе модификация методики измерений позволила значительно повысить точность полученных результатов по сравнению с опубликованными в [3] данными по уг-

ловым распределениям при распылении поликристаллических мишеней.

### ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по измерению угловых распределений проводились на установке с цилиндрической вакуумной камерой размером  $\varnothing 380 \times 240$  мм и с безмасляной системой откачки. В качестве распылительного устройства использовался малогабаритный планарный магнетрон с косвенным водяным охлаждением распыляемого дискового катода диаметром 25 мм. Магнитная система состояла из внешнего кольцевого магнита размером  $\varnothing 25 \times \varnothing 18 \times 5$  мм (NdFeB) и центрального цилиндрического размером  $\varnothing 10 \times 10$  мм (NdFeB).

Исследование влияния индукции магнитного поля на нормированное угловое распределение проводилось с использованием одного и того же магнетрона, но с двумя магнитными системами, отличающимися намагниченностью кольцевого магнита. Большая часть измерений проводилась с ослабленной магнитной системой при максимуме горизонтальной компоненты магнитного поля на поверхности корпуса магнетрона  $B_{\parallel} = 0.17$  Тл. По

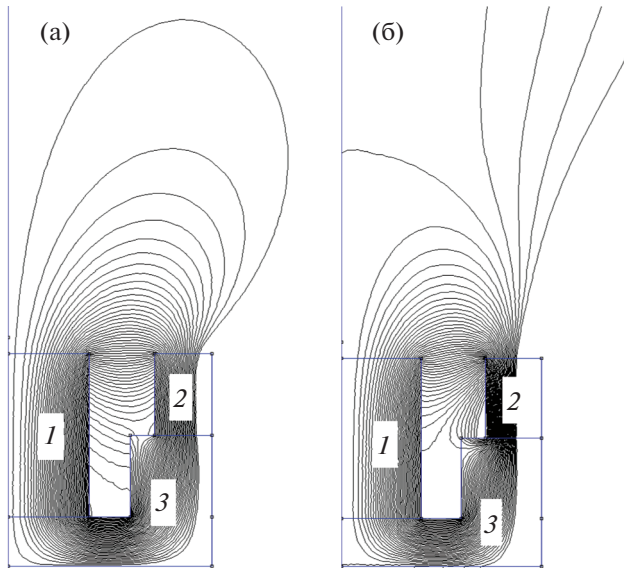


Рис. 1. Конфигурация магнитного поля в области ловушки для системы с ослабленным (а) и сильным (б) периферийным магнитом. 1 – центральный магнит, 2 – периферийный магнит, 3 – магнитопровод.

конфигурации магнитной ловушки такая система близка к сбалансированной. Вторая магнитная система являлась несбалансированной ( $B_{\perp} = 0.29$  Тл). Распределение магнитного поля в области магнитной ловушки при использовании этих магнитных систем представлено на рис. 1 (рассчитано в программе FEMM 4.2 [4]). Горизонтальная компонента магнитного поля измерялась магнетометром ТПУ-02.

Расчет угловых распределений проводился по результатам измерения распределения толщины покрытия после магнетронного напыления. Гибкие ленточные подложки шириной 25 мм и длиной 300 мм (термостойкая прозрачная пленка для лазерной печати) размещались на подложкодержателе в форме двух скрещенных полуколец с радиусом 100 мм. Расположение магнетрона и подложкодержателя с установленными на нем подложками показано на рис. 2.

Точность установки подложкодержателя относительно магнетрона контролировалась с использованием жесткого шаблона с ферромагнитным основанием, который устанавливался непосредственно на поверхность распыляемого катода.

Распределение толщины покрытия измерялось на рентгенофлуоресцентном спектрометре “Clever B23”, снабженном приводом для линейного перемещения образцов [5]. Максимальная толщина покрытия при напылении не превышала 1 мкм, минимальная была более 50 нм, что находится в пределах диапазона линейной зависимости интенсивности сигнала флуоресценции от толщины пленки [6, 7]. Для снижения ошибки,

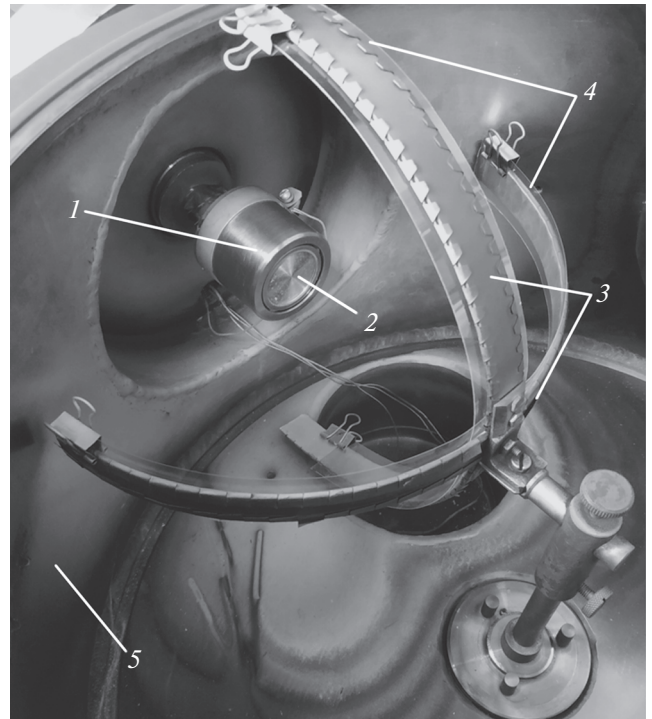


Рис. 2. Схема размещения подложки. 1 – магнетрон; 2 – распыляемый катод; 3 – подложкодержатель; 4 – подложки; 5 – стенки вакуумной камеры.

вызванной поглощением рентгеновского излучения, все измерения проводились в вакууме. Линейный шаг при измерении толщины покрытия составлял 5 мм (соответствует угловому шагу  $\approx 2.87^\circ$ ).

При обработке полученных результатов, принимая во внимание осевую симметрию углового

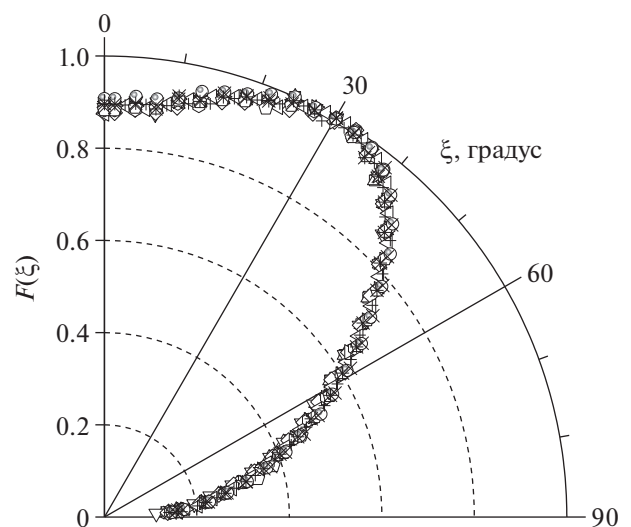


Рис. 3. Результаты четырнадцати независимых экспериментов по измерению углового распределения при распылении Cu.

**Таблица 1.** Элементный состав мишеней, параметры аппроксимации угловых распределений, режим распыления и энергетическая эффективность при магнетронном распылении поликристаллических металлов

Материал катода	Количество (состав примесей), %	$\langle U_d \rangle$ , В	$\langle I_d \rangle$ , мА	$P_{Ar}$ , Па	$K_w$ , мг/(Вт мин)	Параметры аппроксимации				
						$A$	$m$	$B$	$n$	$C$
Mg	0.2% (Pd, Zr)	350	91	0.6	0.055	0.911	0.995	0.239	2.739	0.328
Al	<0.1% (Fe, Cu, Ge)	354	90	0.6	0.026	0.966	1.020	0.261	4.836	0.287
		390	133	0.6	0.024					
Si	<0.1% (Ge, Pd)	706	27	0.6	0.010	1.225	1.236	0.542	3.002	0.315
Ti	4.4% (3% Al, 1.4% Si, Ca, Fe, Zr)	363	86	0.6	0.022	1.494	1.098	0.933	2.758	0.332
Cr	6% (5% Al, 1% S, K, Fe, Ni, Cu)	404	78	0.8	0.061	1.126	0.984	0.426	4.197	0.256
Cu	0.4% (Fe, Se, Ge)	401	78	0.5	0.144	1.128	1.306	0.401	10.04	0.156
		468	111	0.6	0.147					
Zn	0.6% (V, Fe, Se, Co, As)	551	56	0.9	0.186	0.931	1.035	0.202	5.727	0.268
Ge	0.4% (0.3% Mn, 0.1% Zr, Cu)	426	75	0.6	0.082	1.142	1.161	0.282	3.436	0.140
Zr	2.8% (2.6% Nb, 0.2% Cu, Se, Ni)	304	101	0.6	0.052	1.490	1.041	0.807	2.979	0.235
Nb	0.5% (0.4% V, 0.1% Fe)	348	89	0.6	0.054	1.644	1.053	0.922	2.561	0.221
Mo	0.7% (0.5% Cu, 0.2% Fe, Yb, Rb)	358	88	0.8	0.089	1.371	1.098	0.623	5.621	0.102
		412	127	0.6	0.087					
Ag	8.8% (7.7% Al, 1.1% Cu, Pd, Ge)	372	83	0.6	0.325	1.295	1.085	0.432	2.524	0.137
In	0.2% (Fe)	568	54	0.7	0.049	0.973	1.450	0.134	1.448	0.160
Sn	0.1% (Cu, Yb)	479	64	0.6	0.131	0.956	1.158	0.050	5.070	0.094
W	5% (3.4% Cr, 1.6% Se)	359	87	0.8	0.139	1.587	0.967	0.900	2.229	0.268
Pt	0.3% (Fe)	422	75	0.6	0.229	1.836	1.165	0.870	2.444	0.034
Au	9.5% (9.2% Cu, 0.3% Ni)	413	75	0.6	0.382	1.152	1.139	0.173	2.610	0.021
Bi	<0.1%	396	132	0.6	0.854	1.033	1.077	0.097	5.311	0.064

Примечание.  $\langle U_d \rangle$  – среднее напряжение разряда в процессе эксперимента;  $\langle I_d \rangle$  – средний ток разряда в процессе эксперимента;  $P_{Ar}$  – давление аргона в процессе эксперимента.

распределения, корректировалось возможное отклонение центра подложек от оси магнетрона при напылении. Таким образом, для каждого из исследованных элементов были получены четыре угловых распределения в диапазоне от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  в полярной системе координат. Весь массив измеренных значений использовался для расчета параметров аппроксимирующей функции, который проводился методом наименьших квадратов [8]. Полученная функция нормировалась в максимуме на единицу.

Контроль отсутствия текстуры в распыляемых мишенях [9] проводился по наличию аксиальной симметрии и совпадению всех четырех измеренных угловых распределений.

Для измерения массы катодов использовались аналитические весы CAS CAUW-220D точностью  $\pm 0.01$  мг.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

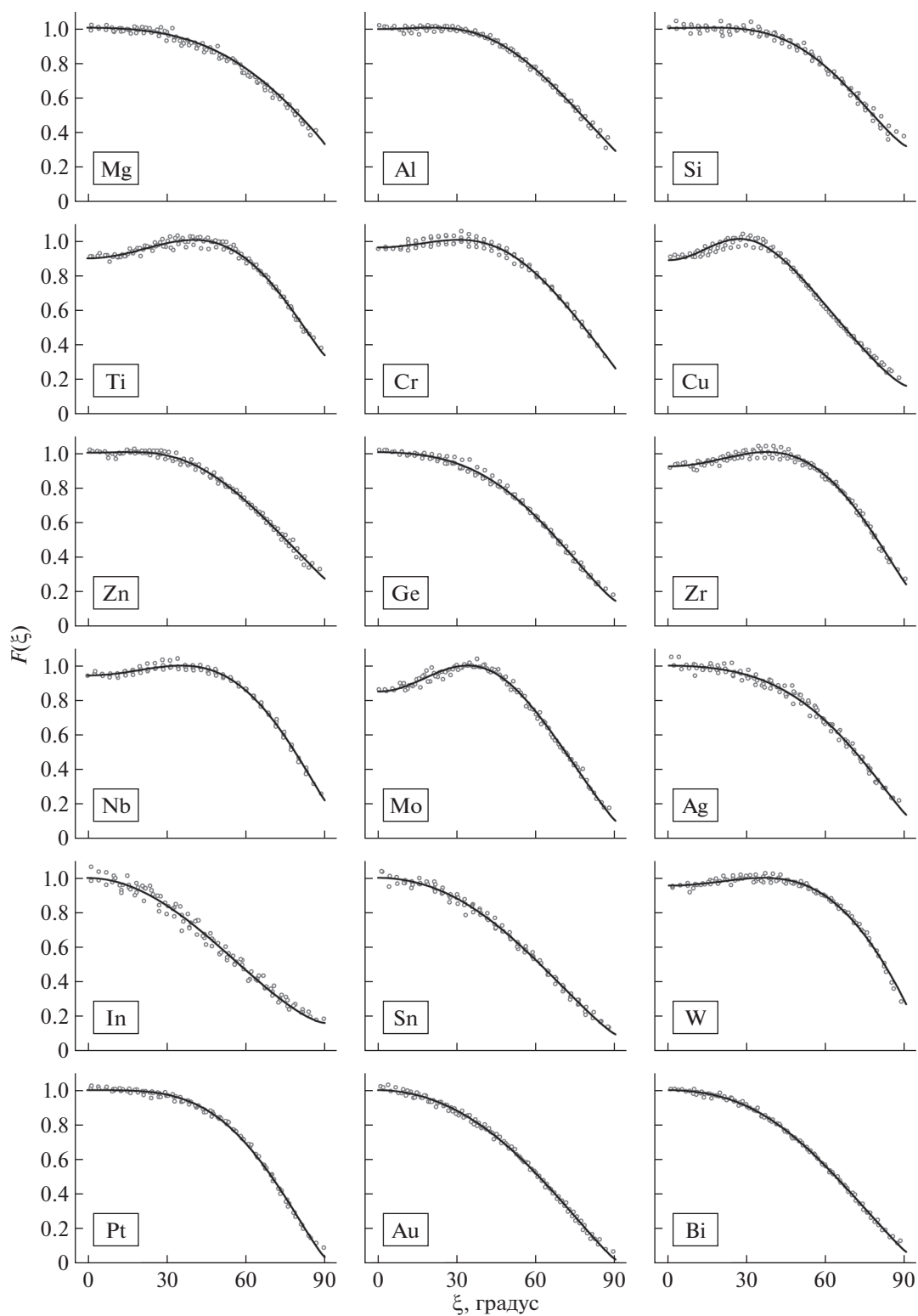
Повторяемость результатов измерений проверялась в серии из четырнадцати независимых экспериментов, в которых использовались катоды из Cu. Распыление проводилось в режиме стабилизации мощности разряда (50 Вт): напряжение разряда 450–500 В, давление Ar 5 мТорр. Результаты измерения угловых распределений в полярной системе координат представлены на рис. 3.

Для аппроксимации экспериментальных данных использовалась функция [2]:

$$F(\xi) = A \cos^m(\xi) - B \cos^n(\xi) + C, \quad (1)$$

где:  $A$ ,  $m$ ,  $B$ ,  $n$  – параметры аппроксимации;  $C$  – измеренное значение под углом  $90^\circ$  к оси магнетрона;  $\xi$  – угол между нормалью к плоскости катода магнетрона и направлением вылета распыленных частиц.

По сравнению с функцией, использованной для аппроксимации угловых распределений в [3],



**Рис. 4.** Аппроксимационные зависимости и экспериментально измеренные угловые распределения при магнетронном распылении Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au, Bi (см. табл. 1).

в выражении (1) добавлен параметр  $C$ , величина которого определяется взаимодействием потока распыленных атомов с плазмой магнетронного

разряда и буферным газом при транспортировке до подложки. Относительное отклонение аппроксимационной зависимости от эксперимен-

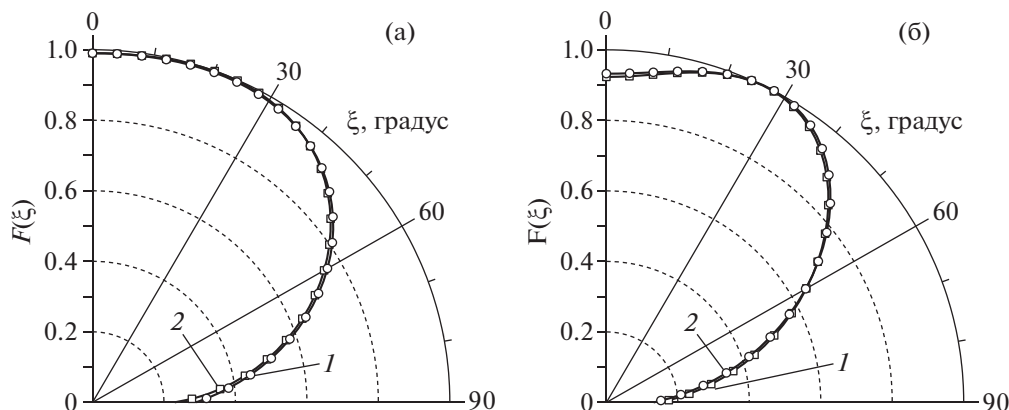


Рис. 5. Сравнение результатов измерения угловых распределений для Al (а) и Cu (б) для системы с ослабленным (1) и сильным (2) периферийным магнитом.

тально измеренных значений для всех исследованных элементов не превышало 5%.

Катоды из Mg, Al, Cr, Cu, Mo, Nb и W были изготовлены из заготовок в виде прутков методом токарной обработки; катоды из Si и Ge — из полированных монокристаллических пластин толщиной 0.8 и 0.4 мм соответственно. Катоды из Ag и Au изготавливались методом переплавки с последующей холодной прокаткой на вальцах; In- и Sn-мишени — методом вакуумной плавки с последующей токарной обработкой. Толщина катодов, если это не было оговорено отдельно, составляла  $1.5 \pm 0.1$  мм.

Коэффициент энергетической эффективности распыления, используемый при расчете профиля покрытия [3], рассчитывался по формуле:

$$K_W = \frac{m_0 - m_1}{W_d T}, \quad (2)$$

где:  $m_0$ ,  $m_1$ , мг — соответственно масса катода до и после распыления;  $W_d$ , Вт — средняя мощность магнетронного разряда;  $T$ , мин — время распыления.

Режимы распыления, результаты расчетов и значения параметров аппроксимации для экспериментально измеренных угловых распределений представлены в табл. 1.

Экспериментальные данные и результаты их аппроксимации (с коэффициентами из табл. 1) представлены на рис. 4.

Различие точности измерений для разных элементов определяется интенсивностью характеристической рентгеновской спектральной линии, которая для исследованных материалов может отличаться более чем в 30 раз (например, для Cu и In).

Наличие влияния магнитного поля на поверхности корпуса магнетрона на угловое распределение потока распыленных атомов проверялось путем сравнения результатов, полученных при ис-

пользовании катодов из двух материалов — Al и Cu. Результаты измерений представлены на рис. 5.

По результатам измерений не обнаружено какого-либо влияния распределения, индукции и степени сбалансированности магнитного поля в магнитной системе распылительного магнетрона на угловые распределения потока атомов при распылении как Al, так и Cu. Такую инвариантность при использовании столь значительно различающихся магнитных систем можно объяснить следующим: уменьшение намагниченности приводит к повышению напряжения разряда (см. табл. 1) и соответственно энергии ионов, бомбардирующих катод. Однако изменение энергии распыляющих ионов столь мало, что оно слабо влияет на каскадный механизм при распылении мишени и соответственно на угловое распределение.

Из-за того что вольт-амперная характеристика магнетронного разряда нелинейна, весь рабочий диапазон изменения напряжения разряда (вне зависимости от конструкции, рабочего давления и распыляемого материала) не превышает  $\approx 100$  В. На этом основании можно сделать вывод, что режим распыления по току также слабо влияет на угловые распределения при магнетронном распылении. Это позволяет сделать предположение, что угловые распределения не зависят от конструктивных особенностей магнетронных распылительных устройств, что значительно повышает практическую значимость представленных экспериментальных данных.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты измерений угловых распределений и коэффициентов энергетической эффективности при магнетронном распылении поликристаллических мишеней из Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi показали, что совершенствование ме-

тодики позволило существенно повысить точность измерения угловых распределений по сравнению с результатами, опубликованными авторами ранее в [3]. Выявлено, что индукция магнитного поля в магнетронном распылительном устройстве и степень сбалансированности его магнитной ловушки слабо влияют на этот параметр, что значительно повышает практическую значимость полученных результатов. Все измерения проводились при сходных вакуумных условиях, соответствующих технологическим режимам при магнетронном напылении покрытий, и могут быть использованы как для дальнейшего совершенствования теории распыления в области низких энергий, так и для широкого круга прикладных задач, связанных с магнетронным распылением и напылением функциональных покрытий.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (приказ от 16.07.2019 г. № 1575).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Horkel M., van Aeken K., Eisenmenger-Sittner C., Depla D., Mahieu S., Leroy W.P.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. V. 43. № 7. 075302. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/7/075302>
2. *Рогов А.В., Капустин Ю.В.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 103. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010221>
3. *Мартыненко Ю.В., Рогов А.В., Шульга В.И.* // Журнал технической физики. 2012. Т. 82. Вып. 4. С. 13. <https://doi.org/10.1134/S1063784212040196>
4. *Meeker D.C.* Finite element method magnetics. 2018. Version 4.2. URL: <http://www.femm.info>
5. URL: <http://www.eieran.ru/clever-b23.html>
6. *Sitko R.* // X-Ray Spectrom. 2008. V. 37. P. 265. <https://doi.org/10.1002/xrs.1012>
7. *Giurlani W., Berretti E., Innocenti M., Lavacchi A.* // Coatings. 2019. V. 9. Issue. 2. P. 79. <https://doi.org/10.3390/coatings9020079>
8. *Линник Ю.В.* Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. 2-е изд. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962.
9. *Рогов А.В., Мартыненко Ю.В., Белова Н.Е., Шульга В.И.* // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2011. Вып. 4. С. 65.

## ГАЗОРАЗРЯДНОЕ РАСПЫЛИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО НА ОСНОВЕ ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОНА С ИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ

© 2020 г. А. П. Семенов<sup>а,\*</sup>, И. А. Семенова<sup>а</sup>,  
Д. Б.-Д. Цыренов<sup>а</sup>, Э. О. Николаев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт физического материаловедения СО РАН  
Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

\*e-mail: alexandersemenov2018@mail.ru, semenov@ipms.bscnet.ru

Поступила в редакцию 24.03.2020 г.

После доработки 04.04.2020 г.

Принята к публикации 05.04.2020 г.

Рассмотрено газоразрядное устройство на основе планарного магнетрона и плазменного ионного источника. Продольная инжекция ионного пучка в магнетрон и распыление ионным пучком катода и центрального анода магнетрона способствует зажиганию аномального тлеющего разряда низкого давления  $< 8 \cdot 10^{-2}$  Па в магнетроне. Установлено, что напряжение зажигания разряда падает с повышением энергии ионов и пороговым образом зависит от тока ионного пучка. Показана перспектива расширения функциональных возможностей планарных магнетронов при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN–Cu.

DOI: 10.31857/S0032816220050213

### ВВЕДЕНИЕ

Аномальный тлеющий разряд находит применение в магнетронных распылительных системах планарного типа, широко используемых для выращивания покрытий различного функционального назначения [1, 2]. Разряд зажигается в скрещенных электрическом и магнитном полях, причем магнитное поле удерживает плазму разряда вблизи катода-мишени, что способствует повышению плотности плазмы и, как следствие, росту ионного тока на катод. Разряду характерны [3, 4], во-первых, постоянная площадь на катоде, в которую поступает ток, во-вторых, возрастание тока разряда с повышением напряжения горения.

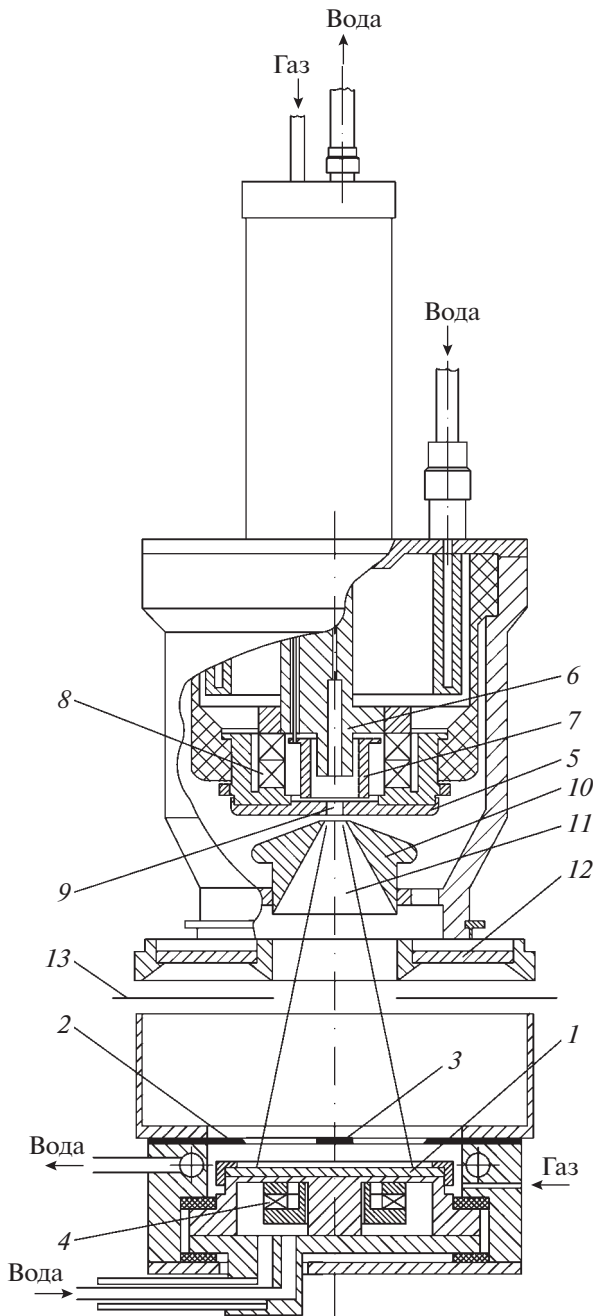
Обычно разряд устойчиво зажигается и стационарно горит в диапазоне давлений рабочего газа 0.2–6 Па [4]. Однако при этих давлениях не выполняется соотношение  $l < \lambda$ , где  $l$  – расстояние катод–подложка,  $\lambda$  – длина свободного пробега атомов, при этом не осуществляется бесстолкновительный перенос на подложку выбитых атомов, покидающих катод в результате распыления катода плазменными ионами, ускоренными в катодном слое. Длина свободного пробега распыленных атомов в газе при давлении 0.2–6 Па составляет  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  м. В этих условиях выполнение неравенства  $l < \lambda$  вряд ли допустимо, учитывая неконтролируемое радиационное и термическое влияние плазмы разряда на покрытие и невозможность достижения его однородной толщины. При

этом столкновительный перенос распыленных атомов затрудняет получение покрытий с совершенной структурой и достижение требуемой точности воспроизведения ростовых режимов.

Условие  $l < \lambda$  выполняется при давлениях  $< 0.1$  Па, для которых  $\lambda > 10^{-1}$  м. Однако при низких давлениях напряжение зажигания сильно зависит от давления [4] и разряд зажигается при относительно высоких напряжениях  $> 10$  кВ. Поэтому при низких давлениях часто возникает ситуация, когда напряжение зажигания разряда превышает напряжение горения разряда. Длина свободного пробега электронов  $\lambda_e$  оказывается много больше расстояния  $d$  между катодом и анодом магнетрона.

Известно, что для снижения напряжения зажигания разряда можно инжектировать в область разряда электроны, что способствует ионизации газа и частичному распылению материала электродов [5]. Инжектировать в газ низкого давления электроны можно с потоком проникающей газоразрядной плазмы [6]. Однако размещение на периферии магнетрона электродов вспомогательного разряда затруднено конструктивно.

Альтернативой проникающей плазме может служить пучок ионов от дополнительного плазменного источника, инжектируемый вдоль оси анодного электрода магнетрона, причем роль ионного пучка может быть весьма существенной. Применение ионного пучка предполагает развитие процессов ионизации газа быстрыми ионами,



**Рис. 1.** Газоразрядное устройство. 1, 5, 6 – катоды; 2, 3, 7 – аноды; 4, 8 – кольцевые магниты; 9 – эмиссионный канал; 10 – ускоряющий электрод; 11 – ионный пучок; 12 – подложки; 13 – створчатая заслонка.

приводящей к появлению первичных электронов, ионно-электронной эмиссии и сопутствующих электронно-ионной эмиссии процессов ионного физического распыления катода магнетрона, пеннинговской ионизации газа, которая приводит к снижению напряжения зажигания разряда.

В этих условиях достигается совмещение процессов распыления ионным пучком [7] и магнетронного распыления [1, 2, 4, 8]. При этом, наряду с распылением катода, становится возможным распыление ионным пучком анода магнетрона, обуславливающее новые, не свойственные обычным конструкциям планарных магнетронов функциональные возможности. Управление параметрами ионного пучка и мощностью магнетронного разряда упрощает регулирование долевого соотношения распыляемых компонентов и выращивание композитных покрытий. Такой подход впервые был рассмотрен в [9] и получил развитие в [10].

Принятый подход зажигания в магнетроне аномального тлеющего разряда низкого давления  $< 0.10$  Па в условиях бомбардировки катода и анода магнетрона ионным пучком расширяет функциональные возможности магнетрона и заслуживает самостоятельного обсуждения. Тип конкретного газоразрядного устройства, принцип действия и эксплуатационные характеристики рассматриваются в данной работе.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На основе принципа инъекции ионного пучка в планарный магнетрон разработано газоразрядное устройство. Конструкция экспериментального газоразрядного устройства образована планарным магнетроном и ионным источником и схематически показана на рис. 1.

Магнетрон [4] содержит медный катод 1 диаметром 50 мм, кольцевой анод 2 с апертурой 45 мм и центральный анод 3 диаметром 12 мм, установленные соответственно по периметру и на оси устройства. Аноды выполнены из нержавеющей стали. Расстояние  $d$  между катодом и анодами 5 мм. Центральный анод 3 выполняет функцию мишени. Кольцевой магнит 4 из самарий-кобальтового сплава создает в апертуре анода 2 и вблизи поверхности катода 1 радиальное магнитное поле с индукцией 0.03 Тл.

На периферии магнетрона, вдоль оси анода 2 на расстоянии 0.1 м устанавливается разрядная камера плазменного источника ионов на основе отражательного разряда с полым катодом [9, 11, 12]. Разрядная камера образована катодами 5 (эмиссионным) и 6 (полым) и цилиндрическим анодом 7. Катоды являются полюсными наконечниками кольцевых магнитов 8 из самарий-кобальтового сплава. Индукция магнитного поля на оси анода 7 составляет 0.1 Тл. Плазмообразующий газ аргон натекает через отверстие на боковой стенке анода 2 [4] магнетрона и отдельно в катодную полость 6 [13] разрядной камеры ионного источника.

Разряд зажигается напряжением, подаваемым между электрически соединенными катодами 5 и 6 и анодом 7. Ионы из прикатодной плазмы раз-



ряда извлекаются через эмиссионный канал 9 и ускоряются электродом 10. Пучок ускоренных ионов 11 падает на центральный анод 3 и, проникая в апертуру кольцевого анода 2, падает на катод 1. Диаметр ионного пучка в плоскости катода 30 мм.

При инъекции ускоренных ионов, разряд в магнетроне инициируется подачей напряжения до 3 кВ от высоковольтного выпрямителя между электрически соединенными анодами 2 и 3 (положительный потенциал) и катодом 1 (отрицательный потенциал). Инжектируемые продольно ионы инициируют эмиссионные процессы – распыление анода 3 и катода 1 и ионно-электронную эмиссию, выполняя функцию инициирования зажигания аномального тлеющего разряда низкого давления.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Основными эксплуатационными параметрами магнетрона являются напряжение на электродах, ток разряда, плотность ионного тока на мишени, мощность разряда, радиальная составляющая индукции магнитного поля и давление газа [2].

Рассмотрим особенности зажигания разряда низкого давления в магнетроне (катод 1 выполнен из меди) при инъекции ионного пучка в магнетрон (рис. 2). Напряжение зажигания (кривая 1) резко снижается от 1.5 до 0.67 кВ в области ускоряющих напряжений пучка 3.5–6 кВ. Давление аргона  $8 \cdot 10^{-2}$  Па, ток разряда 50 мА, ток пучка ионов  $0.5 \leq I_i \leq 0.7$  мА. Рост ускоряющего напряжения приводит к перемещению эмиссионной поверхности плазмы. Снижаются потери ионов на стенке эмиссионного канала 9 (рис. 1), изменяется радиус и кривизна поверхности эмитирующей плазмы и наблюдается слабое возрастание тока ионного пучка (рис. 2, кривая 1) с ростом ускоряющего напряжения  $U_i$ . Тенденция к насыщению наблюдается при  $U_i > 6$  кВ и  $I_i > 0.6$  мА. При ускоряющем напряжении  $U_i < 3.5$  кВ разряд при бомбардировке ионами катода не зажигался во всем диапазоне напряжений до 1.5 кВ, подаваемых на электроды магнетрона, при этом ток пучка ионов  $I_i < 0.5$  мА.

На рис. 2 кривой 2 представлена зависимость напряжения зажигания от тока ионного пучка при ускоряющем напряжении 8 кВ с ростом тока разряда в ионном источнике. Поскольку ток ионного пучка однозначно зависит от тока разряда и при постоянном ускоряющем напряжении монотонно увеличивается до 1.75 мА в диапазоне роста тока разряда до 100 мА, наблюдается немонотонное изменение напряжения зажигания с увеличением тока ионного пучка.

С повышением тока ионного пучка от 0.15 до 1.2 мА напряжение зажигания уменьшается от 0.9

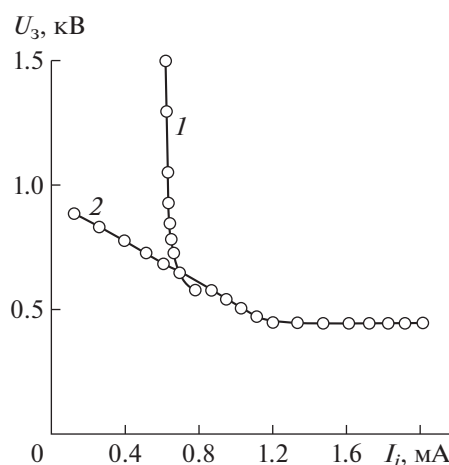


Рис. 2. Зависимости напряжения зажигания  $U_3$  от тока ионного пучка  $I_i$ : 1 – ток разряда в ионном источнике 50 мА, ускоряющее напряжение  $U_i$  растет от 0 до 10 кВ, давление аргона  $8 \cdot 10^{-2}$  Па; 2 – ускоряющее ионы напряжение 8 кВ, ток разряда в ионном источнике растет от 0 до 100 мА, давление аргона  $8 \cdot 10^{-2}$  Па.

до 0.42 кВ с последующей его стабилизацией в области повышения тока пучка ионов от 1.2 до 1.75 мА. Характер зависимости напряжения зажигания от тока ионного пучка (кривая 2 на рис. 2) свидетельствует о существовании нижнего предельного значения напряжения зажигания, в нашем случае ~0.42 кВ, меньше которого разряд не зажигается. Предельное напряжение зажигания в области малых ионных токов  $I_i < 0.15$  мА ограничивалось значением 0.9 кВ. Это обусловлено тем, что устойчивый разряд с полым катодом [8] при малых токах затруднен. Инициированный ускоренным ионным пучком разряд в магнетроне устойчиво горел и после гашения разряда в разрядной камере ионного источника.

Бомбардировка ускоренными ионами катода магнетрона влияет на пробой разрядного промежутка магнетрона. Пробойное напряжение, при котором зажигается аномальный тлеющий разряд, сильно зависит от энергии ионов  $E_i$ , падающих на катод магнетрона (для однозарядных ионов  $E_i = eU_i$ , где  $e$  – заряд электрона) – кривая 1, и тока ионного пучка (кривая 2). Чем больше скорость ионов и ионный ток, тем ниже напряжение зажигания. Очевидно, что в результате взаимодействия с газом и катодом магнетрона ионы пучка могут затрачивать свою энергию на ионизацию газа. Кроме того, в ионизации могут участвовать вторичные электроны и распыленные атомы, выбитые с катода магнетрона ионным пучком.

Инициирование процесса электрического пробоя начинается с появления затравочных  $\gamma$ -электронов [3] в результате ионно-электронной эмиссии. Вероятен также процесс пеннинговской

ионизации. Так, при распылении медного катода ускоренными ионами атомы меди (потенциал ионизации меди  $U_i^{\text{Cu}} = 7.724 \text{ В}$  [14]), соударяясь с атомами аргона, возбужденными ионным пучком на метастабильный уровень  $4s^3P_1$  (потенциал возбуждения аргона  $U_a^{\text{Ar}} = 11.5 \text{ В}$  [15]), могут быть ионизованы, поскольку выполняется условие  $U_i^{\text{Cu}} < U_a^{\text{Ar}}$ . Поэтому потенциал зажигания разряда будет определяться не ионизацией атомов аргона (потенциал ионизации аргона  $U_i^{\text{Ar}} = 15.759 \text{ В}$ ), а возбуждением их на метастабильный уровень. При этом предполагается, что метастабильные атомы аргона в подавляющем большинстве “разряжаются”, сталкиваясь с атомами меди.

Проанализируем в какой мере и какие электроны в рассмотренных условиях могут вносить основной вклад в электрический пробой разрядного промежутка. Число электронов  $N_e$ , испускаемых медным катодом, определяется соотношением:  $N_e \sim \gamma I_i / e$ , где  $\gamma$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии. В области энергий 3.5–10 кэВ при  $\gamma \sim 0.35\text{--}0.58$  [16]  $N_e \sim 10^{15}$ .

При соударении быстрых ионов пучка с атомами газа может иметь место ударная ионизация. Доля ионов  $N/N_i$ , которые пройдут путь  $L = 0.1 \text{ м}$  от ионного источника до катода магнетрона в газе, не испытав при этом ни одного столкновения, определяется выражением  $N/N_i \sim \exp(-L/\lambda_i)$ , где  $\lambda_i$  – длина свободного пробега ионов.

Хотя в рассматриваемых условиях доля ионов, не претерпевших столкновений мала,  $N/N_i < 10^{-2}$ , из всех  $(N_i - N)$  столкновений к ионизации приведет только часть из них:  $(N_i - N)\omega_i$ , где  $\omega_i$  – вероятность ионизации. Расчет показывает, что при скоростях ионов  $> 10^5 \text{ м/с}$  вероятность  $\omega_i$  низка и сечение возбуждения атомов аргона мало.

По-видимому, доминирующим фактором, порождающим первичные электроны, является кинетическая ионно-электронная эмиссия, возбуждаемая с катода магнетрона ускоренными ионами. При этом появление затравочных электронов является необходимым, но недостаточным условием пробоя при пониженном давлении  $\lambda_e \gg d$ . При давлении  $< 0.10 \text{ Па}$  выполняется соотношение  $pd < 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}$ , где  $p$  – давление, электроны пролетают короткий пробивной промежуток магнетрона без столкновений и не способны “спровоцировать” [15] возникновение электронной лавины.

Поэтому особенностью электрического пробоя при пониженном давлении является то, что пробой может развиваться только благодаря выделению электродами паров металлов в пробивной промежуток [17] в присутствии потока электронов. Очевидно, что по мере распыления ионным пучком медного катода пробивной промежуток

заполняется парами меди. Это происходит более интенсивно с увеличением энергии и тока распыляющих ионов [18], что способствует газовому усилению. Давление паров меди растет с увеличением тока ионов и их энергии, что обуславливает низкие напряжения зажигания разряда (рис. 2).

Испытание планарного магнетрона с ионным источником показало высокую надежность разработанного газоразрядного устройства и стабильность параметров.

Наряду с расширенными возможностями иницирования аномального тлеющего разряда низкого давления новый подход позволяет упростить управление элементарным и химическим составом наращиваемых реактивным магнетронным распылением покрытий на подложках 12 (рис. 1), в частности сверхтвердых композитных покрытий TiN–Cu [19–21]. Створчатая заслонка 13 перекрывает подложки 12 в период вывода газоразрядного устройства в режим стационарного горения разрядов.

Применяя катод 1 магнетрона из Ti, центральный анод 3 из Cu и плазмообразующую смесь газов Ag и N<sub>2</sub> (в плазме магнетронного разряда молекулярный азот диссоциирует на химически активный атомарный N<sub>2</sub> ↔ 2N), можно направленно вести синтез TiN в парах Cu [20]. Тонкое регулирование долевого наполнения наращиваемого покрытия примесью Cu, вносимой распылением дополнительной мишени (центрального анода) ионным пучком, позволяет направленно воздействовать на внутреннее строение и фазовый состав TiN–Cu-покрытий и выращивать композитные нитридные покрытия состава TiN–Cu с нанокристаллической структурой [19].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показана возможность снижения давления зажигания аномального тлеющего разряда низкого давления воздействием на катод планарного магнетрона ускоренными ионами, инжектируемыми вдоль оси анодного электрода. Доминирующими процессами зажигания аномального тлеющего разряда низкого давления,  $p < 8 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$ , в магнетроне являются ионно-электронная эмиссия и распыление катода магнетрона ионным пучком. Продольная инжекция ионного пучка в магнетрон, сочетающая достоинства нового принципа построения газоразрядной техники выращивания покрытий в вакууме путем распыления мишеней плазменными ионами аномального тлеющего разряда и ионным пучком, существенно расширяет функциональные возможности магнетрона и позволяет принципиально улучшить его физико-технические характеристики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 20-08-00207\_а и государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, тема № 0336-2019-0009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. М.: Радио и связь, 1982.
2. Белянин А.Ф., Пащенко П.В., Семенов А.П. // ПТЭ. 1991. № 3. С. 220.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
4. Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ПТЭ. 1991. № 5. С. 192.
5. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
6. Lee K.J., Musset A. Patent 4,716,340 USA // Dec. 29. 1987. 315/111.41 (H 01 j 7/24).
7. Семенов А.П. Техника распыления ионными пучками. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1996.
8. Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1999.
9. Семенов А.П. // Сибирский физико-технический журнал. 1993. Вып. 6. С. 68.
10. Семенов А.П., Семенова И.А. // ПТЭ. 2009. № 1. С. 110.
11. Семенов А.П. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 2. С. 131.
12. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. Екатеринбург: УИФ Наука, 1993.
13. Семенов А.П. // ПТЭ. 1993. № 5. С. 128.
14. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир, 1989.
15. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев: Изд-во КГУ, 1964.
16. Брусиловский Б.А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. М.: Энергоатомиздат, 1990.
17. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
18. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твердых тел / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.
19. Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. Патент на изобретение № 2649355 RU // Оpubл. 02.04. 2018. Бюл. № 10.
20. Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 119.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816217060106>
21. Ivanov Yu.F., Koval N.N., Krysina O.V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N.A., Galimov R.M., Shmakov A.N. // Surface and Coatings Technology. 2012. V. 207. P. 430.  
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2012.07.037>

## АКУСТИЧЕСКИЙ ГАЗОАНАЛИЗАТОР

© 2020 г. В. Н. Алферов<sup>a,\*</sup>, Д. А. Васильев<sup>a</sup><sup>a</sup> Институт физики высоких энергий им. А.А. Логанова Национального исследовательского центра

“Курчатовский институт”

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

\*e-mail: Vladimir.Alferov@ihep.ru

Поступила в редакцию 18.03.2020 г.

После доработки 03.04.2020 г.

Принята к публикации 06.04.2020 г.

Рассмотрены способы измерения состава бинарной газовой смеси с использованием зависимости скорости звука в газе от его молекулярного веса, в частности, с помощью акустического резонатора. Описаны разработанные на этом принципе в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ датчик содержания водорода в атмосфере мишенной станции для циклотрона ускорителя С-70, обеспечивающего наработку медицинских изотопов, а также датчик содержания неона в гелии при его ожигении. Оптимизация характеристик резонатора позволила достигнуть разрешающей способности  $10^{-5}$ .

DOI: 10.31857/S0032816220050080

## ВВЕДЕНИЕ

При работе ускорителей и физических установок возникает необходимость высокоточных измерений состава двухкомпонентных газовых смесей, в том числе в непрерывном режиме. Появление в атмосфере нового газа может приводить к возбуждению нежелательного процесса. Источником сигнала о начале такого процесса в нашем случае служит датчик содержания водорода в атмосфере мишенной станции, разработанной в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ для циклотрона С-70, обеспечивающего наработку медицинских изотопов [1]. Водород может появиться при разгерметизации мишени. Поэтому датчик должен обеспечивать непрерывные измерения и иметь высокую чувствительность, чтобы зафиксировать раннюю стадию развития опасной ситуации.

Помимо контроля появления водорода, необходимо измерять состав газообразного гелия перед его ожигением.

Используется несколько принципов измерения. Наиболее распространены измерения с применением промышленных приборов – оптических и электрохимических. Их привлекательность обусловлена возможностью как измерений в режиме реального времени, так и многокомпонентного анализа. Недостаток – низкая точность. Высокоточные приборы (не хуже  $10^{-4}$ ) относятся к классу лабораторных. Используемые принципы – спектрометрия, масс-спектрометрия. Спектрометрические измерения связаны, как правило, с отбо-

ром проб, применением поверочных газов. Эти приборы сложны и дороги.

В то же время измерение скорости звука в газе, зависящей от его молекулярного веса, может быть выполнено с высокой точностью с помощью акустических анализаторов, принцип действия которых основан на использовании указанной зависимости. Скорость звука  $v$  рассчитывается по следующей формуле

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}},$$

где  $\gamma = C_p/C_v$  – показатель адиабаты;  $C_p$  – теплоемкость газа при постоянном давлении;  $C_v = C_p - R$  – теплоемкость газа при постоянном объеме;  $M$  – молекулярная масса газа;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T$ ,  $K$  – температура газа.

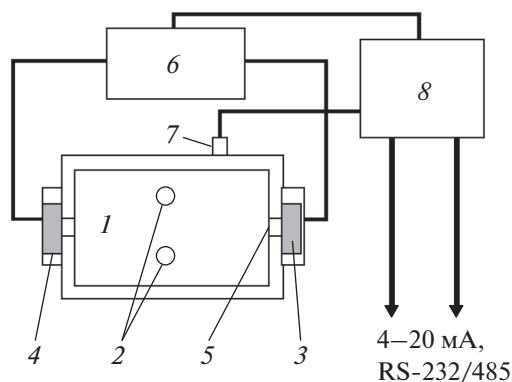
Если мы знаем молекулярный вес основного и примесного газов, то скорость звука в основном газе в присутствии примесного в первом приближении может быть представлена как

$$C_x = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\chi M_{пр} + (1 - \chi) M_{осн}}},$$

где  $\chi$  – относительная концентрация примеси.

## КОНСТРУКЦИИ АНАЛИЗАТОРОВ

В первых акустических газоанализаторах скорость звука измерялась времяпролетным способом, описанным, например, в [2]. Эти устройства имели низкую точность измерения времени про-



**Рис. 1.** Блок-схема акустического анализатора. 1 – корпус резонатора; 2 – отверстия для конвекции; 3 – электродинамический излучатель; 4 – электретный микрофон; 5 – отверстия диаметром  $\sim 1$  мм; 6 – автогенератор; 7 – датчики температуры и влажности; 8 – контроллер.

хождения зондирующего импульса (единицы процентов), повысить которую можно было только увеличением их габаритов.

Применение акустического резонатора позволило повысить точность измерения за счет того, что измеряемой величиной стала частота звука.

Наибольшую точность обеспечили сферические резонаторы очень высокой добротности [3]. Они позволили довести точность измерения до  $10^{-6}$ .

Сложность изготовления сферы побудила использовать цилиндрический резонатор. Такой прибор описан в [4]. Камера резонатора в нем выполнена в виде отрезка трубы, ограниченной мембранами, либо в виде сосуда специальной формы, например, в виде резонатора Гельмгольца. Исследуемый газ подается специальным проточным устройством. Измеряемой величиной является также резонансная частота.

Такие газоанализаторы также имеют недостаточно высокую точность измерения, что обусловлено низкой добротностью резонатора из-за связи его с проточным устройством, влияния температуры, мембран и дисперсии фронта звуковой волны. Кроме того, газоанализатор на основе резонатора Гельмгольца затрудняет непрерывное измерение концентрации газа.

В [5] описан блок из двух цилиндрических резонаторов в едином алюминиевом корпусе для определения состава бинарной смеси  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$ , термостабилизированный в водяной ванне. Второй резонатор, заполненный  $^4\text{He}$ , использовался в качестве опорного для компенсации изменений температуры окружающей среды. Достигнута точность не хуже  $10^{-3}$ .

Обеспечить периодические измерения позволит прокачка газа через резонатор. Такой прибор разработан и используется в FNAL для контроля

утечек гелия в криогенной системе, обеспечивающей жидким гелием сверхпроводящие магниты Теватрона [6]. В приборе также используются в общем корпусе два резонатора. Через измерительный прокачивается исследуемый воздух, через опорный – воздух из той части помещения, где не должно быть гелия. Резонаторы включены в цепь обратной связи автогенераторов, измеряется разность фаз сигналов микрофонов. Резонаторы термостабилизируются нагревателем. Данные по точности не приводятся.

Нашей целью было разработать простой в изготовлении высокоточный датчик, не требующий прокачки газа и способный обеспечить непрерывные измерения различных комбинаций газов без корректировки “нуля” и чувствительности.

Такой датчик нужен, во-первых, как уже упоминалось, для обнаружения в атмосфере мишенной станции присутствия водорода, который может появиться при разгерметизации мишени. В связи с этим датчик должен обеспечивать непрерывные измерения и иметь высокую чувствительность, чтобы зафиксировать раннюю стадию развития аварии. Во-вторых, датчик необходим для измерения содержания неона в гелии, предназначенном для ожижения до сверхтекучести. Это важно для установок ожижения гелия, так как твердый неон забивает арматуру.

Применение акустического резонатора позволило решить эту задачу. Помимо этого, резонатор в качестве сенсора обладает двумя важными достоинствами: неизменностью во времени чувствительности и стабильностью “нуля”, т.е. частоты при измеряемой температуре в “нулевом” газе.

Прежде всего, было желательно избавиться от прокачки газа для сохранения высокой добротности. Нами предложен и запатентован полуволновой резонатор диаметром, немного меньшим длины, добротностью  $\sim 300$  на воздухе и диффузионным заполнением [7]. Его описание приведено ниже.

#### *Конструкция полуволнового резонатора*

Схематически резонатор показан на рис. 1. В варианте непрерывных измерений содержания известного примесного газа в атмосфере помещения датчик имеет отверстия 2 для диффузионного заполнения, расположенные в середине высоты в пучности скорости.

В варианте разовых измерений содержания неона в гелии использовался резонатор с одним входным отверстием, который после откачки последовательно заполнялся исследуемым и заведомо чистым гелием.

В датчике водорода применена предварительная калибровка резонатора в атмосфере чистого сухого воздуха в диапазоне требуемых температур.

На торцах резонатора (см. рис. 1) установлены электродинамический излучатель (3) НСО 905F и электретный микрофон (4) НМО 1003А, которые сообщаются с полостью резонатора через отверстия диаметром ~1 мм.

Излучатель НСО 905F имеет относительно плоскую частотную характеристику в диапазоне частот 4–5 кГц, и этот диапазон выбран рабочим и определяет длину резонатора.

Излучатель и микрофон включены в цепь обратной связи автогенератора на микросхеме 1561ГГ1. Автогенератор возбуждается на частоте около 5 кГц в атмосфере чистого сухого воздуха, частота измеряется один раз в секунду в течение 0.1 с в блоке измерения и управления программируемой логической интегральной схемы (п.л.и.с.) Altera EPM 7128 с помощью кварцевого генератора (счетная частота 1 МГц) и передается в контроллер на основе микросхемы ADuC 834. Частота кварцевого генератора регулярно проверяется подачей на измерительный канал опорной известной частоты от двоичного счетчика с кварцевым резонатором; корректный результат является признаком исправности п.л.и.с. и контроллера.

Для измерения температуры используется встроенный датчик в составе датчика влажности (см. ниже). В качестве резистора сравнения применяется высокостабильный резистор с малым температурным коэффициентом сопротивления. Датчики запитаны от двух отдельных бортовых источников тока 200 мкА.

Контроллер имеет интерфейсы RS-232 и RS-485 (4–20 мА) для связи с э.в.м. При превышении регулируемых порогов генерируются релейные предупредительный и аварийный сигналы.

В стабильных условиях по температуре и составу газа нестабильность показаний частоты не превышала  $10^{-5}$ , что позволило измерить содержание неона ( $\mu = 20.2$ ) в гелии ( $\mu = 4$ ) с погрешностью  $10^{-5}$ .

#### *Характеристики прибора*

На характеристики прибора влияют как внешние факторы, так и особенности конструкции. Кратко рассмотрим их.

**Зависимость частоты резонатора от температуры** измеряется в термокамере в атмосфере чистого сухого воздуха и записывается в энергонезависимой флэш-памяти прибора.

**Зависимость частоты резонатора от давления.** Согласно [8], зависимость скорости звука в воздухе от давления составляет примерно  $2 \cdot 10^{-3}$  атм/(м · с<sup>-1</sup>), по данным [9] —  $5 \cdot 10^{-4}$  атм/(м · с<sup>-1</sup>), а для водорода — примерно  $2 \cdot 10^{-3}$  атм/(м · с<sup>-1</sup>), т.е. обычные колебания атмосферного давления на точность измерений заметно не влияют.

#### **Зависимость частоты резонатора от влажности.**

Так как атмосфера помещений имеет переменную влажность, влияющую на скорость звука [10], осуществляется компенсация влажности. Для этого на внутренней стенке резонатора смонтирован датчик относительной влажности ННН-4602А фирмы Honeywell. Экспериментально измеряется изменение частоты резонатора в зависимости от относительной влажности при различных температурах. В энергонезависимой флэш-памяти прибора сохраняется трехмерная таблица при 14-ти значениях температуры от –40 до 60°С. По данным измерений с использованием интерполяционного многочлена 4-го порядка определяется поправка на влажность.

**Отверстия для конвекционного проникновения газа.** Число и суммарная площадь конвекционных отверстий влияют на результат измерений двояким образом. С одной стороны, увеличение площади обеспечивает скорейшее заполнение резонатора испытываемым газом. Время появления выходного сигнала (90%) в соответствии с требованиями ГОСТ Р 52139-2003 (МЭК 61779-4-98) “Газоанализаторы и сигнализаторы горючих газов и паров электрические” не должно превышать 20 с. Это условие выполняется при наличии не менее четырех отверстий диаметром 3 мм. При наличии семи отверстий это время уменьшается до 10 с.

С другой стороны, через отверстия проникают сторонние шумы в полость резонатора. Особенно опасно возбуждение полости как резонатора Гельмгольца. Частота этих колебаний ниже резонансной частоты резонатора, однако увеличение площади отверстий сближает эти частоты. Так, при наличии десяти отверстий диаметром 3 мм резонанс наступает на частоте 1.2 кГц, при семи отверстиях того же диаметра — на частоте 0.8 кГц. При этом звуковой сигнал мощностью 90–95 дБ возбуждает колебания в микрофоне, сравнимые по амплитуде с рабочими. Вариант с семью отверстиями и был принят в качестве рабочего.

Активный фильтр верхних частот 4-го порядка в усилительном тракте после микрофона с частотой среза около 4 кГц подавляет резонансы от внешних шумов низких частот в режиме резонатора Гельмгольца и препятствует возбуждению резонансов низких частот, особенно около 3 кГц, вызванных неравномерностью амплитудно-частотной характеристики излучателя.

Внешний вид прибора приведен на рис. 2.

#### *Результаты испытаний*

Прибор испытывался на термостойкость, чувствительность к шумам, вибрации, а также на долговечность.



Рис. 2. Внешний вид газоанализатора.

О долговечности свидетельствует тот факт, что резонаторы, изготовленные в 2003–2010 гг., среди которых как периодически включаемые, так и неиспользованные, до сих пор работоспособны и сохраняют “ноль”.

Флуктуации частоты в стабильных условиях составляют примерно  $\pm 0.02$  Гц. В реальных условиях помещения они определяются флуктуациями температуры и влажности, суммарная нестабильность частоты составляет  $\pm 0.2$  Гц. Вклад в флуктуации “нуля” загазованности вносят, кроме того, неточность зависимости частоты от температуры в сухом воздухе и неточность трехмерной таблицы зависимости сдвига частоты от показаний датчика влажности и температуры. Суммарная нестабильность “нуля” загазованности составляет  $\pm 0.5$  Гц.

Для определения чувствительности и линейности датчик калибровался тремя поверочными газовыми смесями воздуха с водородом при содержании последнего: 0.5% (допустимое отклонение 0.04%), 1% и 2% объемных (допустимое отклонение 0.1%), а также в нулевой точке сухим воздухом. На рис. 3 приведены результаты, демонстрирующие достаточную линейность. Измеренная чувствительность по водороду составила 20 Гц/%, погрешность калибровки определялась в основном погрешностью состава поверочных газов и составляла  $\pm 0.1\%$ .

Таким образом, с учетом собственной погрешности “нуля”  $\pm 0.025\%$  общая погрешность измерения загазованности атмосферы водородом с калибровкой данными смесями может быть оценена как  $\pm 0.12\%$ . При необходимости погрешность может быть улучшена на порядок с помощью более точных приборов и поверочных газов. Потребляемая мощность 1.3 Вт.

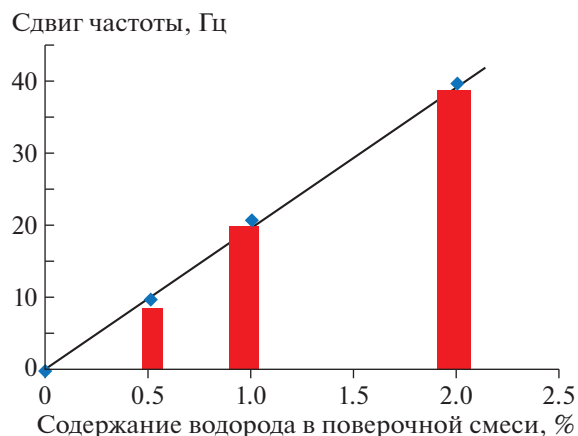


Рис. 3. Зависимость сдвига частоты резонатора от содержания водорода в поверочной смеси. Фоном показаны области погрешности состава смеси.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что полуволновой акустический резонатор с добротностью 200–300 и диффузионным заполнением позволяет измерять примесь газа к основному на уровне  $10^{-5}$ . Возможно измерение различных комбинаций газов в непрерывном режиме. Датчик исключительно прост в изготовлении, надежен, обеспечивает высокую стабильность нуля и чувствительности.

Разработан и изготовлен акустический датчик водорода для мишенной станции, разработанной в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ для циклотрона ускорителя С-70, обеспечивающего наработку медицинских изотопов. Датчик обеспечивает непрерывный режим измерений и не нуждается в периодической проверке.

В режиме разовых измерений содержания неона в гелии прибор также обеспечивает точность  $10^{-5}$ .

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии 27 июня 2019 г. № 075.15.2019.1393, идентификатор Соглашения RFMEFI60717X0193.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savitskaya E.N., Maslov M.A., Nikitin S.A., Peleshko V.N., Skvorodnev N.V. // Proc. the XXVI Russian Particle Accelerator Conference (RUPAC–2018). NRC KI–IHEP. Protvino, 01–05 октября 2018 г. WEPSB54. P. 391.
2. Григорьев Б.С., Меньшиков В.Г., Захаров И.Г. А.с. № 853520 СССР. МКИ G01N 29/00 // Опул. 07.08.1981.

3. *Keolian R., Garrett S., Naynard J., Rudnick I.* // Bull. of Amer. Phys. Soc. 1979. V. 24. P. 623.
4. *Новиков Л.В., Громов Ю.И., Семенов А.Г.* А.с. № 832447 СССР. МКИ G01N 29/00 // Оpubл. 23.05.1981.
5. *Polturak E., Garrett S.L., Lipson S.G.* // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. № 11. P. 2840.
6. *Bossert R.G.* and Fermilab. // Fermilab-Conf-05-642-AD. TRN: US0701347. Batavia, IL (United States): Fermi National Accelerator Lab. (FNAL), 2006.
7. *Алферов В.Н., Кренделев В.А., Ключников В.А.* Патент № 2142131 RU. МПК G01N 29/00 // Оpubл. 27.11. 1999.
8. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
9. Физический справочник.  
<https://tehtab.ru/Guide/GuidePhysics/>
10. *Harris C.M.* // J. Acoust. Soc. Am. 1971. V. 49. № 3. P. 890.  
<https://doi.org/10.1121/1.1912429>



## СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МЕХАНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР С ИЗМЕНЯЕМОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТОЙ

© 2020 г. В. Л. Цымбаленко\*

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

\*e-mail: VLT49@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.03.2020 г.

После доработки 07.04.2020 г.

Принята к публикации 09.04.2020 г.

Предложена и опробована конструкция высокодобротного механического осциллятора из сверхпроводящего материала, частота которого изменяется внешним магнитным полем.

DOI: 10.31857/S0032816220050225

В экспериментах при низких температурах для приведения объекта в движение применяется незамкнутая петля из сверхпроводящего материала, помещенная в магнитное поле. Сверхпроводимость обеспечивает отсутствие тепловыделения от тока, приводящего петлю в движение. Такая методика использовалась для измерения вязкости жидкого  $^3\text{He}$  [1], на основе чего был предложен стандарт термометрии до  $\sim 1$  мК. Приведение в движение кристалла  $^4\text{He}$  в экспериментах по кинетике движения квантового кристалла также выполнялось с помощью сверхпроводящей петли [2].

Частота колебаний (разомкнутой) петли определяется ее механическими параметрами: размерами сверхпроводника и его упругими константами. Поэтому такая петля может приводить в движение исследуемый объект только на фиксированной частоте. Если замкнуть петлю так, чтобы сверхпроводимость не нарушалась в контакте, то при отклонении части петли, пересекающей силовые линии магнитного поля, в сверхпроводящем контуре индуцируется незатухающий ток, взаимодействие которого с полем создает бездиссипативную возвращающую силу.

В данной работе рассмотрен колебательный режим упругой замкнутой сверхпроводящей петли в магнитном поле. Воздействие магнитного поля на поступательное движение жесткой сверхпроводящей прямоугольной петли было рассмотрено в работах [3, 4].

Рассмотрим простейшую П-образную форму петли. Низ петли жестко заделан в неподвижное основание. Переключатель длиной  $b$  перпендикулярен магнитному полю  $B$ , направленному вдоль оси  $Z$ . Части петли от основания до переключателя длиной  $a$  параллельны магнитному полю (см. рис. 1).

В такой геометрии дополнительная сила приложена только к переключателю. На свободном конце петли располагается объект массой  $M$  и моментом инерции  $J$  относительно оси  $Y$ . Уравнение малых колебаний стержня следующее [5]:

$$\rho S \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = EI_y \frac{\partial^4 \zeta}{\partial z^4}, \quad (1)$$

где  $\zeta$  – отклонение профиля стержня от положения равновесия в направлении  $X$ ,  $\rho$  – плотность материала,  $E$  – модуль Юнга,  $S$  – площадь сечения проволоки,  $I_y$  – момент инерции сечения. Граничные условия у основания:

$$\zeta(0) = 0, \quad \left. \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (2)$$

К свободному концу приложены силы инерции объекта массы  $M$  и взаимодействия индуцированного тока с внешним магнитным полем. Смещение переключателя на величину  $\zeta(a)$  создает ток  $I_B = B\zeta(a)b/L$ , где  $L$  – индуктивность контура. Суммарная сила при колебании с частотой  $\omega$  дается выражением

$$F_{\text{total}} = M\omega^2\zeta(a) - B^2b^2\zeta(a)/L = -EI_y \left. \frac{\partial^3 \zeta}{\partial z^3} \right|_{z=a}. \quad (3)$$

Момент, вызванный вращением объекта, равен

$$M_{\text{obj}} = \omega^2 J \left. \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right|_{z=a} = -EI_y \left. \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right|_{z=a}. \quad (4)$$

Уравнение для собственных колебаний определим, положив  $\zeta \sim \exp(i\omega t)$ . С учетом условий (2)–(4) получаем искомое уравнение (5):

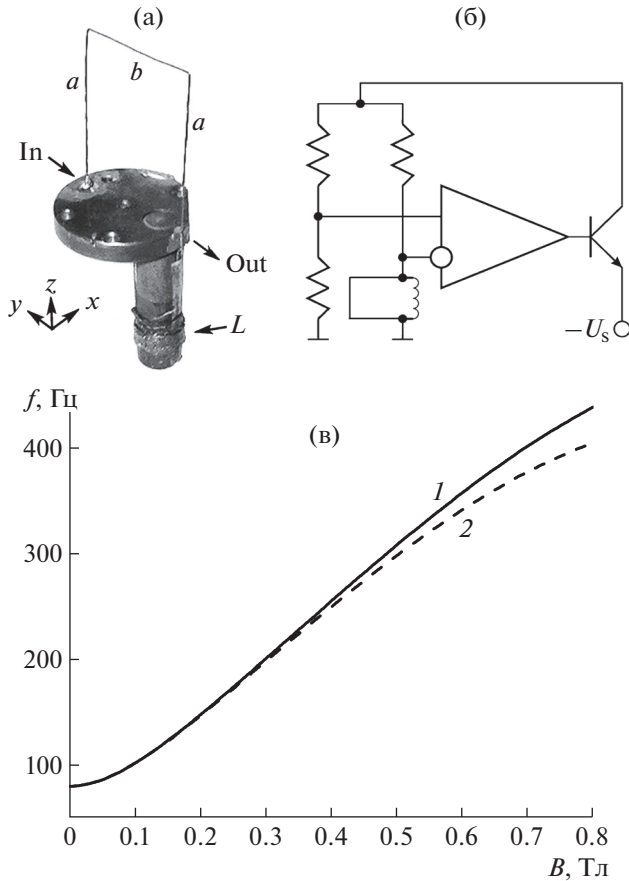


Рис. 1. а – экспериментальная модель, б – автогенератор для возбуждения колебаний петли, в – сравнение расчета (1) с экспериментальными данными (2).

$$\begin{aligned} & \cos(\lambda)\text{ch}(\lambda) + 1 - \beta(\lambda)\{\sin(\lambda)\text{ch}(\lambda) - \\ & - \cos(\lambda)\text{sh}(\lambda) + \gamma(\lambda)[1 - \cos(\lambda)\text{ch}(\lambda)]\} + \\ & + \gamma(\lambda)[\sin(\lambda)\text{ch}(\gamma) + \cos(\lambda)\text{sh}(\lambda)] = 0, \\ & k^4 = \omega^2 \frac{\rho S}{EI_y}, \quad \lambda = ka, \end{aligned} \tag{5}$$

$$\beta(\lambda) = \frac{M}{\rho Sa} \lambda - \frac{a^3 b^2 B^2}{EI_y L \lambda^3}, \quad \gamma(\lambda) = \frac{J}{\rho Sa^3} \lambda^3.$$

Корни трансцендентного уравнения (5) находят численно, например, методами, которые включены в математические пакеты MathCAD или MathLab. Для колебания ненагруженного стержня  $\beta(\lambda) = 0$  и  $\gamma(\lambda) = 0$  минимальное значение  $\lambda \approx 4.69$  [5]. Частота колебаний определяется внешним магнитным полем, воздействие которого пропорционально квадрату его индукции. В отсутствие поля частота колебаний, как и для разомкнутой петли, определяется ее геометрией.

Внешний переменный ток, проходящий по петле от точки In до точки Out (рис. 1), распределяется по ее ветвям обратно пропорционально

индуктивности частей. Из уравнения (5) следует, что чем меньше общая индуктивность контура  $L$ , тем меньшее внешнее поле требуется для смещения частоты на одну и ту же величину. Для этого неподвижная часть, замыкающая контур, должна иметь индуктивность, много меньшей индуктивности колеблющейся петли. Если же необходимо основную часть тока направить в подвижную часть, то следует выполнить обратное соотношение.

Методически удобно возбуждать колебания петли, включив ее в цепь обратной связи автогенератора. Поскольку импеданс такого резонатора невелик по сравнению с подводщими проводами, целесообразно включить петлю в мостовую схему, как показано на рис. 1. Отметим обстоятельство, существенное при проведении экспериментальных исследований с помощью автогенератора. Простейшая схема, показанная на этом рисунке, раскачивает петлю до максимальной амплитуды, ограниченной источником питания. В эксперименте же требуется контроль и установление необходимых амплитуд и скоростей колебаний переключателя, на которой расположен испытуемый объект (см. [2]). Такое условие можно реализовать, например, электронной системой регулирования [6].

Модельный эксперимент для проверки методики выполнялся на конструкции, показанной на рис. 1. Прямоугольная петля, выполненная из NbTi-провода  $\varnothing 0.3$  мм без медной оболочки, имела размеры  $a = 3.6$  см,  $b = 2.7$  см. Оставшаяся часть проволоки намотана на текстолитовый каркас и образует индуктивность, необходимую, как отмечено выше, для прохождения основного возбуждающего тока через петлю. Концы проволоки расплющивались на длине  $\sim 8$  мм и сваривались контактной сваркой в нескольких местах. Параметры для упругого цилиндрического стержня:

$$\begin{aligned} S &= \pi R^2, \quad I_y = \frac{\pi}{4} R^4, \\ M &= \rho S \frac{b}{2}, \quad J = \rho \frac{\pi}{2} R^4 \frac{b}{2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Основной вклад в сдвиг частоты относительно частоты ненагруженного стержня дает масса половины переключателя и магнитная сила. Влияние момента инерции переключателя незначительно  $\gamma(\lambda) \ll 1$ . Петля индуктивностью  $\sim 0.1$  мкГн замыкалась через индуктивность  $\sim 1$  мкГн. Собственная частота колебаний петли в малом магнитном поле составляла 80.3 Гц. Расчетная зависимость собственной частоты колебаний петли от магнитного поля показана на рис. 1 кривой 1.

Конструкция опускалась в жидкий гелий в криостат со сверхпроводящим магнитом. Температура сверхпроводящего перехода сплава  $\sim 10$  К и критическое поле при 4.2 К  $\sim 100$  кГс. Поэтому температура кипения гелия при атмосферном давлении подходила для испытания: во всем диа-

пазоне магнитных полей петля оставалась в сверхпроводящем состоянии. Амплитуда колебаний перекладины доходила до  $A \sim 1$  см. Добротность колебаний системы равнялась 420. Зависимость частоты колебаний петли от магнитного поля воспроизводилась при увеличении и уменьшении поля. Меньшее значение частоты по сравнению с расчетным может быть вызвано рядом причин, например кипением гелия или турбулентностью. Результаты опыта хорошо согласуются с теоретической моделью.

Отклонение экспериментальной зависимости от расчетной кривой может быть вызвано рядом факторов, не учтенных при выводе уравнения (5). Перечислим некоторые:

– амплитуды, на которых выполнялись измерения, нельзя считать малыми, поскольку условие  $A/a \ll 1$  [5] не выполнялось,  $A/a \sim 0.3$ ;

– движение петли в жидком гелии порождает силу сопротивления вследствие вязкости среды, причем при данных скоростях  $A\omega \sim 10$  м/с параметр Рейнольдса имеет порядок  $\sim 10^5$ ; при таких числах Рейнольдса колебание петли происходит с образованием вихревой структуры, что приводит к слож-

ной зависимости силы торможения на участки колеблющейся петли;

– при выводе уравнения (5) принималось, что поперечина сохраняет свою форму, т.е. является абсолютно жесткой, и это исключило из решения те моды колебаний, которые учитывают упругость поперечного участка петли.

С учетом принятых приближений следует отметить хорошее согласие модели с экспериментом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Carless D.C., Hall H.E., Hook J.R.* // J. Low Temp. Phys. 1983. № 50. P. 583.
2. *Tymbalenko V.L.* // J. Low Temp. Phys. 2013. № 171. P. 21.  
<https://doi.org/10.1007/s10909-012-0839-5>
3. *Romer R.H.* // Eur. J. Phys. 1990. № 11. P. 103.
4. *Giliberti M., Perotti L., Rossi L.* // Eur. J. Phys. 2018. № 39. P. 055503.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6404/aad168>
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987.
6. *Цымбаленко В.Л.* // ПТЭ. 2009. № 3. С. 129.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ  
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 537.636

УСТАНОВКА ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДО 1.35 Тл

© 2020 г. С. В. Калашников<sup>a,b</sup>, А. В. Номоев<sup>a,b</sup>,  
Е. С. Шолохов<sup>a</sup>, Н. А. Романов<sup>a</sup>

Поступила в редакцию 02.05.2020 г.

После доработки 06.05.2020 г.

Принята к публикации 07.05.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816220050304

Установка предназначена для создания импульсного магнитного поля с индукцией до 1.35 Тл в объеме до  $20 \times 20 \times 40$  мм. Магнитное поле создается с помощью соленоида, намотанного на каркас из пластика АБС. Катушка содержит 30 витков медного провода сечением 6 мм<sup>2</sup>, уложенных в три слоя. Активное сопротивление катушки не более 25 мОм, индуктивность — 11 мкГн. Длина соленоида 40 мм, диаметр внутреннего канала — 25 мм.

Источник импульсного тока, принципиальная схема которого представлена на рис. 1, а его внешний вид показан на рис. 2, построен по традиционной схеме: источник энергии, накопитель в виде батареи конденсаторов, коммутационный ключ [1]. В качестве источника энергии используется трансформатор  $Tr1$ , питаемый от сети переменного тока. Вторичная обмотка трансформатора имеет подвижный контакт, позволяющий регулировать напряжение, которое через выпрямительный мост  $D_1$  и ограничительный резистор  $R_1$  сопротивлением 4.7 Ом заряжает батарею конденсаторов  $C_1-C_{40}$ . Общая емкость батареи составляет 40 мФ, запасенная энергия 50 Дж при напряжении 50 В, достаточном для создания тока в соленоиде  $L_1$  до 2 кА.

<sup>a</sup>Институт физического материаловедения СО РАН, Улан-Удэ, Россия

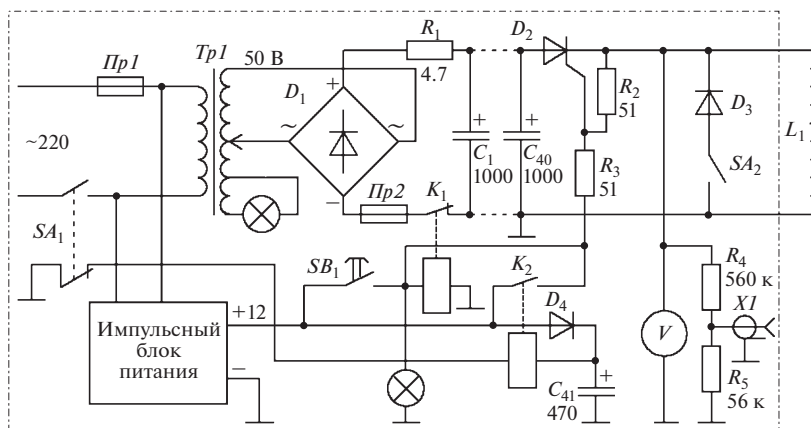
<sup>b</sup>Бурятский государственный университет имени Доржи Банзарова, Улан-Удэ, Россия

Открытие тиристора  $D_2$  и соответственно запуск импульса магнитного поля производится кнопочным выключателем  $SB_1$ , одновременно с этим реле  $K_1$  отключает батарею конденсаторов от источника тока, что обеспечивает полное закрытие тиристора после разряда батареи. При отжати кнопки выключателя  $SB_1$  батарея обратно подключается к источнику  $V_1-D_1$ , заряжается и готова к следующему импульсу. Предохранитель  $Pr2$  необходим на случай разрушения одного из электролитических конденсаторов и возникновения короткого замыкания в цепи батареи.

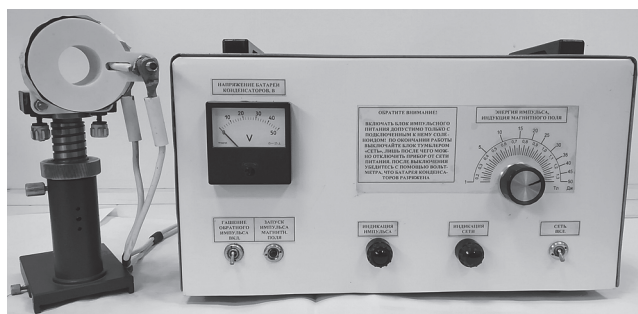
Чтобы после окончания работы с установкой батарея не осталась заряженной, при выключении источника импульсного тока выключателем  $SA_1$  реле  $K_2$ , питаемое зарядом конденсатора  $C_{41}$ , вызывает открытие тиристора и разряд батареи на соленоид. Напряжение на батарее можно контролировать с помощью вольтметра  $V$ , форму кривой тока можно наблюдать с помощью осциллографа, подключаемого к делителю  $R_4, R_5$  через разъем  $XI$ .

Для гашения обратного выброса самоиндукции соленоида, если он в рамках эксперимента нежелателен, служит цепь из выключателя  $SA_2$  и диода  $D_3$ .

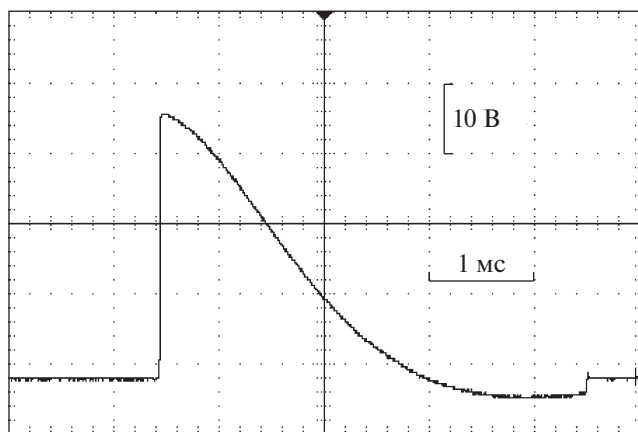
Осциллограмма напряжения на соленоиде при напряжении заряда 38 В представлена на рис. 3. Максимальная индукция магнитного поля при наибольшем напряжении заряда 50 В составляет 1.35 Тл при общей длительности импульса 2.5–3 мс.



**Рис. 1.** Принципиальная схема установки для создания импульсного магнитного поля.  $D_1$  – КВU1010,  $D_2$  – Т132,  $D_3$  – Д242,  $D_4$  – N4007;  $C_1$ – $C_{40}$  – К50-35 на напряжение 63 В, реле – NRP-12-A-12D-H.



**Рис. 2.** Внешний вид установки для создания импульсного магнитного поля.



**Рис. 3.** Осциллограмма напряжения на соленоиде.

Установка разработана для исследований влия-

ния магнитного поля на жидкие кристаллы [2–6].

Исследование выполнено в рамках проекта РФФИ 18-42-030004-р\_a и государственного задания № 0336-2019-0008.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайдуков Ю.П. // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 4. С. 97.
2. Овчинников И.В., Галяметдинов Ю.Г. // Российский химический журнал (ЖРХО им. Д.И. Менделеева). 2001. Т. 45. № 3. С. 74.
3. Романов В.П. // Соросовский образовательный журнал. 2001. Т. 1. № 7. С. 96.
4. Жаркова Г.М., Фомичев В.П. // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13. № 3. С. 47. <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2018-13-3-47-54>
5. Kalashnikov S.V., Romanov N.A., Nomoev A.V. // J. Appl. Phys. 2016. V. 119 (9). P. 094304. <https://doi.org/10.1063/1.4939968>
6. Guillamat P., Ignes-Mullol J., Sagues F. // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 2017. V. 646(1). P. 226. <https://doi.org/10.1080/15421406.2017.1288007>

Адрес для справок: Россия, 670000, Улан-Удэ, ул. Смолина, 24а, Бурятский государственный университет имени Доржи Банзарова. Тел. +7 (3012)-297-163. E-mail: Betch\_Kail@mail.ru (С.В. Калашников).

---

**ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ  
В ЛАБОРАТОРИЯХ**


---

УДК 681.5.04

## АДАПТИВНЫЙ ПРИЕМНИК ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ЦИФРОВЫХ СИГНАЛОВ В КАНАЛЕ СВЯЗИ СЕЙСМОРЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ

© 2020 г. Л. Н. Сенин, Т. Е. Сенина

Поступила в редакцию 07.05.2020 г.

После доработки 11.05.2020 г.

Принята к публикации 12.05.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816220050365

Проводные сети позволяют реализовать эффективную связь в промышленных приложениях и, в частности, в системах, требующих передачи данных на значительное расстояние, обеспечивая при этом устойчивость к помехам, электростатическим разрядам и перенапряжениям. Можно отнести к такому приложению, например, мониторинговые сейсмические исследования [1]. Одной из задач здесь является передача цифровых данных от нескольких сейсмических регистраторов в пункт сбора информации по двухпроводной линии связи. При этом в канале связи могут возникать помехи, наложенные на полезный сигнал. Кроме того, возникают искажения фронтов и спадов элементарных посылок, что препятствует использованию для подавления помех одиночных пороговых элементов, так как импульс каждой элементарной посылки, прошедший пороговый элемент, значительно искажается по длительности.

Эффективное решение задачи повышения надежности передачи больших массивов цифровых данных по двухпроводной линии связи, предложенное в работе [2], основано на критерии инерционности изменения амплитуды полезного сигнала в линии связи, что позволяет построить адаптивную систему восстановления информационной импульсной последовательности на фоне сильных искажений, например, электрическими помехами.

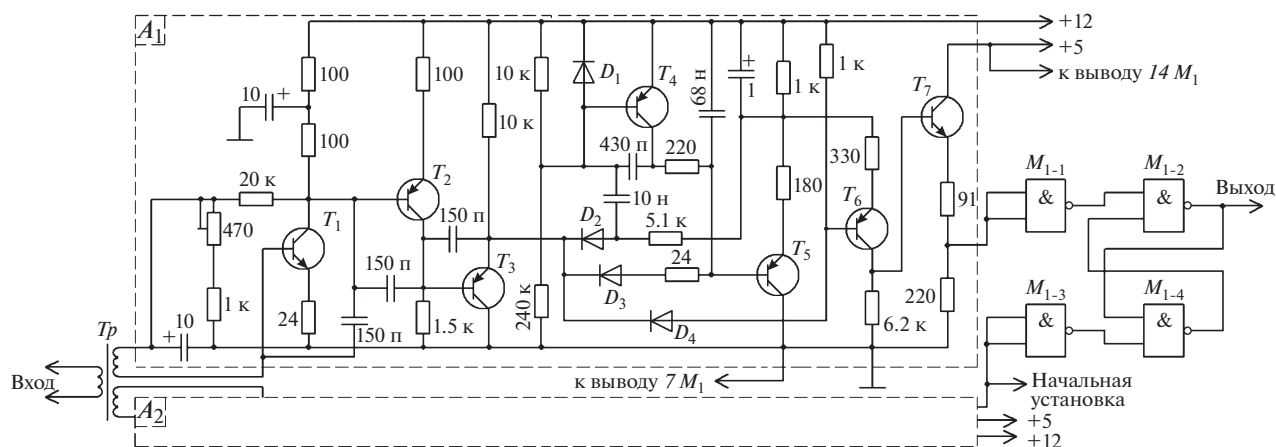
На рис. 1 приведена электрическая схема приемника двоичных сигналов, в котором используется критерий инерционности. Приемник состоит из двух идентичных каналов  $A_1$  и  $A_2$ , выходы которых подключены к общему RS-триггеру. Для одного канала импульсы представляют собой элементарные посылки с уровнем логической 1, а для другого — с уровнем логического 0. Чтобы отличить импульсы полезного сигнала от помехи, каналы построены с учетом отмеченного выше критерия инерционности, суть которого состоит в том, что каждый последующий импульс счита-

ется сигнальным, если он отличается по амплитуде от предыдущего сигнального не более, чем на установленный допуск. Этот допуск определяется значением порога относительно амплитуды последнего прошедшего сигнального импульса.

Двоичный сигнал, пришедший из канала связи на вход приемника, с амплитудой не менее 20 мВ и частотой следования от 20 до 200000 бод через импульсный трансформатор  $Tr$  без инверсии поступает в канал  $A_2$ , а инвертированный — в канал  $A_1$ . Для иллюстрации на рис. 2 представлены эпюры напряжений в характерных точках устройства, поясняющие его работу. На рис. 2а показана форма исходного сигнала, на рис. 2б — прошедшего по линии связи и поступающего на входной импульсный трансформатор  $Tr$ .

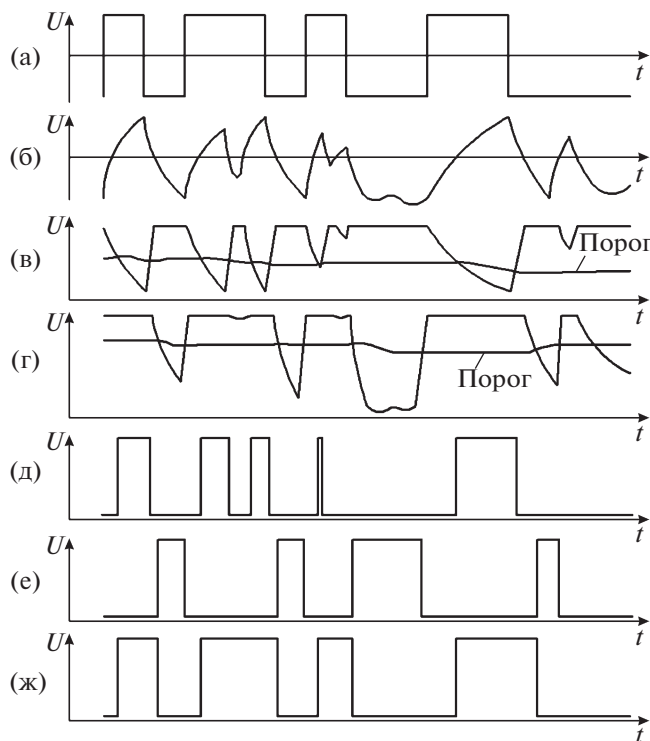
Каждый из каналов обработки ( $A_1$  и  $A_2$ ) содержит предварительный усилитель на транзисторах  $T_1$  и  $T_2$  (рис. 1), подавитель импульсных помех, собранный на транзисторах  $T_4$ – $T_6$  и диодах  $D_1$ – $D_4$ . Степень подавления помех каждым каналом тем выше, чем больше уровень ограничения предварительным усилителем. Однако он должен быть достаточно малым, чтобы полезный сигнал, изменяясь со временем по амплитуде, не мог бы стать меньше его. Чтобы сформировать прямоугольные импульсы на выходе каждого канала приемника, использован ограничитель сверху, представляющий собой эмиттерный повторитель на транзисторе  $T_7$ . На его эмиттере импульс может иметь амплитуду не более 5 В, что обеспечивает согласование по напряжению выхода каналов приемника с входом элементов микросхемы  $M_1$ .

Форма импульсов, прошедших через подавитель импульсных помех, показана на рис. 2д (на выходе канала  $A_1$ ) и рис. 2е (на выходе канала  $A_2$ ). На выходе RS-триггера формируется сигнал (рис. 2ж), близкий по форме к исходному (рис. 2а). Так как в промежутке между сигнальными импульсами пороги остаются неизменными, то каналы  $A_1$  и  $A_2$



**Рис. 1.** Принципиальная схема адаптивного приемника последовательных цифровых сигналов в канале связи сейсмо-регистрирующей аппаратуры.  $M_1$  – К74АС00;  $T_1, T_7$  – КТ3102В,  $T_2-T_6$  – КТ3107В;  $D_1-D_4$  – КД510А.  $T_p$  – импульсный трансформатор; 7 и 14 у  $M_1$  – выходы питания микросхемы.

приемника, по отдельности искажающие длительность элементарных посылок, работая совместно, компенсируют искажения (если один канал уменьшает длительность элементарной посылки из-за искривления ее фронта, то другой на столько же увеличивает длительность той же посылки из-за искажения ее спада).



**Рис. 2.** Эпюры напряжений, поясняющие работу адаптивного приемника последовательных цифровых сигналов.

Макет рассмотренного в статье адаптивного устройства был опробован в составе 3-канального регистратора сейсмических сигналов “Регистр” [3]. При стандартной скорости передачи данных 115 200 бод длина линии связи составила 200 м и на приемной стороне информация соответствовала исходным данным. При длине витой пары 500 м максимальная скорость передачи данных без потерь составляла 38 400 бод. В случае, когда на приемной стороне отсутствовал адаптивный анализатор помех, информация без потерь передавалась в линию связи длиной не более 200 м, при этом скорость передачи не превышала 9600 бод.

Если использовать рассмотренное устройство в совокупности, например, с интерфейсом RS-485, то, очевидно, следует ожидать значительного улучшения технических параметров такой системы передачи последовательной цифровой информации.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Уткин В.И., Сенин Л.Н., Сенина Т.Е. Патент на изобретение 2265867 RU // Оpubл. 10.12.2005. Бюл. № 34.
2. Сенин Л.Н. Патент на изобретение 2189058 RU // Оpubл. 10.09.2002. Бюл. № 25.
3. Сенин Л.Н., Сенина Т.Е., Воскресенский М.Н. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 157. <https://doi.org/10.7868/S0032816217040115>

Адрес для справок: Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100, Институт геофизики УрО РАН. E-mail: selenik@rambler.ru

---



---

**СИГНАЛЬНАЯ  
ИНФОРМАЦИЯ**


---



---

**АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ  
В ЖУРНАЛЕ ПТЭ**

DOI: 10.31857/S0032816220050390

**ОБЗОРЫ**

**Харлов А.В.** Многокулонные газовые разрядники и их применение в импульсной технике (обзор). – 43 с., 19 рис.

Сильноточные высоковольтные замыкающие разрядники являются ключевыми компонентами импульсных источников питания на основе энергоемких конденсаторных батарей. Самыми распространенными на сегодняшний день являются искровые разрядники благодаря относительно простой конструкции, надежности, простоте обслуживания и ремонта. Основным недостатком искровых промежутков является ограниченный срок службы, что прямо или косвенно связано с эрозией электродов. Для предотвращения эрозии электродов были предложены многоканальные разрядники и разрядники с движением канала разряда. В этом обзоре рассмотрены оба типа разрядников, и в обоих случаях Отдел импульсной техники ИСЭ СО РАН занимает лидирующие позиции в мире по их разработке.

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

**Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.** Мониторирование фотонного пучка. – 11 с., 8 рис.

Представлены характеристики систем мониторинга интенсивности тормозного фотонного пучка ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН на основе черенковских счетчиков.

**Дементьев Д.В., Лыгденова Т.З., Харламов П.И.** Исследование и оптимизация прототипа системы охлаждения модуля кремниевой трековой системы эксперимента VM@N. – 19 с., 6 рис.

Протестированы различные материалы для элементов системы охлаждения считывающей электроники кремниевой трековой детектора установки VM@N. Проведены тепловые расчеты при помощи программного пакета ANSYS, а также экспериментальные измерения теплопроводности различных клеев и углепластиковых материалов, по результатам которых были выбраны материалы для тепловых мостов. Проведены тепловые испытания макетов платы со считывающей электроникой на алюминиевом радиаторе, в ходе которых были также протестированы различные термоинтерфейсы.

**Дробышевский Ю.В., Анфимов И.М., Варлачев В.А., Кобелева С.П., Некрасов С.А., Столбов С.Н.** Анизотропные структуры для концентрации потоков тепловых нейтронов. – 9 с., 8 рис.

Подготовлен и выполнен эксперимент по доказательству возможности создания анизотропных структур,

в которых сформированы поверхности стоков тепловых нейтронов с последующей концентрацией в выделенных областях. В основу устройства, обладающего способностью проводить селекцию нейтронов по направлению в пространстве, положен эффект отражения нейтронов от поверхности материалов. Получено экспериментальное подтверждение работоспособности конструкции концентратора нейтронов устройств, формирующих и использующих направленные высокоинтенсивные пучки тепловых нейтронов с каналами эллиптического профиля, выполненного в виде блоков пластин из профилированного графита и алюминия. Экспериментально проверена работоспособность конструкции замедляюще-фокусирующей структуры на базе пакета нейтронных зеркал эллиптической формы, которая позволяет формировать ориентированные пучки тепловых нейтронов из выходящего потока нейтронов реактора. Были использованы кремниевые монокристаллические пластины, применение которых позволяет получать распределения интегральных потоков нейтронов в реакторе с целью регистрации эффекта селективной сепарации тепловых нейтронов. Эксперименты проводили в канале ГЭК-4 на реакторе ИРТ-Т Национального исследовательского Томского политехнического университета. Интегральный поток нейтронов составил  $(2.3–3.02) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Нейтронный поток детектировали по изменению удельного электросопротивления пластин монокристаллического кремния. Эффект концентрирования тепловых нейтронов зарегистрирован как на блоке графитовых нейтронных зеркал, так и на блоке алюминиевых тонкостенных эллиптических зеркал.

**Колесников Я.А., Сорокин И.Н., Таскаев С.Ю.** Повышение электрической прочности ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. – 10 с., 16 рис.

Представлены результаты исследований электрической прочности керамических изоляторов, проведенных на созданном высоковольтном вакуумном стенде, и результаты исследований электрической прочности ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией с модернизированными проходными изоляторами. По результатам проведенных исследований и модернизации напряжение в ускорителе повышено с 1 до 1.15 МВ и достигнут режим работы без высоковольтных пробоев.

**Макаров А.Н., Соколова Е.О., Таскаев С.Ю.** Люминесценция литиевой мишени при облучении протонным пучком. – 7 с., 5 рис.

Представлены результаты измерения спектра люминесценции лития при его облучении пучком протонов с энергией 2 МэВ. Разработана и внедрена в эксплуатацию устойчивая к радиационному воздействию оперативная диагностика контроля положения пучка



протонов на литиевой мишени, используемая при генерации нейтронов.

**Тетерев Ю.Г., Исатов А.Т., Митрофанов С.В., Крылов А.И. Модернизация сканирующего двухмерного ионизационного монитора профиля в каналах транспортировки пучка.** — 10 с., 4 рис.

Проведена модернизация сканирующего двухмерного ионизационного монитора профиля (и.м.п.) для диагностики в каналах транспортировки пучка. Монитор состоит из основных частей: экстрактора, сканера и двух анализаторов с щелью, в которые направляются продукты ионизации остаточного газа с пути пучка протяженностью до 50 мм. Для повышения чувствительности и.м.п., в условиях высокого уровня вакуума ( $n \cdot 10^{-6}$  Па), за щелью каждого анализатора располагается усилитель тока из микроканальных пластин, а затем коллектор тока. Получение двумерного изображения профиля достигается сканированием. Для сканирования и управления работой и.м.п. создан блок электроники, в котором размещены высоковольтные источники и измерители токов с коллекторов. На каждом из каналов циклотрона ДЦ-280 ЛЯР ОИЯИ на пути от ускорителя до физических установок расположено по три модернизированных и.м.п. Обработка данных и отображение результатов измерений одновременно с нескольких и.м.п. осуществляется с помощью программы, которая разработана в среде проектирования LabVIEW. Минимальный ток пучка ионов  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 5 МэВ/нуклон, при котором монитор сохраняет свою работоспособность, оценивается в десятки пикоампер. В процессе эксплуатации модернизированного и.м.п. продемонстрирована безотказность его работы.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

**Baofeng He, Siyuan Ding, Cuie Wei, Zhao Sh i. The influence of the choice of a Gaussian filter on the determination of areal surface texture parameters.** — 12 p., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The areal Gaussian filtering is the current standardized approach for the separation of roughness and waviness components of a surface topography for areal surface measurements and analysis. Although the technical specifications (ISO 25178) recommend a certain nesting index for areal Gaussian filters, the use of standard values is not possible in some cases, particularly when the recommended value exceeds the range of the measurement software. Therefore, it is necessary to find an appropriate nesting index value other than that recommended by the standard. The aim of this study is to investigate the influence of Gaussian filter selection on areal surface texture parameter determination for structured surfaces. The results suggest that the nesting index of a Gaussian filter for areal surface parameter determination and analysis should be at least three times the scale of the coarsest surface structure.

#### ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

**Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Кокин Е.Н., Коробейников М.В., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А. Разработка трехмодуляторной системы импульсного питания ускорителя электронов ИЛУ-14.** — 6 с., 6 рис.

Описаны новые системы управления и защиты, позволившие создать уникальный 3-модуляторный источник импульсного питания для ускорителя ИЛУ-14. Также уделено внимание разработке электронных и программных средств, позволивших расширить области применения мощного ускорителя электронов с энергией до 10 МэВ в промышленности. Ускоритель является главным элементом промышленного облучательного комплекса, осуществляющего обработку медицинских изделий.

**Бурцев В.А., Большаков Е.П., Гетман Д.В., Калинин Н.В. Экспериментальные исследования и оптимизация компактного многоканального генератора наносекундных импульсов.** — 11 с., 6 рис.

Приведены результаты экспериментальных исследований высоковольтного многоканального генератора на напряжение до 100 кВ с длительностью импульса 100 нс и фронтом 8 нс. Рассмотрены варианты оптимизации выходных параметров с использованием численного моделирования схемы замещения генератора.

**Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Метод определения углов пеленга и крена летательного аппарата по ортогонально линейно поляризованным сигналам радиомаяка.** — 15 с., 8 рис.

Для определения углов пеленга и крена летательного аппарата ортогонально линейно поляризованные сигналы радиомаяка одновременно излучаются из двух пространственно разнесенных в горизонтальной плоскости точек. Результирующие векторные сигналы радиомаяка принимаются приемной антенной на борту летательного аппарата. В облучателе антенны установлен поляризационный модулятор в виде ферритового вращателя плоскости поляризации. Оценка пеленга и крена производится на выходе приемника на частоте, кратной частоте поляризационной модуляции принимаемых сигналов радиомаяка. Описан макет установки, реализующей этот метод. Приведены результаты измерения навигационных элементов. Среднеквадратическая ошибка измерения пеленга составила  $0.48^\circ$ , а угла крена —  $0.35^\circ$ .

**Рыбин Ю.В., Еремкин В.В., Марабян А.С. Генератор высоковольтных импульсов с фронтом субнаносекундной длительности, формируемым гиромагнитной передающей линией.** — 6 с., 7 рис.

Продемонстрирована возможность обострения фронта импульса напряжения, формируемого высоковольтным импульсным генератором, в гиромагнитной линии за счет возбуждения гиромагнитной прецессии вектора намагниченности насыщенного феррита. На нагрузке 50 Ом получены импульсы напряжения с длительностью фронта 135–140 пс, амплитудой 170 кВ и частотой следования импульсов 300 Гц. Описана схема генератора и приведены результаты экспериментов.

#### ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**Abdul Basit, Zenghua Liu, Mubarak Ahmad, Bin Wu, Cunfu He. A novel method for evaluation of surface breaking crack using position time graph.** — 15 p., 12 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A large plate like structures can undergo some severe ruptures because of the stress created by the mass and shape. Ruptures are regularly started by surface cracks. For this aim, it is important to evaluate brutality of the noticeable cracks, by constant nondestructive assessments. In this work, a novel method for surface crack depth estimation

based on Rayleigh waves by Electromagnetic Acoustic Transducers (EMATs) is introduced. The method is based on a position-time (P-T) graph for direct transmitted Rayleigh waves between fixed transmitter and uniformly movable receiver on surface of the specimen. The process is repeated on different center frequencies both in the experiment as well as in two-dimensional finite element method simulation on steel plates. One of the specimens was without crack while the other one hold surface cracks with the depth ranging from 3–6 mm. Results obtained from simulation and experiment were significant to estimate crack depth with a maximum error of 7.5%.

**Аруев П.Н., Бобашев С.В., Красильщиков А.М., Николаев А.В., Петров Д.Ю., Шерстнев Е.В. Архитектура гибридного высокоскоростного детектора формата  $32 \times 32$  для спектрального диапазона вакуумный ультрафиолет–жесткий рентген.** – 5 с., 2 рис.

Представлена усовершенствованная архитектура гибридного матричного детектора, работающего в диапазоне вакуумный ультрафиолет–жесткий рентген формата  $32 \times 32$  для высокоскоростной регистрации профиля излучения высокотемпературной плазмы с энергией фотонов ( $E_{ph} = 1-10000$  эВ). Детектор включает кремниевые фотодиоды, предусилители, систему оцифровки и передачи информации при времени кадра 2 мкс и непрерывной записи до 4 с. При разработке учтен опыт применения предыдущей модели гибридного матричного детектора формата  $16 \times 16$  в токамаках Т-11М и “Глобус-М”. Представлены результаты абсолютных калибровок чувствительности фотодиодов в диапазоне энергий 1–60000 эВ. Продемонстрирован функционирующий прототип submodule формата  $1 \times 32$ .

**Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптические устройства на основе многолучевой дифракции.** – 12 с., 10 рис.

Рассмотрена многолучевая акустооптическая брэгговская дифракция лазерного излучения – деление исходного луча на несколько независимо управляемых лучей (каналов) без принципиальных потерь световой мощности. Получены практически значимые соотношения, определяющие условия реализации многолучевой дифракции и ее основные параметры. Показано, что необходимым условием является вид управляющего радиосигнала, близкий к частотно/фазово-модулированному. Экспериментальные исследования проведены на поляризационно-нечувствительном акустооптическом дефлекторе с использованием кристалла парателлурита. Показаны практические применения многолучевой дифракции: лазерное нанесение изображений, многоканальная передача (переключения) оптической информации, формирование профиля лазерного луча.

**Ковалёв А.А. Измерение спектра отражения в однолучевой схеме.** – 6 с., 4 рис.

Разработана схема измерения спектра отражения с точностью на уровне  $10^{-3}$  для широкой спектральной области. Для иллюстрации получены спектры отражения подложки GaAs с просветляющим покрытием и слоя квантовых ям InGaAsP/InP на подложке InP.

**Крюков И.В., Петров Н.Х., Алфимов М.В. Генератор суперконтинуума с накачкой импульсами фемтосекундного лазера на кристалле хром-форстерита в прозрачных конденсированных средах.** – 11 с., 6 рис.

Описана установка для генерации суперконтинуума в кристаллах  $Al_2O_3$  и  $CaF_2$  при помощи фемтосекундного лазера на кристалле хром-форстерита (Cr:F). Определены спектры суперконтинуума с накачкой на четырех длинах волн: 310, 413, 620 и 1240 нм. В видимой области получен непрерывный спектр суперконтинуума от 324 до 1000 нм, что позволяет исследовать различные образцы с использованием системы “накачка–зондирование” (pump-probe). В ультрафиолетовой области спектра на кристалле  $CaF_2$  получена наименьшая длина волны суперконтинуума 225 нм при накачке импульсами на длине волны 310 нм.

**Мовшевич Б.З., Цветков А.И., Глявин М.Ю., Фокин А.П. Быстродействующий регулятор анодного напряжения гиротрона.** – 8 с., 6 рис.

Описывается устройство и приводятся данные испытаний блока быстрой регулировки анодного напряжения гиротрона. Блок позволяет пропорционально управляющему сигналу изменять напряжение на изолированном аноде гиротрона, имеющем емкость относительно земли 100–200 пФ, в пределах от 0.4 до 1.6 кВ с характерным временем около 1 мкс. Это позволяет использовать данный блок в цепи обратной связи системы фазовой автоподстройки частоты гиротрона. Управление частотой и фазой излучения открывает возможности для создания мощных высокостабильных генераторов и синхронизации большого числа гиротронов, что представляется актуальным, например, для задач высокоградиентного ускорения электронов.

**Мунтян А.Н., Петров С.И., Романова Н.М., Таран С.С. Методики измерения параметров распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях и определения времени теплового пробоя фольг.** – 10 с., 8 рис.

Описаны методики, позволяющие измерять скорость распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях, время теплового прогрева фольг, а также температуру излучения и временные параметры импульсов рентгеновского излучения в экспериментах на установке “Искра-5”. Методики основаны на проводимой с использованием рентгеновских фотохронографов пространственно-временной (пространственное разрешение 150 мкм, временное 50 пс) регистрации рентгеновского излучения в четырех узких спектральных интервалах 0.2–1 кэВ, а также на многокадровой регистрации (длительность кадра 100 пс, число кадров – 10, пространственное разрешение – 30 мкм). В проведенных опытах пиковая планковская температура излучения в облучаемой мишени составила 110–150 эВ, в дополнительном боксе и за фольгами – 50–90 эВ, скорость распространения излучения по замкнутым полостям находится в диапазоне 0.5–13 мм/нс, время теплового пробоя фольг – в диапазоне 50–550 пс.

**Проявин М.Д., Морозкин М.В., Лучинин А.Г., Глявин М.Ю., Денисов Г.Г. Экспериментальное исследование влияния профиля продольного распределения магнитного поля на выходные характеристики гиротрона.** – 8 с., 4 рис.

Экспериментально исследовано влияние профиля магнитного поля в пространстве взаимодействия гиротрона на эффективность и частоту генерации. Профилированное магнитное поле создавалось системой из нескольких катушек малой индуктивности. Показана возможность в ~1.3 раза повысить эффективность

генерации, что сопоставимо с результатами, получаемыми с использованием одноступенчатой рекуперации остаточной энергии электронного пучка. При этом предложенный метод более прост в реализации и может быть использован совместно с рекуперацией. Продемонстрирована также возможность управления частотой генерации в пределах, как минимум вдвое превышающих ширину спектра излучения, и с характерными временами порядка миллисекунд. Это позволяет надеяться на успешную реализацию схемы стабилизации частоты гиротрона с помощью малых изменений магнитного поля.

**Хамдохов З.М., Федотова Г.В., Самодуров П.С., Шерметова М.А. Холодные катоды на основе сборки микроканальных пластин для маломощных рентгеновских трубок.** — 6 с., 6 рис.

Описан простой и экономичный способ изготовления холодного катода (генератора электронов) для миниатюрного и маломощного рентгеновского излучателя. Автоэлектронный генератор содержит сборку из двух микроканальных пластин (м.к.п.) типа шеврон с эмиссионным углеродным слоем из токопроводящего клея Graphite 33, содержащего углеродные наноструктуры (у.н.с.). Рабочее напряжение не превышает 2000 В. Установлена зависимость выходного тока генератора электронов от расстояния между м.к.п. в сборке. Так, при увеличении зазора от 0.2 до 0.63 мм максимальная величина постоянного тока возрастает от 0.65 до 4 мкА, при дальнейшем увеличении зазора до 1.4 мм ток возрастает до 4.5 мкА. Установлено, что достижение максимального тока генератора электронов в импульсном режиме 53 мкА обеспечивается, если на первую в сборке м.к.п. со слоем у.н.с. на входном торце подавать импульсное напряжение амплитудой 800 В, частотой 2.3 кГц и скважностью 28, а на вторую м.к.п. — постоянное напряжение в 1200 В, при этом зазор между м.к.п. в сборке равен 1.4 мм.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

**Hongkun Zhou, Lianjin Hong, Xinyi Sun, Wenni Liu. An Inertial-Type Acoustic Vector Sensor Used in Airborne Sonobuoy.** — 6 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

An inertial-type acoustic vector sensor (AVS) prototype used as an acoustic directional receiver in the airborne sonobuoy was designed, fabricated and tested. The AVS prototype consists of a hydrophone, a biaxial piezoelectric accelerometer, a magnetic compass, and the related signal-conditioning circuits. Calibration experiments were performed in an acoustic standing wave calibrator. Test results show that the acoustic pressure sensitivity of the hydrophone is  $-157$  dB (0 dB re 1 V/ $\mu$ Pa), and the biaxial accelerometer provides equivalent acoustic pressure sensitivities of  $-166$  dB and  $-167$  dB (0 dB re 1 V/ $\mu$ Pa) at 100 Hz respectively. The operating frequencies of the AVS prototype extend from 5 Hz to around 2.5 kHz, and the equivalent self-noise pressure levels are less than 45dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$  at 1 kHz.

**Tzamaris S.E., Avgitas T., Bourlis G., Fanourakis G.K., Gkialas I., Leisos A., Manthos I., Tsirigotis A.G. Calibration procedures for accurate timing and directional reconstruction of EAS particle-fronts with Astroneu stations.** — 9 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The Astroneu array consists of three autonomous Extensive Air Shower (EAS) detection stations installed and operated at the Hellenic Open University campus. Each station (Astroneu station) combines two different detection technologies. Three charged particle detectors arranged in a triangle and an RF antenna in the middle. Before installation several calibration procedures were performed both to the individual detectors of the array as well as to each integrated Astroneu station. In this paper we present the development of simulation methods, data analysis techniques and experimental procedures, which have been used to calibrate and optimize the operating parameters of the Astroneu particle detectors, to process the experimental signals and extract timing and amplitude information, to correct for systematic biases and estimate precisely the particle-front arrival time on each individual detector resulting to accurate reconstruction of the detected EAS direction. Furthermore, the performance of the Astroneu telescope in detecting and reconstructing EAS is demonstrated with special inter-calibration runs, where pairs of stations are detecting simultaneously the same air shower, as well as with comparisons against the predictions of a detailed simulation description of the detectors.

**Yıldırım İ.D., Sarioğlu B., Gokdel Y.D. 3D Printed Head for a Handheld Laser Scanning Confocal Microscope.** — 10 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The laser scanning confocal microscope head can axially move and perform z-slicing. The presented confocal microscope head is composed of (1) an optical fiber bundle, (2) a custom-designed mechanical housing and lastly, (3) an embedded electronic system to control the head and gather images from the samples. The dimensions of the housing are 88 mm  $\times$  160 mm  $\times$  110 mm; and it is 3D printed with 30% filling ratio using standard PLA 3D printing material. The presented handheld confocal microscope is capable of moving with 1  $\mu$ m step size back and forth in axial direction and has a dynamic range of 2 cm. The results show that cost-effective 3D printing methods are suitable for realizing a handheld confocal microscope with an axial movement feature. Using cheap and replaceable 3D printed parts can ease the cleaning and disinfection procedures in clinical practices.

**Алукер Н.Л., Herrmann M.E., Суздальцев А. Я.М. Спектрофотометрия вод в ультрафиолетовом и видимом диапазоне как элемент экоаналитики водных ресурсов.** — 11 с., 6 рис.

Обосновано использование электронных спектров поглощения природных и питьевых вод в ультрафиолетовой (у.ф.) области спектра для первичной оценки качества исходных проб воды. Это позволяет в ряде случаев определять на количественном уровне содержание некоторых истинно растворенных примесей или хромофорных групп в воде. Прямая спектрофотометрия в у.ф.-области исходных водных проб предлагается в качестве дешевого и экспрессного метода для текущего мониторинга в экоаналитике водных ресурсов.

**Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Михалко Е.А., Маурчев Е.А., Щур Л.И. Компактный мюонный телескоп для мониторинга потоков вторичных космических лучей.** — 8 с., 4 рис.

В лаборатории космических лучей Полярного геофизического института создан простой и компактный благодаря модульной конструкции телескоп, предназначенный для регистрации ионизирующих частиц в

диапазоне энергий от 1 МэВ до 100 ГэВ. Телескоп состоит из двух пластин сцинтилляторов, разделенных слоем свинца и расположенных друг над другом. Электрическая схема создает канал счета верхнего детектора и канал совпадений с нижним. Площадь каждого детектора — 0.25 м<sup>2</sup>, средний темп счета верхнего детектора — 3000 импульсов/мин.

**Баязитов А.А., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А.** Приемный датчик для специализированного малогабаритного магнитно-резонансного томографа. — 11 с., 5 рис.

Работа посвящена разработке приемного датчика для специализированного магнитно-резонансного томографа с индукцией магнитного поля 0.4 Тл на постоянном магните для получения томограмм суставов человека. В работе представлены результаты математического моделирования пространственного распределения магнитного поля в рабочей области датчика, определена его оптимальная конфигурация. С учетом моделирования изготовлен экспериментальный образец датчика, изучены его характеристики. С помощью данного датчика получены томограммы кисти руки на опытном образце магнитно-резонансного томографа.

**Зотов М.Б., Иванов Д.В., Быков В.Ю., Гренков С.А., Поздняков И.А., Рахимов И.А., Стэмповский В.Г., Царук А.А., Чернов В.К., Шахнабиев И.В., Шишкин А.М.** Результаты разработки прототипа мобильной РСДБ-станции. — 11 с., 5 рис.

В обсерватории “Светлое” Института прикладной астрономии РАН создан прототип мобильной РСДБ-станции (РСДБ — радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) на основе механической части антенны спутниковой системы связи TESLA. Представлены основные решения по трансформации антенной системы станции спутниковой связи в антенную систему РСДБ-радиотелескопа, постоянно меняющую ориентацию в пространстве в соответствии с принципами РСДБ-наблюдений. Описан процесс настройки, подготовки к РСДБ-наблюдениям и представлены результаты измерения основных характеристик.

**Пивоваров А.А., Ярошук И.О., Швырев А.Н., Самченко А.Н.** Атомная низкочастотная широкополосная гидроакустическая излучающая станция с электромагнитным преобразователем. — 6 с., 5 рис.

Гидроакустическая излучающая станция с электромагнитным преобразователем развивает акустическое давление до 2400 Па (188 дБ), приведенное к расстоянию 1 м от оси излучателя, в диапазоне частот 420–520 Гц (по уровню –3 дБ) и при глубине погружения до 500 м. Примененные технические решения позволяют использовать станцию для широкого круга океанологических исследований, а также при построении систем навигации подводных аппаратов и передачи данных по гидроакустическому каналу.

**Пияков И.В., Калаев М.П., Сухачев К.И., Воронцов К.Е., Телегин А.М.** Цифровой модуль регистрации сигнала для пылеударного масс-спектрометра. — 9 с., 6 рис.

Описаны аппаратная и программная части модуля регистрации сигнала для пылеударного масс-спектрометра. Модуль позволяет записывать спектр ионного импульса с частотами от 100 до 400 МГц и реализован с использованием двух 14-битных аналого-цифровых преобразователей, подключенных к программируемой

логической интегральной схеме. При этом используется временное чередование аналого-цифровых преобразователей. Приведены результаты испытаний пылеударного масс-спектрометра на ускорителе микрочастиц (уровень шума 0.6% от амплитуды измеряемого сигнала, частота дискретизации 200 МГц).

**Швецов А.А., Беликович М.В., Красильников А.А., Куликов М.Ю., Кукин Л.М., Рыскин В.Г., Большаков О.С., Леснов И.В., Щитов А.М., Фейгин А.М., Хайкин В.Б., Петров И.В.** Спектрорадиометр 5-миллиметрового диапазона для исследования атмосферы и подстилающей поверхности. — 9 с., 4 рис.

Представлены результаты разработки мобильного твердотельного микроволнового спектрорадиометра, работающего в 5-миллиметровой полосе поглощения молекулярного кислорода. Спектрорадиометр состоит из супергетеродинного приемника с малощумящим усилителем на входе и 8-канального анализатора спектра. Шумовая температура прибора 1000–1300 К. Для обеспечения автоматической внутренней калибровки интенсивности принимаемого радиоизлучения используется твердотельный модулятор-калибратор на основе GaAs-диодов с барьером Шоттки. Конструкция антенной системы спектрорадиометра представляет собой тефлоновую просветленную линзу с коническим гофрированным облучателем. Прибор оснащен автоматизированной цифровой системой управления процессом измерения, калибровки и предварительной обработки данных. Приводятся примеры результатов измерений спектров излучения атмосферы и излучательных характеристик земной поверхности, полученных с помощью прибора. Спектрорадиометр предназначен для дистанционных исследований атмосферы и подстилающей поверхности.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

**Азриель В.М., Акимов В.М., Ермолова Е.В., Кабанов Д.Б., Колесникова Л.И., Русин Л.Ю., Севрюк М.Б.** Источник примесного сверхзвукового пучка молекул щелочно-галоидных солей. — 9 с., 2 рис.

Описана конструкция источника примесного сверхзвукового пучка щелочно-галоидных молекул или других испаряемых твердых веществ. При давлении торможения газа-носителя (водорода или гелия) 0.5–5 атм, температуре торможения 1000 К и парциальном давлении примеси 10<sup>-2</sup> Торр интенсивность пучка соли составила 10<sup>14</sup> ср<sup>-1</sup> · с<sup>-1</sup> и энергия молекул в пучке изменялась от 5.5 до 7.5 эВ для смеси с гелием и от 7.5 до 15.5 эВ для смеси с водородом. Модульная конструкция источника позволяет обеспечить легкую замену его функциональных узлов.

**Анашин В.В., Краснов А.А., Семенов А.М.** Изучение газопоглощающих свойств геттерных насосов по различным газам. — 10 с. 5 рис.

Представлены результаты измерения газопоглощающих характеристик по Н<sub>2</sub> и СО геттерных насосов на основе Ti-Zr-Al с внешним и внутренним нагревателем. Проведено сравнение полученных данных с результатами измерений таких же характеристик комбинированного насоса NEX Torr D 100-05 фирмы SAES Getters, а также титановой пленки при температурах 300 и 77 К, полученной методом сублимации титана.

**Гайнулина Е.Ю., Корнев Н.С., Минеев К.В., Назаров А.В., Орехов Ю.И. Применение линий передачи с малыми потерями в составе к.в.ч.-радиометра при проведении газодинамических экспериментов.** — 9 с., 7 рис.

Исследуется возможность применения сверхразмерных прямоугольных металлических волноводов в составе линии передачи к.в.ч.-радиометра, предназначенного для исследования быстропротекающих газодинамических процессов. Приводятся результаты численного моделирования и экспериментальных исследований гибкого волновода для связи металлических волноводов стандартного и сверхразмерного сечений, построенного на основе диэлектрического волновода. Проводится количественная оценка затухания сигнала в линии передачи, являющейся комбинацией гибкого волновода и сверхразмерного металлического волновода.

**Мионов А.В., Алгебраистова П.Ю., Комлев В.С., Миронова О.А., Попов В.К. Установка для исследования процессов трехмерной криопечати.** — 6 с., 3 рис.

Описана установка, позволяющая изучать физико-химические процессы структурообразования, протекающие при температурно-индуцированных агрегатных переходах жидких и гелеобразных композиций в ходе трехмерной печати в условиях значительных температурных градиентов. Основу установки составляют трехмерная координатная система с обогреваемым

пневматическим дозатором вязкотекучих композиций и подложка, охлаждаемая до  $-190^{\circ}\text{C}$ . Для охлаждения подложки предусмотрено использование жидкого азота, твердого диоксида углерода или встроенной системы охлаждения на элементе Пельтье. Установка оснащена средствами контактного температурного контроля и видеофиксации.

**Радаев А.В., Мухамадиев А.А., Сабирзянов А.Н. Экспериментальный стенд для исследования растворимости диоксида углерода в углеводородах в широком интервале рабочих температур и давлений.** — 9 с., 4 рис.

Стенд разработан для измерений растворимости диоксида углерода в углеводородах в интервале температур до 473 К, давлений до 25 МПа и дает возможность исследования растворимости  $\text{CO}_2$  при сверхкритических для  $\text{CO}_2$  параметрах состояния при наличии и отсутствии пористой среды в модели нефтяного пласта. Результаты опытов по измерению растворимости диоксида углерода в керосине описаны с использованием уравнения состояния Пенга—Робинсона. Разработанная методика измерения растворимости  $\text{CO}_2$  в углеводороде и углеводорода в  $\text{CO}_2$  в динамическом режиме фильтрации в пористой среде может быть применена в энергетике и машиностроении для исследования изменения теплофизических и физико-химических свойств углеводородов.

## ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

### 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

### ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лаборатории, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том

случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным 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/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2 страниц и 1 рисунка, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других издательствах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи, сопроводительное письмо от авторов и авторский договор с издателем журнала, заполненный и подписанный автором и всеми соавторами. Авторский договор вступает в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Для публикации в русской версии следует оформить лицензионный договор, бланк которого размещен на сайте [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны

оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru), т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила.

Рукопись желательно присылать по электронной почте. Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент).

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

## 2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство,

место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана 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 сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~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 МАИК “НАУКА/ИНТЕРПЕРИОДИКА”.

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

### 3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

### 4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия).