

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 4, 2026

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика определения масс изотопов в кремниевом многослойном калориметре полного поглощения

*О.А. Васильев, А.В. Горбунов, Д.Е. Карманов, И.М. Ковалев, А.А. Курганов,
Д.М. Подорожный, А.Н. Турундаевский*

4

Четырехканальный амплитудно-координатный сцинтилляционный спектрометр

*В.И. Алексеев, С.М. Ахмад, В.А. Басков, В.А. Дронов, А.И. Львов, А.В. Кольцов,
В.В. Полянский, С.С. Сидорин*

18

Исследования характеристик термолюминесцентных детекторов для спектрометрии импульсного рентгеновского излучения

И.А. Бусыгина, И.Г. Григорьева, В.В. Кушин, А.П. Кузнецов, Г.Х. Салахутдинов

23

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Самозапуск полевых транзисторов в твердотельном наносекундном генераторе Аркадьева—Маркса

А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин

31

Исследование зависимости коммутационных потерь энергии в динисторах с ударной ионизацией от температуры их структур

С.В. Коротков, А.Л. Жмодиков, К.А. Козлов, Д.А. Коротков

38

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Стенд для испытаний имплантерных ионных источников

*А.В. Бруль, Р.В. Вахрушев, С.Г. Константинов, Е.И. Кузьмин, В.В. Куркучев,
В.В. Орешонок, В.А. Павлюченко, В.Ф. Скляров, А.В. Сорокин, А.А. Старостенко,
П.В. Усов, А.С. Цыганов, И.Н. Чуркин, И.В. Шиховцев*

43

Использование оптической когерентной томографии для исследования зависимости констант распространения поляризационных мод от растяжения оптоволокна

В.М. Геликонов, С.Ю. Ксенофонов, П.А. Шилягин, В.Н. Ромашов, Г.В. Геликонов

50

Управляемое изменение фазы излучения, формируемого на выходе акустооптического интерферометра

В.М. Котов

58

Радиационная стойкость рентгеновского изображающего спектрометра на базе коммерческой КМОП-матрицы SONY IMX265

*А.С. Кириченко, С.В. Кузин, А.А. Перцов, В.И. Червинский, А.В. Трифонов, Д.А. Золотов,
Ю.С. Кривоносов, И.П. Лобода, А.А. Рева, С.А. Богачёв*

64

Исследование влияния величины зазора на результаты измерений петли магнитного гистерезиса в составной магнитной цепи

А.В. Батуева, Д.Г. Ксенофонтов, О.Н. Василенко

72

Лабораторная установка для измерения *in situ* намагниченности, магнитострикции и температуры магнетиков в импульсных магнитных полях

*Н.Ю. Нырков, А.В. Головчан, Б.М. Тодрис, О.Е. Ковалев, А.В. Шевелёва, Р.А. Сафонов,
И.Ф. Грибанова, А.П. Каманцев*

82

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Метод контроля качества реминерализирующей терапии зубной эмали

А.Э. Постельга, В.О. Шароватов, О.Д. Гейт

89

Определение площади внутреннего просвета сосуда методом абсорбционной рентгеновской спектрометрии в области К-края рентгеновского фотопоглощения контрастирующего агента

А.Г. Турьянский, В.Е. Бабокин, Чжоу Зо Лин, В.М. Сенкова, Ю.М. Тонконогов

95

Аппаратурно-методические особенности регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения, генерируемых образцами горных пород в процессе их разрушения

Д.С. Тягунов, А.Ф. Шестаков

103

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Фотодетекторы на основе SiPM для спектроскопических измерений в широком динамическом диапазоне

*Н.Е. Воронков, А.М. Горин, С.В. Евдокимов, А.А. Зайцев, В.И. Изучеев, Б.В. Полищук,
В.И. Рыкалин, С.А. Садовский, Ю.В. Харлова, А.А. Шангараев*

111

Метод повышения точности емкостной диэлектрической спектроскопии материалов

Ю.А. Костычев

120

Установка для исследования комбинированных электрических и механических воздействий на диэлектрики

Ю.Э. Адамьян, Г.Е. Губкин, И.Б. Кузнецов, С.И. Кривошеев, С.Г. Магазинов

130

Особенности использования некоторых дифференциальных термопар при измерении коэффициента термоэдс материалов на примере никеля

Е.Н. Ткачев, Д.И. Гапич, В.А. Кузнецов, Д.И. Фролов

137

Фотополимерная калориметрическая нагрузка для гиротронов низкого уровня средней мощности СВЧ

А.В. Кирсанов, М.Д. Проявин, А.А. Орловский, В.Е. Котомина, А.А. Ананичев

146

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Многоканальный потенциостат-гальваностат с большим током для испытаний металл-ионных аккумуляторов

Е.А. Астафьев, А.Е. Укше

152

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

155

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ В КРЕМНИЕВОМ МНОГОСЛОЙНОМ КАЛОРИМЕТРЕ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

© 2026 г. О.А. Васильев^а, А.В. Горбунов^{б, *}, Д.Е. Карманов^а, И.М. Ковалев^а,
А.А. Курганов^а, Д.М. Подорожный^а, А.Н. Турундаевский^а

^а Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

^б Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

* E-mail: gorbunov.av18@physics.msu.ru, gorbunovav@my.msu.ru

Поступила в редакцию 26.02.2026

После доработки 06.04.2026

Принята к публикации 04.05.2026

Представлена методика определения масс изотопов ядер с применением многослойного кремниевого калориметра полного поглощения. Показана работоспособность этой методики на примере экспериментальных данных, полученных на пучке ядер аргона ($Z = 18$). По представленной методике выполнены оценки точности определения масс изотопов сверхтяжелых ядер ($Z > 26$), которые применены к экспериментальным данным, полученным на пучке ядер ксенона ($Z = 54$). В целом работа позволяет оценить границы применимости многослойного калориметра полного поглощения для идентификации изотопов сверхтяжелых ядер в потоках космических лучей. В качестве примера подобный анализ выполнен для планируемого эксперимента «Нуклон-2».

DOI: 10.7868/S3034564226040011

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике космических лучей сегодня возрастает актуальность решения задачи определения идентификации типа частиц зарегистрированных в потоке галактических космических лучей (ГКЛ). В особенности это актуально при исследовании потока ядер в ГКЛ, где наблюдаемые особенности интегрального энергетического спектра (т.е. спектра всех типов ядер) невозможно корректно объяснить без подробного анализа спектров конкретных ядер. Частью этой задачи является идентификация изотопного состава ядер в ГКЛ. Эти исследования дают экспериментальный материал для уточнения параметров современных моделей рождения и распространения ГКЛ, исследования механизмов нуклеосинтеза в современную космологическую эпоху, определения физики локального окружения Солнца и др. [1]. При этом основной интерес сейчас сосредоточен в области ядер с заря-

дом $Z > 30$, так как изотопный состав более легких ядер ГКЛ достаточно точно измерен в рамках эксперимента CRIS [2].

Современные экспериментальные методы предлагают несколько вариантов решения задачи идентификации зарядового и изотопного состава ядер в ГКЛ. Исторически самый первый из них — ядерно-эмульсионный метод [3], где энергия, заряд и масса ядра определяются по анализу размера, формы и плотности следа от этого ядра в слоях фоточувствительной эмульсии. Кроме того, если измерена полная энергия частицы, то при независимом определении заряда масса ядра может определяться по анализу искривления трека ядра в магнитном поле, что реализуется в комбинированных приборах — магнитном спектрометре и калориметре [4]. Наконец, третья методика позволяет определять заряд и массу ядра непосредственно в калориметре, если он состоит из нескольких слоев, в этом

случае необходимо анализировать соотношения энерговыделений в этих слоях (так называемый метод $\Delta E-E$ телескопа [4]).

Существуют и другие варианты, но перечисленные три наиболее часто реализуются в экспериментах по исследованию состава ГКЛ на космических аппаратах. Отметим, что все три метода справедливы при условии полного поглощения частицы в аппаратуре, так как требуется измерение ее полной энергии. С одной стороны, следует отметить, что методика магнитного спектрометра позволяет работать в более широком диапазоне энергий. С другой стороны, геометрический фактор приборов, работающих по такой методике, как правило меньше, чем у эмульсионного метода и у метода $\Delta E-E$ телескопа, что связано с техническими трудностями создания магнитного спектрометра большого объема.

В упомянутом ранее эксперименте CRIS для определения заряда и массы ядер ГКЛ используется прибор, реализующий вариант методики $\Delta E-E$ телескопа [5]. Прибор представляет собой многослойный кремниевый калориметр полного поглощения. Аппаратура CRIS работает в космосе более 15 лет. За это время были собраны данные по изотопному составу ядер ГКЛ до $Z = 38$, дальнейшее продвижение по зарядовому составу сильно осложняется двумя обстоятельствами — крайне низкими потоками тяжелых ядер в ГКЛ и падением точности определения массы изотопов с ростом заряда ядра.

В настоящее время в НИИЯФ МГУ разрабатывается прибор «Нуклон-2» для регистрации ядер ГКЛ с возможностями идентификации их заряда и массы [6]. Прибор будет представлять собой многослойный кремниевый калориметр полного поглощения, и в нем также будет применяться методика $\Delta E-E$ телескопа, однако размеры спектрометра — геометрический фактор и глубина (количество слоев) должны позволить провести измерения изотопного состава более тяжелых ядер по сравнению с достигнутыми в эксперименте CRIS.

Далее в работе представлена расчетная методика, позволяющая оценить возможности идентификации изотопного состава ядер ГКЛ с помощью многослойного ионизационного кремниевый калориметра в режиме полного поглощения в зависимости от толщины и количества слоев в калориметре.

Работоспособность методики была проверена на экспериментальных данных на пучке ядер аргона ($Z = 18$) ускорителя «Нуклотрон» (ОИЯИ) в 2018 г.

На основании полученных результатов сделаны выводы о перспективах применения многослойного кремниевый калориметра для определения зарядового и изотопного составов сверхтяжелых ядер с $Z > 40$ в космических экспериментах по исследованию ГКЛ.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНОГО КРЕМНИЕВОГО КАЛОРИМЕТРА И МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ ЯДЕР

Моделируемая схема детекторной установки представляет собой набор из 100 слоев кремниевых полупроводниковых детекторов прямоугольной формы и одинаковой толщины d , которые расположены на одинаковом расстоянии l друг от друга. Тяжелое ядро с заданной энергией попадает в геометрический центр первого детектора. Энергия ядра подбирается таким образом, чтобы оно полностью останавливалось в последних 20 слоях детекторной установки. Это делается для того, чтобы при обработке сигнала для данной частицы можно было использовать наибольшее число слоев. Моделирование осуществлялось с использованием программного пакета Geant4-v11.1.2. Для упрощения расчетов в модели были отключены адронные взаимодействия.

Рассматривались детекторы со следующими значениями толщины d : 3, 2, 1.5, 1, 0.5, 0.2 мм. Поперечный размер каждого детектора составляет 3×3 см². Расстояние между центрами детекторов l выбиралось одинаковым по всему набору детекторов и составляло 0.3 см.

В результате моделирования получался выходной файл, содержащий последовательность потерь энергии по слоям аппаратуры для каждого рассмотренного события. Число моделируемых событий для каждого набора параметров детекторной аппаратуры составляло 5000. Для проверки делимости изотопов моделировались несколько соседних изотопов для каждой рассматриваемой величины Z .

Как было указано выше, выходными данными моделирования является набор потерь энергии ΔE в слоях аппаратуры. Далее из этих данных определяется слой, в котором потери

энергии ΔE наибольшие. В рассматриваемом диапазоне значений энергии (до нескольких АГэВ) при уменьшении энергии частицы ее удельные потери энергии ΔE непрерывно растут, а значит наибольшие потери энергии ΔE должны быть в слоях перед полной остановкой частицы. Таким образом, если в слое, следующем за слоем с максимальными потерями энергии, потери энергии частицы ΔE близки к нулю (такowymi в данной работе считаются потери меньше 0.1 ГэВ в слое), то слой с наибольшими потерями обозначается как слой остановки частицы. Если же в слое, следующем за слоем с максимальными потерями энергии, потери энергии частицы ΔE не являются близкими к нулю, то именно этот слой является слоем остановки частицы.

В данном методе обработки используются до 80 слоев до слоя остановки частицы. Сложив потери ΔE в каждом слое, для остановившихся в установке ядер легко получить полную энергию частицы E на входе в каждый слой. Исходя из этих данных далее строится кривая $\Delta E(E)$, анализируемая при дальнейшем процессе обработки. Для различных массовых чисел эти кривые различаются. Значит если рассматривать отклонения от некой «калибровочной» кривой, то по этим отклонениям можно построить массовое распределение изотопов. В качестве приближения калибровочной кривой $\Delta E(E)$ используется кусочно-линейная функция, за исключением последних двух слоев перед слоем остановки, в которых из-за явной нелинейно-

сти для улучшения точности аппроксимации используется полином 4-й степени в последнем слое перед слоем остановки и полином 2-й степени в предпоследнем слое перед слоем остановки. Энерговыведение в слое остановки не аппроксимируется и ни с чем не сравнивается, в дальнейшей обработке эта величина используется только при определении полной энергии E . Итоговый вид калибровочной кривой всех слоев перед слоем остановки представлен на рис. 1.

После выполнения процедуры аппроксимации калибровочной кривой $\Delta E(E)$ рассчитываются отклонения dE_i от данной кривой в каждом детекторном слое для точек, полученных в результате моделирования для каждого рассматриваемого изотопа (i — номер слоя, $i = 1$ — первый рассматриваемый слой, $i = 81$ — слой остановки частицы). Затем для всех модельных событий эти отклонения суммируются и строится частотный спектр суммарных отклонений $dE_\Sigma \left(dE_\Sigma = \sum_{i=1}^{80} dE_i \right)$, слой остановки частицы $i = 81$ не используется при расчетах отклонений).

Полученные распределения близки к распределению Гаусса. В данном спектре наблюдается несколько пиков (рис. 2), соответствующих рассматриваемым изотопам: для калибровочного изотопа (обозначается как A) положение максимума пика (среднее значение) $\mu_0 = 0$, второй пик с максимумом в μ_1 соответствует изотопу массой $A + 1$ и т.д. Наконец, можно построить аппроксимирующую зависимость $\mu(A)$ (рис. 3)

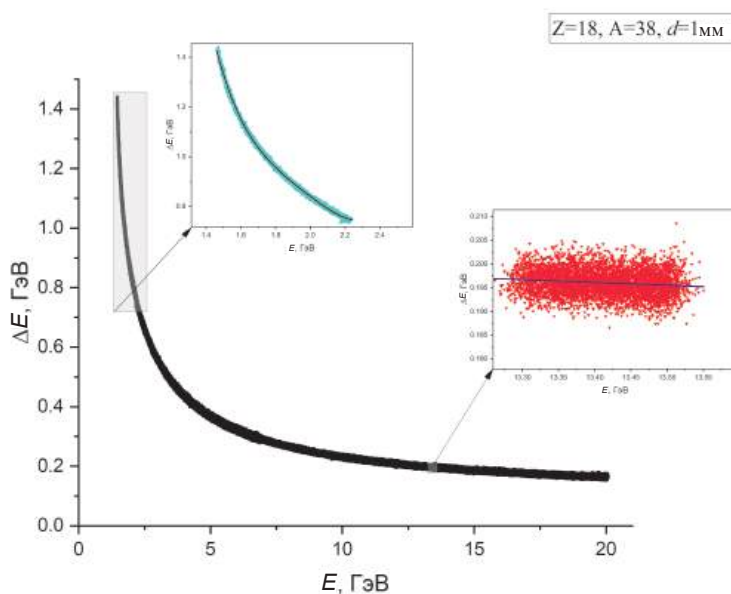


Рис. 1. Явный вид калибровочной кривой $dE(E)$, построенной по изотопу ^{38}Ar

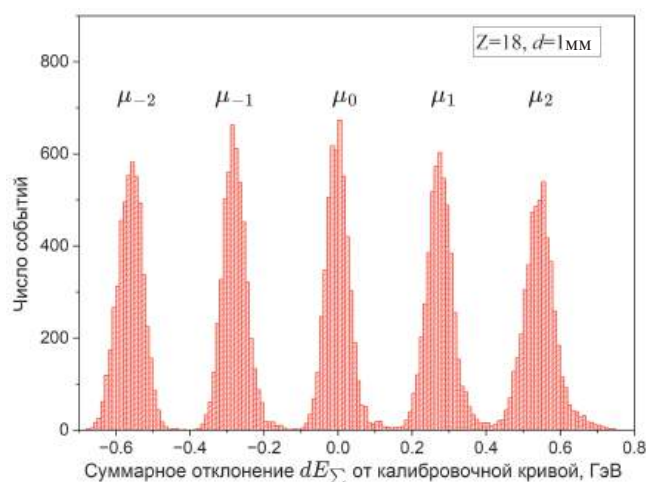


Рис. 2. Спектр суммарных отклонений для ядер аргона ($Z = 18$, толщина детекторов $d = 1$ мм, 80-й слой от слоя остановки)

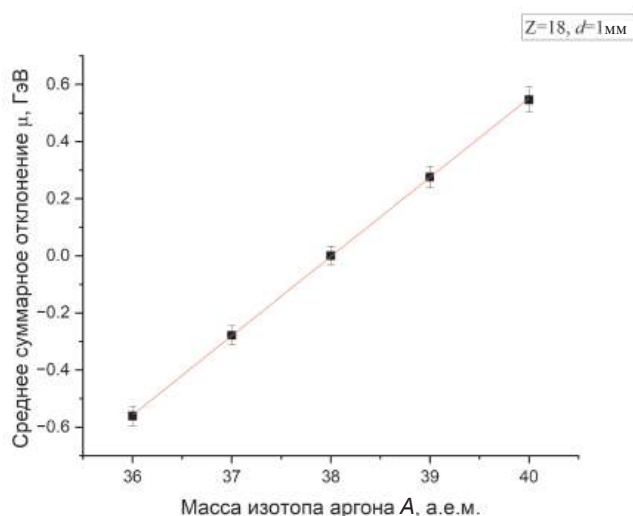


Рис. 3. Линейная аппроксимирующая зависимость $\mu(A)$ для изотопов аргона

и использовать ее для восстановления в явном виде массы неизвестных изотопов по измеренным величинам суммарных отклонений dE_Σ . Зависимость $\mu(A)$ также позволяет пересчитать в единицы среднеквадратичного отклонения (СКО) ширину пиков (величину их СКО — σ), что дает в явном виде ошибку определения массы изотопов.

Для изотопов, отличающихся от калибровочного в пределах 5–6 атомных единиц массы (а.е.м.), для аппроксимирования зависимости $\mu(A)$ можно использовать линейную аппроксимацию и для практических целей работы с экспериментальными данными этого оказывается достаточно.

Фактически рассмотренная процедура обработки использует то обстоятельство, что для ядер с одинаковым зарядом Z и соседними массами ($\Delta A = 1$) графики зависимости их ионизационных потерь в веществе от энергии, $\Delta E(E)$, можно в некотором приближении считать параллельными (исключая область вблизи точки остановки, т.е. вблизи пика Брэгга) и при росте разницы масс изотопов расстояние между их зависимостями $\Delta E(E)$ монотонно меняется по величине ΔE и они нигде не пересекают друг друга.

Далее мы рассмотрим применимость данной методики к реальным экспериментальным данным для ядер аргона, а также точность метода определения масс для тяжелых ядер.

3. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ИЗОТОПОВ ЯДЕР ПРИ ОБРАБОТКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Методика обработки была опробована на данных, полученных в 2018 г. на пучке ускорителя «Нуклотрон» (ОИЯИ) с использованием прототипа калориметра «Нуклон-2» [6]. Особенность выполненного эксперимента связана со сравнительно высокой энергией пучка — около 2 АГэВ. При этой энергии ядра аргона не останавливаются в прототипе калориметра, полная толщина которого составляла около 25 мм кремния. В этой связи перед прототипом устанавливался свинцовый поглотитель энергии (деградер) толщиной около 22 см, в котором энергия ядер аргона падала примерно до 150 МэВ/нуклон, что позволяло им останавливаться в прототипе калориметра. Кроме того, в поглотителе первичные ядра аргона испытывали ядерные взаимодействия, что изменяло их массовый (и зарядовый) состав. Таким образом, в прототипе калориметра регистрировались не только исходные долгоживущие ядра аргона, но и все образующиеся, в том числе и нестабильные.

Прототип аппаратуры эксперимента «Нуклон-2» представлен на рис. 4. Он состоит из детекторного модуля, двух пучковых детекторов, стоящих на пути частицы до и после основного детектора, аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), блока управления триггером и ПК. Детекторный модуль содержит 18 кремниевых детекторов толщиной 675 мкм и 13 толщиной 1 мм. Каждый из них через плату усилителя подключен к 32-канальному 16-разрядному АЦП.

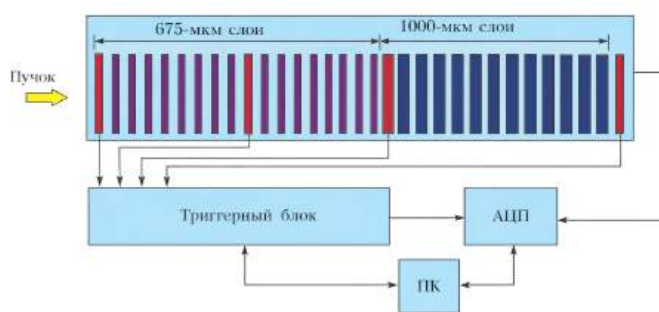


Рис. 4. Схематический вид конструкции прототипа калориметра «Нуклон-2»

Четыре из этих слоев также подключены к триггерному блоку. Реализация триггерного блока позволяет настроить его как на регистрацию пролетных событий (все триггерные плоскости включены в совпадение), так и на регистрацию событий с остановкой частицы в миллиметровых слоях (триггерные плоскости до них настроены в совпадение, за ними — в антисовпадение). Именно для событий этого типа предполагается определение масс изотопов ядер-снарядов. Возможность регистрации пролетных событий нужна для калибровки аппаратуры.

Схема усилителя каждого кремниевого детектора прототипа представляет собой зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ), сигнал от которого далее фильтруется от помех и шумов в частотном RC—CR-фильтре и запоминается на конденсаторе устройства выборки-хранения (УВХ). Запоминание сигнала в УВХ, а также его последующая обработка в АЦП проходят по сигналу триггерного блока.

Обработка собранных событий начиналась с восстановления потерь энергии ядер в каждом детекторе. Затем выбираются события с остановкой частицы в слоях $j = 22–30$, здесь слои считаются от точки входа пучка в калориметр. Для дальнейшей работы по каждому отобранному событию используются данные по энергопотерям ΔE_i^j в 21-м соседнем слое, считая от точки остановки частицы и включая слой остановки ($i = 0–20$). Далее отбираются события согласно следующим условиям:

- в каждом отобранном событии величины энерговыделения ΔE_i^j в слоях должны иметь единственный максимум, к которому должны монотонно возрастать;
- после слоя максимума в следующем слое допускается наличие сигнала меньше максимального, но в слое через один от максимума

величина сигнала не должна значимо (в пределах шумов аппаратуры) отличаться от нуля.

Эти условия гарантирует остановку ядра-снаряда в калориметре без ядерных взаимодействий, т.е. без откалывания от первичного ядра частей, когда идентификация массы влетающего ядра-снаряда очевидно невозможна. Отметим, что этот фильтр убирает из рассмотрения все события с остановкой частиц в последнем 31-м слое, так как для них невозможно проверить условие отсутствия сигнала в слое через один.

Определение массы изотопов ядер проводится путем сравнения экспериментальных энергопотерь в слоях с модельными. В качестве модельных данных используется моделирование энергопотерь ядер аргона, где в качестве калибровочного используется изотоп аргона с $A = 38$. Единственным отличием от модельных расчетов является то, что отклонения от модельных энергопотерь нормируются на толщину детекторов, что позволяет учесть тот факт, что в рассматриваемых при обработке слоях детекторы имеют различную толщину. В связи с этим для каждой остановки $j = 22–30$ используются свои модельные данные, калибровочные кривые и свои линейные аппроксимации для перевода величин суммарных отклонений энерговыделений в единицы а.е.м. Таким образом, получается набор экспериментальных суммарных отклонений от своих калибровочных кривых dE_Σ^j для каждого рассматриваемого слоя остановки, которые в дальнейшем переводятся в атомные массовые единицы.

Полученные изотопные распределения для аргона представлены на рис. 5. Данные представлены для сеанса, в котором было набрано 1040 событий с остановкой ядра аргона в последних слоях калориметра (обрабатываемая длина трека составляла, как указывалось выше, 21 слой). Видно, что в экспериментальном распределении масс четко выделяются пики 5 изотопов аргона с $A = 36, 37, 38, 39, 40$ также возможно присутствие изотопа с $A = 35$, но статистики для его надежной идентификации недостаточно. Величины ширины указанных пиков существенно больше значений для модельного распределения аргона с $A = 39$, что может быть связано с особенностями работы аппаратуры прототипа калориметра «Нуклон-2» — шумами усилителей и недостаточной точностью калибровки каналов. Таким образом, для ядер аргона представленная методика определения масс демонстри-

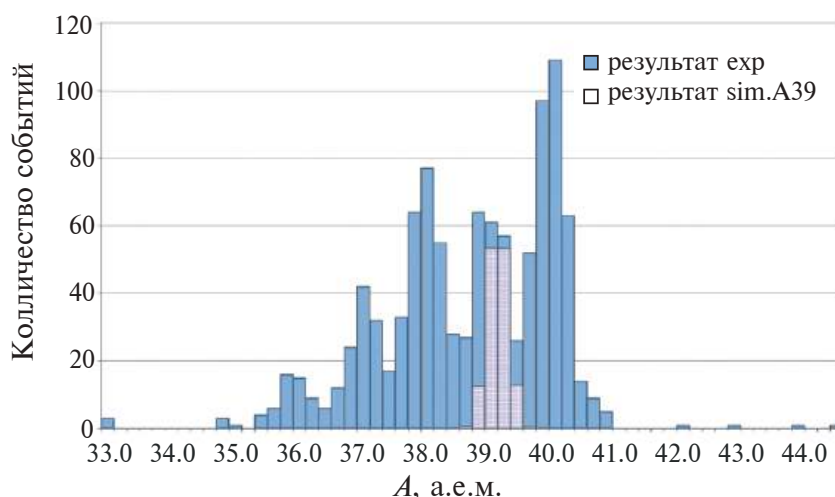


Рис. 5. Полученные в результате обработки изотопные распределения ядер аргона (синий цвет). Также представлен полученный в результате моделирования результат для ^{39}Ag (серый цвет)

рует работоспособность, но полученные с ее помощью оценки точностей определения масс являются завышенными и отвечают идеальной работе аппаратуры (и идеальной ее калибровке).

4. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ МНОГОСЛОЙНОГО КРЕМНИЕВОГО КАЛОРИМЕТРА ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Для оценки точностей определения масс изотопов различных ядер процедуры моделирования и обработки были выполнены для модели калориметра, описанной в разд. 1 для ядер $Z = 18, 22, 25, 35, 45, 50, 54, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90, 92$. Причем для ядер до ксенона ($Z = 54$) моделирование выполнялось для различных значений толщины слоев калориметра d от 0.2 до 3 мм, а для более тяжелых ядер моделировалась только толщина слоев, равная 2 мм. Точность определения масс исследовалась для двух соседних изотопов, более легкий из которых использовался как калибровочный.

Результаты моделирования для аргона ($Z = 18$), титана ($Z = 22$), марганца ($Z = 25$), брома ($Z = 35$), родия ($Z = 45$), олова ($Z = 50$) и ксенона ($Z = 54$) представлены на рис. 6. Результат представлены в виде зависимостей обратной величины СКО определяемой массы (параметр $(\mu_1 - \mu_2)/\sigma$) для разного количества суммируемых слоев калориметра при различной их толщине d .

Как видно на рис. 6а–ж, поведение значения параметра точности массового разрешения

$(\mu_1 - \mu_2)/\sigma$ одинаково для всех рассматриваемых зарядов: сначала происходит увеличение точности, затем достигается некоторое максимальное значение, далее наблюдается спад. В данной методике снижение точности при включении в обработку (в величину dE_Σ) слоев, расположенных далеко от точки остановки ядра, связано с тем, что для этих слоев энергия ядер E больше, и, соответственно, энергопотери $\Delta E(E)$ соседних изотопов различаются слабее, в то время как флуктуации энергопотерь практически не изменяются, что ведет к росту флуктуаций величины dE_Σ практически без изменения ее среднего значения.

Наилучшая точность восстановления масс наблюдается при длине измеренных треков ядер в пределах 100 мм от точки остановки, причем для более легких ядер ($Z \sim 20$) достаточно измерять меньшую длину трека — до 50 мм.

Также видно, что для тяжелых ядер, $Z > 50$, существенной зависимости точности определения массы от толщины слоев калориметра не наблюдается. Поэтому дальнейшее моделирование самых тяжелых ядер до урана осуществлялось только для слоев с толщиной $d = 2$ мм, поскольку слои этой толщины технически удобнее реализовать в настоящем приборе.

На рис. 7 представлены результаты моделирования восстановления ошибки масс изотопов (СКО A или σA) в ядрах до урана.

Отметим, что в эксперименте CRIS в диапазоне $Z = 30\text{--}40$ экспериментально измеренная ошибка определения массы растет от 0.35 до 0.45 а.е.м. [5] при толщине прибора 45 мм, в то время

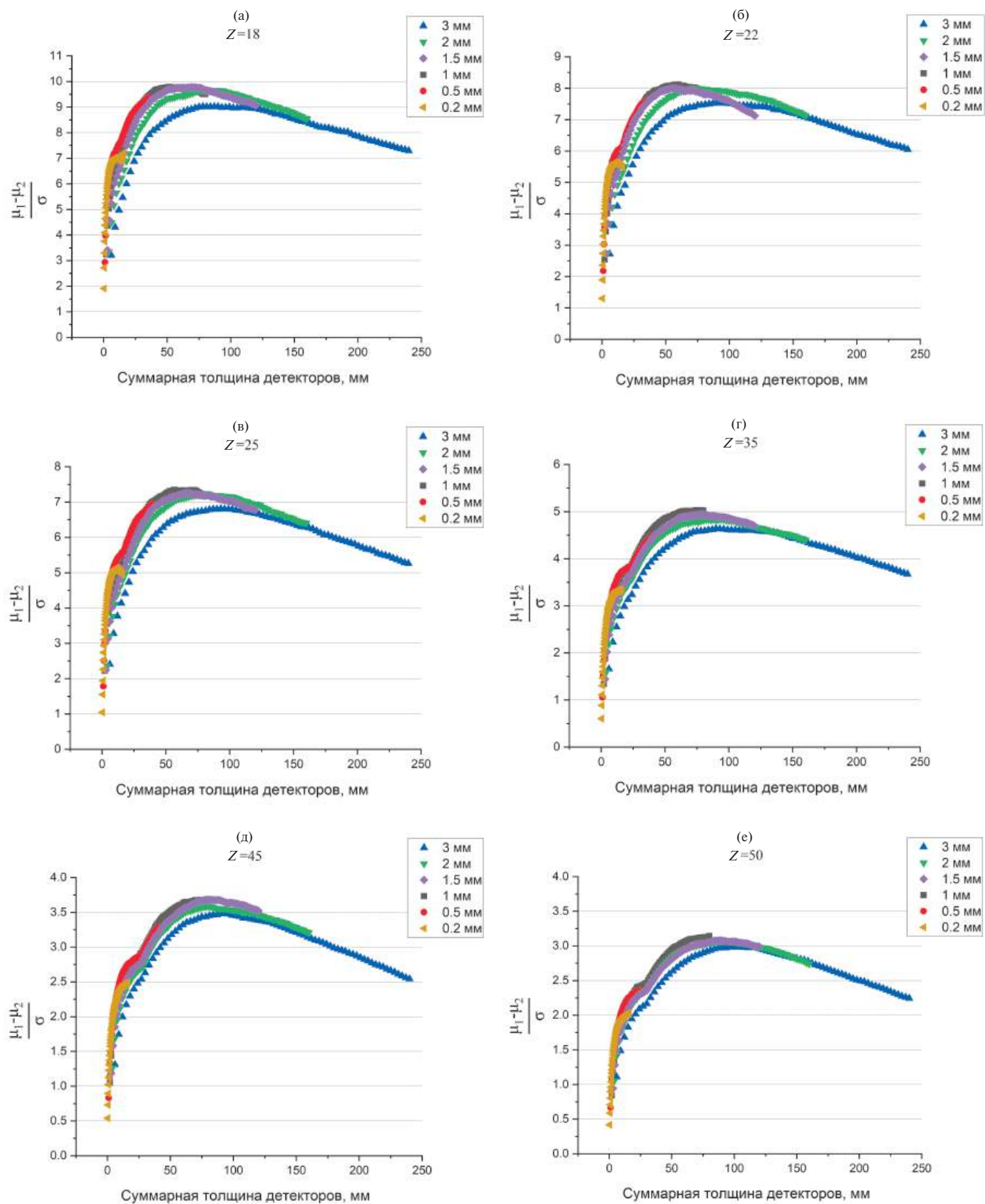


Рис. 6. Зависимость параметра $(\mu_1 - \mu_2)/\sigma$ от суммарной толщины детекторов, используемой при обработке данных моделирования для аргона ($Z = 18$) (а), титана ($Z = 22$) (б), марганца ($Z = 25$) (в), брома ($Z = 35$) (г), родия ($Z = 45$) (д), олова ($Z = 50$) (е) и ксенона ($Z = 54$) (ж)

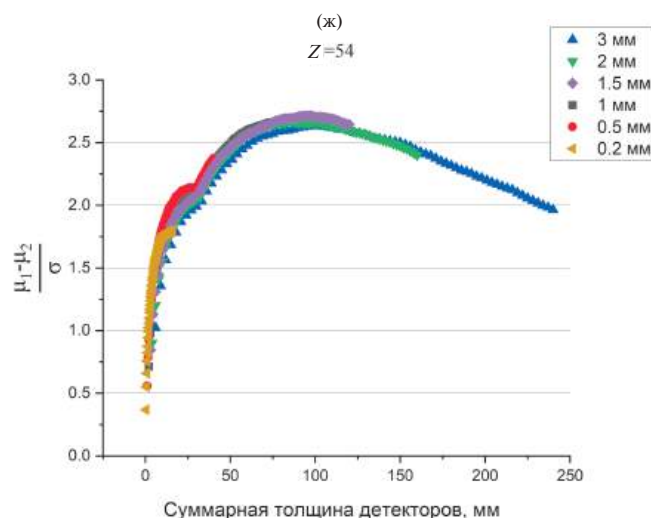
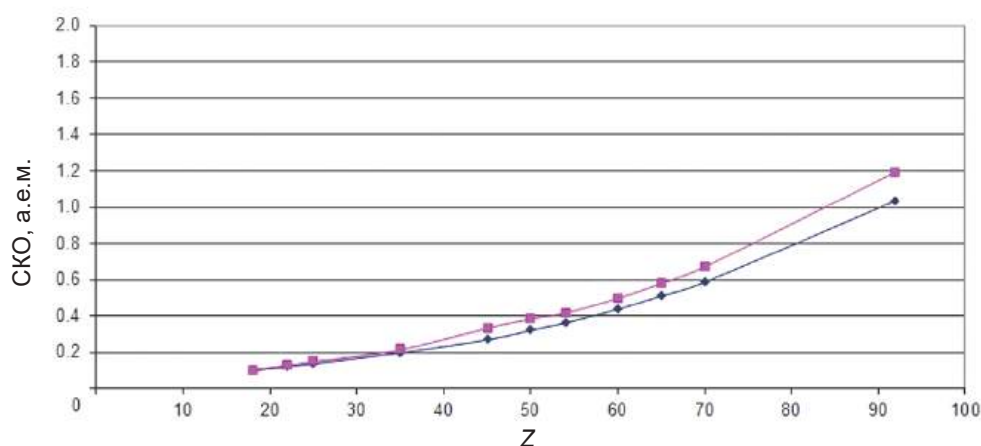


Рис. 6. Окончание

Рис. 7. Модельная зависимость ошибки определения массы изотопа от заряда ядра Z для оптимальной длины трека 100 мм и для трека длиной 50 мм

как для представленного здесь моделирования на толщине 50 мм ошибка в этом диапазоне Z может составлять 0.18–0.26 а.е.м., что представляется разумным, так как в реальных экспериментальных данных ошибки должны быть выше, в том числе из-за особенностей работы регистрирующей аппаратуры, которая не учитывает это моделирование. Подобное расхождение наблюдается и в представленных ранее в разделе 3 экспериментальных результатах по разделению изотопов ядер аргона.

Из полученных результатов можно сделать несколько важных выводов:

1. Методика идентификации заряда ядер с помощью многослойного калориметра полного поглощения имеет естественное ограничение по применимости в области больших Z , так как ошибка измерений в этой области

существенно растет и для урана становится выше 100 %. Конкретное значение Z , при котором методика перестает работать, определяется физической задачей, т.е. конкретными физическими требованиями по точности измерений количества тех или иных изотопов конкретного ядра.

2. Толщина калориметра имеет оптимальное значение, которое для $Z > 50$ лежит в области 100 мм и дальнейшее увеличение толщины не улучшает точности измерений, хотя позволяет расширить диапазон энергий частиц, для которых возможно обработать трек оптимальной длины.

3. Продольная сегментация калориметра (толщина его слоев) в области $Z > 40$ слабо влияет на точность измерений масс (для диапазона значений толщины слоев 0.2–3 мм) и может

выбираться из технических соображений удобства изготовления детекторов и малошумящей многоканальной электроники считывания.

Далее покажем, как представленная методика работает на экспериментальных данных сверхтяжелых ядер — на пучке ядер ксенона ($Z = 54$) с энергией 13 АГэВ. Данные набирали в 2017 г. с использованием прототипа калориметра «Нуклон-2», конструкция которого обсуждалась в разд. 2, на ускорителе CPS (ЦЕРН). Процедура обработки, позволяющая восстановить для каждого события с остановкой ядра ксенона в калориметре его массу, также описана в разд. 2.

В данном случае, так же как для аргонового пучка в разд. 2, энергия первичных ядер ксенона очень велика и для полной остановки ядер в прототипе требовалось устанавливать перед ним свинцовый деградер толщиной более 32 см. В этом случае первичный состав пучка претерпевает существенные изменения из-за ядерных взаимодействий первичных ядер в деградере, и при анализе данных нужно допускать, что мы регистрируем широкий диапазон изотопов ксенона, а не только первичные стабильные ядра из состава инжектируемого в ускоритель газа.

Отдельное моделирование прохождения ядер ксенона через деградер показало, что в ядерных процессах захват адронов ядром-снарядом маловероятен по сравнению с процессами скола с него нейтронов (и протонов). Это означает, что наиболее тяжелый регистрируемый после деградера изотоп должен соответствовать самому тяжелому изотопу в природном газе ксенона — $A = 136$. Это позволяет несколько ограничить ожидаемый диапазон регистрируемых изотопов в процессе обработки. Это моделирование также показало, что ожидаемое количество продуктов ядерных реакций в деградере существенно (на порядок и более) меньше количества исходных стабильных изотопов в инжектируемом газе. Это позволяет ожидать в массовом распределении зарегистрированных ядер ксенона преобладание наиболее распространенных (более 5 %) природных стабильных изотопов: $A = 129, 131, 132, 134, 136$. Однако эти выводы имеют только качественный характер, так как подробное моделирование всех ядерных процессов в канале ускорителя от инъекции до прохождения деградера технически невозможно. Таким образом, предполагалось, что в распределении масс изотопов регистрируемых ядер ксенона удастся наблюдать превышение количества ядер для стабильных распро-

страненных природных изотопов над общим фоном в диапазоне примерно от 120 до 140 а.е.м. Исследование наличия легких изотопов, $A \leq 120$, затрудняется тем обстоятельством, что в этой области легкие ядра ксенона не разделяются с потенциально возможными в нашей ситуации короткоживущими ядрами йода ($Z = 53$), которые также рождаются в деградере в процессах скола адронов у первичных ядер ксенона.

Сразу отметим, что для прототипа калориметра «Нуклон-2» с общей толщиной около 25 мм ожидаемая модельная ошибка определения массы изотопа составила 0.58 а.е.м. Таким образом, наблюдаемое распределение масс изотопов не может визуально разделяться на отдельные пики даже при высокой статистике событий. В этом случае выделить в интегральном распределении вклады отдельных изотопов можно, используя аппроксимацию этого распределения набором функций нормальных распределений (гауссианов) со средними значениями $A = 120$ –140 а.е.м. и одинаковыми значениями ширины $\sigma A = 0.58$ а.е.м., при этом неизвестными параметрами очевидно будут амплитуды каждого гауссиана. Качество выполненной аппроксимации можно оценивать стандартно — по величине средней ошибки аппроксимации. Результат такой работы представлен на рис. 8, где для одного из сеансов набора данных с общей статистикой ядер ксенона, остановившихся в прототипе, 1362 шт. представлено суммарное распределение восстановленных масс и распределение количества изотопов по массам после аппроксимации набором гауссианов.

Видно, что, несмотря на полную невозможность выделить на глаз вклад отдельных изотопов в исходном суммарном экспериментальном распределении, после процедуры аппроксимации достаточно четко выделяются наиболее распространенные изотопы с $A = 129, 131, 132, 134$ и 136.

Отдельный интерес представляет ошибка восстановления количества ядер для каждого из аппроксимируемых изотопов — $\sigma N(A)$. Для представленной методики мы сознательно выше не рассматривали вопрос ошибки определения массы в отдельном событии, σA , так как полученные выше модельные результаты были выполнены на большой статистике (около 20 000 событий) и статистическая ошибка для этих расчетов мала, в то время как систематическая ошибка, связанная, в частности, с работой реальной аппаратуры на этапе моделирования не прини-

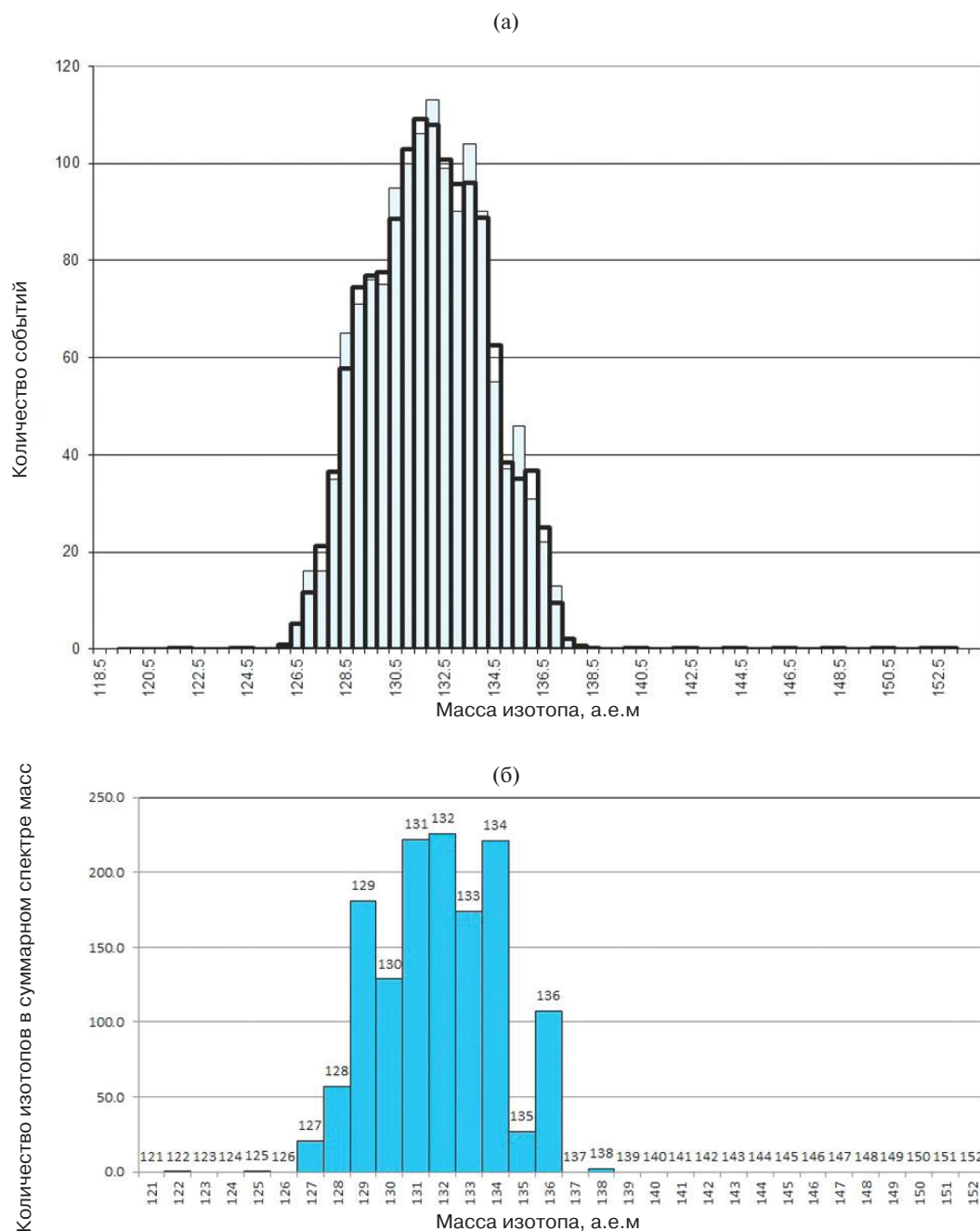


Рис. 8. Суммарное распределение экспериментального массива восстановленных масс ядер ксенона ($Z = 54$), (а) и распределение количества изотопов по массам после аппроксимации набором гауссианов (б). На рис. а толстой линией показан результат аппроксимации экспериментального распределения гауссианами при этом средняя ошибка аппроксимации составила 10 %

мается во внимание и может быть весьма существенной, что и наблюдалось при рассмотрении экспериментальных данных с ядрами аргона для прототипа калориметра «Нуклон-2» и, по-видимому, наблюдается в данных эксперимента CRIS.

В то же время для физики космических лучей определяющим является вопрос точности определения *количества* ядер той или иной массы, а не точность определения массы в отдельном

событии. Для сверхтяжелых ядер, где даже по модельным оценкам точность определения массы в отдельном событии не высока и для выделения количества тех или иных изотопов из суммарного массового распределения требуется дополнительная процедура аппроксимации этого распределения гауссианами отдельных изотопов, искомая точность восстановления количества ядер каждого изотопа сильно зави-

сит от статистики для этого изотопа. Фактически величина $\sigma N(A)$ является функцией двух величин — $N(A)$ и σA .

Для определения $\sigma N(A)$ в простейшем случае можно провести серию моделирований распределений гаусса со средними значениями a , СКО σA и статистикой N . Далее для каждого модельного распределения проводится его аппроксимирование гауссианами со средними значениями $A-1$, A и $A+1$ и одинаковыми СКО σA . Выполненная серия моделирований флуктуации восстановленной статистики для аппроксимирующего гауссиана со средним значением A дает оценку ошибки восстановления величины $N(A)$ с учетом «перетекания» части событий из «истинной» массы A в «ложные» массы $A-1$ и $A+1$. При этом объем серии должен обеспечивать статистическую значимость полученного результата. Процедуру можно усложнять и приближать к реалиям физической задачи для того или иного ядра, изменяя набор масс в моделируемых распределениях и набор «истинных» и «ложных» аппроксимирующих гауссианов.

Для примера представим результаты подобного расчета для проекта калориметра «Нуклон-2», где известен проектный геометрический фактор прибора и срок его существования на околоземной орбите определен в пять лет. Это позволяет для проектной околоземной орбиты оценить общее количество зарегистрированных ядер различных элементов $N(Z)$ (при

условии полной их остановки в калориметре) и дает исходную статистику $N(A)$ в предположении, что изотопный состав ядер ГКЛ близок к земному. Величину σA мы получаем из представленной в настоящей статье процедуры моделирования в предположении, что активная толщина калориметра составит 100 мм. Дальнейшие расчеты получены для трех вариантов моделирования массовых распределений:

1) одиночный «истинный» изотоп с массой A и два соседних «ложных» с массами $A-1$ и $A+1$;

2) два соседних «истинных» изотопа с массами A и $A+1$ и два соседних с ними «ложных» с массами $A-1$ и $A+2$;

3) два «истинных» изотопа с массами A и $A+2$ (через один) и три «ложных» — $A-1$, $A+1$ и $A+2$.

У рассматриваемых ядер рассматриваются только n наиболее распространенных в наземных условиях изотопов (с распространенностью более 5%) и для простоты их распространенность считается одинаковой. Тогда в первом варианте для единственного «истинного» изотопа $N(A) = N(Z)$, а во втором и третьем вариантах для двух «истинных» изотопов $N(A) = N(Z)/n$. Распространенность «ложных» изотопов всегда считается нулевой. Объем серий для оценки $\sigma N(A)$ составлял 100 моделирований. Полученные результаты представлены в табл. 1 и на рис. 9.

Представленные результаты позволяют оценить область ядер, в которой эксперимент

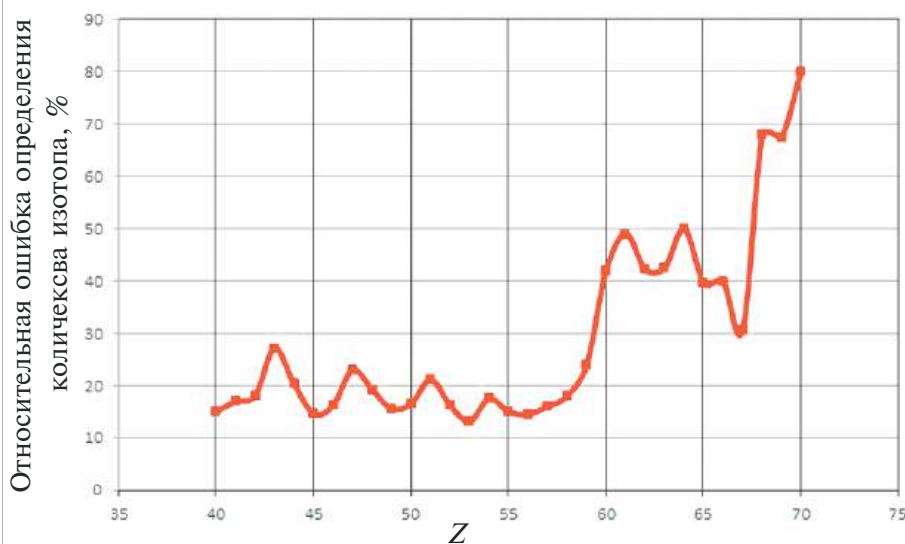


Рис. 9. Оценка величины относительных ошибок восстановления количества распространенных стабильных и долгоживущих изотопов сверхтяжелых ядер для проекта эксперимента «Нуклон-2» (по отношению к ожидаемой средней статистике на распространенный изотоп из табл. 1). Толщина калориметра 100 мм. Длина регистрируемого в нем трека составляет не менее 60 мм

Таблица 1. Оценка точности восстановления количества изотопов сверхтяжелых ядер в эксперименте «Ну-клон-2»

<i>Z</i>	Название	Стабильные и долгоживущие изотопы	Общее кол-во стабильных и долгоживущих изотопов	Кол-во распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, <i>n</i>	Ожидаемая полная статистика, <i>N</i>	Средняя статистика на распространенный изотоп, <i>N/n</i>	Ожидаемая ошибка определения <i>a</i> , $\sigma(A)$, а.е.м.	Вариант учета соседнего изотопа	Ожидаемая относительная ошибка определения кол-ва распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, %
40	Цирконий	90, 91, 92, 93**, 94, 96	6	4	434	109	0.27	3	15.05
41	Ниобий	92**, 93	2	1	79	79	0.28	1	17.05
42	Молибден	92, 93***, 94, 95, 96, 97, 98, 100	8	7	220	31	0.29	3	18.12
43	Технеций	97**, 98**, 99***	3	2	26	13	0.30	3	27.22
44	Рутений	96, 98, 99, 100, 101, 102, 104	7	5	84	17	0.31	3	20.38
45	Родий	103	1	1	44	44	0.32	1	14.76
46	Палладий	102, 104, 105, 106, 107**, 108, 110	7	5	124	25	0.33	3	16.28
47	Серебро	107, 109	2	2	41	21	0.34	2	23.11
48	Кадмий	106, 108, 110, 111, 112, 113, 114, 116	8	6	107	18	0.36	3	19.31
49	Индий	113, 115	2	2	24	12	0.37	2	15.67
50	Олово	112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124, 126***	11	7	125	18	0.38	3	16.61
51	Сурьма	121, 123	2	2	26	13	0.39	2	21.26
52	Теллур	120, 122, 123, 124, 125, 126, 128, 130	8	6	146	24	0.40	2	16.30
53	Йод	127, 129**	2	1	29	29	0.42	1	13.22
54	Ксенон	124, 126, 128, 129, 130, 131, 132, 134, 136	9	6	70	12	0.43	3	17.65
55	Цезий	133, 135**	2	1	17	17	0.44	1	15.11
56	Барий	130, 132, 134, 135, 136, 137, 138	7	4	172	43	0.45	3	14.70

Таблица 1. Оценка точности восстановления количества изотопов сверхтяжелых ядер в эксперименте «Нуклон-2». *Окончание*

<i>Z</i>	Название	Стабильные и долгоживущие изотопы	Общее кол-во стабильных и долгоживущих изотопов	Кол-во распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, <i>n</i>	Ожидаемая полная статистика, <i>N</i>	Средняя статистика на распространенный изотоп, <i>N/n</i>	Ожидаемая ошибка определения <i>a</i> , $\sigma(A)$, а.е.м.	Вариант учета соседнего изотопа	Ожидаемая относительная ошибка определения кол-ва распространенных стабильных и долгоживущих изотопов, %
57	Лантан	137***, 138, 139	3	1	16	16	0.47	1	16.07
58	Церий	136, 138, 140 , 142	4	2	47	24	0.48	2	18.10
59	Празеодим	141	1	1	12	12	0.50	1	24.01
60	Неодим	142 , 143, 144, 145, 146, 148, 150	7	7	43	6	0.51	3	42.00
62	Самарий	144, 146*, 147, 148, 149, 150 , 152 , 154	8	6	49	8	0.54	3	42.22
63	Европий	151, 153	2	2	8	4	0.55	2	42.56
64	Гадолиний	150**, 152, 154 , 155 , 156 , 157, 158 , 160	8	5	38	8	0.57	3	49.98
65	Тербий	159	1	1	9	9	0.58	1	39.64
66	Диспрозий	154**, 156, 158, 160 , 161 , 162, 163 , 164	8	5	37	7	0.60	3	39.88
67	Гольмий	165	1	1	14	14	0.61	1	30.63
68	Эрбий	162, 164, 166 , 167 , 168 , 170	6	4	23	6	0.63	3	67.86
69	Тулий	169	1	1	5	5	0.65	1	67.50
70	Иттербий	168, 170 , 171 , 172, 173 , 174 , 176	7	5	24	5	0.66	3	80.04

Примечание. Стабильные изотопы выделены жирным шрифтом, долгоживущие с временем полураспада более 10^{10} лет – обычным, долгоживущие с временем полураспада 10^{10} – 10^8 лет отмечены звездочкой, долгоживущие с временем полураспада 10^7 – 10^6 лет отмечены двумя звездочками, долгоживущие с временем полураспада 10^5 – 10^4 лет отмечены тремя звездочками.

«Нуклон-2» сможет дать количественные результаты для соотношений различных изотопов, а также область, где будут возможны только качественные оценки наличия тех или иных изотопов.

Первой области условно соответствует диапазон ядер $Z = 40$ – 59 и, возможно, отдельное

ядро гольмия ($Z = 67$), где ожидается достаточно высокая статистика и точность определения количества изотопов может быть не хуже 30 %. Вторая область, $Z > 60$, где ожидаемая точность определения количества изотопов хуже 30 %, что, согласно критерию 3σ , не позволяет делать достаточно достоверных утверждений о количе-

стве того или иного изотопа в экспериментальных данных.

5. ВЫВОДЫ

В работе представлена расчетная методика для идентификации изотопного состава в потоках тяжелых ядер, основанная на принципах $E - dE$ телескопа в многослойном кремниевом калориметре полного поглощения.

Методика была успешно опробована при обработке экспериментальных данных на пучке аргона.

Методика позволяет оценить возможные точности определения масс ядер для разных вариантов конструкции многослойного калориметра. Полученные модельные результаты не противоречат данным, полученным в эксперименте CRIS, который является на сегодняшний день лучшей реализацией методики идентификации изотопов в многослойном кремниевом калориметре.

Методика позволяет оптимизировать конструкцию аппаратуры и постановку эксперимента в целом в задачах идентификации заряда и массы ядер в потоках ГКЛ в области тяжелых и сверхтяжелых $Z > 26$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Панов А.Д., Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н.* УФН. 2024. Т. 194. № 7. С. 681.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039589>
2. *Binns W.R., Wiedenbeck M.E., von Rosenvinge T.T. et al.* Astrophys. J. 2022. V. 936. № 1. P. 13.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/acefd2>
3. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
4. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И.* Частицы и ядра. Эксперимент. Москва: Издательство МГУ, 2005.
5. *Stone E.C., Cohen C.M.S., Cook W.R. et al.* Space Sci. Rev. 1998. V. 86. P. 285.
<https://doi.org/10.1023/A:1005075813033>
6. *Васильев О., Карманов Д., Ковалев И. и др.* Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 18. № 1. С. 35.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=46322741>

ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНЫЙ АМПЛИТУДНО-КООРДИНАТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

© 2026 г. В.И. Алексеев^а, С.М. Ахмад^{а, б}, В.А. Басков^{а, *}, В.А. Дронов^а, А.И. Львов^а,
А.В. Кольцов^а, В.В. Полянский^а, С.С. Сидорин^а

^а *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский просп., 53*

^б *Московский педагогический государственный университет
Российская Федерация, 119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1*

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

Поступила в редакцию 22.02.2026

После доработки 10.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлены результаты калибровки на пучке вторичных электронов ускорителя «Пахра» Физического института им. П.Н. Лебедева РАН четырехканального амплитудно-координатного сцинтилляционного спектрометра толщиной $0.36X_0$, включающего в себя амплитудную и временную системы регистрации на основе фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 и ФЭУ-87 соответственно. Минимальное относительное энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра составило $\delta \sim 12\%$ при энергии электронов $E \sim 30$ МэВ. В диапазоне энергий электронов от 12 до 47 МэВ координатное разрешение в центре спектрометра составило $\sigma \sim 1.3$ см. Обнаружена сложная зависимость среднего канала временного спектра от энергии электронов.

DOI: 10.7868/S3034564226040029

На тормозном пучке фотонов ускорителя С-25Р «Пахра» ФИАН с энергией до 500 МэВ создана экспериментальная установка, предназначенная для поиска ранее не наблюдавшихся относительно легких долгоживущих заряженных частиц с массой, меньшей массы мюона, но большей массы электрона, — так называемых аномальных лептонов [1, 2].

Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется время-пролетная методика. Электрон и более тяжелый лептон при одинаковом импульсе будут различаться скоростями и, соответственно, разными временами пролета от мишени до точки регистрации. Поэтому установка включает системы, определяющие время пролета, импульс и энергию регистрируемых частиц.

Энергия частиц, вылетевших из мишени, находится в сепарируемом магнитом диапазоне до 50 МэВ. Для их регистрации используется сцинтилляционный спектрометр (СС).

Модельные расчеты показывают, что для надежного выделения энергетического пика аномальных лептонов точность определения энергии регистрируемых СС частиц должна составлять примерно 10–12 %. В процессе эксперимента конструкция СС постоянно совершенствуется с целью получения требуемой точности [3, 4].

В работе представлены характеристики новой конструкции четырехканального амплитудно-координатного сцинтилляционного спектрометра (ЧАКСС), предназначенного для регистрации заряженных частиц, определения энергии и координаты входа частицы в спектрометр (рис. 1). ЧАКСС является сцинтилляционным блоком размером $510 \times 235 \times 145$ мм³, на основе которого выполнены исследования, представленные в работах [3, 5].

Регистрация световых вспышек, возникающих от взаимодействия заряженных частиц с блоком, входящих в спектрометр по центру грани размером 510×235 мм², осуществляется

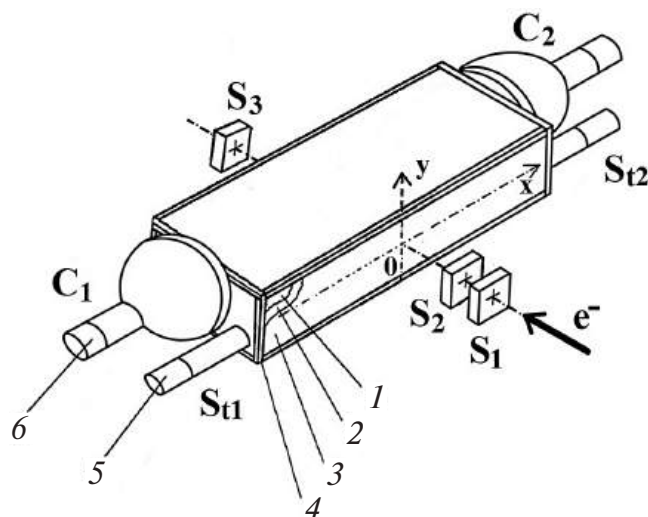


Рис. 1. Схема четырехканального амплитудно-координатного сцинтилляционного спектрометра (ЧАКСС) (светонепроницаемый корпус не показан): S_1 – S_3 – сцинтилляционные счетчики, C_1 и C_2 – ФЭУ-49 амплитудной системы, S_{11} и S_{12} – ФЭУ-87 временной системы; 1 – сцинтилляционный блок, 2 – отражатель из бумаги для копирования, 3 – черная бумага, 4 – металлический каркас, 5 и 6 – делители напряжения ФЭУ-87 и ФЭУ-49 соответственно (коллиматор К на рисунке отсутствует)

с помощью фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 и ФЭУ-87 со стандартными делителями напряжения. Радиационная длина блока при таком варианте входа заряженных частиц составляет $0.36X_0$, где X_0 – радиационная длина (для пластического сцинтиллятора $X_0 \approx 40$ см [6]).

ЧАКСС включает в себя амплитудную и координатную системы. Амплитудная система состоит из двух фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 (C_1 и C_2), просматривавших сцинтилляционный блок 1 с двух противоположных граней размером 145×235 мм². ФЭУ без смазки плотно прижаты к граням блока. В качестве отражателя света использована бумага для копирования 2, за исключением части боковых граней, занятых фотокатодами ФЭУ-49 и ФЭУ-87.

Координатная система состоит из двух ФЭУ-87 (S_{11} и S_{12}), расположенных рядом с ФЭУ-49 и просматривающих сцинтилляционный блок с двух противоположных граней. ФЭУ-87 также без смазки плотно прижаты к граням блока.

ФЭУ-49 были отобраны по коэффициентам усиления и минимальному относительному амплитудному разрешению. ФЭУ-87 были отобраны по критерию наилучшего временного разрешения, определяемого по полной ширине на половине высоты временного спектра при

регистрации космических мюонов на установки отбора ФЭУ.

Блок-схема калибровки ЧАКСС представлена на рис. 2. Сигналы с триггерных счетчиков S_1 и S_2 размером $15 \times 15 \times 1$ мм³ через блоки формирователей Φ_1 , Φ_2 и блоки задержек $З_1$, $З_2$ подавались на входы схемы совпадений (СС). Длительность сигналов составляла 10 нс. Сигнал со схемы совпадений длительностью 350 нс являлся триггерным сигналом *Start* для запуска четырех входных блоков зарядно-цифрового преобразователя (ЗЦП) и время-цифрового преобразователя (ВЦП). На входы *Stop* блока ВЦП через блоки формирователей Φ_3 – Φ_5 и блоки задержек $З_3$ – $З_5$ подавались сигналы от ФЭУ-87 координатной системы S_{11} , S_{12} и счетчика S_3 размером $10 \times 10 \times 1$ см³. На входы ЗЦП через блоки задержек $З_6$ и $З_7$ подавались сигналы от двух ФЭУ-49 амплитудной системы C_1 и C_2 . Сигнал *Start* являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер (КК) системы сбора

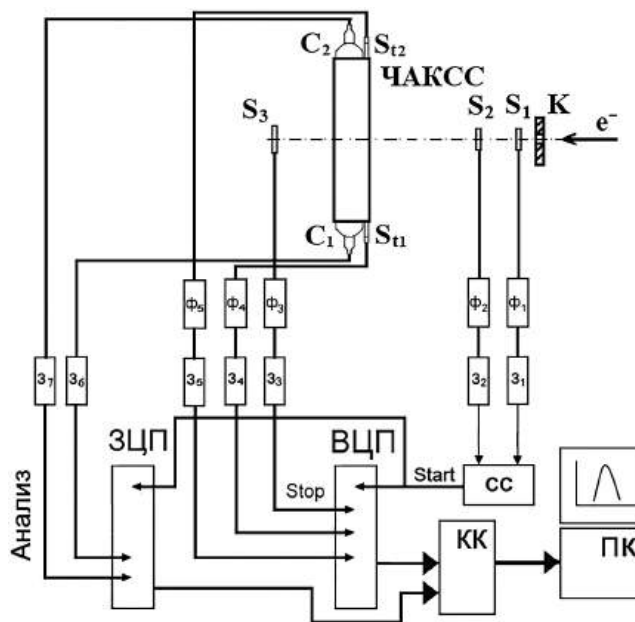


Рис. 2. Блок-схема калибровки ЧАКСС: К – коллиматор, S_1 и S_2 – триггерные сцинтилляционные счетчики, S_3 – сцинтилляционный счетчик контроля доли энергии электромагнитного ливня, выходящего из ЧАКСС, ЧАКСС – четырехвходовый амплитудно-координатный сцинтилляционный спектрометр, Φ_1 – Φ_5 – блоки формирователей, $З_1$ – $З_7$ – блоки задержек, СС – схема совпадений, ЗЦП – зарядно-цифровой преобразователь, ВЦП – время-цифровой преобразователь, *Start* – сигнал запуска блоков ЗЦП и ВЦП, *Stop* – временные сигналы со счетчиков S_1 , S_2 и S_3 . Анализ – амплитудные сигналы с каналов ЧАКСС, КК – крейт-контроллер системы САМАС, ПС – персональный компьютер

данных САМАС осуществлялась запись сигналов в память компьютера (ПС).

Калибровка ЧАКСС выполнена на тестовом канале квазимонохроматического вторичного электронного пучка ускорителя С-25Р «Пахра» ФИАН на основе спектрометрического магнита СП-3 с диапазоном энергий от 5 до 100 МэВ [7]. Целью калибровки являлось определение энергетической зависимости и энергетического разрешения, а также координатные характеристики ЧАКСС от энергии электронного пучка.

Вторичный электронный пучок формировался с помощью медного конвертора диаметром 3.2 мм и толщиной 2 мм. Электроны, выходящие из конвертора, отклонялись магнитным полем магнита СП-3 под углом 23° в свинцовый коллиматор К диаметром 15 мм и регистрировались сцинтилляционными счетчиками S_1 и S_2 размером $15 \times 15 \times 1$ мм³. Интенсивность электронного пучка составляла около $50 e^-/с$. Счетчик S_3 , расположенный за ЧАКСС, предназначен для регистрации оставшейся части электромагнитного ливня, развивающегося в сцинтилляционном блоке. Сигнал от счетчика S_3 в триггер не входил, но записывался в базу данных для последующей обработки.

Калибровка ЧАКСС на пучке электронов проходила в два этапа. На первом этапе последовательно на пучке электронов с энергией более 30 МэВ, при которой происходит максимальное энерговыделение ливней в объеме ЧАКСС, были выравнены амплитуды сигналов обоих ФЭУ-49 таким образом, чтобы амплитудный спектр от

каждого ФЭУ был расположен в рабочей области ЗЦП. Выравнивание амплитуд сигналов происходило путем изменения величин напряжения на делителях напряжения обоих ФЭУ-49.

Суть процедуры первого этапа определяется тем, что полное среднее энерговыделение, которое оставляет электрон в объеме ЧАКСС при прохождении пути, равного толщине спектрометра 23.5 см, составляет около $E \approx L \cdot dE/dx = 23.5 \cdot 2 \approx 47$ МэВ ($L = 23.5$ см – толщина ЧАКСС, $dE/dx \approx 2$ МэВ/см – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в пластиковом сцинтилляторе). Поэтому при увеличении энергии электронов более 47 МэВ увеличение энерговыделения в ЧАКСС не происходит, и средний канал, определяющий среднее энерговыделение ливней в ЧАКСС, не изменяется [3–7].

На рис. 3а представлена зависимость средней величины энергии, зарегистрированной ЧАКСС от тока магнита СП-3. В диапазоне токов от 5 до 20 А в пределах ошибок зависимость имеет линейный характер. При токах менее 5 А наблюдается нелинейная область, обусловленная значительным низкоэнергетическим электромагнитным фоном. Энергия электронов определялась стандартной процедурой, представленной в работах [5–7].

На рис. 3б представлена зависимость относительного энергетического разрешения спектрометра ЧАКСС ($\delta = \text{FWHM} / \langle E \rangle / 2.35 \cdot 100\%$) от энергии электронного пучка без вычета относительного энергетического разрешения электрон-

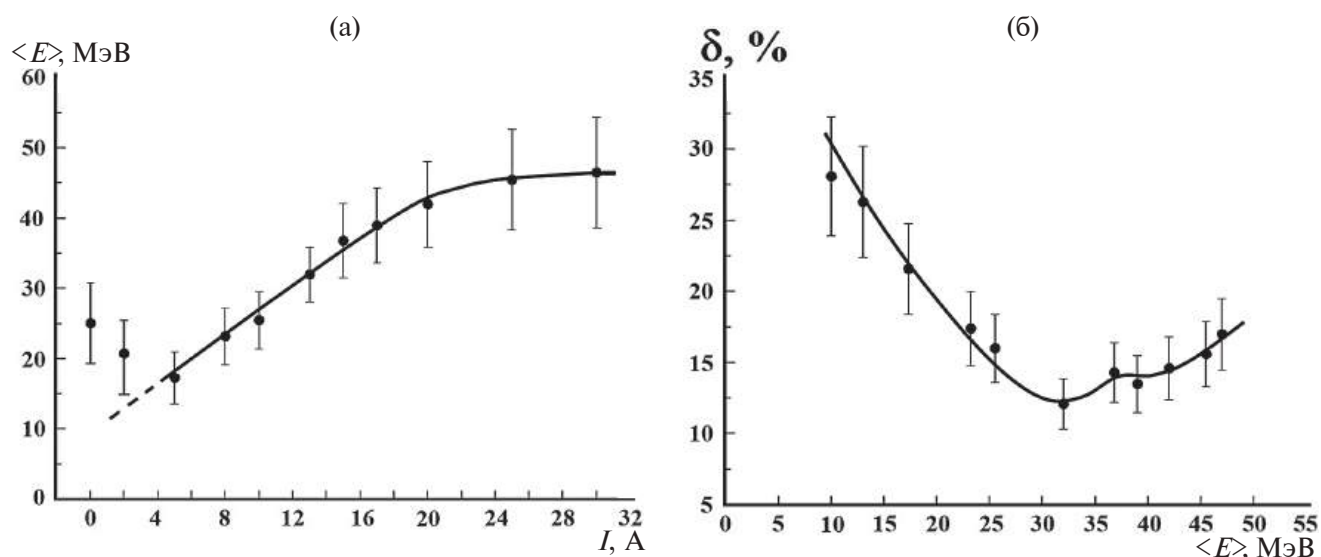


Рис. 3. Зависимости средней энергии электронов, зарегистрированной ЧАКСС, от тока магнита СП-3 (а) и относительного энергетического разрешения спектрометра ЧАКСС от энергии электронного пучка (б)

ного пучка, разрешение которого в диапазоне от 5 до 20 МэВ составляет примерно 8 % [7]. Минимальное относительное энергетическое разрешение наблюдается при энергии электронов $E \approx 30$ МэВ и составляет $\delta \approx 12$ %, что примерно на 3 % хуже разрешения спектрометра подобной конструкции [6].

На рис. 4 представлены зависимости среднего канала временного спектра одного из каналов временной системы ЧАКСС $\langle T_1 \rangle$ и среднеквадратичного разрешения временного спектра ΔT_1 от энергии электронов. Ошибки значений на графике рис. 4а, составляющие от 50 до 100 каналов (рис. 4б), не показаны, чтобы не перегружать график. Характер зависимости на рис. 4а аналогичен характерам зависимостей в работах [6, 7], в которых представлены временные характеристики сцинтилляционного и водного черенковского спектрометров. Минимальное временное разрешение наблюдается при энергии электронов около 17 МэВ и составляет примерно 50 каналов. При цене канала ВЦП 90 пс/канал минимальное разрешение составляет $90 \cdot 50 = 4500$ пс.

Координаты вхождения электронов в ЧАКСС при расположении триггерных счетчиков по центру грани 510×235 мм², определялась формулой

$$x_i = (x_{1i} + x_{2i}) / 2,$$

где x_{1i} , x_{2i} — координаты положения источника, определенные по времени прихода света от точки взаимодействия электрона со спектрометром до каждого из временных ФЭУ

$$x_{1i(2i)} = x_0 \left(1 - t_{1i(2i)} / \langle t_{1i(2i)} \rangle \right),$$

где $t_{1i(2i)}$ — время прохождения света от точки взаимодействия электрона со спектрометром до первого (второго) фотокатода ФЭУ, измеренное с помощью ВЦП; x_0 — центр спектрометра ($x_0 = 25.5$ см), $\langle t_{1i(2i)} \rangle$ — среднее время прохождения света от точки входа в спектрометр до фотокатода ФЭУ, являющееся средним каналом временного спектра первого (второго) ФЭУ.

На рис. 5 представлено распределение координат, определенных ЧАКСС, при энергии электронов $E = 25.5$ МэВ и координатное разрешение ЧАКСС в зависимости от энергии электронов (горизонтальный размер триггерных счетчиков $l = 1.5$ см вычтен). В диапазоне энергий примерно от 12 до 47 МэВ координатное разрешение ЧАКСС составляет около 1.3 см. В нелинейной нерабочей области энергий электронов менее 12 МэВ координатное разрешение резко ухудшается и увеличивается до примерно 5 см.

Надо отметить, что на рис. 3 — 5 линии, описывающие экспериментальные результаты, проведены для наглядности. Погрешности значений на этих рисунках определялись аппроксимацией амплитудных и координатных спектров полиномом, полученным в рамках стандартной программы OriginPro 9.0, и составили 15–20 % от значений величин, представленных на рисунках.

Результаты калибровки четырехканального сцинтилляционного время-координатного спектрометра на пучке вторичных электронов

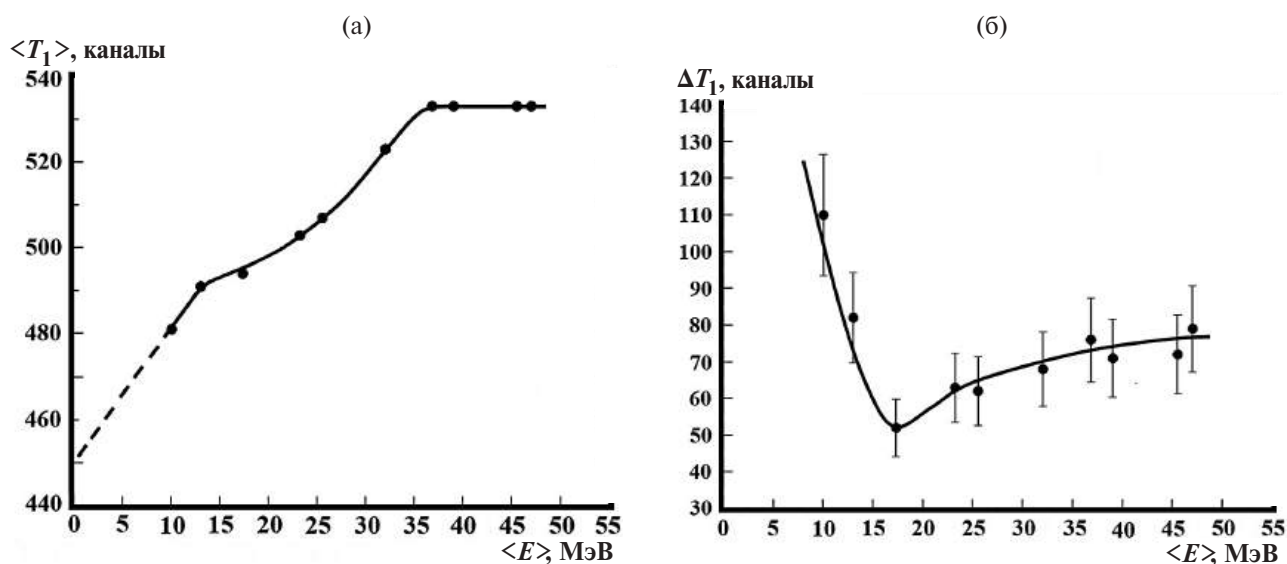


Рис. 4. Зависимости среднего канала временного спектра $\langle T_1 \rangle$ (а) и среднеквадратичного разрешения временного спектра ΔT_1 (б) первого ФЭУ временной системы ЧАКСС от зарегистрированной энергии электронов

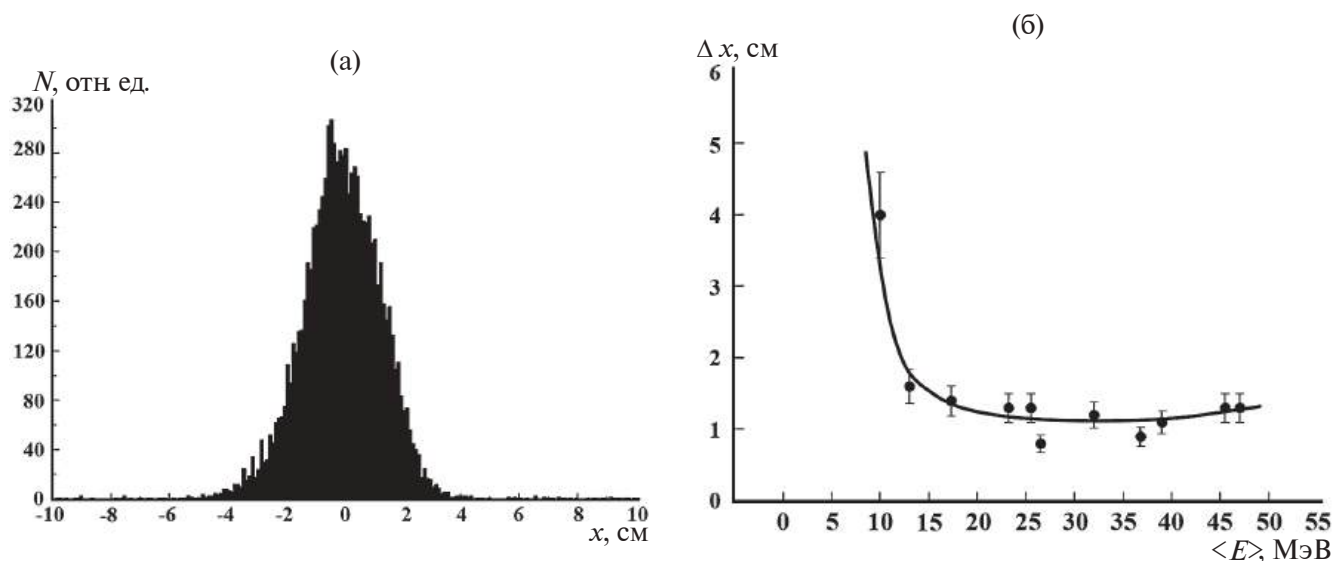


Рис. 5. Распределение координат, определенных ЧАКСС, при энергии электронов $E = 25.5$ МэВ (а) и координатное разрешение ЧАКСС (б) в зависимости от энергии электронов (горизонтальный размер триггерных счетчиков $l = 1.5$ см вычтен).

ускорителя С-25Р «Пахра» ФИАН показали, что при входе электронов в спектрометр по центру грани размером 510×235 мм² относительное энергетическое разрешение составляет около 12 %. Координатное разрешение спектрометра в диапазоне энергий электронов примерно от 12 до 47 МэВ меняется незначительно и составляет около 1.3 см. В диапазоне нерабочих энергий менее 12 МэВ координатное разрешение резко ухудшается, достигая величины около 5 см. В работе [3], где с помощью космических мюонов исследовалось координатное разрешение спектрометра на основе данного сцинтилляционного блока в горизонтальном направлении вдоль оси Ox (рис. 1), получено, что в диапазоне длин от -25.5 до $+25.5$ см координатное разрешение изменяется незначительно: от 1.6 см в центре до примерно 1.8 см вблизи боковых граней.

В целом можно считать, что среднее координатное разрешение спектрометра составляет около 1.5 см. Таким образом, спектрометр способен определять энергию заряженных частиц в области энергий менее 50 МэВ с точностью около 12 % при координатном разрешения примерно 1.5 см и может быть использован в установке для дальнейшего поиска аномальных лептонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аникина М.Х., Никитин В.А., Рихвицкий В.С. Поиск новой заряженной частицы в интервале массы 2–140 МэВ. Препринт ОИЯИ. Р1-022-62, Дубна, 2023.
2. Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A. et al. EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XXIV) 2019. V. 204. P. 08009.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009>
3. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А. и др. ПТЭ. 2024. № 3. С. 4.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=77095332>
4. Ахмад С.М., Алексеев В.И., Басков В.А. и др. Кр. сообщения по физике ФИАН. 2025. № 3. С. 19.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=80330968>
5. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А. и др. ПТЭ. 2021. № 1. С. 40.
<https://doi.org/10.31857/S003281622101002X>
6. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
7. Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А. и др. ПТЭ. 2023. № 6. С. 59.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223040109>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 533.9.082

ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2026 г. И.А. Бусыгина^b, И.Г. Григорьева^a, В.В. Кушин^a,
А.П. Кузнецов^a, Г.Х. Салахутдинов^a, *

^a Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Российская Федерация, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^b Научно-исследовательский институт приборов
Российская Федерация, 140080, Лыткарино Московской обл., ул. Промзона Тураево, 8

* E-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 09.02.2026

После доработки 11.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Приводятся результаты исследования основных характеристик термолюминесцентных детекторов. Представлена конструкция спектрометра импульсного рентгеновского излучения, созданного на основе термолюминесцентных детекторов. Описаны основные эксперименты, где были использованы разработанные и созданные спектрометры.

DOI: 10.7868/S3034564226040037

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения (РИ) является одним из основных методов получения информации о параметрах и протекающих физических процессах в ядерно-физических объектах.

В исследованиях спектрального состава импульсных источников рентгеновского излучения, где раздельная регистрация частиц (а следовательно, и их раздельная спектрометрия) становится невозможной, применяются специальные методы измерения. Наиболее распространенным способом измерения спектра импульсного рентгеновского излучения является метод “серых” фильтров поглощения [1–4]. В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость энергии квантов $J(x)$, прошедших сквозь фильтр и поглощенных в детекторе, от толщины данного фильтра x . Как правило, в этих случаях применяются различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением кван-

тов по энергиям с помощью фильтров поглощения [1–4].

По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводится восстановление спектров рентгеновского излучения несколькими математическими методами [4, 5]. Одним из наиболее простых и проверенных в практике методов восстановления спектра непрерывного рентгеновского излучения является метод эффективных энергий [4]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет линейную функцию в полулогарифмических координатах.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В спектрометрах для регистрации импульсных потоков рентгеновского излучения применяются различные детекторы. Одними из наиболее привлекательных детекторов для

использования являются термолюминесцентные детекторы (ТЛД) [6–8].

Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что носители заряда, образованные под воздействием ионизирующего излучения, локализуются в центрах захвата, что приводит к накоплению поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве детектора. При нагреве облученного образца ТЛД измерительным устройством при температуре 240–300 °С (в зависимости от материала детектора) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения. Нагрев детектора и регистрацию термолюминесцентного сигнала мы проводили с помощью измерительных устройств (ДВГ-02ТМ, АКВДК-304, Harshaw 3500 (США) и др.).

В настоящее время существуют различные виды ТЛД [3]. Однако только ТЛД фторида лития LiF (Mg,Ti) ($Z = 8.2$) ($\varnothing 5 \times 0.9$ мм²), фторида кальция CaF₂(Mn) ($Z = 16.3$) ($3.2 \times 3.2 \times 0.89$ мм³) и алюмофосфатные стекла ($Z = 12$) ($\varnothing 8 \times 0.9$ мм² или $\varnothing 5 \times 0.9$ мм²) обладают высоким уровнем надежности получаемой информации о поглощенной дозе.

Основные характеристики данных ТЛД приведены в табл. 1 [3].

Следует отметить, что промышленно изготовленные ТЛД требуют определенного отбора для использования в спектрометрии рентгеновского излучения (различные партии могут иметь отклонение от заданных параметров): отбираются детекторы с одинаковыми показаниями поглощенной дозы излучения (в пределах погрешности измерений) после экспонирования партии ТЛД в одинаковых условиях облучения рентгеновским излучением. Исследования

показали, что из 100 ТЛД лишь 10 % имеют одинаковые параметры с точностью не хуже 2 %.

Возможность проведения спектрометрических измерений с использованием ТЛД основана на том, что энергия поглощенного излучения $E_{\text{полг}}$ в ТЛД определяется как показание поглощенной дозы излучения $D_{\text{полг}}$ в ТЛД умноженной на массу ТЛД ($M_{\text{ТЛД}}$), что соответствует поглощению определенного количества частиц N с энергией E (связь дозы зарегистрированного излучения с количеством частиц и их энергией данного излучения):

$$E_{\text{ион}} [\text{Дж}] = D_{\text{полг}} [\text{Гр}] M_{\text{ТЛД}} [\text{кг}] = NE [\text{Дж}].$$

Важное значение имеет величина нижнего предела измеряемой дозы, которая показывает минимальное значение поглощенной энергии в ТЛД и позволяет определить порог в спектрометрических измерениях минимальной регистрируемой дозы. Величина нижнего предела измеряемой дозы определяется минимальным значением термолюминесценции [3] и составляет для различных ТЛД:

- LiF(Mg,Ti) – 20 мкГр;
- CaF₂(Mn) – 1 мкГр;
- ИС-7 – 10 мкГр.

При использовании ТЛД для регистрации РИ плазмы следует учесть ряд факторов, которые могут существенно исказить результаты измерений, а именно:

- зависимость величины сигнала термолюминесценции ТЛД от дозы РИ, поглощенного в ТЛД;
- зависимость величины сигнала термолюминесценции ТЛД от энергии рентгеновских квантов;
- наличие «мертвого» слоя на поверхности ТЛД;
- исследования влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения;

Таблица 1. Основные характеристики термолюминесцентных детекторов

Тип детектора	Материал	Диапазон измерений, Гр	ρ , г/см ³	$Z_{\text{эфф}}$	Потери дозиметрической информации, %
TLD-100	LiF(Mg,Ti)	$20 \cdot 10^{-6}$ –10	2.64	8.2	5 % в год
ДТГ-4	LiF(Mg,Ti)	$50 \cdot 10^{-6}$ –50			
ТЛД-400	CaF ₂ (Mn)	$1 \cdot 10^{-6}$ –10	3.18	16.3	12 % за 3 мес.
ПСТ (ИС-7)	Алюмо-фосфатное стекло	$10 \cdot 10^{-6}$ –1000	2.3	12	12 % за первые 10 сут, затем не более 23 % за год

- многократность их использования;
- длительное хранение ТЛД, после облучения приводит к уменьшению величины запасенной дозиметрической информации.

Исследования зависимости световыхода термолюминесценции от величины поглощенной дозы рентгеновского излучения (рис. 1) показали, что для LiF(Mg,Ti) световыход линейно нарастает при увеличении дозы вплоть до 1 Гр. При дальнейшем росте значений поглощенной дозы выше 1 Гр наблюдается эффект сверхлинейности (зависимость световыхода термолюминесценции от дозы быстрее, чем линейная), а при дозе более 40 Гр зависимость демонстрирует отсутствие дальнейшего роста. Объяснить это явление можно при помощи механизма образования термолюминесценции с учетом эффекта перекрытия треков заряженных частиц и степени их ионизационной способности в детекторе [4].

Такая же картина наблюдается для детектора CaF₂(Mn), но с отсутствием дальнейшего роста при дозе более 50 Гр.

В детекторе ИС-7 зависимость световыхода от дозы линейна вплоть до 1 Гр, при дальнейшем увеличении дозы до 10⁴ Гр наблюдается участок сверхлинейности. При еще больших значениях дозы (1.0–5000 Гр) при измерении интенсивности термолюминесценции в приборе считывания применяются специальные фильтры оптической коррекции. Эти детекторы разработаны для аварийных ситуаций.

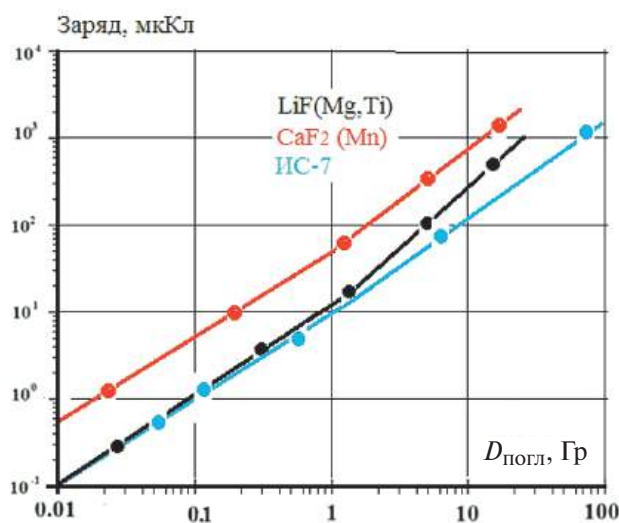


Рис. 1. Зависимость световыхода термолюминесценции от величины поглощенной дозы рентгеновского излучения

Исследование зависимости световыхода термолюминесценции от дозы РИ проведено на эталонах мощности кермы в воздухе и кермы в воздухе гамма-излучения (на основе источников ⁶⁰Co) с использованием отработанных методик калибровки ТЛД.

Важной характеристикой ТЛД является зависимость световыхода термолюминесценции от энергии рентгеновских квантов (рис. 2).

При спектрометрии ионизирующего излучения одной из важнейших задач является обеспечение пропорциональности между амплитудой импульса на выходе регистрирующей системы и энергией регистрируемых частиц. При использовании ТЛД особого внимания заслуживают вопросы линейности самих термолюминесцентных материалов [8, 9]. При регистрации рентгеновских и гамма-квантов в диапазоне энергий от единиц до сотен кэВ в детекторе происходит сильное изменение удельных ионизационных потерь образованных фотоэлектронов dE/dx , имеются *K*- и *L*-скачки в сечении поглощения кристаллов. Все это оказывает существенное влияние на сигнал от детектора и требует проведения детальных исследований.

В качестве параметров, характеризующих линейность ТЛД, используется величина удельной поглощенной дозы $D_{уд} = D/NE$, где D – доза поглощенная в ТЛД от N частиц с энергией E . В случае пропорциональности между сигналом термолюминесценции и энергией частицы E зависимость удельной поглощенной дозы от N частиц с энергией E является неизменной величиной ($D_{уд} = \text{const}$, при изменении E), в противном случае она изменяется ($D_{уд} = f$, где f – некоторая функция, зависящая от E). В области энергий 1.5–25.2 кэВ сцинтилляционное све-

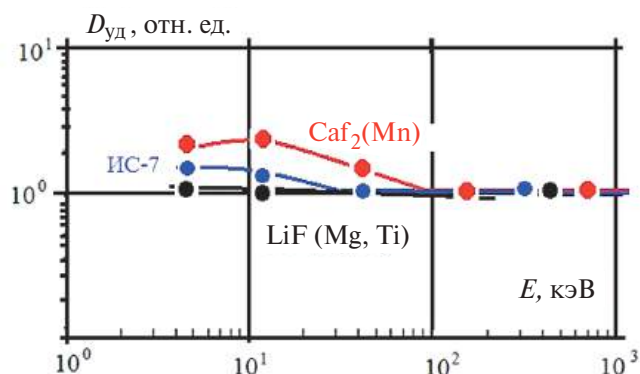


Рис. 2. Зависимость удельного световыхода термолюминесценции от энергии рентгеновских квантов

чение кристалла возбуждалось характеристическим излучением K -серий ряда элементов.

Исследования проводились по методике, основанной на облучении образцов ТЛД характеристическим рентгеновским излучением эмиттеров, изготовленных из различных материалов (In (24.2 кэВ), Mo (17.5 кэВ), Nb (16.6 кэВ), Ge (9.9 кэВ), Zn (8.6 кэВ), Cu (8.0 кэВ), Ni (7.5 кэВ), Fe (6.4 кэВ), Ti (4.5 кэВ), Al (1.5 кэВ)) и источников гамма-квантов (радиоактивные изотопы: от ^{137}Cs (661.66 кэВ) до ^{54}Mn (5.45 кэВ)) [8]. Импульсы характеристического излучения индуцировались в эмиттерах под действием излучения источников рентгеновского излучения с длительностью импульса излучения 100 нс и частотой повторения импульсов 50 Гц. Величина NE определялась с помощью опорного полупроводникового детектора.

Исследования показали, что для детекторов LiF(Mg,Ti) энергетическая зависимость световых выхода термолюминесценции в диапазоне энергий 1.0–80 кэВ выражена слабо и не превышает 2 %, а в диапазоне энергий 80–662 кэВ практически не зависит от энергии. Данные результаты вполне позволяет провести измерения спектра импульсного рентгеновского излучения. Следует отметить, что для детекторов LiF(Mg,Ti) значение α/β составляло 0.05. Полное поглощение α -частиц детектором происходило в слое толщиной около 14 мкм в диапазоне энергий 3–5 МэВ.

Однако для ТЛД $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ и ПСТ (ИС-7) зависимость световых выхода термолюминесценции от энергии поглощаемого излучения E имеет сложную зависимость выходного сигнала от энергии поглощаемого излучения в области до 200 кэВ, что требует внесения корректировки в получаемые результаты.

Исследование наличия «мертвого» слоя на поверхности ТЛД LiF(Mg,Ti) определялось методом коллимированного источника α -частиц, направленного под разными углами к поверхности ТЛД. Мертвый слой для исследуемых ТЛД, влияющих на регистрацию рентгеновских квантов с энергией более 0.5 кэВ, не обнаружен.

Одной из основных эксплуатационных характеристик детекторов является многократность их использования, практически для всех видов ТЛД возможно проводить не менее 500 измерений. Различие в сходимости результатов измерений дозы облучения не превышает 3 %.

Длительное хранение ТЛД после облучения приводит к уменьшению величины запасенной

дозиметрической информации. Потери дозиметрической информации при хранении детекторов определяются характеристиками центров захвата. Эти потери запасенной дозиметрической информации в кристаллах LiF(Mg,Ti) не превышает 10–20 % за год хранения.

В экспериментах по исследованию плазменных объектов следует учесть, что рентгеновское излучение сопровождается ультрафиолетовым излучением. Необходимо знать влияние ультрафиолетового излучения на интенсивность термолюминесценции.

Проведя исследования световых кривой термовысвечивания для ТЛД из алюмофосфатного стекла и фторида лития, облученных рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, можно определить влияние ультрафиолетового излучения на интенсивность термолюминесценции.

Были проведены исследования по совместному облучению ИС-7 и LiF(Mg,Ti) ТЛД на чувствительность к вакуумному ультрафиолету. Для этого пары детекторов обоих типов облучались с использованием источника ультрафиолетового излучения, в качестве которого была использована ртутная лампа, время облучения составляло 7 мин. До облучения ультрафиолетовым излучением показания детектора LiF(Mg,Ti) составляли 0.21 ± 0.02 мГр, а после — 0.22 ± 0.02 мГр. Показания детекторов ИС-7 до облучения составляли 0.20 ± 0.02 мГр, а после — 0.721 ± 0.002 Гр. Эксперимент показал, что термолюминесцентные детекторы LiF(Mg,Ti) практически нечувствительны к ультрафиолетовому излучению, в отличие от ИС-7.

В нашем исследовании [9] влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения на ТЛД показано, что чувствительность LiF-детекторов к ультрафиолетовой части спектра составляет порядка 10^{-2} от его чувствительности к рентгеновскому излучению.

3. СПЕКТРОМЕТР ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОДАННОГО НА ОСНОВЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Исследования влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения показало, что только термолюминесцентные детекторы LiF(Mg,Ti) можно использовать без защитных фильтров для диагностики очень мягкого рент-

геновского излучения, в отличие от других видов термолюминесцентных детекторов.

Следует отметить, что термолюминесцентные детекторы нечувствительны к электромагнитным наводкам, не требуют оперативной системы считывания сигнала и имеют высокий диагностический диапазон поглощенной дозы излучения. Все эти свойства позволили разработать и создать малогабаритные многоканальные спектрометры ($\varnothing 20$ мм, длина 20 мм) и методику измерения рентгеновского излучения в различных энергетических диапазонах — от 0.2 кэВ до 3.0 МэВ.

Каналы спектрометра были построены по схеме: фильтр поглощения + детектор (сборка из расположенных друг за другом детекторов LiF(Mg,Ti)). Каналы имели фильтры ослабления разной толщины, изготовленные из различных материалов (лавсан, Al, Fe, Cu, Pb). Количество каналов, толщина и материал фильтров определялись в зависимости от задачи эксперимента (измеряемого диапазона энергий рентгеновского излучения). При регистрации рентгеновского излучения методом поглощенной энергии использовался один канал (первый канал спектрометра) без фильтра поглощения. В спектрометре использовался дополнительный канал, аналогичный первому каналу, с использованием диафрагмы с диаметром входного отверстия 2 мм, данный канал был установлен для контроля за показаниями ТЛД. Сравнивались показания первого канала и канала с диафрагмой, при этом различия в поглощенной дозе рентгеновского излучения определялось диаметром входного отверстия диафрагмы, тем самым увеличивая надежность проведенных измерений.

В спектрометре одновременно использовались сразу три метода измерения рентгеновского излучения: кривая ослабления, построенная на основании показаний всех каналов спектрометра за разными фильтрами поглощения; кривая поглощенной энергии в первом канале, где ТЛД являлись и фильтрами поглощения и детекторами; метод составления системы уравнений поглощенной энергии в каждом ТЛД первого канала.

Каналы для измерения рентгеновского излучения в диапазоне энергий 0.2–10 кэВ содержали в себе фильтры ослабления из лавсана (толщиной от 3 до 200 мкм), бериллия и алюминия (толщиной от 4 мкм и выше), для измерения в диапазоне энергий от 10–50 кэВ используют фильтры из алюминия и меди (рис. 3).

Для измерения жесткой составляющей рентгеновского излучения (от 50 кэВ до 3 МэВ) в каналах спектрометра использовались фильтры поглощения из свинца, меди или железа, а для измерения жесткой компоненты рентгеновского излучения — ТЛД с большей эффективностью регистрации $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ или ИС-7. При регистрации импульсного рентгеновского излучения с плотностью потока больше 10^{18} Вт/см² использовались ТЛД ИС-7.

При регистрации рентгеновского излучения методом поглощенной энергии использовался один канал (первый канал спектрометра) без фильтра поглощения. В данной конструкции спектрометра ТЛД LiF(Mg,Ti) представляли собой сборку расположенных друг за другом детекторов LiF(Mg,Ti), которые выполняли одновременно роль детекторов и фильтров ослабления. Кривая ослабления строилась по

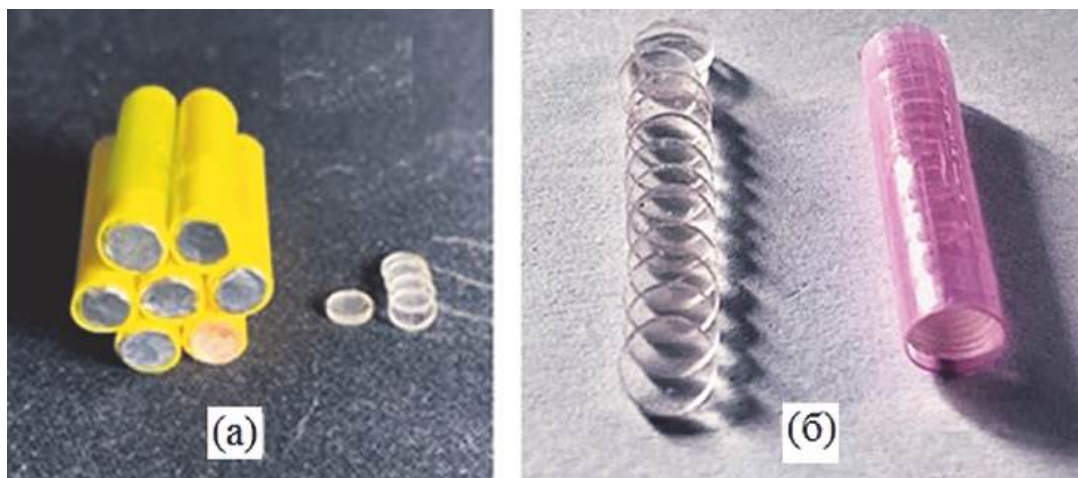


Рис. 3. Конструкция спектрометра, представляющая собой набор каналов (а); конструкция канала (б)

показаниям с ТЛД в сборке с учетом их толщины. Первая точка на кривой ослабления соответствует сигналу от первого детектора при толщине ослабления, равной нулю. Вторая точка на кривой ослабления соответствует сигналу от второго детектора, толщина которого в данном случае является толщиной ослабления. Третья точка на кривой ослабления соответствует показанию сигнала от третьего детектора, толщина ослабления является суммой толщины ослабления для двух детекторов (первого и второго).

Первый канал многоканального спектрометра позволял проводить измерение также и методом составления системы уравнений поглощенной энергии в отдельных ТЛД [10, 11]. Первый канал собран из отдельных ТЛД, и это позволяет получить экспериментальные данные по поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом детекторе A_i (i – номер детектора). Таким образом, мы можем составить линейное уравнение, решение которого позволит получить гистограмму спектра рентгеновского излучения для числа рентгеновских квантов $N_1 \dots N_n$ с энергиями $E_1 \dots E_n$:

$$A_i = \sum_{n=1}^n E_n N_n \exp \left(-\mu(E_n) \sum_{n=1}^{m-1} d_i \right) (1 - \exp(-\mu(E_n) d_i)).$$

Система уравнений состоит из m уравнений (в сборке m детекторов), что позволяет восстановить спектр (построить гистограмму) рентгеновского излучения $E_1 \dots E_n$.

Применение данного метода на основе решения системы уравнений позволяет получить гистограмму спектра по результатам измерений поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом ТЛД спектрометра без привлечения математических методов моделирования физических процессов.

Показания ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [4] (с помощью данного прибора нагревался детектор и регистрировался термолюминесцентный сигнал).

Получаемые с помощью фильтров кривые ослабления рентгеновского излучения непосредственно не дают самого спектра этого излучения. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [11]. Этот метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет собой линейную зависимость от толщины фильтра, что позволяет определить

вклад определенной энергии рентгеновского излучения в исследуемый спектр рентгеновского излучения. В настоящее время существуют программы математического моделирования, позволяющие на основе измеренных кривых ослабления восстановить спектр рентгеновского излучения с точностью 5–10 %.

Калибровочные измерения и тестовые испытания продемонстрировали хорошую работоспособность и надежность малогабаритного спектрометра на основе сборки ТЛД из LiF(Mg, Ti). С помощью этого спектрометра был проведен ряд экспериментальных исследований спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы на различных плазмогенерирующих установках [4–7, 13–17].

3. ТЕСТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Проведены эксперименты по исследованию микропинчевых разрядов с различной конфигурацией разрядной системы. Исследовались системы с конфигурацией плоскость–стержень и разрядная система стержень–стержень. Разряд осуществлялся между двумя электродами из железа с разрядным промежутком 5 мм.

Конфигурация стержень–стержень по результатам измерений оказалась в 5 раз эффективнее конфигурации плоскость–стержень. При работе с данным типом разряда исследователи сталкиваются со значительной эрозией электродов под воздействием многократных разрядов, причем естественное изменение формы электродов за счет распыления приводит к уменьшению выхода рентгеновского излучения в 7 раз.

В табл. 2 представлены измерения полного выхода рентгеновского излучения (по показанию ТЛД) и коэффициент преобразования вложенной в разряд электрической энергии в энергию рентгеновского излучения для различных конфигураций электродов.

Экспериментально рассмотрен также метод широкодиапазонной рентгеновской и электронной спектрометрии плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом с пиковой интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см² на поверхности твердотельной мишени [13, 17]. Для создания плазмы в экспериментах использовалась лазерная система Ti:Sa (длина волны –

Таблица 2. Измерения полного выхода рентгеновского излучения и коэффициент преобразования вложенной в разряд электрической энергии

Конфигурация электродов	Энергия рентгеновского излучения, отн. ед.	Коэффициент преобразования
Плоскость—стержень	0.204	0.002
Стержень—стержень	1.000	0.012
Стержень—стержень (после эрозии)	0.150	0.001

800 нм, частота повторения импульсов — 10 Гц, максимальная энергия импульса на мишени в данных экспериментах — 20 мДж, длительность импульса — 50 фс), что обеспечивало расчетную пиковую интенсивность на уровне $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением около $5 \cdot 10^{-2}$ торр. Воздействие на твердотельную мишень лазерного излучения с такими параметрами сопровождается формированием в плазме горячей электронной компоненты с квазимагвелловским спектральным распределением, «температура» которого достигает нескольких сотен килоэлектронвольт.

Измерения потока заряженных частиц и квантов проведены с применением спектрометров на основе ТЛД LiF(Mg,Ti), перед которыми дополнительно устанавливались магниты для выделения рентгеновской составляющей. Спектры получены на основе метода определения кривой ослаблений потока квантов и электронов в материале детектора, данные восстановлены в диапазоне от десятка килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. Определены «температуры» горячих электронных компонент лазерной плазмы, которые составляют 160 кэВ и 1500 кэВ и могут быть связаны с эффектами ускорения частиц в области плотной плазмы, а также при распространении излучения в облаке докритической плотности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования характеристик термолюминесцентных детекторов позволили создать малогабаритный, помехоустойчивый, широкодиапазонный спектрометр импульсного рентгеновского излучения. Использование различных методов регистрации позволяет получать надежные результаты. Простота и дешевизна детекторов LiF(Mg,Ti) допускает возможность применения большого количества каналов при

диагностике плазменных объектов. Невосприимчивость детекторов LiF(Mg,Ti) к оптическому излучению представляет интерес для регистрации квантов невысокой энергии (до 1 кэВ). Это делает приборы рентгеновской диагностики, созданные на основе термолюминесцентных детекторов, перспективными для исследования рентгеновского излучения как в области фундаментальной науки так и области решения прикладных задач.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 4 «Физика высоких плотностей энергии. Этап 2026-2028».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы. Москва: МИФИ, 1985.
2. Дементьев В.Н., Зверев С.А., Колобашкин В.М., Кушин В.В., Ляпидевский В.К. Экспериментальные методы ядерной физики: сборник статей / под ред. В.М. Колобашкина. Москва: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.
3. Аверкиев В.В., Ляпидевский В.К., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 1990. № 4. С. 80.
4. Ляпидевский В.К., Салахутдинов Г.Х., Самойлова Л.Б. Препринт № 005-90. Москва: МИФИ, 1990.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. Москва: Наука, 1986.
6. Сторм Э., Исраэль Ч. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Москва: Атомиздат, 1973.
7. Башутин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 2020. № 3. С. 73. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>
8. Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 2022. № 4. С. 90. <https://doi.org/10.31857/S0032816222040115>

9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
10. Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Москвич П.В., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 2024. № 1. С. 123.
<https://doi.org/10.31857/S0032816224010175>
11. Салахутдинов Г.Х., Иванов К.А., Григорьева И.Г. и др. ПТЭ. 2024. № 5. С. 147.
12. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Кушин В.В. и др. Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 11. С. 1149.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600546>
13. Иванов К.А., Сивко А.И., Цымбалов И.Н. и др. Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121. С. 279.
<https://doi.org/10.31857/S0370274X25020192>
14. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. ПТЭ. 2023. № 4. С. 79.
<https://doi.org/10.31857/S003281622303014X>
15. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. и др. ПТЭ. 2023. № 1. С. 74.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222060192>
16. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Кушин В.В. и др. Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 11. С. 1149.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600546>
17. Иванов К.А., Салахутдинов Г.Х., Сивко А.И. и др. Квантовая электроника. 2024. Т. 54. № 6. С. 341.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=80375284>

САМОЗАПУСК ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ НАНОСЕКУНДНОМ ГЕНЕРАТОРЕ АРКАДЬЕВА–МАРКСА

© 2026 г. А.В. Корженевский*, Т.С. Туйкин**

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Российская Федерация, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7

* E-mail: avklab@gmail.com

** E-mail: for_subscribe_tt@mail.ru

Поступила в редакцию 31.03.2026

После доработки 24.04.2026

Принята к публикации 04.05.2026

Генераторы Аркадьева–Маркса широко применяются для создания высоковольтных импульсов. В них накопительные конденсаторы заряжаются параллельно, а затем последовательно соединяются с помощью коммутаторов и разряжаются на нагрузку. С появлением высоковольтных транзисторов стало возможным использовать их вместо традиционных разрядников. Однако такие генераторы требуют сложных систем управления для каждого транзистора. В статье представлен высоковольтный генератор Аркадьева–Маркса с карбид-кремниевыми (SiC) полевыми транзисторами, который не нуждается в отдельных источниках запуска для каждой ступени. Управляющая схема подает сигнал только на нижнюю ступень, а остальные транзисторы открываются через пассивные цепочки, создающие импульсы на их затворах. Это обеспечивает синхронизацию выходного импульса с управляющим сигналом с разбросом менее 1 нс и длительность фронта импульса менее 10 нс. Дальнейшее укорочение фронта примерно до 2 нс достигается использованием неуправляемого обостряющего разрядника на выходе.

DOI: 10.7868/S3034564226040045

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсные генераторы высокого напряжения часто разрабатываются на основе емкостных накопителей энергии, которые заряжаются параллельно, а затем коммутируются последовательно для формирования высокого напряже-

ния на нагрузке. Пример типовой схемы, включающей пять ступеней, представлен на рис. 1. Процесс коммутации может быть реализован с применением различных устройств, как управляемых, так и неуправляемых.

Впервые генератор данного типа был предложен Аркадьевым в 1914 г. и получил название

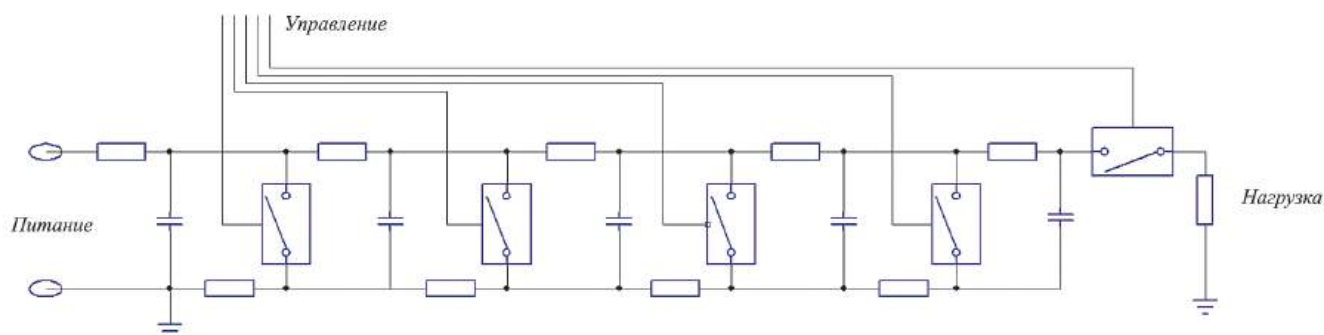


Рис. 1. Схема пятиступенчатого высоковольтного емкостного генератора

генератора молний. В оригинальной конструкции использовались механические коммутаторы для каждой ступени. В 1924 г. Эрвин Маркс оптимизировал схему, внедрив разрядники (искровые зазоры). В этой модификации коммутация первой ступени осуществлялась по сигналу запуска, тогда как последующие ступени срабатывали автономно вследствие перенапряжения, вызванного последовательной коммутацией накопительных конденсаторов. Для современных задач, требующих высокой точности синхронизации высоковольтного импульса с другими процессами, классическая схема генератора Маркса, использующая разрядники в качестве коммутационных элементов, имеет существенный недостаток. Этот недостаток заключается в вариабельности задержки высоковольтного импульса относительно запускающего. Такая вариабельность обусловлена стохастическими процессами во времени самопроизвольного срабатывания разрядников. Для минимизации этого разброса (джиттера) можно использовать разрядники высокого давления, однако они характеризуются сложностью эксплуатации, большими габаритами и массой [1].

С появлением высоковольтных транзисторов, используемых для коммутации, генератор Маркса совершил качественный скачок в развитии. Фактически он вернулся к своей первоначальной концепции, предложенной Аркадьевым, но на новой элементной базе. Теперь требуется управляемая коммутация каждого каскада с использованием соответствующих управляющих сигналов для каждой ступени. Важно обеспечить высоковольтную гальваническую развязку этих сигналов, чтобы предотвратить повреждение управляющей схемы высоким напряжением. Для этого управляющие сигналы подаются через трансформаторы или оптоволоконные устройства. Однако наличие множества запускающих сигналов с гальванической развязкой усложняет систему, увеличивает ее размеры и стоимость.

С дальнейшим развитием высоковольтных твердотельных коммутационных приборов, таких как биполярные транзисторы с изолированным затвором (IGBT), металло-оксидные полевые транзисторы (MOSFET), в том числе транзисторы на карбиде кремния (SiC), многообразие схем генераторов Аркадьева–Маркса увеличилось, а также значительно улучшились характеристики, в первую очередь энергоэффективность и компактность. Существует множе-

ство вариаций схем генераторов, в работе [2] дан обзор таких схем.

Нашей задачей в рамках исследования была разработка высоковольтного импульсного генератора с возможностью синхронизации импульса с точностью не хуже 1 нс и длительностью фронта несколько наносекунд. При этом было найдено решение, позволившее не использовать запускающие сигналы для каждой ступени генератора. Такие сигналы требуют гальванической развязки от управляющих модулей, что делает систему более громоздкой и сложной в реализации.

В настоящей статье представлен вариант схемы генератора Аркадьева–Маркса, использующей высоковольтные полевые SiC-транзисторы с внешним управляющим сигналом, подводимым только к коммутатору нижней ступени. Приводятся результаты моделирования и экспериментальной проверки.

2. ОСНОВНАЯ ИДЕЯ

Вместо подачи внешних запускающих сигналов для каждой ступени можно использовать изменение напряжения на выходе предыдущей ступени для запуска последующих ступеней. Для этого добавим конденсатор C_g с истока каждой ступени на затвор транзистора следующей ступени. На рис. 2 приведен пример схемы подключения для двух ступеней.

Рассмотрим процесс открытия транзисторов подробнее на примере двух первых ступеней. Запускающий импульс подается на затвор транзистора первой ступени и открывает его, в результате чего вторая — емкость-накопитель оказывается подключенной последовательно к первой через открытый транзистор. При этом резко меняется потенциал истока транзистора второй ступени (с нуля на величину, равную по модулю напряжению питания и имеющую противоположный знак, см. рис. 3). Конденсатор C_g с емкостью затвора транзистора C_p образуют емкостной делитель от истока первой ступени к истоку второй, они создают разность напряжений между истоком и затвором транзистора второй ступени: $U_{sg} = UC_g / (C_g + C_p)$, эта разность напряжений и открывает транзистор второй ступени.

Подключая последующие ступени аналогичным образом, мы создаем генератор без использования дополнительных сигналов запуска для каждой ступени. При оптимизации параметров и дополнении элементами защиты затвора такая

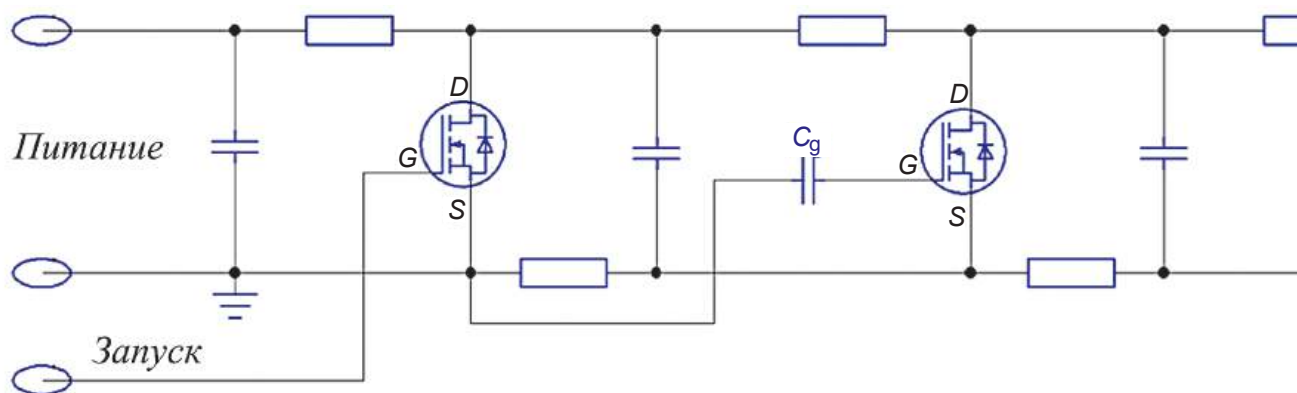


Рис. 2. Фрагмент схемы генератора Маркса на транзисторах

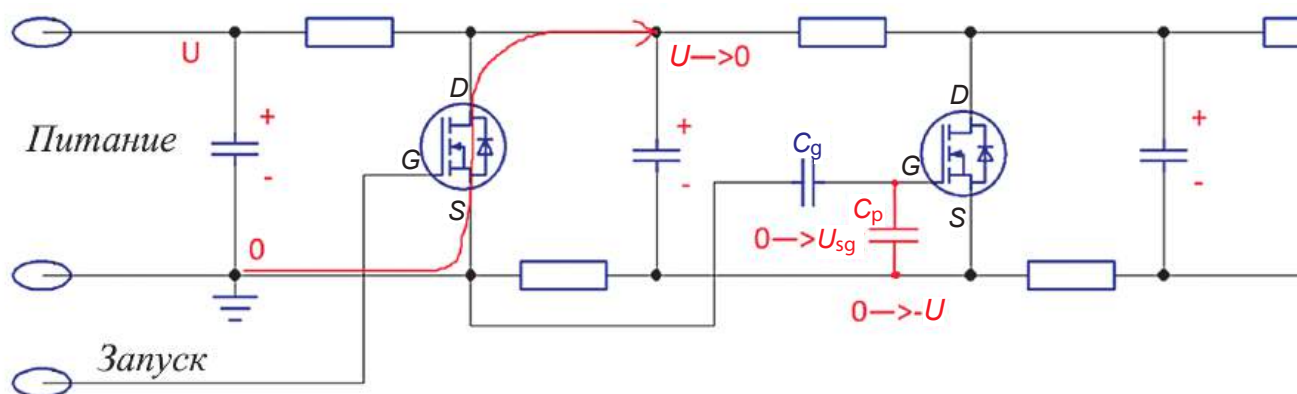


Рис. 3. Эквивалентная схема самозапуска при открытии первой ступени

схема обеспечивает стабильную работу и позволяет укоротить фронт импульса за счет форсирования зарядки емкостей затворов верхних ступеней генератора. Это можно сделать, увеличив амплитуду импульса напряжения исток–затвор, ограничивая при этом его длительность. Кратковременное повышение импульсного напряжения обеспечивает ускорение процесса включения транзистора за счет ускоренной зарядки управляющего электрода через его конструктивные индуктивность и сопротивление повышенным током, при этом напряжение на этом электроде не превышает допустимых значений, благодаря ограничению длительности импульса и, следовательно, заряда на затворе [3]. Такое кратковременное повышение открывающего импульсного напряжения может компенсировать затягивание фронта при последовательном включении нескольких ступеней.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование системы было проведено в среде LTSpice для двух, шести и двадцати одной ступени с использованием модели

типичного высоковольтного SiC-транзистора CoolSiC_1700V_G1_IMBF170RxxxM1. К цепям затворов транзисторов были добавлены резисторы для задания нулевого потенциала в отсутствие сигналов и защитные диоды для ограничения амплитуды прямого и обратного бросков напряжения (рис. 4).

На рис. 5 приведены эпюры напряжения между выводами истока и затвора второго транзистора при различных емкостях запускающего конденсатора.

Напряжение внутри транзистора непосредственно на электроде затвора, показанное на рис. 5, значительно ниже, чем напряжение между внешними выводами. Как было изложено ранее, напряжение на управляющем выводе транзистора может в импульсе значительно превышать допустимое рабочее напряжение, указанное в документации, без вреда для его работоспособности. Такое кратковременное повышение напряжения ускоряет открывание транзистора [3] и помогает компенсировать затягивание фронта при последовательном включении нескольких ступеней.

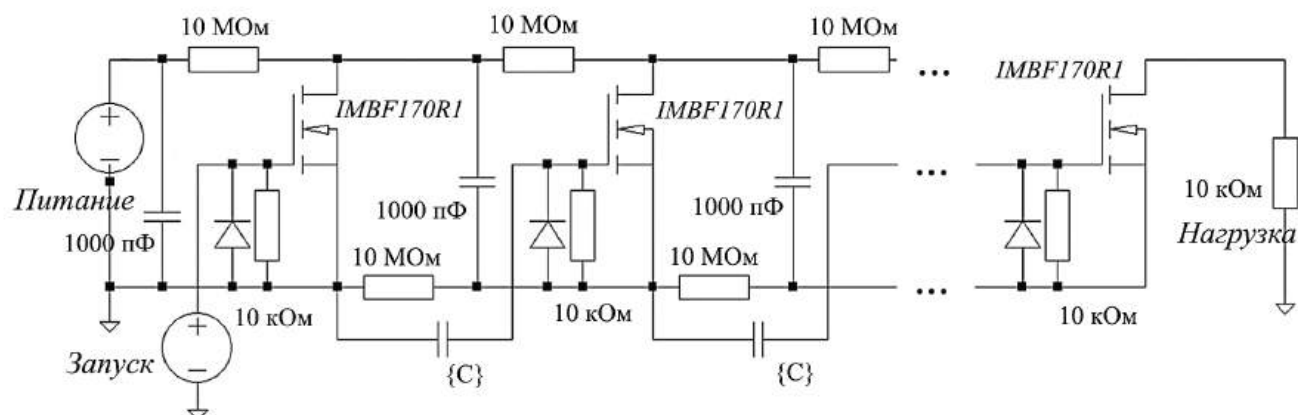


Рис. 4. Модель генератора Аркадьева–Маркса с самозапуском от первого каскада

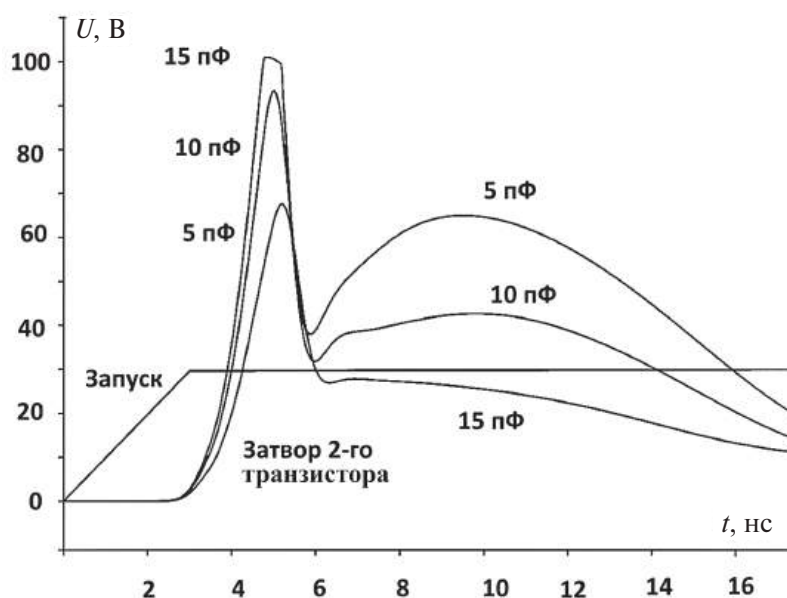


Рис. 5. Эпюры запускающего сигнала и напряжения на затворе второго транзистора в схеме с самозапуском для значений емкости запускающего конденсатора $\{C\}$, равных 5, 10 и 15 пФ

Моделирование с учетом внутренних паразитных параметров транзистора показало, что оптимальное значение входного напряжения на выводе затвора составляет около 100 В. Для ограничения напряжения на этом уровне использован импульсный диод с напряжением пробоя 100 В. Этот диод также защищает затвор транзистора от обратных выбросов напряжения, возникающих при выключении.

Подбор оптимальной запускающей емкости осуществлялся на основе параметров транзистора при заданных напряжении питания и амплитуде запускающего импульса. Эти параметры оказывают влияние на скорость включения транзистора. Оптимальный выбор емкости позволяет не только обеспечить эффективное управление транзистором, но и ускорить про-

цесс переключения в цепях, состоящих из нескольких транзисторов. Это подтверждается результатами моделирования, представленными на рис. 6, 7, а также экспериментальными данными, приведенными далее.

При увеличении количества каскадов генератора существенную роль начинают оказывать паразитные емкости элементов ступеней на землю. На рис. 8 представлены результаты моделирования выходного напряжения на 21-й ступени генератора при различных значениях паразитных емкостей ступеней относительно земли. Уменьшение паразитных емкостей является одним из ключевых факторов увеличения выходного напряжения генератора с большим количеством ступеней.

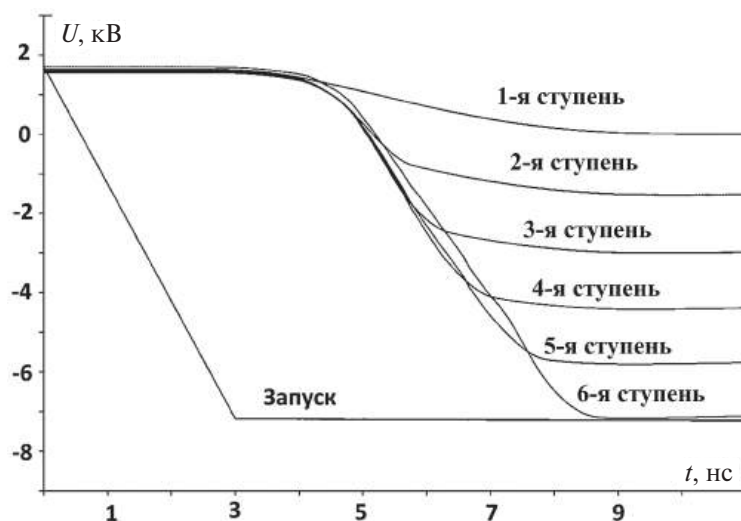


Рис. 6. Фронт на выходе каждой ступени в системе из шести ступеней и запускающий импульс, масштабированный и смещенный на величину высоковольтного питания для сравнения

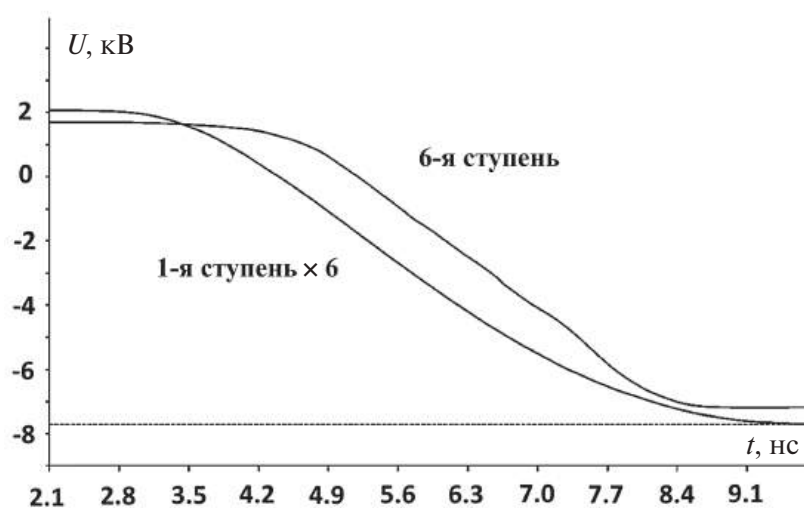


Рис. 7. Фронт на выходе первой и шестой ступеней. Напряжение первой ступени (более пологая эпюра) масштабировано с коэффициентом 6 и смещено по вертикали для сопоставления

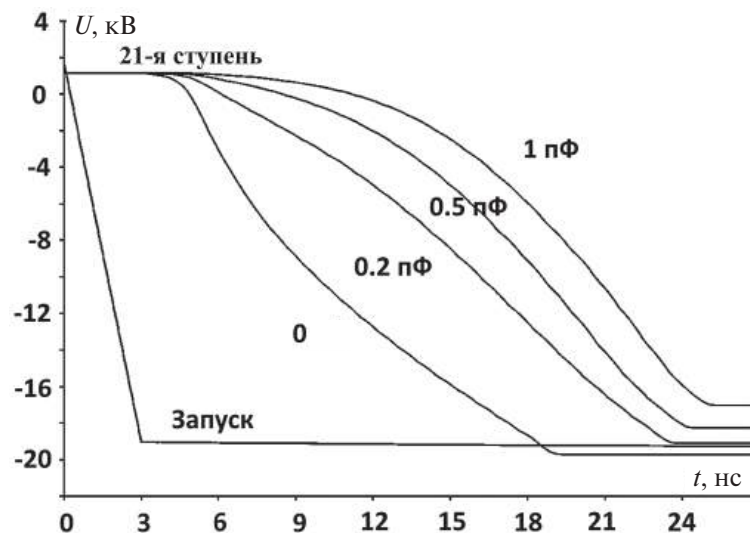


Рис. 8. Эпюры напряжений на выходе 21-й ступени для значений паразитной емкости ступеней, равных 0, 0.2, 0.5 и 1 пФ. Входной импульс, приведенный для сравнения, масштабирован и смещен

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

По предложенной схеме была собрана система из шести ступеней на полевых SiC-транзисторах RSM1701K0W производителя REASUNOS с сопротивлением открытого канала 1 Ом в корпусе TO-220. На рис. 9 представлена фотография системы. Емкости конденсаторов-накопителей 1000 пФ, запускающих конденсаторов — 10 пФ, использовался диэлектрик NP0, обеспечивающий низкие потери в режиме с наносекундными фронтами. Запускающий сигнал подавался через импульсный трансформатор для гальванической изоляции затвора транзистора первой ступени от системы запуска. На рис. 10 приведены осциллограммы запускающего импульса на выходе трансформатора. Напряжение питания

1500—1700 В создавалось импульсным источником на основе транзисторного автогенератора и высоковольтного трансформатора-выпрямителя ТДКС. Регулировка выходного напряжения осуществлялась изменением напряжения на входе импульсного источника.

Результаты экспериментов представлены на рис. 11. В экспериментальной системе фронт импульса на выходе шестого каскада заметно более пологий, чем на выходе первого. Выходное напряжение импульса в идеальном случае равно напряжению заряда конденсаторов-накопителей, умноженному на количество ступеней, т.е. $1.7 \cdot 6 = 10.2$ кВ. Фактически измеренная амплитуда импульса составила около 8 кВ, по результатам моделирования она оценивалась равной примерно 9 кВ. Стабильность задержки выходного импульса в экспериментах оказалась не хуже 1 нс.

В целом экспериментальные данные соответствуют результатам моделирования. Фронт выходного импульса в эксперименте оказался более длинным, чем в модели, что обусловлено, по-видимому, более пологим фронтом запускающего сигнала в эксперименте и неполным учетом паразитных параметров элементов схемы в модели, в том числе погрешности использованной модели полевого транзистора. Выходное напряжение экспериментального макета немного ниже ожидаемого по результатам моделирования предположительно из-за влияния неучтенной в модели индуктивности трасс печатной платы, паразитных емкостей, а также влияния щупа подключенного осциллографа.

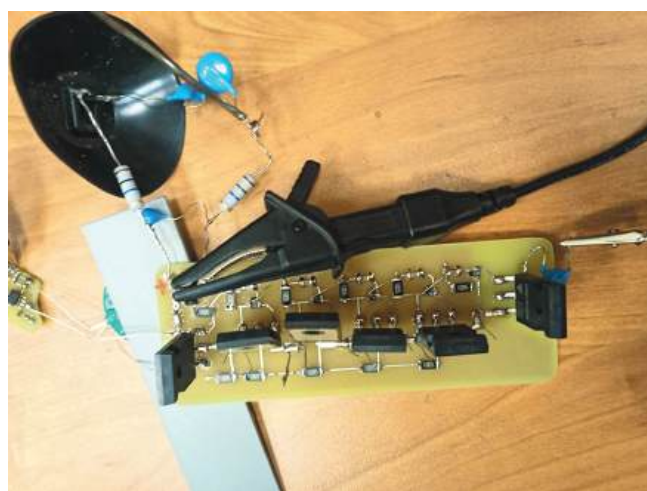


Рис. 9. Шестикаскадный твердотельный генератор Маркса с самозапуском

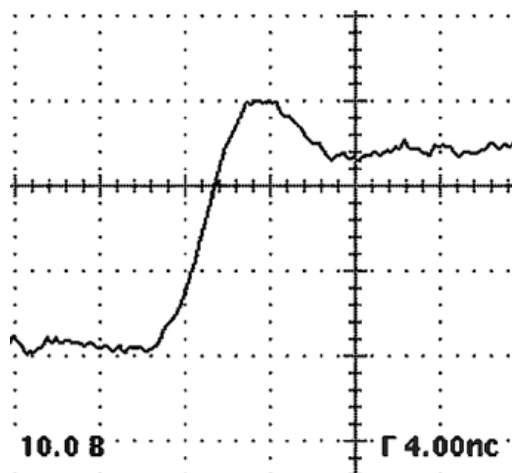
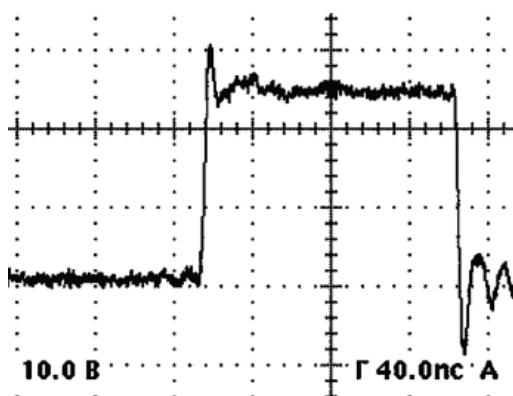


Рис. 10. Осциллограммы запускающего импульса на выходе изолирующего трансформатора

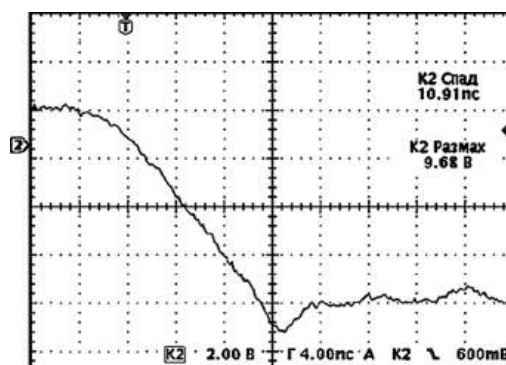
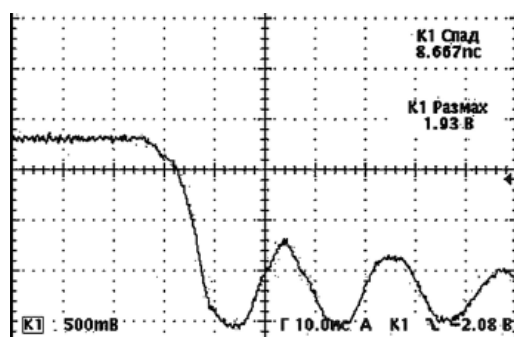


Рис. 11. Фронт импульса на выходе первого каскада (слева) и шестого каскада генератора (справа), делитель на входе осциллографа 1:1000

5. ВЫВОДЫ

Представленная схема генератора Аркадьева–Маркса на высоковольтных полевых SiC-транзисторах позволяет формировать высоковольтные импульсы с амплитудой несколько киловольт, длительностью фронта порядка 10 нс и джиттером менее 1 нс. Разработанные цепи автозапуска верхних ступеней и защиты затворов их транзисторов позволяют отказаться от сложных многоканальных гальванически развязанных систем запуска, в сочетании с кратковременным перенапряжением на затворах транзисторов они позволяют получать более короткий фронт выходного импульса, компенсируя накопление задержек в процессе последовательного срабатывания каскадов генератора. С увеличением количества каскадов растет выходное сопротивление генератора и рост амплитуды выходного импульса замедляется. При использовании транзисторов средней мощности (с максимальным током порядка 10 А) появляются отказы транзисторов, вызванные слишком быстрым нарастанием тока через них. Эти проблемы до определенного предела реша-

ются использованием более мощных и сильноточных транзисторов, таких как C2M0045170P с сопротивлением канала 45 мОм и допустимым импульсным током 160 А. Дальнейшее укорочение фронта достигается путем использования неуправляемого обостряющего разрядника на выходе генератора. Поскольку такой разрядник работает в условиях многократного перенапряжения, разброс времени его включения оказывается небольшим и он не ухудшает характеристик генератора. С таким разрядником длительность фронта выходного импульса достигает примерно 2 нс при сохранении джиттера около 1 нс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. Москва: Наука, 2004.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=19573246>
2. Zhong Z., Rao J., Liu H., Redondo L.M. IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. № 11. P. 3625.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3121683>
3. Azizi M., van Oorschot J.J., Huiskamp T. IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48. № 12. P. 4262.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2020.3039372>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОММУТАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ
ЭНЕРГИИ В ДИНИСТОРАХ С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ИХ СТРУКТУР

© 2026 г. С.В. Коротков*, А.Л. Жмодиков, К.А. Козлов, Д.А. Коротков

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Российская Федерация, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*** E-mail: korotkov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 22.04.2026

После доработки 07.05.2026

Принята к публикации 15.05.2026

Приведены результаты исследований промышленно выпускаемых динисторов с ударной ионизацией ДУИ-113-10 в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой 2000 А и длительностью 300 нс при изменении температуры их структур в диапазоне от -30 до $+80$ °С. Показано, что в этом режиме коммутационные потери энергии в динисторах малы и монотонно увеличиваются в диапазоне от 40 до 80 мДж. При испытаниях ДУИ-113-10 в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой 1.3 кА и длительностью 200 нс, следующих с частотой 200 Гц, получен малый нагрев их структур. В естественных условиях без принудительного охлаждения он составил примерно 15 °С.

DOI: 10.7868/S3034564226040052

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе четырехслойные динисторы с ударной ионизацией (ДУИ) имеют два электрода (анод, катод) и S-образную вольт-амперную характеристику при положительном напряжении на аноде. Они относятся к классу кремниевых структур тиристорного типа [1–3], которые способны переключаться в хорошо проводящее состояние за время менее наносекунды при приложении короткого импульса перенапряжения. Если фронт запускающего импульса перенапряжения мал (не дольше 2–3 нс), то инжектированные из эмиттерных слоев тиристорной структуры электроны и дырки не успевают обеспечить известные условия для ее переключения под воздействием эффекта dU/dt . В результате напряженность поля вблизи коллекторного перехода может достигнуть значения, достаточного для ударной ионизации кремния. Ударная ионизация обеспечивает быстрое переключение тиристорной структуры в состояние с высокой проводимостью.

Основным отличием ДУИ [4] является то, что в эмиттерные p^+ - и n^+ -слои его четырехслойной структуры введены выходы на контакт (шунты), которые расположены соосно и имеют, соответственно, проводимости n - и p -типов. Шунты равномерно распределены по площади структуры ДУИ на расстоянии около 1 мм друг от друга и имеют диаметры примерно 400 мкм.

В процессе нарастания запускающего напряжения шунты существенно снижают интенсивность инжекции носителей из прилегающих к ним участков эмиттеров. В результате условия инициирования ударной ионизации в приколлекторной области достигаются при более высоком уровне напряжения, и интенсивность процесса ударной ионизации возрастает. Сильное влияние шунтов на процесс переключения ДУИ позволяет предположить, что их равномерное расположение может обеспечить достаточно однородное по площади включение ДУИ.

Ударная ионизация обеспечивает заполнение базовых областей ДУИ хорошо проводящей электронно-дырочной плазмой за время около

1 нс. В результате создается возможность эффективной коммутации килоамперных импульсов тока, нарастающих с рекордной для традиционных полупроводниковых приборов скоростью в сотни А/нс.

Процесс ударной ионизации в четырехслойной полупроводниковой структуре в настоящее время изучен недостаточно полно. Имеются факторы, которые могут существенно влиять на его интенсивность при изменении температуры структуры. Поэтому актуальным является проведенное в этой работе экспериментальное исследование зависимости коммутационных потерь энергии в ДУИ от температуры их структур в широком диапазоне ее изменения.

В настоящей работе приведены результаты тепловых исследований ДУИ113-10 с диаметром структур 16 мм, изготовленных в ПАО «Электровыпрямитель» из пластин кремния с удельным сопротивлением $90 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и толщиной 400 мкм. Исследуемые динисторы имели рабочее напряжение 2.5 кВ. При скорости нарастания запускающего напряжения более 800 В/нс они включались при напряжении U_m не менее 3.6 кВ. Время переключения в состояние с высокой проводимостью составляло около 1 нс.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Тепловые исследования ДУИ проводились на испытательном стенде (рис. 1) при использова-

нии разработанного генератора импульсов, который обеспечивал включение ДУИ и протекание через него мощного импульса силового тока.

В исходном состоянии конденсатор силовой цепи C_0 заряжен до напряжения U_0 . Это напряжение приложено к ДУИ. Диод D_1 препятствует приложению напряжения U_0 к коммутатору импульсов запуска ДУИ, выполненному в виде блока последовательно соединенных дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) [5].

Формирование запускающего импульса высокого напряжения осуществляется следующим образом. Сначала через блок ДДРВ с помощью цепи управления (ЦУ) пропусклся короткий прямой ток, обеспечивающий накопление заряда в структурах диодов. В момент окончания этого тока ЦУ коммутирует в блок ДДРВ быстро нарастающий обратный ток. В результате накопленный заряд выносится из диодных структур, они синхронно выключаются, и протекающий через блок ДДРВ ток I_y за время около 2 нс коммутируется в цепь D_1 –ДУИ. Диод D_2 исключает возможность ответвление этого тока в силовую цепь.

Ток I_y является током управления ДУИ, он обеспечивает быструю зарядку его собственной емкости. В результате напряжение на ДУИ резко нарастает до величины напряжения включения U_m , при котором в структуре ДУИ инициируется процесс ударной ионизации. После включения через ДУИ протекает силовой ток

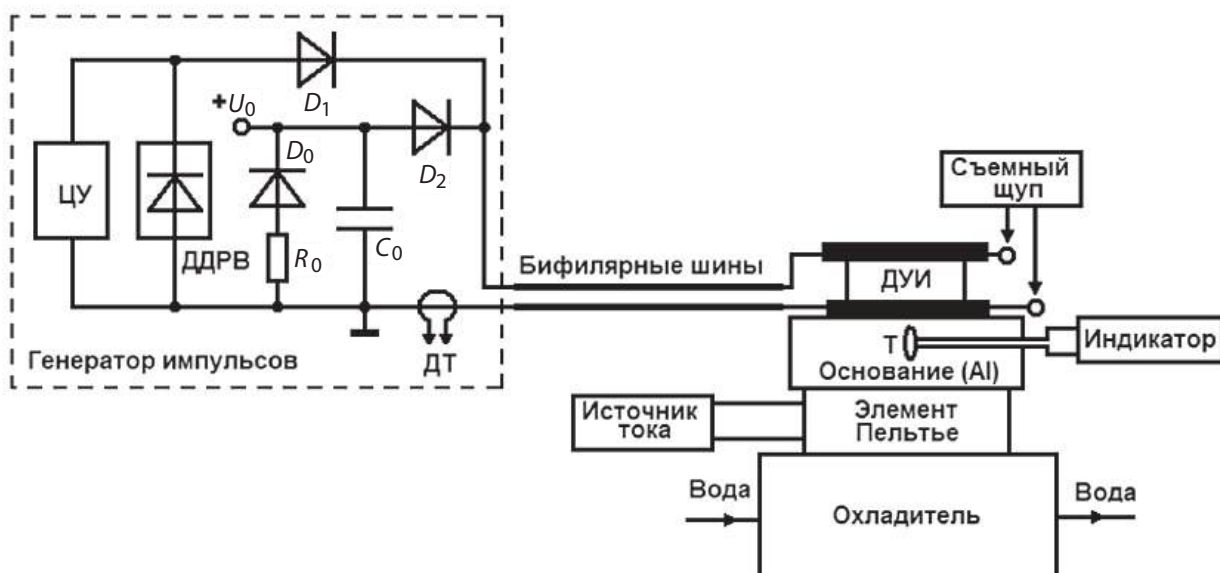


Рис. 1. Функциональная схема стенда для температурных исследований ДУИ. D_1 : HER 608 (2 параллельные ветви по 3 диода с последовательным соединением). D_2 : HER 608 (3 диода с последовательным соединением). ДДРВ: 6 диодных структур с диаметром 20 мм; $C_0 = 130 \text{ нФ}$; $R_0 = 1 \text{ Ом}$

I , являющийся током разряда конденсатора C_0 . Амплитуда и длительность импульса тока I определяются емкостью и напряжением зарядки конденсатора C_0 , монтажной индуктивностью цепи разряда C_0 , а также коммутационными потерями энергии в ДУИ. Поскольку эти потери малы, после окончания импульса силового тока в конденсаторе C_0 остается энергия, которая рассеивается в цепи $R_0 - D_0$.

Исследуемый динистор подключался к выходу генератора импульсов с помощью длинных (20 см) бифилярных шин, которые практически исключали возможность влияния массивных элементов генератора импульсов на процесс нагрева и охлаждения ДУИ.

ДУИ располагался на малогабаритном алюминиевом основании с размером $60 \times 40 \times 10$ мм³. Для измерения температуры использовалась термопара T , согласованная с цифровым индикатором. Термопара была вмонтирована в центральную область основания, она соединялась с индикатором проводами, расположенными в узком пазу, проделанном в верхней плоскости основания.

Изменение температуры ДУИ осуществлялось с помощью элемента Пельтье ТВ-2-(199-

199)-0.8. Рабочая сторона элемента прижималась к основанию. К противоположной стороне был прижат охладитель, через который пропускалась водопроводная вода. Для нагрева ДУИ использовалась одна сторона элемента Пельтье, для охлаждения элемент Пельтье переворачивался. Питание элемента Пельтье осуществлялось постоянным током (до 10 А), который формировался источником тока.

Исследование ДУИ проводилось в диапазоне температур от -30 до $+90$ °С при двух значениях тока управления (350 и 250 А). Измерение тока через ДУИ осуществлялось малогабаритным датчиком тока (ДТ), который был выполнен в виде пояса Роговского и калиброван с помощью датчика тока Pearson current monitor 410. Измерение напряжения на ДУИ проводилось щупом (Tektronix P5100 А). Для устранения влияния температуры на щуп он подключался к ДУИ только на момент измерения напряжения.

Результаты исследований ДУИ при токе управления $I_y = 350$ А и различных температурах структуры ДУИ иллюстрирует рис. 2.

На рис. 3 показаны аналогичные кривые, соответствующие току управления $I_y = 250$ А и различным температурам структуры ДУИ.

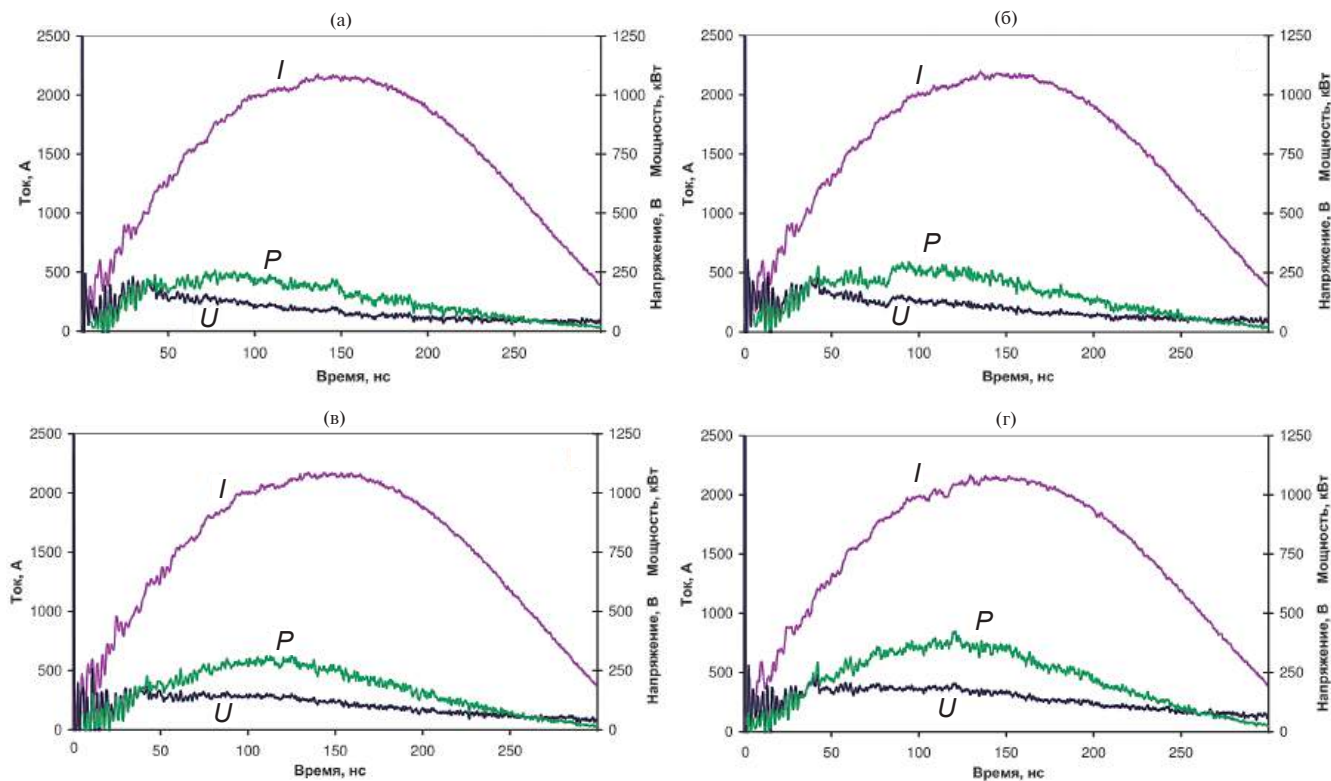


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на ДУИ (U), тока через ДУИ (I) и кривые мощности потерь (P), полученные при токе управления 350 А и различных температурах структуры ДУИ: позиции а, б, в, г соответствуют температурам -30 , -10 , $+20$, $+60$ °С

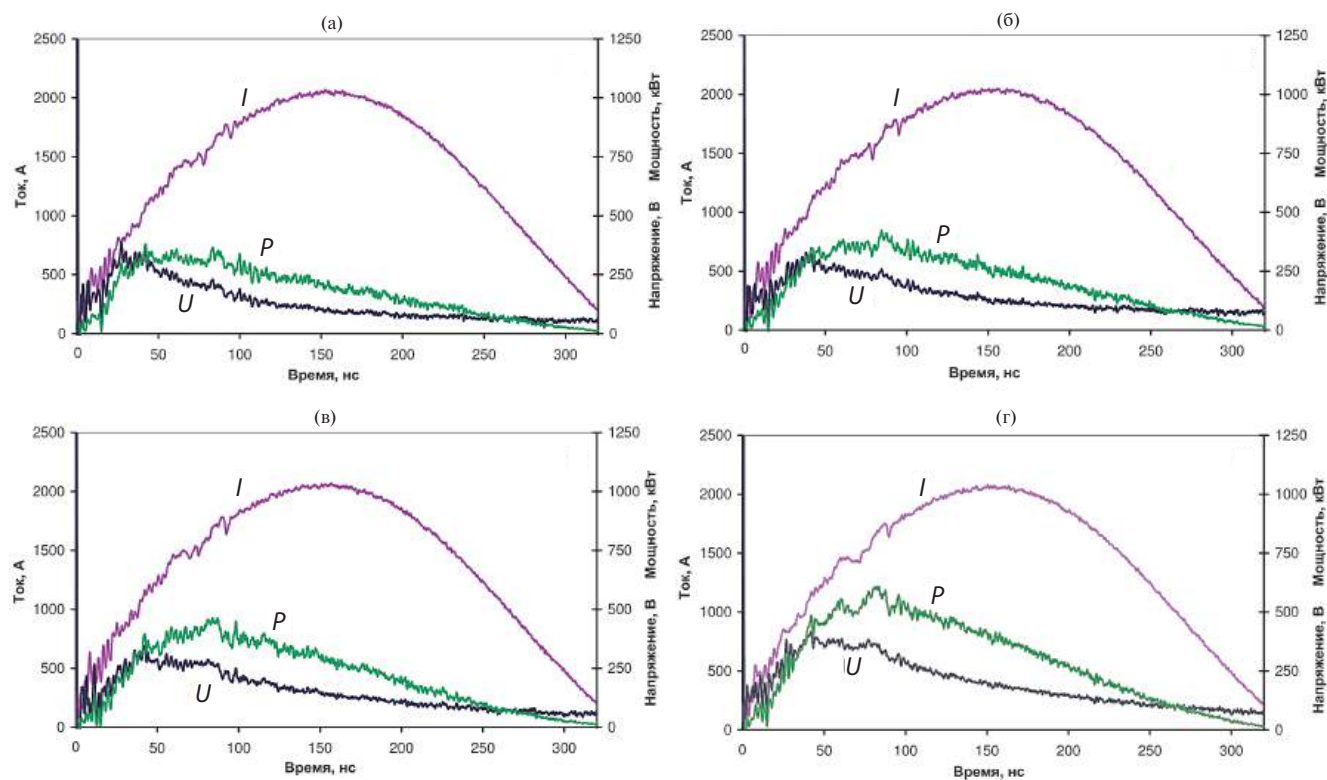


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на ДУИ (U), тока через ДУИ (I) и кривые мощности потерь (P), полученные при токе управления 250 А и различных температурах структуры ДУИ: позиции а, б, в, г соответствуют температурам -30 , -10 , $+20$, $+60$ °С

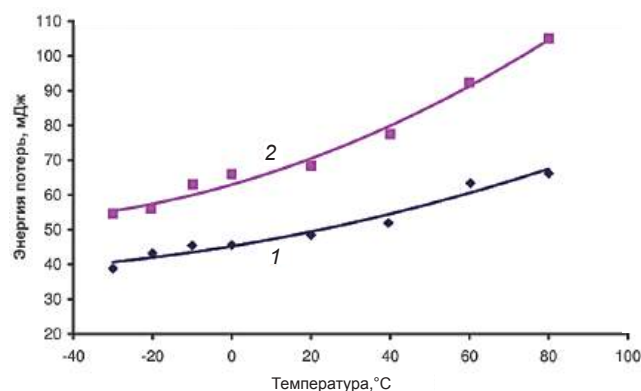


Рис. 4. Графики зависимости потерь энергии в ДУИ от температуры при токах управления 350 А (кривая 2) и 250 А (кривая 1)

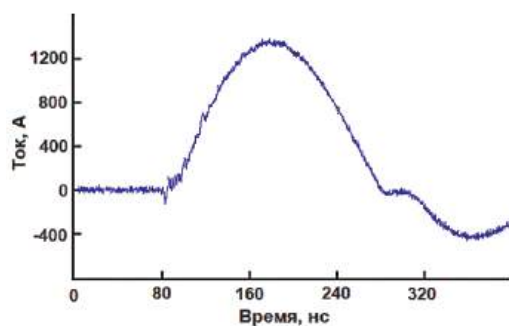


Рис. 5. Осциллограмма тока I_F , коммутируемого ДУИ при частотных испытаниях

На рис. 4 приведены графики зависимости потерь энергии в ДУИ от температуры при разных значениях тока управления.

Малые коммутационные потери энергии позволили получить очень малый нагрев ДУИ113-10 (не более 15 °С) при частотной коммутации импульсов тока I_F с амплитудой 1.3 кА (рис. 5) в естественных условиях, когда от ДУИ были отключены элемент Пельтье и охладитель.

На рис. 6 показаны полученные при частотных испытаниях ДУИ113-10 зависимости тем-

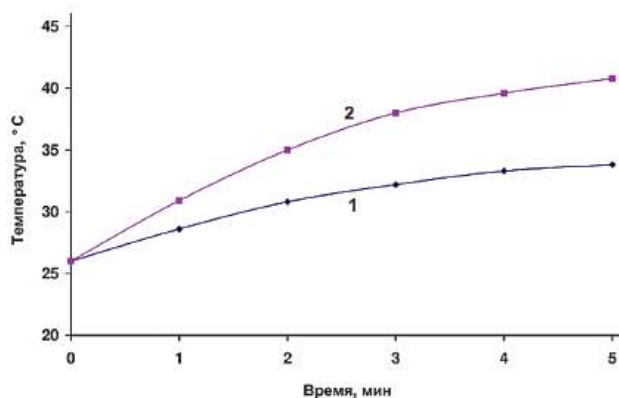


Рис. 6. Зависимость температуры структуры ДУИ от длительности частотных испытаний. Кривые 1, 2 получены при частоте следования импульсов тока I_F соответственно 100 и 200 Гц

пературы их структур от длительности процесса коммутации импульсов тока I_F .

3. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показывают, что при коммутации мощных быстро нарастающих импульсов тока ДУИ имеют очень малые коммутационные потери энергии в широком диапазоне изменений температуры их структур. Полученные результаты определяют большие перспективы для использования ДУИ в мощных устройствах современной электрофизики.

Технологические возможности ПАО «Электровыпрямитель» позволяют более чем в два раза увеличить диаметр структур ДУИ, что определяет возможность существенного повышения их коммутационных возможностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Tchashnikov I.G., and Yarin P.M. Proceed. 1996 Int. Power Modulator Symposium. 1996. Boca Raton, FL, USA. P. 22.
<https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Арустов Ю.В., Воронков В.Б., Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Люблинский А.Г. ПТЭ. 2007. № 2. С. 87.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=9495287>
3. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. № 10. P. 1888.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
4. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 8. P. 084704.
<https://doi.org/10.1063/5.0015284>
5. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderey S. Solid-State Electron. 1985. V. 28. № 6. P. 597.
[https://doi.org/10.1016/0038-1101\(85\)90130-3](https://doi.org/10.1016/0038-1101(85)90130-3)

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.534.2

СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ИМПЛАНТЕРНЫХ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2026 г. А.В. Бруль, Р.В. Вахрушев, С.Г. Константинов, Е.И. Кузьмин,
В.В. Куркуचेков, В.В. Орешонок, В.А. Павлюченко*,
В.Ф. Склиаров, А.В. Сорокин, А.А. Старостенко, П.В. Усов,
А.С. Цыганов, И.Н. Чуркин, И.В. Шиховцев

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. академика Лаврентьева, 11*

** E-mail: V.A.Pavlyuchenko@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 10.12.2025

После доработки 22.04.2026

Принята к публикации 30.04.2026

Представлено описание специализированного экспериментального стенда, разработанного в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН для исследования ионных источников, применяемых в системах ионной имплантации полупроводниковых структур. Стенд предназначен для отработки технологий формирования и транспортировки ионных пучков с параметрами, критичными для производства полупроводниковых элементов, используемых в микроэлектронной промышленности: энергия до 80 кэВ, ток до 100 мА, эмиттанс около $5.2 \cdot 10^{-3}$ л·мм·мрад (для ионов аргона). Описаны ключевые компоненты стенда: модульная высоковольтная система питания, базовые методы диагностики ионного пучка, а также автоматизированная вакуумная система.

DOI: 10.7868/S3034564226040060

1. ВВЕДЕНИЕ

В производстве полупроводниковых элементов, используемых в микроэлектронной промышленности, активно применяются системы ионной имплантации, позволяющие легировать кремниевые пластины необходимыми химическими элементами. В частности, с 1970-х годов, когда начался переход производства интегральных схем с биполярных на полевые транзисторы с изолированным затвором, ионная имплантация является одной из основных технологий масштабирования комплементарных металлооксидных полупроводниковых структур [1]. Путем имплантации ионов в кремниевую пластину получают зоны с различными типами проводимости, комбинируя которые, можно получить транзисторы, являющиеся основным элементом микросхем.

Для разных задач требуется имплантация ионов различной энергии [2]. Например, в диа-

пазоне энергий имплантации от 0.2 до 200 кэВ формируются основные области субмикронных МОП-транзисторов: сток, исток, поликремниевый затвор, канал и другие. Ионы с энергией от 150 до 3000 кэВ используются для формирования ретроградных «карманов», ячеек приборов с зарядовой связью, скрытых слоев субколлектора биполярных транзисторов, областей с повышенной концентрацией носителей, используемых в технологиях биполярных транзисторов с изолированным затвором и других технологиях.

Изготовление полупроводниковых элементов с использованием технологического процесса в диапазоне 180–90 нм требует ионной имплантации с энергией от 80 до 270 кэВ. При требовании к технологическому процессу меньшего масштаба (менее 90 нм) необходима имплантация ионов с более низкой энергией. В настоящее время на мировом рынке представлено несколько промышленных моделей

систем ионной имплантации. Примером компаний, поставляющих такие установки, являются AMAT (VISta) [3], Nissin Electric (EXCEED) [4], Axcelis (Purion H) [5] и др.

Характеристики ионных пучков, генерируемых источником ионов в имплантере, в значительной степени определяют достижимые параметры всей установки. По этой причине определение параметров ионных пучков, генерируемых источниками ионов, является важной задачей.

Одним из основных типов ионных источников, используемых в промышленных образцах имплантеров, являются источники типа Чавета–Бернаса [6]. В основных экспериментальных режимах предполагается использование ионного источника с энергией экстракции до 80 кэВ и током до 100 мА при работе с благородными газами ($^{20}\text{Ne}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$, $^{84}\text{Kr}^+$) (рис. 1).

Магнит источника ионов рассчитан на создание дипольного поля в области газоразрядной камеры со значением около 0.02 Тл. Расчеты экстракции и формирования пучка были выполнены с использованием кода PBGUNS для ионов аргона [7]. Согласно этим расчетам, для щелевой оптики (межэлектродный зазор был принят равным 10 мм) минимальная угловая расходимость в направлении поперек щели достигается при токе около 190 мА и составляет

около 9 мрад. Нормализованный эмиттанс пучка равен примерно $5.2 \cdot 10^{-3} \text{ л} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Требуемое напряжение на запирающий электрод составляет около -3 кВ при токе до 20 мА.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Испытательный стенд для источника ионов разработан на основе существующего вакуумного объема диаметром 0.7 м и длиной 3 м. Источник ионов подключен с торца вакуумной камеры через шиберный затвор DN160 ISO-K, а на противоположном торце расположен приемник пучка со встроенным массивом вторично-эмиссионных датчиков, размещенных крестообразно. Приемник пучка имеет водяное охлаждение. Датчики позволяют измерять распределение профиля плотности мощности пучка на приемнике. Вакуумная камера имеет порты различного диаметра, которые служат для применения дополнительных методов диагностики пучка и подключения вакуумного оборудования.

Стенд оснащен автоматизированной двухступенчатой системой вакуумной откачки, а также системой подачи рабочего газа в ионный источник. Система контроля и управления вакуумом обеспечивает непрерывный мониторинг показаний вакуумных датчиков и осуществляет управление оборудованием (затворами, клапанами, двумя турбомолекулярными и одним форвакуумными насосами) по заданному алгоритму. Система построена на основе распределенной архитектуры с конфигурируемым контроллером. Три модуля MDS DIO-16BD отвечают за работу клапанов, затворов и насосов. Контроль вакуумного давления обеспечивают вакуумметры МТН10D (от $5 \cdot 10^{-8}$ до 10^4 Па) и МТР4D (от 10^{-2} до 10^4 Па), установленные на вакуумном объеме, ионном источнике и форвакуумной линии. Система также генерирует оптические сигналы блокировок состояния по вакуумным условиям, которые используются при управлении испытательным стендом.

Автоматика реализует три различных сценария работы вакуумной системы: откачка отдельных элементов (вакуумный объем тракта или отдельно ионный источник) или всего испытательного стенда в целом. Количество поддерживаемых сценариев и их конкретная логика могут быть изменены программным образом. В каждом сценарии предусмотрена последовательность действий по управлению оборудова-

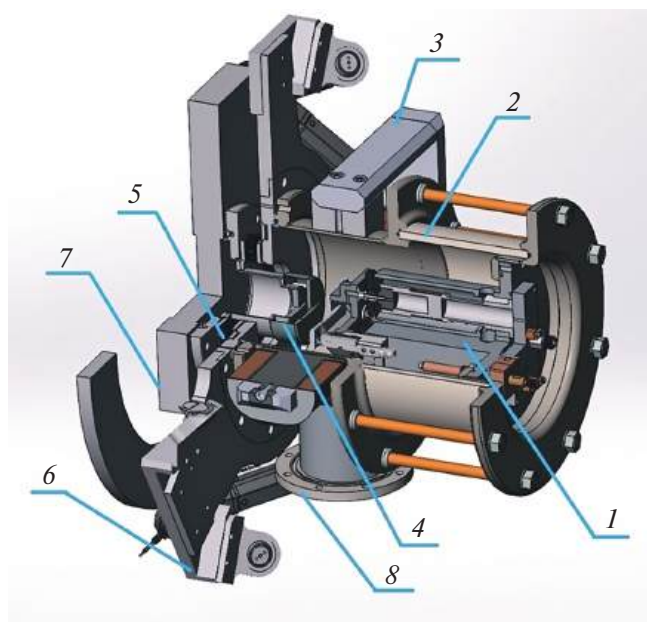


Рис. 1. Общий вид источника ионов: 1 — источник плазмы, 2 — изоляторный узел, 3 — магнит источника ионов, 4 — узел экстракции, 5 — сильфонный блок, 6 — механическая регулировка, 7 — шибер, 8 — фланец для вакуумной откачки

нием для предварительной откачки объемов до 1 Па с последующим переходом к высоким значениям вакуума (10^{-6} – 10^{-4} Па). Также предусмотрены меры защиты для различных аварийных ситуаций.

Газовакуумная система стенда позволяет достигать величин остаточного вакуума в основном объеме до 10^{-3} Па, а в области газоразрядной камеры ионного источника — 10^{-2} Па. Типичные значения величин остаточного вакуума в системе в зависимости от времени приведены на рис. 2. В момент времени t_1 происходит подача рабочего газа (аргона) в газоразрядную камеру ионного источника. При этом отсекающий шибер между ионным источником и основным объемом закрыт. Для уменьшения газового потока в основной объем шибер открывается в момент времени t_2 . Следует отметить, что одной из конструктивных особенностей испытуемого ионного источника является возможность осуществления дифференциальной откачки.

Схема системы электропитания испытательного стенда (рис. 3) аналогична схеме, использованной в работе [8]. Испытательный стенд питается от промышленной трехфазной сети переменного тока (400 В, 50 Гц). Система электропитания состоит из источников питания, расположенных на потенциале земли, и источников питания, расположенных на высоковольтном потенциале (в специальном изолированном блоке с потенциалом 80 кВ). Параметры источников питания испытательного стенда приведены в табл. 1.

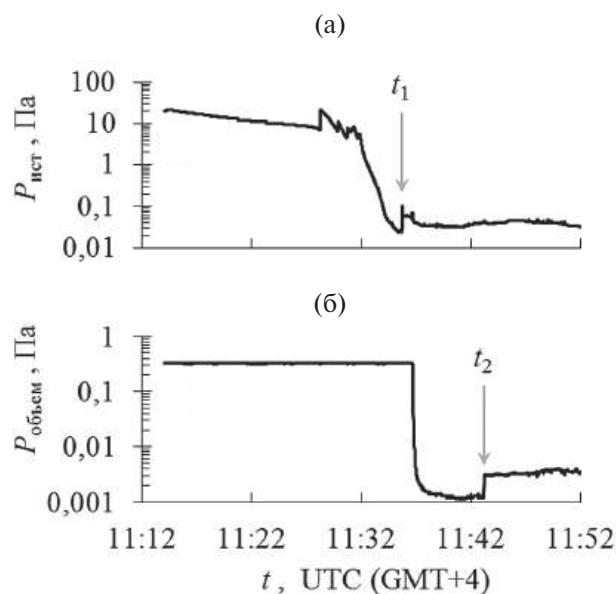


Рис. 2. Динамика остаточного давления в вакуумной камере стенда: **а** — давление в камере ионного источника, **б** — давление в основном объеме. Подача рабочего газа происходит в момент времени t_1 , открытие шибера между камерами ионного источника и основным объемом — в момент t_2

Управление источниками осуществляется с помощью специального модуля (контроллер управления), расположенного в том же изолированном блоке. Связь с модулем осуществляется по оптическому каналу с использованием протокола Modbus RTU. При работе с ионным источником каждый источник питания дугового разряда может управляться независимо. Система управления стендом построена на распределен-

Таблица 1. Параметры источников питания, используемых на испытательном стенде

Элемент	Выходное напряжение, кВ	Максимальный выходной ток, А	Выходная мощность, кВт	Пульсации выходного напряжения, %	Управление
Электрод-экстрактор TLP2041P100-10000	≤ 100	≤ 0.100	10	1	Аналоговое, RS-485
Запирающий электрод TD2200N5-600	≤ -5	≤ 0.120	600	1	Аналоговое, RS-485
Магнит ионного источника IT-M3112S	≤ 0.06	≤ 20	0.200	<100 мВ	Аналоговое, RS-485
Источник питания накала катода	≤ 0.005	≤ 60	0.300	1	Аналоговое
Источник питания смещения накала	≤ 0.6	≤ 2	1.2	1	Аналоговое
Источник питания дугового разряда	≤ 0.15	≤ 7	1.1	1	Аналоговое

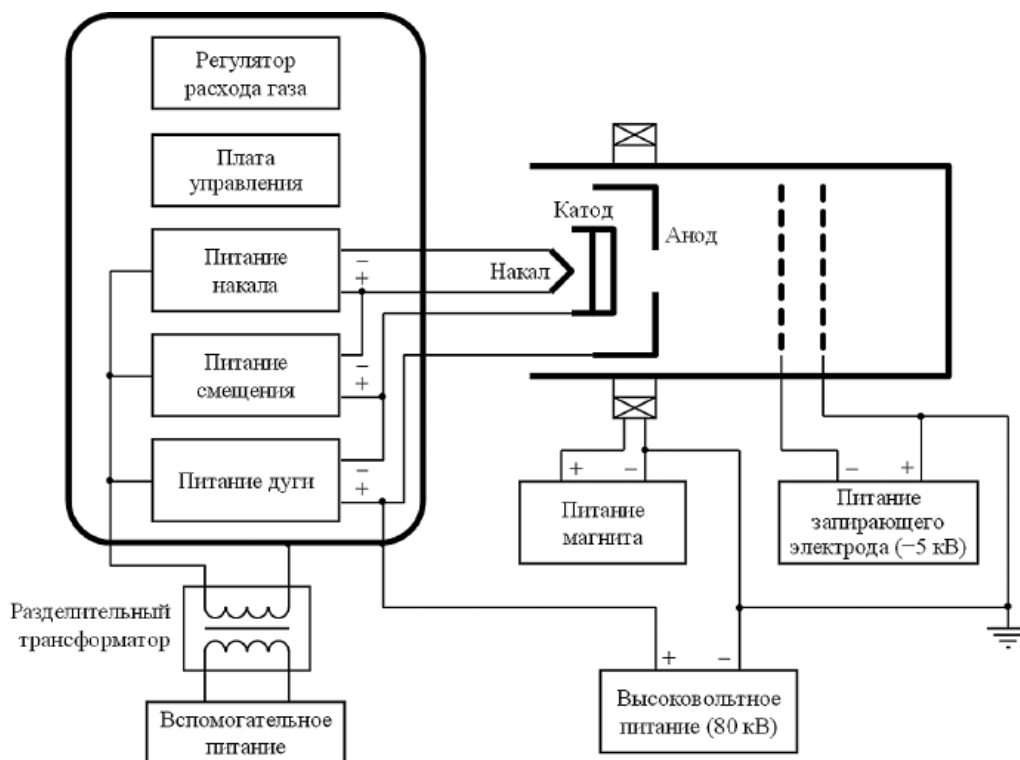


Рис. 3. Блок-схема системы электропитания источника ионов

ной архитектуре с использованием нескольких программируемых логических модулей:

- контроллер источника питания дугового разряда (расположен на высоковольтном потенциале);
- два контроллера для управления работой источников питания, расположенных на потенциале земли (ускоряющее напряжение, запирающее напряжение, а также магнит источника ионов);
- блок измерения с массива вторично-эмиссионных датчиков.

Помимо управления источниками питания, вышеупомянутые контроллеры также реализуют логику защиты и имеют оптические входы для подключения сигналов блокировок. Это обеспечивает отключение оборудования в случае обнаружения аварийных состояний.

3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Основными характеристиками ионного пучка являются полный ток, энергия, угловая расходимость, сорт частиц, а также его профиль и геометрические размеры. Измерение этих параметров пучка важно для его дальнейшей транспортировки.

Энергия частиц на выходе из ускоряющей системы ионного источника соответствует

полному ускоряющему напряжению в ионно-оптической системе (ИОС), измеряемому высоковольтным делителем в системе питания электродов.

При условии, что промежуточный электрод полностью запирает электроны из вторичной плазмы, полный ток ионного пучка, извлекаемого из ИОС, может быть определен как ток нагрузки высоковольтного электрода. Зависимости величины вытягиваемого тока ионов и величины напряжения, приложенного к электроду-экстрактору, приведены на рис. 4. Осцилляции ионного тока, по-видимому, связаны со

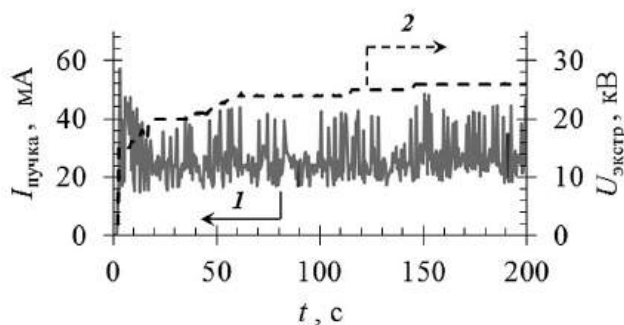


Рис. 4. Зависимости тока ионного пучка и величины напряжения, приложенного к электроду-экстрактору, от времени: 1 — ток пучка ионов, 2 — напряжение на электроде-экстракторе

спецификой газового разряда в ионном источнике. Для измерения тока пучка используются токовые датчики.

Угловая расходимость пучка на выходе из источника ионов вдоль эмиссионной щели слабо зависит от режима работы источника и определяется тепловым разбросом ионов в плазме. Среднеквадратичное значение угловой расходимости пучка вдоль щели на основании моделирования при помощи кода PBGUNS оценивается величиной не более 9 мрад. Угловая расходимость пучка поперек эмиссионной щели существенно зависит от ускоряющего напряжения и плотности плазмы в источнике. Среднеквадратичное значение угловой расходимости пучка поперек щели ИОС может варьироваться в диапазоне от 10 до 30 мрад, где 10 мрад является минимальной угловой расходимостью при оптимальных параметрах работы ИОС. Для измерения угловой расходимости и определения оптимальных параметров пучка обычно измеряется профиль пучка. Ожидаемый профиль пучка при номинальных параметрах вдоль и поперек эмиссионной щели на разных расстояниях от ИОС показан на рис. 5. Профиль плотности пучка был построен, исходя из предположения, что

частицы пучка имеют гауссово распределение по углам. Для измерения профиля пучка в плоскости, перпендикулярной движению пучка на испытательном стенде, используется несколько методов диагностики.

В первом методе используется массив токовых датчиков, представляющих собой цилиндры Фарадея, установленные на расстоянии 1.7 м от ИОС. Датчики заполняются квадратно-гнездовым образом область размером 82×62 мм² с шагом в горизонтальном и вертикальном направлениях, равным 10 мм. Перед датчиками устанавливается маска с массивом круглых отверстий для выделения части пучка. На каждом датчике измеряется стекающий заряд от выделенной части пучка. Из-за ионно-электронной эмиссии, вызванной бомбардировкой датчиков ионным пучком, измерения тока с датчиков будут включать вклад как ионного, так и электронного тока: $I_s = I_i + I_e$. Вклад электронов в измеряемый ток $I_e = kI_i$ сильно зависит от коэффициента вторичной эмиссии k и может привести к значительной погрешности измерений. Чтобы сделать измерения тока независимыми от коэффициента вторичной эмиссии, между маской и датчиком устанавливается дополнительный электрод, на который подается отрицательное напряжение для возврата электронов, выбитых с поверхности датчика. Таким образом, электроны не дают существенного вклада в измеряемый ток пучка. Этот способ диагностики позволяет измерить трехмерный профиль плотности тока пучка с пространственным разрешением около 8 мм. Пространственное разрешение может быть улучшено путем замены маски.

Полный ток определяется интегрированием профиля плотности тока пучка. Размер пучка также определяется по профилю пучка. Относительная погрешность измерения ожидаемого минимального размера пучка поперек и вдоль щели ИОС в одном импульсе составляет не более 17 и 11 % соответственно. Для перемещения системы в поперечном направлении используется механический ввод с шаговым двигателем, что позволяет «сканировать» пучок поперек сечения. При этом погрешность измерения за серию импульсов при сканировании пучка сводится к нескольким процентам.

Второй метод диагностики — это крест вторично-эмиссионных датчиков. Данная система состоит из металлического диска (маски)

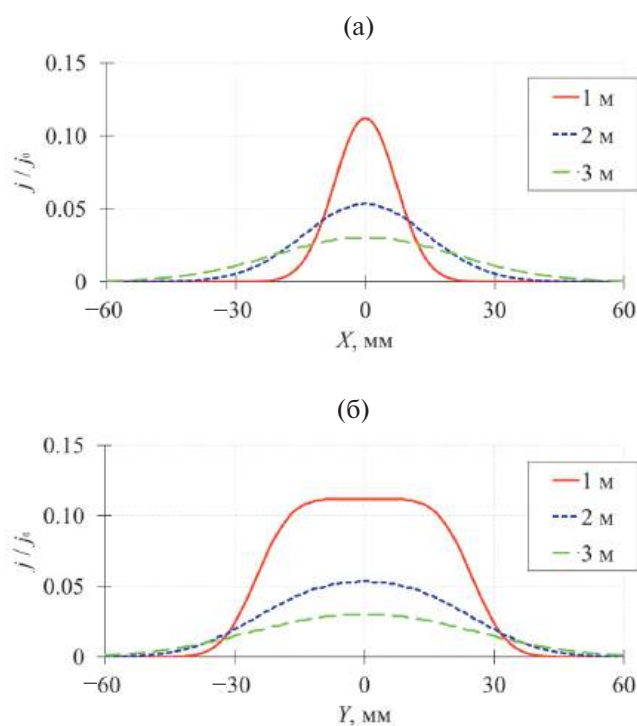


Рис. 5. Расчетные профили пучка ионов: поперек (а) и вдоль (б) эмиссионной щели на разных расстояниях от ИОС

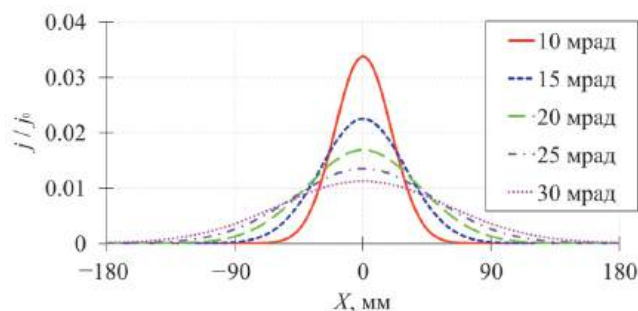


Рис. 6. Расчетный профиль пучка ионов на расстоянии 2.8 м от источника ионов при разных значениях угловой расходимости

с отверстиями диаметром 2.5 мм. Напротив каждого отверстия расположены изолированные друг от друга датчики, с которых снимается полезный сигнал. Такой способ диагностики позволяет осуществлять контроль положения оси пучка, его поперечных размеров и угловой расходимости. Система датчиков установлена на расстоянии 2.8 м от источника ионов. Одна линейка датчиков ориентирована вдоль эмиссионной щели ИОС, вторая линейка — поперек. На рис. 6 показан расчетный профиль пучка поперек щели эмиссии при разных значениях угловых расходимостей пучка. Данная система вторично-эмиссионных датчиков рассчитана на измерение профиля пучка размерами до $200 \times 180 \text{ мм}^2$. Поперек щели ИОС расстояние между датчиками составляет 20 мм, а вдоль щели — 30 мм. Относительная погрешность измерения ожидаемого минимального размера пучка (за счет геометрических размеров системы диагностики) составляет не более 17 и 25 % для измерений поперек щели и вдоль щели соответственно. Как говорилось ранее, система датчи-

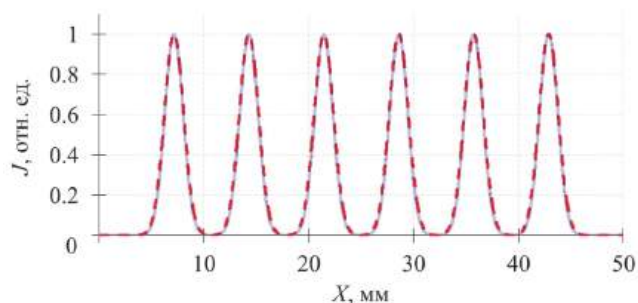


Рис. 7. Расчетное распределение тока пучка после прохождения щелевой маски (расстояние между маской и люминофором — 200 мм, число щелей — 6, ширина щелей — 1 мм). Штриховая линия соответствует значению ширины щели, равному 1 мм; сплошная линия — предельному случаю бесконечно тонкой щели

ков установлена на торце вакуумного объема и является основным поглотителем пучка.

Контроль эмиттанса пучка играет ключевую роль в обеспечении высокой точности и однородности имплантации. Для измерения эмиттанса пучка используется способ диагностики на основе метода *perregr-rot*, суть которого заключается в измерении и анализе отдельных обрезанных пучков, фильтруемых перегородкой с набором щелей определенных формы и размера. Распределение этих пучков фиксируется с помощью съемки быстрой камерой профиля, высвечиваемого на люминесцирующей керамике.

Маска, установленная на пути движения пучка ионов, выделяет те области пучка, которые падают на люминофор и вызывают его свечение. При этом существенным фактором, влияющим на корректность измерений, является поперечный размер отдельных наблюдаемых областей свечения люминофора, кото-

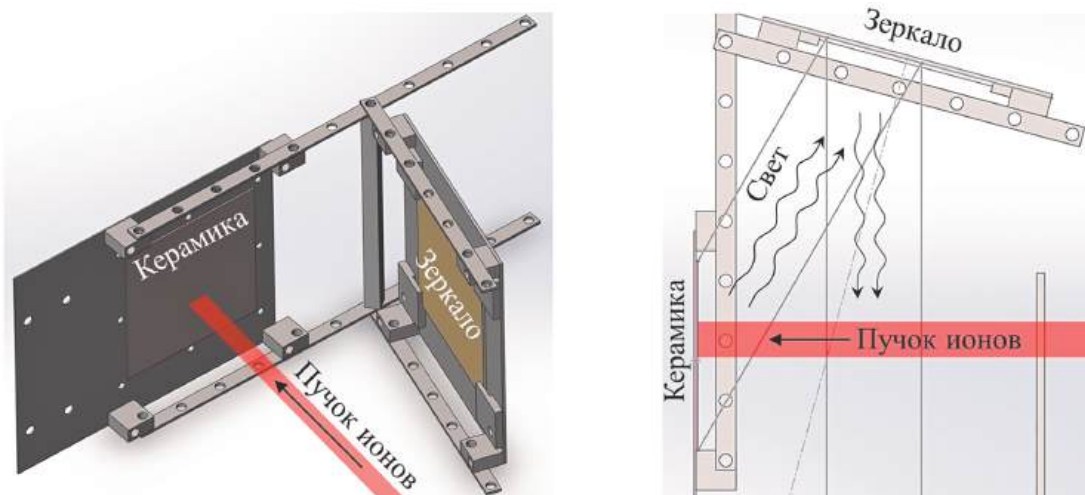


Рис. 8. Геометрия системы регистрации профиля пучка после прохождения щелевой маски

рый связан с геометрическими параметрами маски, расстоянием между маской и люминофорным экраном, а также угловым разбросом самого ионного пучка. Величина перекрытия траекторий отдельных выделенных областей исходного пучка была оценена в зависимости от количества и размера щелей. При оценке бралось распределение ионов по углу, описываемое функцией Гаусса, с дисперсией 0.25° , а расстояние до источника ионов считалось равным 2 м. Ожидаемое распределение тока пучка вдоль маски с набором щелей представлено на рис. 7. Величина тока падающего на люминофор пучка пропорциональна интенсивности вторичного излучения в видимом диапазоне. Красная штриховая линия соответствует щели шириной 1 мм, а синяя линия — бесконечно малой щели (предельный случай). Как видно, профиль с размером щели в 1 мм не вносит существенного искажения в измерение эмиттанса и позволяет получить высокое разрешение для ленточного пучка с размером $50 \times 2 \text{ мм}^2$ и угловой расходимостью до 0.5° . Геометрия системы измерений приведено на рис. 8.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящий момент подготовлен испытательный стенд, включающий в себя газо-вакуумную систему, систему высоковольтного питания ионного источника, а также разные методы диагностики, которые могут быть использованы для определения основных характеристик ионных пучков. Начаты первые испытания перспективного образца ионного источника типа Чавета—Бернаса, который впоследствии может быть использован, в частности, для технологий

имплантации ионов в полупроводниковые материалы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Current M.I. MRS OPL. 1993. V. 316. P. 297.
<https://doi.org/10.1557/PROC-316-297>
2. Rubin L., Poate J. Industrial Physicist. 2003. V. 9. № 3. P. 12.
3. Rodier D., Olson J. AIP Conf. Proc. 2011. V. 1321. P. 361.
<https://doi.org/10.1063/1.3548420>
4. Nagai N., Tamura Y., Yuasa S. et al. Proc. 2000 Int. Conf. Ion Implant. Technol. (Cat. No. 00EX432). 2000. P. 415.
<https://doi.org/10.1109/IIT.2000.924176>
5. Vanderberg B., Heres P., Eisner E., Libby B., Valinski J., Huff W. Proc. 20th Int. Conf. Ion Implant. Technol. 2014. V. 1321. P. 12.
<https://doi.org/10.1109/IIT.2014.6940041>
6. Chavet I., Bernas R. Nucl. Instrum. Methods. 1967. V. 51. № 1. P. 77.
[https://doi.org/10.1016/0029554X\(67\)903655](https://doi.org/10.1016/0029554X(67)903655)
7. Boers J.E. IEEE Conf. Plasma Sci. (ICOPS). 1993. P. 213.
<https://doi.org/10.1109/PLASMA.1993.593577>
8. Farley M., Rose P., Ryding G. The Physics and Technology of Ion Sources / ed. by I.G. Brown. Wiley-VCH, 2004. P. 133.
<https://doi.org/10.1002/3527603956>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ КОНСТАНТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОД ОТ РАСТЯЖЕНИЯ ОПТОВОЛОКНА

© 2026 г. В.М. Геликонов, С.Ю. Ксенофонов*, П.А. Шилягин,
В.Н. Ромашов, Г.В. Геликонов

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук
Российская Федерация, 603951, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
* E-mail: xen@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 02.02.2026

После доработки 05.03.2026

Принята к публикации 07.04.2026

Предложен метод исследования влияния растяжения поддерживающего поляризацию оптоволоконного (Polarization Maintaining, РМ-волокна) с относительным удлинением 10^{-3} на его двулучепреломление с помощью низкокогерентной спектральной интерферометрии, которая широко используется в оптической когерентной томографии. Способ обеспечивает одновременную регистрацию удлинения геометрической и оптической длин и связанного с этим изменения констант распространения (групповых задержек) поляризационных мод при продольном растяжении РМ-волокна. При этом гарантируется отсутствие таких факторов, как изгиб, кручение и боковое давление, которые дополнительно могут повлиять на двулучепреломление. В отличие от традиционных поляризационных методов исследования, этот метод не требует точного согласования интенсивностей ортогональных мод. Получено значение коэффициента $Q \approx 21.2$, равное отношению разности фазовых сдвигов мод, вызванной изменением собственного двулучепреломления при растяжении волокна, к разности, вызванной увеличением его геометрической длины.

DOI: 10.7868/S3034564226040078

1. ВВЕДЕНИЕ

Волоконные датчики широко применяются во многих областях [1, 2], где измерение различных физических величин может быть обеспечено путем точных интерференционных измерений разности оптических путей. Некоторые из них используют поляриметрические измерения. В таких датчиках измеряемой величиной является относительное изменение длины оптического пути между двумя ортогональными волнами, которое происходит при поперечных или продольных напряжениях [2]. Особое место занимают датчики на волокне с сильным двулучепреломлением, в которых дифференциальная оптическая фаза между собственными ортого-

нальными модами изменяется под действием продольного растяжения волокна [1]. Эти анизотропные волоконные датчики проще в проектировании, поскольку волокна имеют определенные оси анизотропии.

Показатели преломления n_x и n_y собственных ортогональных мод поддерживающего поляризацию волокна (Polarization Maintaining, РМ-волокна) определяют линейное двулучепреломление, которое также характеризуется длиной биения этих мод $L_b = \lambda / (n_x - n_y)$, где λ — длина волны излучения (при длине волокна, равной L_b , изменение дифференциальной оптической фазы достигает 2π). Продольное растяжение волокна изменяет длину биения из-за разницы в коэффициенте Пуассона стекол, из

которых изготовлено волокно [2, 3]. В этих работах предполагается, что двулучепреломление линейно зависит от растяжения и что выражение, связывающее удлинение волокна на величину Δl , необходимую для получения изменения фазы между ортогональными модами на 2π для волокна с высоким двулучепреломлением произвольной длины, с длиной биения L_b , записывается в виде

$$\Delta l \approx -\frac{(\alpha_2 - \alpha_1)T}{\mu_2 - \mu_1} L_b, \quad (1)$$

где T — разница между температурой окружающей среды и самой низкой фиктивной температурой стекол оптоволокон, а α_i и μ_i — соответственно коэффициенты теплового расширения и коэффициенты Пуассона в различных областях РМ-волокна. Проверка соотношения (1) для различных волокон показала, что экспериментальные значения отличаются от теоретической линейной зависимости на десятки процентов.

В работе [2] изменение двулучепреломления при механическом воздействии на волокно определялось с помощью ряда методов, сравнительный анализ которых приведен в работах [4, 5]. В наиболее широко используемых методах влияние на дифференциальную фазу исследовалось при поляризационных измерениях [6–9]. В большинстве случаев применялись специальные методы с использованием дистанционного управления [10] и низкокогерентное излучение от суперлюминесцентного диода [11].

В настоящем исследовании регистрация значений L_b и Δl была выполнена с использованием низкокогерентной интерферометрии. В качестве приемного регистрирующего устройства использовалась система спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ) [12–14]. При изменении длины исследуемого волокна одновременно регистрировались различия в длине оптического пути в обеих ортогональных поляризационных модах. Высокая точность определения значений L_b и Δl с погрешностью в десятые доли микрометра была достигнута путем извлечения данных из набора последовательно зарегистрированных А-сканов, общих для обеих ортогональных поляризационных мод.

Использование широкополосного низкокогерентного излучения в предложенном методе предоставляет определенные преимущества. К их числу можно отнести отсутствие влияния паразитных отражений и нарушений поляри-

зационной экстинкции в области сварки или в области оптоволоконных разъемов и волоконных элементов оптической схемы из-за малой длины когерентности излучения. Кроме того, в предложенном методе согласование интенсивности ортогональных мод практически не влияет на точность целевых измерений, так как за счет методов обработки в спектральной области отклики от ортогональных мод фиксируются независимо и одновременно. Согласование интенсивности ортогональных мод влияет только на амплитуду соответствующих откликов, но не на их взаимное положение в регистрируемом сигнале. От амплитуды откликов зависит отношение сигнал/шум, что несколько ухудшает точность определения положения отклика, однако это влияет на конечный результат значительно меньше, чем в традиционной поляриметрии.

Эти факторы в совокупности обеспечивают лучшую технологичность метода и позволяют использовать его в более жестких условиях (таких как вибрационные шумы или температурные перепады).

Стоит отметить, что существуют и другие методы исследования поляризационных свойств РМ-волокна, использующие широкополосное излучение и спектральный анализ. Например, к ним можно отнести распределенные методы исследования двулучепреломления, основанные на бриллюэновской рефлектометрии [15], а также методы, использующие корреляционно-спектральный анализ [16]. Основное назначение этих методов — дефектоскопия больших катушек РМ-оптоволокон или длинных оптоволоконных линий (несколько километров) и локализация и оценка степени поляризационных возмущений. Предлагаемый нами метод можно охарактеризовать не как распределенный, а как интегральный. В нашем случае исследуется влияние продольного растяжения сравнительно короткого участка РМ-волокна. Этот метод потенциально может быть использован в соответствующих оптоволоконных датчиках или для уточнения соответствующих технических характеристик образцов оптоволокон.

Стоит также отметить, что для спектрального анализа, в отличие от метода [16], в нашем случае используется не перестраиваемый источник, а суперлюминесцентный диод и спектроанализатор, основными элементами которого являются дифракционная решетка и камера линей-

ного сканирования (одномерная ПЗС-матрица). Это значительно дешевле, чем перестраиваемый источник. Кроме того, такой метод избавлен от шумов и фазовой нестабильности зондирующего излучения.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Свет от широкополосного источника – суперлюминесцентного диода с центральной длиной волны 1300 нм – направлялся на два плеча интерферометра с равной длиной оптических путей через циркулятор, на ответвитель с ослаблением 3 дБ и пару контроллеров поляризации Лефевра. В конец измерительного

плеча было встроено одномодовое РМ-волокно типа «галстук бабочка» (Bow-Tie) HB1250(9/125) (FIBERCORE, Великобритания) длиной $L_{\Sigma} = 1375$ мм. Этот участок волокна был вытянут в линию для исключения влияния поперечных возмущений различного типа. Все остальные элементы плеч интерферометра были изготовлены из волокна SMF-28. Потери на сварке волокон SMF-28 и HB1250 не превысили 0.1 дБ. Согласно паспортным техническим характеристикам, длина волны отсечки в волокне HB1250(9/125) составляла $\lambda_c = 1100$ нм, числовая апертура $N_a = 0.11$, а длина биений $L_b = 3.28$ мм.

Дистальная часть волокна HB1250 длиной $L = 1240$ мм была закреплена на каждом конце эпоксидной смолой, а удлинение при растяжении в направлении Z было достигнуто с помощью электромагнитной системы в диа-

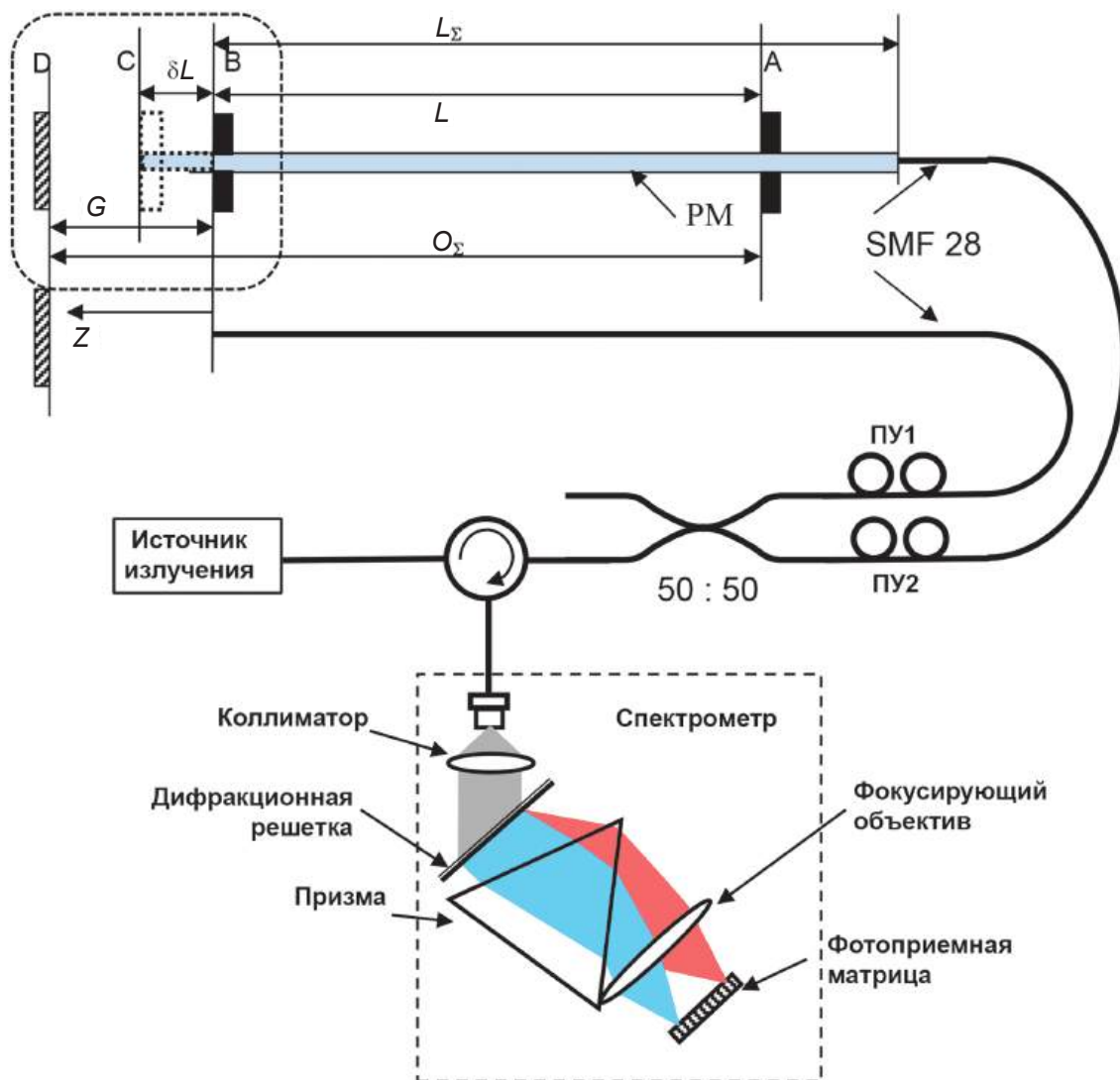


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

пазоне $Z = 0\text{--}1275$ мкм. Контроллер поляризации ПУ1 был настроен для возбуждения обеих линейно поляризованных ортогональных мод волокна НВ1250, а контроллер поляризации ПУ2 был настроен для достижения максимальной интенсивности интерференционного сигнала на выходе интерферометра. Зеркала на концах каждого плеча интерферометра, расположенные с воздушными зазорами, обеспечивали обратное отражение излучения к плечам интерферометра. Интерферирующие зондирующие и опорные волны, поступающие с выхода интерферометра, регистрировались оптическим спектрометром, и после преобразования Фурье измерялась результирующая разница в длинах плеч интерферометра. Оптическая установка и метод обработки сигнала были идентичны таковым при использовании спектральной ОКТ-системы [13, 14] с отключенным режимом поперечного сканирования.

Следует отметить, что эта оптическая схема не содержит никаких анизотропных элементов, обычно используемых в поляризационных экспериментах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результат растяжения волокна представлен в виде ОКТ-изображения (рис. 2), иллюстриру-

ющего зависимость разности оптических длин плеч интерферометра Майкельсона от номера А-скана ($m = 0\text{...}1023$) (где А-скан – вертикальный столбец двумерного яркостного распределения). А-сканы регистрировались непрерывно с постепенным увеличением усилия растяжения, прикладываемого к волокну, т.е. на рис. 2 ось абсцисс соответствует номеру А-скана, ось ординат Z соответствует направлению увеличения оптической длины плеч интерферометра Майкельсона.

Кривые на рис. 2 соответствуют полученным интерферометрическим методом изображениям сигналов, отраженных от конца волокна (a) и от зеркала (b) для волокна, растянутого от точки В (нулевая точка оси абсцисс) до точки С (рис. 1) для быстрой (F) и медленной (S) поляризационных мод, возбуждаемых на входе с одинаковыми весами. Значения приращения оптического пути на участке АВ (рис. 1) оптического волокна вдоль его оси Z обозначены на рис. 2 следующим образом: $(\delta \tilde{L}_F)_m$ для быстрой поляризационной моды и $(\delta \tilde{L}_S)_m$ для медленной поляризационной моды, где $m = 0\text{...}1023$. Знак тильды подчеркивает тот факт, что измеряется оптический путь, а не геометрическая длина волокна. Две нижние кривые b на рис. 2 соответствуют отражению соответствующей моды от зеркала. Оптическое расстояние от начального положения конца

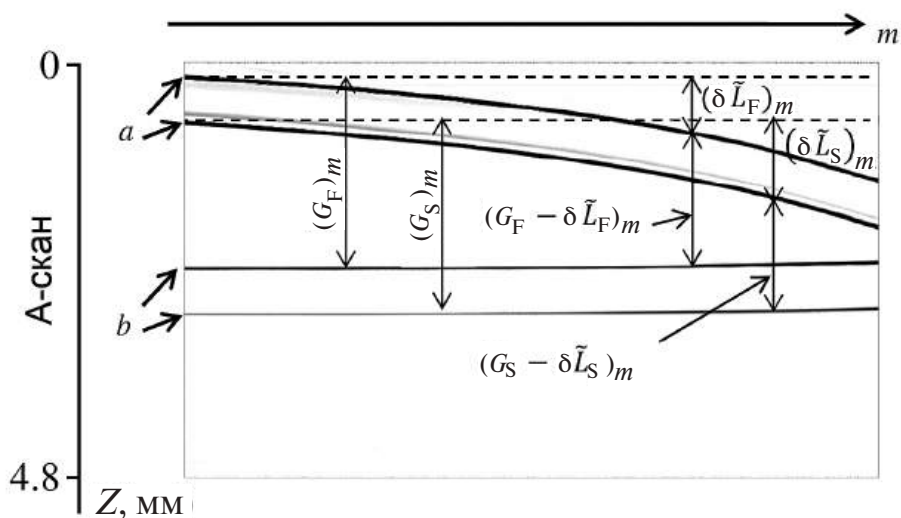


Рис. 2. ОКТ-изображение результата эксперимента, состоящее из 1024 А-сканов (вертикальных столбцов), визуализирующих конечную часть оптического пути. Растяжение волокна происходило вдоль координаты Z . Масштаб А-скана по вертикали составляет 4.8 мм. По горизонтали слева направо натяжение волокна увеличивается с увеличением индекса m . Кривые b отображают положение зеркала (D на рис. 1) для быстрой (верхняя) и медленной (нижняя) волн в РМ-волокне. Кривые a отображают положение дистального конца волокна (С на рис. 1) в терминах оптических длин для соответствующих волн

волокна до поверхности зеркала для каждой моды обозначается как $(G_{F,S})_m$. Величина разности $(\delta G)_m = (G_F - \delta \tilde{L}_F)_m = (G_S - \delta \tilde{L}_S)_m$ определяет длину воздушного зазора в плече интерферометра. Она одинакова для обеих поляризационных мод и не зависит от дисперсии волокна.

О сохранении возбуждения обеих ортогональных поляризационных мод во время всей процедуры растяжения свидетельствует сохранение парных откликов a и b на рис. 2. О некотором изменении интенсивности ортогональных мод можно судить по изменению яркости этих откликов.

При интерферометрическом приеме сигнала для отдельных точечных отражателей, которыми являются торец волокна и поверхность зеркала, точность определения приращений значительно

превышает точность, обусловленную длиной когерентности излучения. В нашем случае при определении центра вдоль вертикальной оси Z аппаратной функции она составляла десятые доли микрометра.

4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Интерференционный сигнал, зарегистрированный спектрометром и обработанный в соответствии со стандартной процедурой ОКТ, представлен на рис. 3.

Отклики были разделены с помощью фильтра в виде гауссовского множителя амплитуды (рис. 3г). Для определения положения центра фильтра сигнал (рис. 3в) был обрабо-

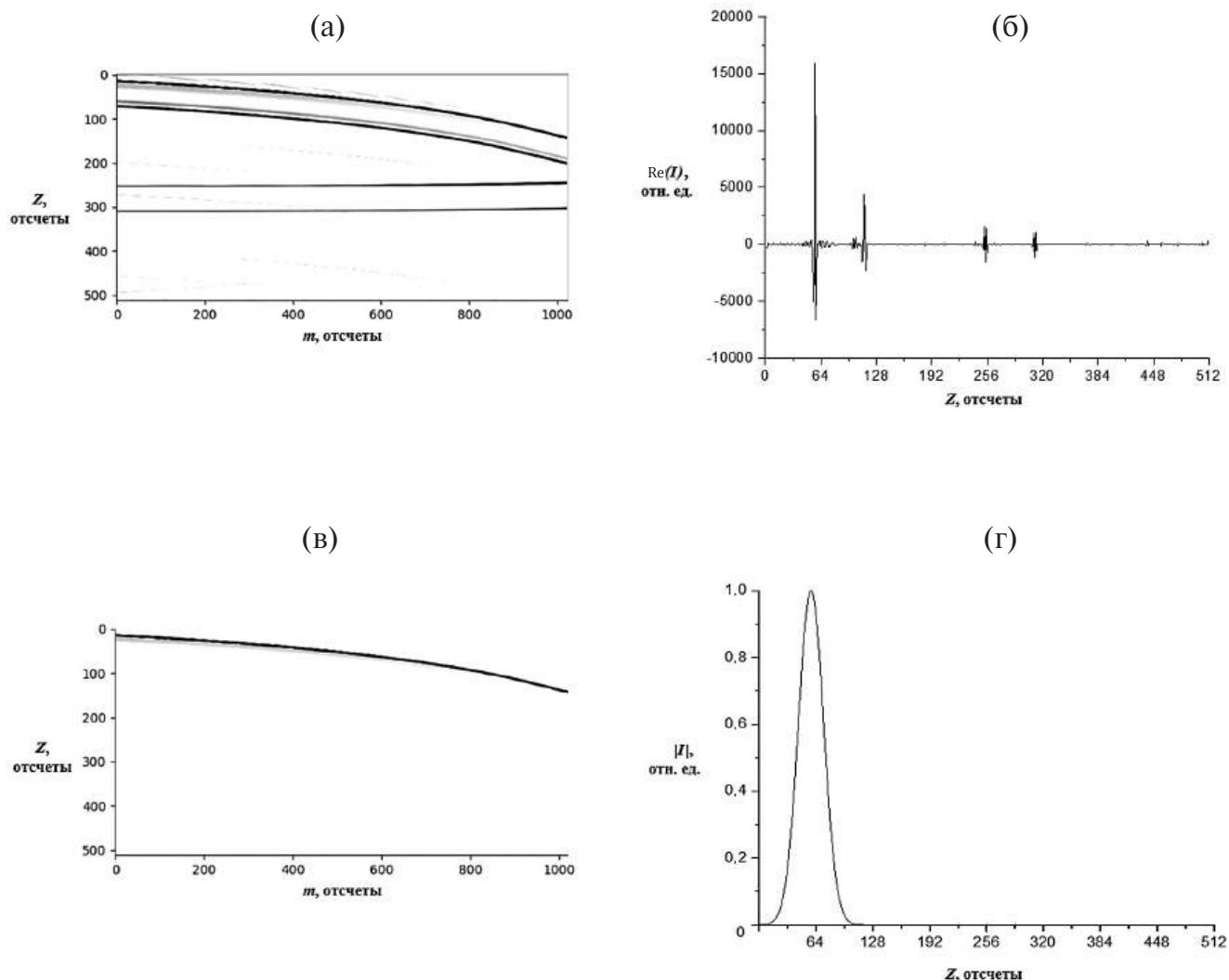


Рис. 3. Рассчитанный интерференционный сигнал (а) и действительная часть выбранного ($m = 512$) комплексного А-скана (б). Пики интерференции (б) соответствуют поляризационным модам, отраженным от конца волокна и зеркала. Изолированный отклик от первой границы (в) и форма фильтра для его выделения с целью детального анализа (г)

тан с использованием метода, основанного на методе Стегера [17]. Этот алгоритм подразумевает нахождение собственных векторов результата свертки гессииана изображения с помощью функции Гаусса. Мы использовали модификацию этого метода, описанную в работе [18].

Из фильтрованного сигнала вычислялся фурье-образ (рис. 4а), который соответствует спектральному распределению результата интерференции:

$$F(k) = S(k) \cos(kz), \quad (2)$$

где $F(k)$ – спектральное распределение интерференционного сигнала, $S(k)$ – множитель, соответствующий огибающей спектра, k – волновое число, а z – координата отражателя. В случае с одним отражателем (что верно при использовании узкополосного пространственного фильтра, показанного на рис. 3г) восстановленная функция $F(k)$ принимает вид гладкой синусоидальной функции с огибающей, аргумент которой kz (рис. 4б) после процедуры «разматывания» («развертки») фазы становится линейной функцией (рис. 4в), а ее наклон зависит от положения отражателя по оси Z .

Эти расчеты были выполнены для каждого А-скана и для всех четырех ярких пиков, что дало нам возможность определить все четыре оптические задержки для каждой записанной интерферограммы (рис. 5). Отметим, что в методе, использованном в данной работе, не было необходимости в точном выравнивании амплитуд откликов от границ, как, например, в спектральной версии работы [5], поскольку процедура определения координатного положения их центров выполнялась индивидуально.

Экспериментальных данных, представленных на рис. 5, достаточно для вычисления значений

L_b и Δl . Длина биений была определена по значениям кривых 1 и 2 при нулевом растяжении (рис. 5а). Разница в задержках поляризационных мод перед растяжением составляет $(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 = 534.6$ мкм. Очевидно, что разница в показателях преломления составляет

$$n_S - n_F = (\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 / L_\Sigma = 534.6 \text{ мкм} / (1375 \cdot 10^3 \text{ мкм}) = 3.9 \cdot 10^{-4}. \quad (3)$$

Поскольку добавочный член, обусловленный дисперсией материала, не влияет на эту разницу в групповой задержке, в первом порядке малости мы можем записать

$$(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0 = 534.6 \text{ мкм} = [(\beta_S - \beta_F) L_\Sigma] \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (4)$$

Из уравнения (4) можно найти длину биений L_b в виде

$$L_b = \frac{2\pi}{\beta_S - \beta_F} = \frac{\lambda \cdot L_\Sigma}{(\delta\tilde{L}_S - \delta\tilde{L}_F)_0} = \frac{1.3 \cdot 10^{-3} \cdot 1375}{0.5346} = 3.34 \text{ мм}. \quad (5)$$

Значение длины биений, полученное в данном эксперименте, на 2 % превышает паспортное значение.

Линейная зависимость 1 на рис. 5б позволяет нам определить удлинение волокна, необходимое для изменения разницы фаз на 2π . Таким образом, максимальное удлинение δL участка волокна L равно максимальному изменению воздушного зазора:

$$\delta L = (G_F - \delta\tilde{L}_F)_0 - (G_S - \delta\tilde{L}_S)_{1023} = 1.273 \text{ мм}. \quad (6)$$

Далее необходимо определить протяженность Δl участка волокна L , необходимую для увеличения межмодовой разницы фаз на 2π . Это можно легко сделать, используя полученное значение общего приращения межмодовой разности хода при $m = 1024$:

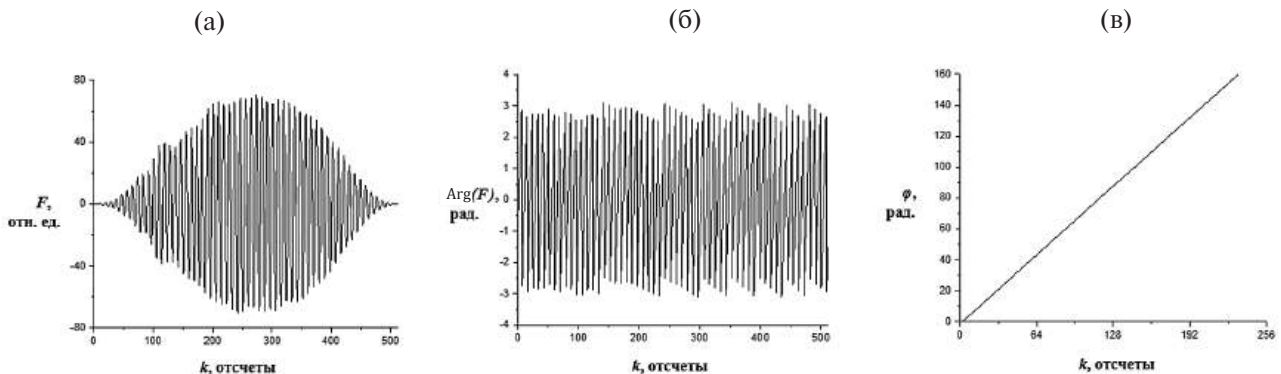


Рис. 4. Обработка положения интерференционного отклика: а – фурье-образ отфильтрованного сигнала, б – вычисленное распределение аргумента, в – результат «разматывания» («развертки») аргумента. Волновые числа k указаны в произвольных единицах измерения (точках выборки)

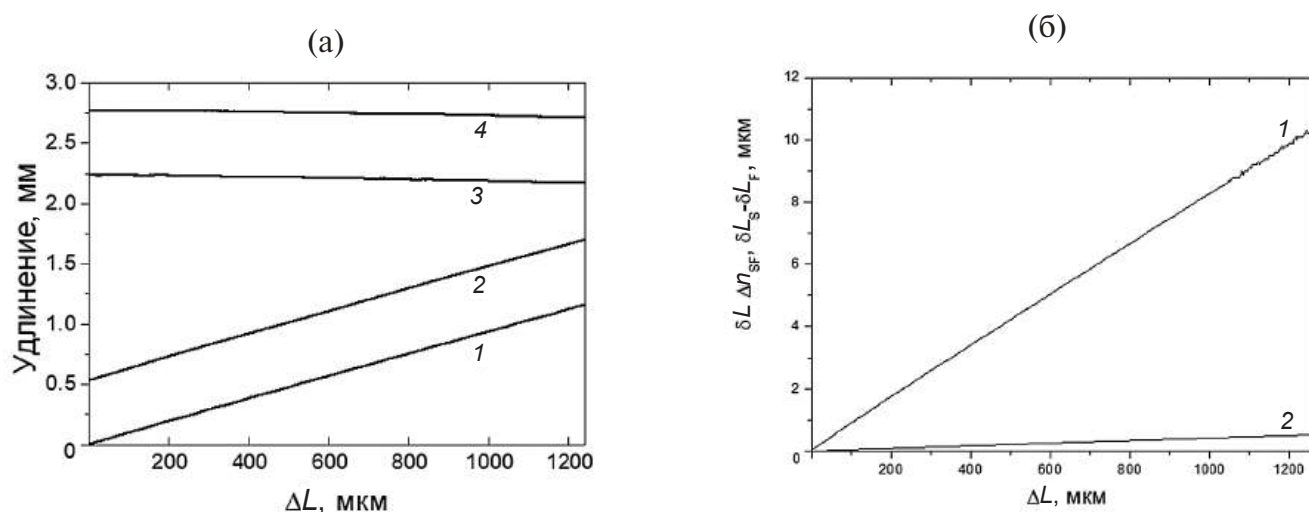


Рис. 5. Экспериментальные значения изменения оптического пути при растяжении волокна. На рис. а показано удлинение оптических путей для быстрой $(\delta\tilde{L}_F)_m$ (кривая 1) и медленной $(\delta\tilde{L}_S)_m$ (кривая 2) поляризационных мод, а также изменения общей длины плеча интерферометра с воздушным зазором для быстрой $(G_F)_m$ (кривая 3) и медленной $(G_S)_m$ (кривая 4) поляризационных мод в волокне. На рис. б приведена разность между приращением оптического пути в медленном, $(\delta\tilde{L}_S)_i - (\delta\tilde{L}_S)_0$, и быстром, $(\delta\tilde{L}_F)_i - (\delta\tilde{L}_F)_0$, режимах при растяжении волокна (кривая 1), а также рассчитанная разность оптических путей ортогональных мод в волокне, $L(n_S - n_F)$, с неизменными скоростями волн (кривая 2)

$$\Delta L_m = [(\delta\tilde{L}_S)_m - (\delta\tilde{L}_S)_0] - [(\delta\tilde{L}_F)_m - (\delta\tilde{L}_F)_0] = 10.6 \cdot 10^{-3} \text{ мм}, \quad (7)$$

т. е. для максимального удлинения $\Delta L_{1023} = 10.6 \cdot 10^{-3}$ мм. Это соответствует числу приращений разницы фаз на 2π , равному $10.6/1.3 = 8.15$ раз. Очевидно, что растяжение Δl , необходимое для того, чтобы вызвать изменение фазы на 2π между ортогональными модами, равно $\Delta l = 1.273/8.15 \approx 0.156$ мм.

В итоге значение коэффициента выражения (1) равно

$$-\frac{(\alpha_2 - \alpha_1)T}{\mu_2 - \mu_1} = \frac{\Delta l}{L_b} = \frac{0.156 \text{ мм}}{3.34 \text{ мм}} = 0.047. \quad (8)$$

В работе [2] это значение предполагалось равным 0.05.

Следует отметить, что величины L_b и Δl были определены на основе одной томограммы В-скана, состоящего из 1024 А-сканов. Высокая точность измерений обусловлена использованием спектрометра с остаточной неэквидистантностью регистрации спектральных составляющих менее 0.02% [12].

Экспериментальный линейный график 1 на рис. 5б, представляющий, как описано выше, величину приращения разности хода мод, можно сравнить с рассчитанной разностью оптических путей мод в волокне, $\Delta L(n_S - n_F)$, при неизменных скоростях волн, т. е. с графиком 2. Согласно

работам [2, 4], когда волокно длиной L растягивается в продольном направлении на малую величину δL , внутреннее двулучепреломление β и его изменение на величину $\Delta\beta$ связаны соотношением $Q = (\Delta\beta L)/\Delta L\beta$. В работе [4] экспериментально определенные значения Q для волокна «галстук-бабочка» находились в диапазоне 20–25. Согласно нашим результатам, показанным на рис. 5, значение Q равно среднему отношению значений на линии 1 к значениям на линии 2 на рис. 5б или может быть определено из значений при максимальном растяжении $Q = 10.6/0.5 \approx 21.2$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Были исследованы групповые задержки ортогональных мод в анизотропном оптоволокне «галстук-бабочка» в зависимости от растяжения при упругом продольном растяжении. Выявлена линейная зависимость задержек ортогональных мод на оптическом тракте от растяжения с точностью до одной десятой длины волны.

Разница в задержках на оптическом тракте ортогональных мод, определенных таким образом, позволяет просто определить длину биений с целью корректировки характеристик волокна. Измерения, выполненные в настоящей работе, дополняют результаты работы [2]. А именно: мы экспериментально определили отношение

$-(\alpha_2 - \alpha_1)T/(\mu_2 - \mu_1) = 0.047$, связывающее удлинение Δl , необходимое для обеспечения изменения фазы на 2π между ортогональными модами для волокна с высоким двулучепреломлением любой длины, с длиной его биений.

В эксперименте также было получено значение коэффициента Q , равное отношению фазового сдвига, вызванного изменением собственного двулучепреломления, к фазовому сдвигу, вызванному увеличением геометрической длины волокна «галстук-бабочка». Усреднение по всему диапазону расширения дало значение коэффициента $Q \approx 21$, которое близко к значению, приведенному в работе [4]. Метод измерения, возможности которого были продемонстрированы в настоящей работе, может быть использован для исследования любых анизотропных оптических систем.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье предложен и апробирован метод измерения групповых задержек РМ-волокна и их изменений при продольном растяжении. Метод позволяет одновременно измерять изменения геометрической длины волокна, групповые задержки независимых быстрых и медленных мод РМ-волокна, а также изменения общего оптического пути измерительного плеча интерферометра. Метод может быть полезен для уточнения параметров РМ-волокна и изучения его механических свойств.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН (проект № FFUF-2024-0029).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rashleigh S.C.* First international conference on optical fibre sensors/ed. D.E.N. Davies. London: Institution of Electrical Engineers, 1983. P. 210.
2. *Varnham M.P., Barlow A.J., Payne D.B., Okamoto K.* Electron. Lett. 1983. V. 19. № 17. P. 699. <https://doi.org/10.1049/el:19830476>
3. *Varnham M.P., Payne D.N., Barlow A.J., Birch R.D.* J. Lightwave Technol. 1983. V. 1. № 2. P. 332. <https://doi.org/10.1109/JLT.1983.1072123>
4. *Котов О.И., Люкумович Л.Б., Марков С.И., Медведев А.В., Хлыбов А.В.* ЖТФ. 2004. Т. 74. № 1. С. 72. <https://elibrary.ru/item.asp?id=20336498>
5. *Головченко А.И., Петров А.В., Темкина В.С., Арчелков А.Б., Цибиногина М.К., Котов О.И.* НТВ СПб-ГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 1. С. 182. [Golovchenko A.I., Petrov A.V., Temkina V.S., Archelkov A.B., Tsibinogina M.K., Kotov O.I. St. Petersburg Polytechnic University Journal: Physics and Mathematics. V. 18. № 2. P. 182. <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>]
6. *Filippov V.N., Kotov O.I., Nikolayev V.M.* Electron. Lett. 1990. V. 26. № 10. P. 658. <https://doi.org/10.1049/el:19900431>
7. *Kim B.Y., Sang S.C.* Opt. Lett. 1981. V. 6. № 11. P. 578. <https://doi.org/10.1364/OL.6.000578>
8. *Tian, S., Tang Y., Zhang Y. et al.* J. Lightwave Technol. 2022. V. 40. № 14. P. 4878. <https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3166276>
9. *Xu S., Shao H., Li C., Xing F., Wang Y., Li W.* Sensors. 2017. V. 17. № 7. P. 1556. <https://doi.org/10.3390/s17071556>
10. *Petrov A.V., Chapalo I.E., Bisyarin M.A., Kotov O.I.* Appl. Opt. 2020. V. 59. № 33. P. 10422. <https://doi.org/10.1364/AO.400345>
11. *Petrov A.V., Chapalo I.E., Bisyarin M.A., Kotov O.I.* Tech. Phys. Lett. 2022. V. 48. № 15. P. 7. <https://doi.org/10.21883/TPL.2022.15.53809.18968>
12. *Шилягин П.А., Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., и др.* Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 10. С. 859. <https://elibrary.ru/item.asp?id=30771339>
13. *Ksenofontov S.Y., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V.* Photonics. 2023. V. 10. № 7. P. 736. <https://doi.org/10.3390/photonics10070736>
14. *Ксенофонтов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В.* ПТЭ. 2023. № 6. С. 154. <https://doi.org/10.31857/S0032816223050312>
15. *Смирнов А.С., Бурдин В.В., Константинов Ю.А., Петухов А.С., Дроздов И.Р., Кузьминых Я.С., Беспрозванных В.Г.* Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 1. С. 66. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=23453154>
16. *Lin C., Xie D., Yang J., Zhang X., Zou C., Yu Z., Wang Y., Qin Y.* IEEE J. Lightwave Technol. 2024. V. 42. № 18. P. 6555. <https://doi.org/10.1109/JLT.2024.3402332>
17. *Steger C.* IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell. 1998. V. 20. № 2. P. 113. <https://doi.org/10.1109/34.659930>
18. *Matkivsky V.A., Shilyagin P.A., Moiseev A.A. et al.* Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. № 2. P. 025602. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab60ad>

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 534-14; 534.2; 535.421

**УПРАВЛЯЕМОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ,
ФОРМИРУЕМОГО НА ВЫХОДЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО
ИНТЕРФЕРОМЕТРА**

© 2026 г. В.М. Котов

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
Российская Федерация, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1
E-mail: vmk6054@mail.ru*

Поступила в редакцию 16.03.2026

После доработки 22.04.2026

Принята к публикации 30.04.2026

Рассмотрен эффект изменения фазы световой волны, выходящей из акустооптического интерферометра, обусловленный разной длиной оптических путей, проходимых составляющими выходного луча в процессе изменения частоты звуковой волны. Разная длина оптических путей обусловлена функциональными особенностями акустооптического интерферометра. Эксперименты, выполненные на основе акустооптического интерферометра, в котором использована ячейка из кристалла парателлурита, выявили изменение фазы оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм от нуля до примерно 1000° при изменении частоты звука от 40 до 40.1 МГц.

DOI: 10.7868/S3034564226040086

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерферометрические методы широко применяются на практике для измерения различных физических величин: температуры по сдвигу интерференционных полос [1], скорости движения мишеней после их облучения мощным лазерным импульсом [2], суммирования оптического излучения [3] и т.д. Интерферометрия, в которой параметры одного (или обоих) интерферирующих лучей управляются звуковой волной, широко используется, например, в лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) для создания зондирующего объема с движущейся интерференционной решеткой [4–6], для получения высокочастотной модуляции [7], для управления ориентацией плоскости поляризации линейно поляризованного света [8] и т.д.

В настоящей работе анализируются возможности акустооптического (АО) интерферометра для управления фазой оптического излучения посредством изменения частоты. Такой интерферометр можно рассматривать как разновид-

ность интерферометра Майкельсона, состоящего, как известно, из светоделительного элемента и двух отражающих зеркал [9]. Существенный недостаток интерферометра Майкельсона — большие потери света при формировании выходного канала. АО-интерферометр лишен этого недостатка, он позволяет получить интенсивность света в выходном канале, близкую к интенсивности входного излучения. АО-интерферометр позволяет выполнять те же операции с оптическим излучением, что и интерферометр Майкельсона. Отметим, что АО-интерферометр обладает важной особенностью, если в нем использована АО-ячейка из гиротропного кристалла: на его выходе формируется линейно поляризованное излучение, вектор поляризации которого вращается с частотой, управляемой частотой звука. Эта особенность позволяет измерять выходное излучение по переменному сигналу, а также использовать его, например, для получения высокочастотной модуляции [7]. В настоящей работе будет показано, что АО-интерферометр позволяет эффек-

тивно управлять и фазой выходного оптического излучения посредством изменения частоты звука. Это существенно расширяет возможности акустооптики для решения задач, связанных с обработкой оптических сигналов.

2. ТЕОРИЯ

На рис. 1а приведена оптическая схема АО-интерферометра. Оптическое линейно поляризованное излучение с интенсивностью I_0 , генерируемое лазером, направляется в АО-модулятор АОМ, расщепляясь в нем на две собственные волны. Предполагается, что кристалл модулятора является гиротропным. В частности, здесь может быть использован одноосный гиротропный кристалл парателлуриата (TeO_2), широко применяемый на практике. Условия АО-взаимодействия в кристалле выбраны таким образом, что только одна из собственных волн кристалла дифрагирует на звуке, отклоняясь в направление волны 1. Вторая собственная волна проходит кристалл без дифракции, она распространяется в направлении 2. Волна 1, отразившись от зеркала M_1 в строго противоположном направлении, пересекает АОМ без повторной дифракции и направляется на фотодетектор PD в виде волны $1'$. Волна 2, отразившись от зеркала M_2 в строго обратном направлении, вновь пересекает модулятор, дифрагируя

на этот раз на той же звуковой волне и, отклоняясь в направлении $2'$, попадает на фотодетектор. Волны $1'$ и $2'$ практически сливаются друг с другом. Таким образом, на фотодетектор падают две волны с круговыми поляризациями и с частотами $(\omega + \Omega)$ и $(\omega - \Omega)$, где ω и Ω — циклические частоты света и звука соответственно.

Теперь предположим, что изменилась частота звука Ω . Это приведет к изменению угла дифракции в АО-кристалле, и, как следствие, к отклонению лучей, падающих на фотоприемник. Понятно, что при этом изменяются и фазы лучей. Электрические поля волн, падающих на фотоприемник, можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_1 &= A \cos[(\omega + \Omega)t + \varphi_1], \\ E_2 &= A \cos[(\omega - \Omega)t + \varphi_2], \end{aligned} \quad (1)$$

где A — амплитуды волн E_1 и E_2 (полагаем, что их амплитуды равны), t — время, φ_1 и φ_2 — начальные фазы волн. Складывая E_1 и E_2 , получим

$$\begin{aligned} E_s &= 2A \cos[\Omega t + 0.5(\varphi_1 - \varphi_2)] \times \\ &\times \cos[\omega t + 0.5(\varphi_1 + \varphi_2)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Амплитуда суммарной волны, как следует из формулы (2), равна

$$A_s = 2A \cos[\Omega t + 0.5(\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (3)$$

Она не является постоянной, а зависит от времени t , частоты звука Ω и разности фаз $(\varphi_1 - \varphi_2)$. Здесь она меняется по гармоническому закону,

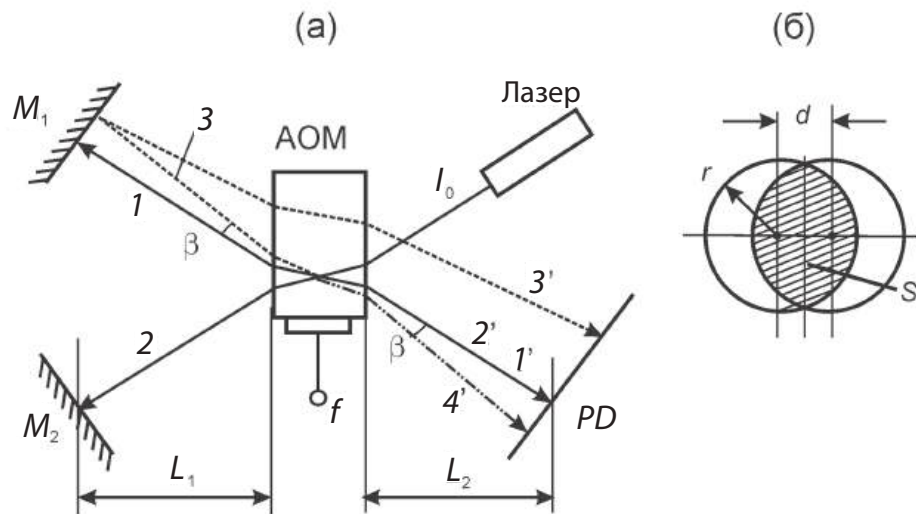


Рис. 1. а — Оптическая схема АО-интерферометра: I_0 — излучение от лазера, АОМ — АО-ячейка; 1, 2 — лучи после дифракции на частоте f и без нее; M_1 , M_2 — отражающие зеркала; 3, 3' — лучи после дифракции луча 1 на частоте $f + \Delta f$; 1', 2' — выходные лучи после дифракции на частоте f ; 3', 4' — выходные лучи после дифракции на частоте $f + \Delta f$; PD — плоскость фотодетектора; L_1 , L_2 — расстояния от АОМ до зеркал M_1 , M_2 и от АОМ до фотодетектора PD . **б** — Поперечное сечение перекрывающихся лучей, попадающих на фотоприемник: r — радиус перекрывающихся пучков, d — расстояние между центрами пучков, S — площадь перекрытия пучков

наблюдается эффект «биений» [10]. Наиболее важной для нашего рассмотрения является зависимость амплитуды A_s от разности фаз $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$. Величину $\Delta\varphi$ можно менять, изменяя частоту звука f . Отметим, что частота f , задаваемая генератором сигналов, связана с циклической частотой Ω , входящей в выражения (1)–(3), соотношением $\Omega = 2\pi f$. Аналогичная связь существует и между разностью фаз, используемой в теории, $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$ [см. выражения (1)–(3)], и разностью фаз $\Delta\Phi$, измеряемой в экспериментах, $\Delta\varphi = 2\pi\Delta\Phi$.

Рассмотрим подробнее влияние изменения частоты f на сдвиг фаз между волнами $\Delta\varphi$. Пусть частота стала равняться величине $f + \Delta f$, где Δf – приращение частоты звука. Это приведет к тому, что в АО-интерферометре (см. рис. 1а) волна 1 отклонится от своего направления на угол β и будет распространяться в виде волны 3, попадая на фотоприемник в виде волны 3'. Излучение же 2 начнет взаимодействовать со звуком только при обратном прохождении через АО-модулятор и попадет на фотодетектор в виде волны 4'. Видно, что оптический путь, проходимый волной 3 от АОМ до зеркала M_1 и от зеркала M_1 до АОМ, в совокупности с расстоянием, проходимым волной 3' от АОМ до фотоприемника PD (изменением оптического пути внутри кристалла АОМ пренебрегаем, так как его вклад, как показывают расчеты, незначителен), существенно больше пути, проходимого волной 4'. Другими словами, плечи АО-интерферометра неодинаковые. Это приводит к разному набегу фаз оптических волн, проходящих пути 3–3' и 4'. Понятно, что в данном случае набег фаз зависит от угла β , т.е. от изменения частоты звука Δf . Отметим, что поскольку фотодетектор PD работает в квадратичном режиме, сигнал с фотодетектора будет «сниматься» в виде $(A_s)^2$, т.е. в виде синусоиды с фазой $[2\Omega t + (\varphi_1 - \varphi_2)]$. Другими словами, частота сигнала будет равна удвоенной частоте звуковой волны (т.е. 2Ω), а начальная фаза будет в точности совпадать с разностью фаз $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$. Численные расчеты зависимости β от Δf выполнялись в рамках модели, в которой использованы характеристики кристалла TeO_2 . Полагалось, что оптические грани кристалла ориентированы ортогонально его оптической оси [001], а акустическая волна, на которой происходит дифракция, является поперечной, эта волна распространяется вдоль оси [110] со скоростью $V = 617$ м/с. Поверхности волновых

векторов описывались соотношениями $2\pi n_1/\lambda$ и $2\pi n_2/\lambda$ соответственно, где λ – длина волны света, n_1 и n_2 – показатели преломления кристалла, которые вычислялись согласно выражению [11]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \delta}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\text{tg}^2 \delta}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) + 4G_{33}^2}}, \quad (4)$$

где n_0 , n_e – главные показатели преломления кристалла, δ – угол между волновым вектором света и оптической осью кристалла [001], G_{33} – компонента псевдотензора гирации. При этом эллиптичность волн определялась, исходя из соотношения [11]

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \left[\sqrt{\text{tg}^4 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} - \text{tg}^2 \delta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right]. \quad (5)$$

Рассматривался вариант анизотропной дифракции, когда оптическое излучение с волновым вектором, принадлежащим внутренней поверхности волновых векторов, дифрагировало в излучение, принадлежащее внешней поверхности.

Используя хорошо известную методику (см., напр., [11]), мы определяли зависимость β от Δf . После этого мы вычисляли изменения оптических путей 3–3' и 4'. Важным моментом являлся тот факт, что при изменении частоты звука лучи 3' и 4' отдалялись друг от друга, т.е. перекрытие лучей уменьшалось, что приводило к уменьшению суммарного переменного сигнала. На рис. 1б приведено поперечное сечение перекрывающихся лучей. Будем полагать, что сечения лучей представляют собой круги с одинаковыми радиусами r . Расстояние между центрами кругов обозначено как d . Общая площадь кругов (область их пересечения) обозначена S . Нетрудно показать, что площадь S вычисляется согласно выражению

$$S = 2r(r\eta - 0.5d \sin \eta), \quad (6)$$

где $\eta = \arccos(0.5d/r)$. Степенью перекрытия двух кругов μ будем называть отношение площади S к площади круга:

$$\mu = S/\pi r^2. \quad (7)$$

На рис. 2 приведены зависимости изменения фазы сигнала $\Delta\Phi$, вычисленные на основании вышеприведенной методики (сплошная кривая), и величины степени перекрытия лучей μ (штриховая кривая) от частоты звука f . Здесь

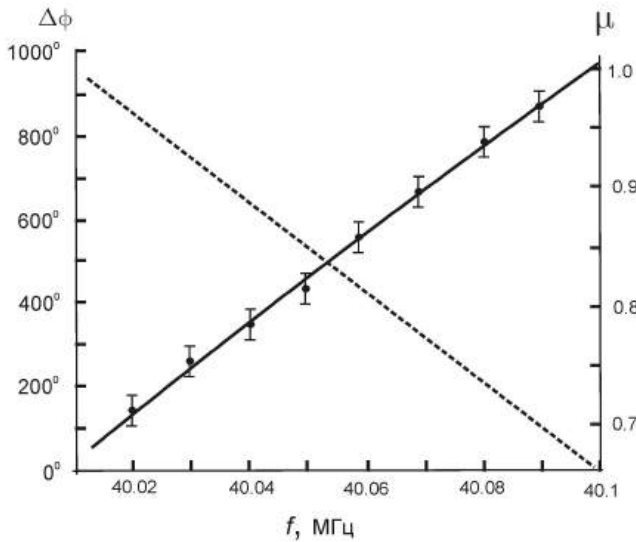


Рис. 2. Зависимость сдвига фазы сигнала $\Delta\Phi$, снимаемого с фотоприемника (сплошная кривая, левая шкала ординат), и величина степени перекрытия лучей μ (штриховая кривая, правая шкала ординат) от частоты звука f ; точки с границами погрешности — результаты измерений

же приведены результаты эксперимента в виде точек с указанием погрешностей измерений. Вычисления выполнялись с использованием следующих параметров TeO_2 , входящих в выражения (4)–(7): $\lambda = 0.63$ мкм, $n_0 = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$ [12, 13]. Полагалось, что строгий брэгговский синхронизм реализуется на частоте 40 МГц. Затем частота увеличивалась до 40.1 МГц, при этом расчет выполнялся с учетом расстройки синхронизма. Радиус пересекающихся кругов принимался равным 0.75 мм. Расстояние L_1 от АО-модулятора до зеркал M_1 и M_2 бралось равным 20 см, расстояние L_2 от модулятора до фотоприемника — 100 см (условие эксперимента). Видно, что зависимости $\Delta\Phi$ и μ от частоты звука f носят линейный характер, а результаты эксперимента хорошо совпадают с прямой $\Delta\Phi$ в пределах погрешностей измерений.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты проверялись экспериментально. Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Линейно поляризованное излучение 1, генерируемое He–Ne-лазером 2 на длине волны 0.63 мкм, направляется на зеркало 3, отразившись от которого, оно попадает в АО-ячейку 4 под углом Брэгга к акустической волне. На ячейку пода-

ется электрический сигнал 5 от СВЧ-генератора 6. В результате АО-взаимодействия часть излучения отклоняется в направлении луча 7. Излучение, не претерпевшее дифракции, распространяется в направлении 8. Отразившись от зеркал 9 и 10, лучи 7 и 8 вновь пересекают АО-ячейку. Луч 11 является выходным лучом интерферометра. Он проходит через поляризатор 12 и попадает на фотоприемник 13. Сигнал с фотоприемника поступает на осциллограф 14. На него же подается сигнал синхронизации 15 от генератора 6.

Основным элементом интерферометра является АО-ячейка 4. Она выполнена из кристалла TeO_2 , имеющего форму куба, ориентированного вдоль направлений [110], $[1\bar{1}0]$ и [001], со сторонами, равными $1.0 \times 1.0 \times 1.0$ см³. К грани (110) методом холодной сварки приварен пьезопреобразователь из LiNbO_3 [14], генерирующий поперечную волну в направлении, ортогональном оптической оси [001]. Размеры преобразователя составляют 0.6×0.6 см². Используемая длина АО-взаимодействия $L = 0.6$ см обеспечивает условие брэгговской дифракции. Действительно, режим АО-дифракции определяется параметром Клейна–Кука [15]

$$Q = \lambda L (f/V)^2. \quad (8)$$

При этом режим Брэгга определяется условием $Q \geq 4\pi$. На частоте $f = 40$ МГц из формулы (8) получим, что $Q \approx 15.9$, что существенно выше величины 4π , т.е. используемый режим является брэгговским. Расчеты показывают, что падающий и дифрагированный лучи распространяются в кристалле под углами 0.065° и 0.9704° к оптической оси [001] кристалла соответственно. Эллиптичности этих лучей, исходя из выражения (5), равны 0.994 и 0.879. Видно, что значения эллиптичностей близки к единице, т.е. поляризации волн близки к круговым.

Эксперименты выполнялись в диапазоне частот 38–42 МГц. Угловой юстировкой АО-ячейки, а также зеркал 9 и 10 мы добивались совмещения двух лучей, представляющих собой компоненты выходного излучения 11, на расстоянии примерно 100 см от ячейки. Апертура фотоприемника равнялась примерно 7 мм. В нашем случае совмещение реализовывалось на частоте звука 40 МГц. На рис. 4 приведена типичная фотография с экрана осциллографа. Здесь приведены два сигнала: 1 — сигнал с фотоприемника, 2 — сигнал от генератора. Цена

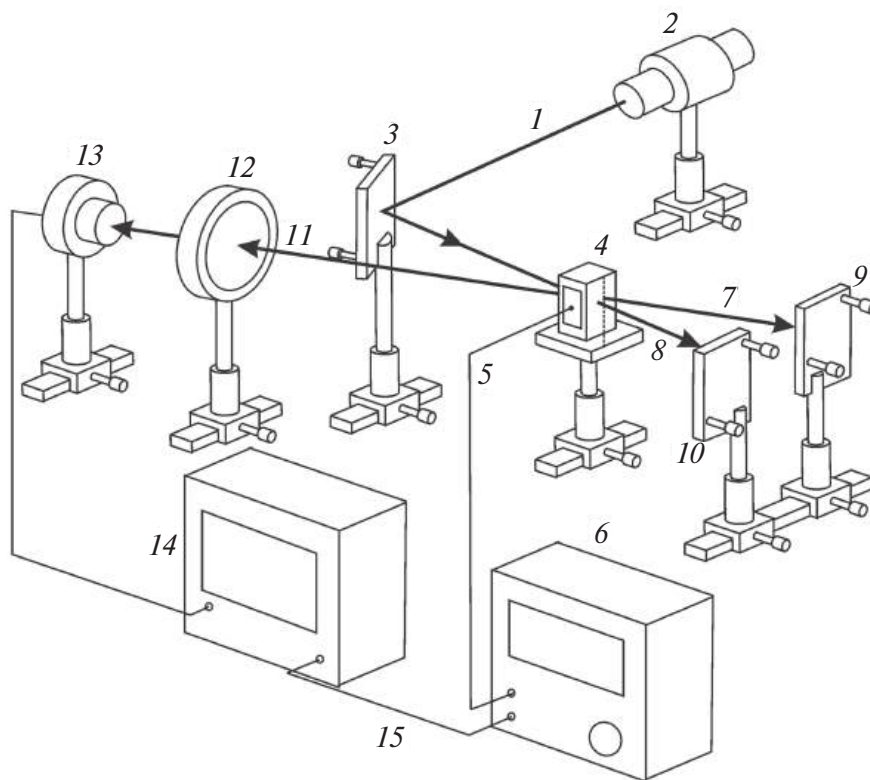


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – входной оптический луч; 2 – лазер; 3, 7, 9 – зеркала; 4 – АО-ячейка; 5 – СВЧ-сигнал; 6 – генератор; 7, 8 – расщепленные лучи; 11 – выходной луч; 12 – поляризатор; 13 – фотоприемник; 14 – осциллограф; 15 – передача сигнала синхронизации

деления на экране осциллографа для сигнала 1 равна 20 мВ, для сигнала 2 составляет 50 мВ. Видно, что частоты различаются в два раза. При изменении частоты сигнала 2 примерно от 40 до 40.1 МГц сигнал 1 достаточно быстро смеща-

ется вправо на несколько амплитуд. Потребовались более точные измерения, которые показали, что полное смещение равно примерно 1000° . На рис. 2 приведены экспериментальные результаты в виде точек с указанием ошибки измерений. Ошибка составила около 80° . Эксперименты выполнялись с шагом 0.01 МГц. При этих измерениях частота генератора измерялась частотомером. Видно, что существует хорошее согласие между теоретической кривой и экспериментальными результатами. Добавим, что выше частоты 40.1 МГц амплитуда сигнала 1 на рис. 4 начинает быстро уменьшаться, что указывает на существенное уменьшение размера области перекрытия интерферирующих лучей.

4. ВЫВОДЫ

1. Исследовано изменение фазы световой волны, выходящей из АО-интерферометра, обусловленное сдвигом фаз между компонентами, составляющими выходное излучение, в процессе изменения частоты звука. Показано, что изменение фазы главным образом вызвано

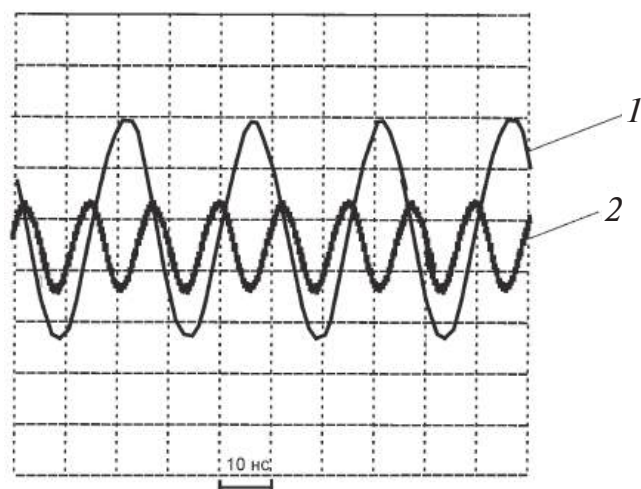


Рис. 4 Фотография с экрана осциллографа: 1 – сигнал от генератора; 2 – сигнал, снимаемый с фотоприемника

существенным различием длины плеч интерферометра.

2. Выявлено, что даже небольшое изменение частоты звука, практически не влияющее на частоту вращения плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, сильно влияет на фазу сигнала, отображающего вращение поляризации.

3. Выполнены эксперименты на основе АО-интерферометра с использованием АО-ячейки из кристалла TeO_2 и оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, в процессе которых продемонстрировано изменение фазы сигнала, снимаемого с фотодетектора, в пределах от нуля примерно до 1000° при изменении частоты звука от 40 до 40.1 МГц. Такое изменение фазы электрического сигнала соответствует изменению фазы вращения поляризации оптического луча, падающего на фотодетектор, от нуля до 1000° .

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00395-26-00 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Потапов В.Т., Жамалетдинов Н.М., Моисеев В.В.* ПТЭ. 2025. № 2. С. 131.
<https://doi.org/10.31857/S0032816225020164>
2. *Борисов Е.С., Гаврилов Д.С., Какишин А.Г., Лобода Е.А., Потапов А.В., Говрас Е.А.* ПТЭ. 2024. № 4. С. 149.
<https://doi.org/10.31857/S0032816224040176>
3. *Антонов С.Н.* ПТЭ. 2021. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030162>
4. *Ринкевичус В.С.* Лазерная анемометрия. Москва: Энергия, 1978.
5. *Коронкевич В.П., Ханов В.А.* Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
6. *Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С.* Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия: справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
7. *Котов В.М., Воронко А.И., Тихомиров С.А.* ПТЭ. 2019. № 4. С. 89.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219040098>
8. *Котов В.М.* ПТЭ. 2025. № 1. С. 92.
<https://doi.org/10.31857/S0032816225010123>
9. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. IV. Оптика. Москва: Физматлит, 2002.
10. *Саржевский А.М.* Оптика: полный курс. Москва: Едиториал УРСС, 2004.
11. *Котов В.М.* Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. Москва: Янус-К, 2016.
12. *Акустические кристаллы*/ под ред. М.П. Шаскольской. Москва: Наука, 1982.
13. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. Москва: Наука, 1980.
14. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. Москва: МИСис, 2015.
15. *Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. Москва: Радио и связь, 1985.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 544.171.6; 52-735

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗОБРАЖАЮЩЕГО СПЕКТРОМЕТРА НА БАЗЕ КОММЕРЧЕСКОЙ КМОП-МАТРИЦЫ SONY IMX265

© 2026 г. А.С. Кириченко*, С.В. Кузин, А.А. Перцов, В.И. Червинский, А.В. Трифонов,
Д.А. Золотов, Ю.С. Кривоносов, И.П. Лобода, А.А. Рева, С.А. Богачёв

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения

Российской академии наук

Российская Федерация, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 126 А

** E-mail: kirichenko@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 21.11.2025

После доработки 04.05.2026

Принята к публикации 15.05.2026

Разработан рентгеновский изображающий спектрометр на базе коммерческой матрицы Sony IMX265. Исследованы процессы деградации детектора в результате воздействия коротковолнового ионизирующего излучения. Определены изменения уровней темнового тока в зависимости от радиационной нагрузки при разных значениях температуры. Проведена попытка восстановления характеристик матрицы за счет длительного отжига. Показано, что при интегральной плотности энергии излучения, попавшего на матрицу, порядка 10^7 эрг·см⁻² матрица сохраняет свою работоспособность, а ее характеристики эффективно восстанавливаются за счет отжига, а также существенного охлаждения при эксплуатации.

DOI: 10.7868/S3034564226040094

1. ВВЕДЕНИЕ

КМОП-матрицы — один из наиболее широко используемых типов устройств для построения изображений в наши дни [1]. При этом диапазон их применения широк: от камер обычных мобильных телефонов до приемников в составе космических телескопов различных масштабов [2–4]. При этом такие детекторы могут использоваться не только для формирования изображений, но и в качестве спектрометров коротковолнового излучения [5].

Ранее мы изготовили и испытали прототип спектрометра на базе двух коммерческих КМОП-детекторов компании Sony IMX265 и IMX226 и провели ряд испытаний с целью определения их основных характеристик [6]. Было определено спектральное разрешение в рабочем диапазоне, который включает в себя как минимум интервал от 1 до почти 25 кэВ. По результатам проведенных испытаний в качестве

основного варианта детектора была выбрана матрица Sony IMX265. Созданные прототипы могут быть также применены и для космических исследований. Так, сегодня существуют проекты по созданию рентгеновских изображающих спектрометров, выполненных по схеме камеры-обскуры и размещаемых на борту наноспутников [7].

Предполагается, что созданные спектрометры будут использоваться в синхротронных и лабораторных исследованиях, связанных, прежде всего, с рентгеноструктурным [8] и элементным анализом [9], включая рентгеновскую микроскопию [10].

Особенность рабочего энергетического диапазона создаваемого спектрометра заключается в том, что ионизирующее излучение оказывает существенное влияние на характеристики самого устройства, вызывая значительную деградацию его основных параметров [11, 12]. Особенно остро проблема стоит в случае исполь-

зования устройства в синхротронных исследованиях, сопровождаемых высокой радиационной нагрузкой. Несмотря на то, что КМОП-матрицы становятся все более популярными, в том числе в астрономических экспериментах, число работ, посвященных изучению их радиационной стойкости, не так велико [13, 14], особенно для рентгеновского излучения.

Существуют технологии, позволяющие повысить радиационную стойкость таких устройств. Так, в работе [15] рассматривался радиационно-стойкий детектор STAR-250. Рост темновых токов после получения дозы более 100 кГр составил порядка 1.5 нА/см^2 , в то время как сравниваемые с данным устройством стандартные КМОП-матрицы при дозах порядка 0.1 кГр демонстрировали рост темновых токов на 10 нА/см^2 . Необходимо отметить, что с момента выпуска этой работы технологии изготовления КМОП-матриц шагнули далеко вперед, и даже стандартные изделия демонстрируют существенно более высокие характеристики. Кроме того, если рассматривать не эксперименты в космосе, а только наземное применение, когда возможна смена детектора в случае его выхода из строя, имеет смысл использовать менее радиационно стойкие, но более дешевые матрицы.

С целью определения диапазонов применимости созданного спектрометра была проведена серия испытаний стойкости КМОП-матрицы при разных уровнях радиационной нагрузки. В качестве ключевого параметра, по которому определялась степень повреждения матрицы, был выбран уровень темнового тока. Исследована его зависимость от интегральной плотности энергии излучения (флюенса), попавшего на матрицу поглощаемого излучения, в том числе при разных значениях температур. Также рассмотрен вопрос возможности восстановления характеристик детектора с помощью отжига.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Методика определения радиационной стойкости сводилась к выявлению связи между флюенсом энергии при облучении матрицы и соответствующим увеличением уровня темнового тока в зонах, подвергшихся воздействию, которое определялось как разница между средним значением темнового тока в облученных и необлученных областях.

На рис. 1 показаны экспериментальная установка [16] и испытываемый в работе рентгенов-

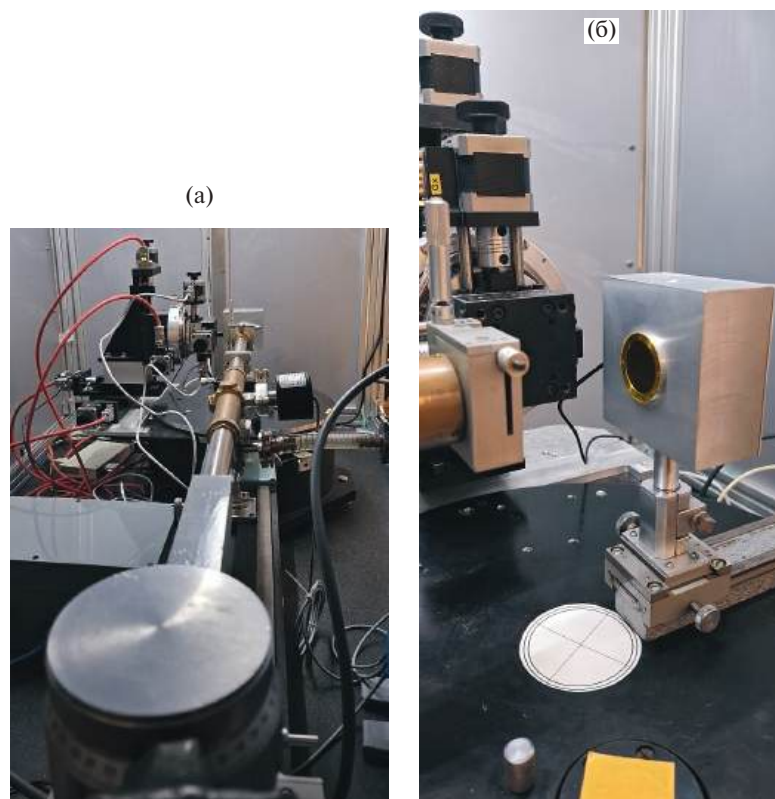


Рис. 1. Экспериментальная установка: а — монохроматор и коллиматор; б — корпусированный спектрометр, размещенный перед выходной апертурой источника рентгеновского излучения.

ский спектрометр в корпусированном исполнении. Входная апертура спектрометра закрыта непрозрачной черной бумагой для обеспечения дополнительной светоизоляции, поскольку матрица чувствительна к оптическому излучению. Описание спектрометра, принципа действия, методов обработки данных и основных характеристик приведено в работе [6].

В качестве источников излучения использовались рентгеновские трубки типа БСВ-42 АО «Светлана-Рентген», Россия [16, 17] с тремя вариантами анодов: медь, молибден, серебро.

Для оценки влияния радиационных нагрузок на темновой ток детектора в фоточувствительной области было выделено 12 локальных зон размером 500×500 мкм², каждая из которых подвергалась облучению рентгеновским излучением при различных параметрах. При этом варьировались энергия фотонов и продолжительность засветки. Время облучения различных областей составляло 500 с, 30 мин, 2 и 8 ч.

Флюенс энергии определялся на основании скорости счета рентгеновских фотонов, определяемой по данным эталонного детектора «Радикон SCSD-4С», представляющего собой классический сцинтилляционный приемник, работающий в режиме интенсиметра.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведен участок темнового кадра матрицы (двумерное распределение интенсивности), полученный после проведения испытаний, на котором представлены 12 областей, подвергшихся разным уровням облучения. Для лучшего отображения интенсивность приведена в логарифмическом масштабе.

На рис. 3 показана зависимость увеличения темнового тока в областях, подвергшихся облучению, от соответствующего флюенса энергии излучения. В работе используется флюенс, поскольку на данный момент неизвестна достоверно толщина фоточувствительного слоя.

Как можно увидеть, при одном и том же флюенсе увеличение темновых токов более заметно при использовании излучения с меньшей энергией. Это легко объяснить, поскольку в таком случае выше процент провзаимодействовавших в фоточувствительном слое матрицы фотонов.

Также была получена зависимость увеличения темнового тока в областях, подвергшихся облучению, от температуры матрицы, рис. 4. Для этого спектрометр помещался в климатическую камеру и постепенно охлаждался. Отсутствующие на графике точки соответствуют моменту,

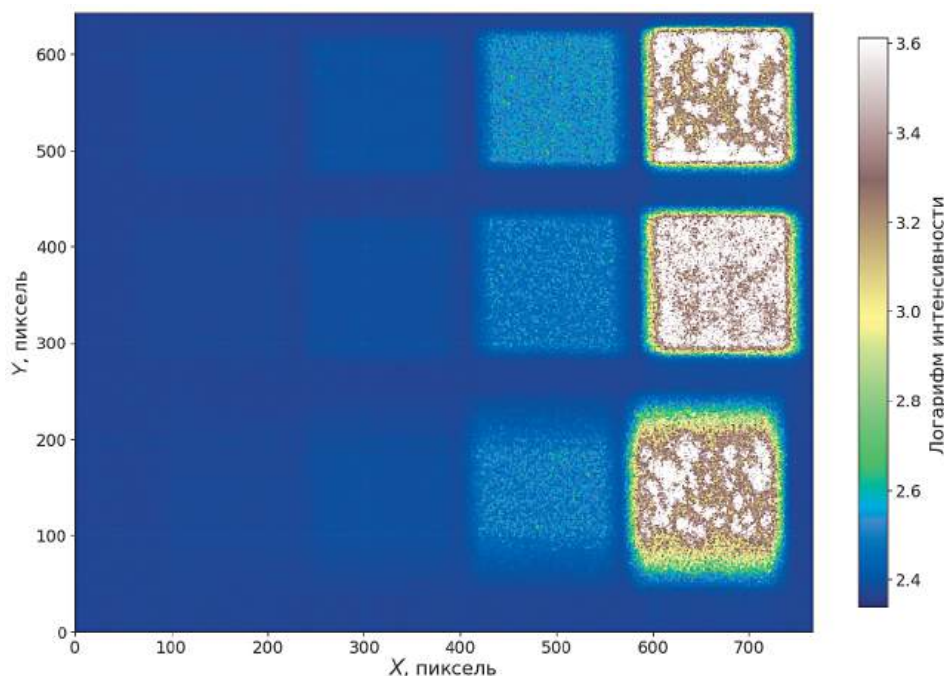


Рис. 2. Темновой кадр матрицы IMX265 после воздействия на нее жесткого рентгеновского излучения. Нижний ряд — медный анод, средний ряд — молибденовый анод; верхний ряд — серебряный анод. Продолжительность облучения областей в пределах горизонтальных рядов слева направо составила 500 с, 30 мин, 2 и 8 ч соответственно. Кадр приведен в логарифмическом масштабе

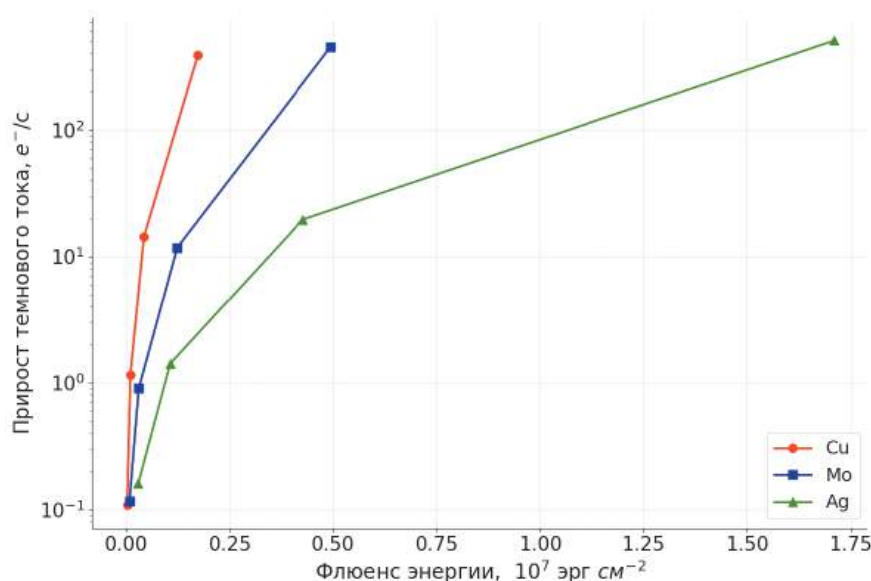


Рис. 3. Зависимость увеличения темного тока в областях, подвергшихся облучению, от флюенса энергии падающего излучения

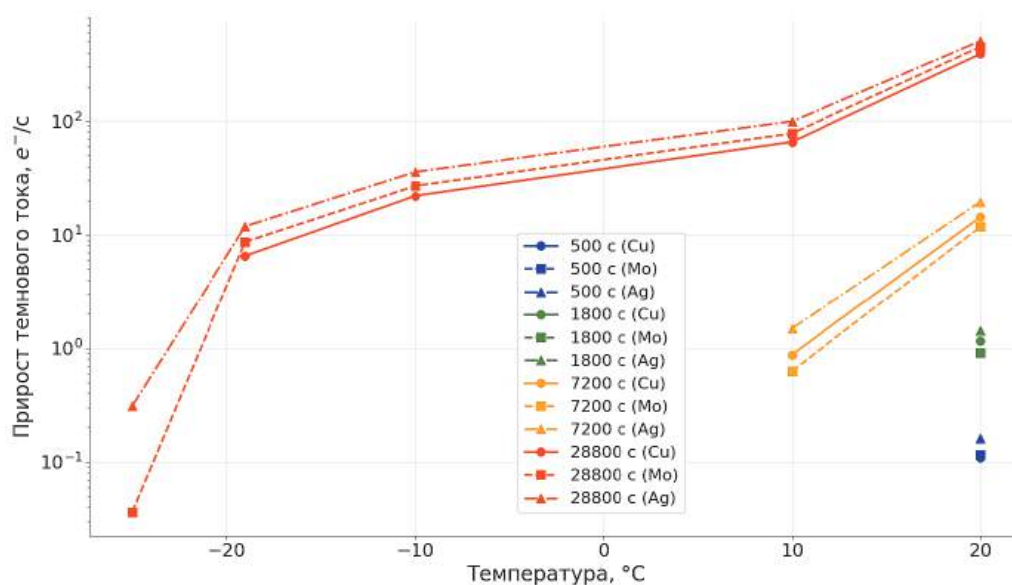


Рис. 4. Температурная зависимость изменения темного тока в областях с разными степенями засветки

когда уровни темновых токов в незасвеченной и засвеченной областях практически одинаковы. Несложно увидеть, что области со временем облучения не дольше получаса практически не демонстрируют увеличения темного тока даже при комнатной температуре. При этом, если охлаждать приемник до температуры 10°C и ниже, увеличение темновых токов в засвеченных областях, за исключением областей с экспозицией засветки 8 ч, практически полностью исчезает.

Если продолжить данную зависимость в область низких температур (рис. 5) в линей-

ном масштабе, то можно увидеть, что темновой ток в засвеченных областях становится меньше, чем на участках матрицы, не подвергавшихся облучению. Чем дольше область подвергалась засветке, тем ниже температура, при которой возникает данный эффект, и тем больше падает уровень темнового тока при охлаждении.

Данный эффект проиллюстрирован на рис. 6. На левой панели приведен фрагмент кадра с областями матрицы, которые подверглись наиболее продолжительному облучению и в которых прирост темного тока максимален, — изображение получено при комнатной температуре. На

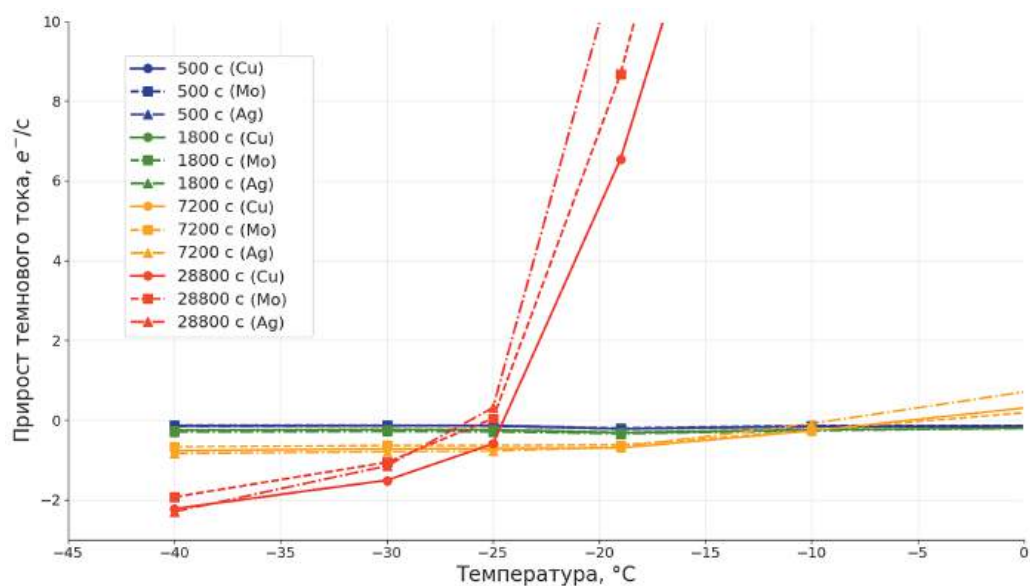


Рис. 5. Температурная зависимость увеличения темного тока в областях с разными степенями засветки при охлаждении до -40°C

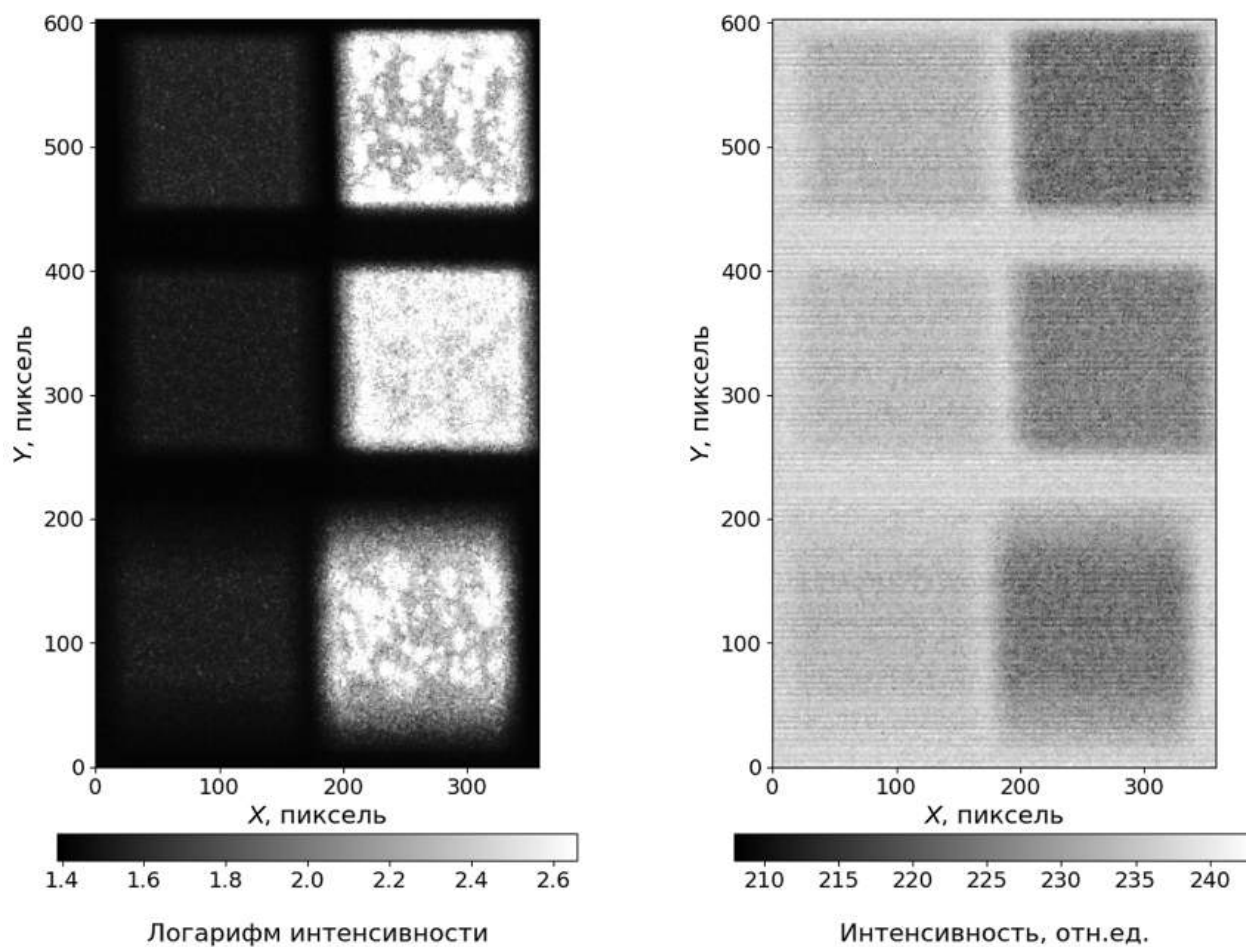


Рис. 6. Фрагмент изображений с участками, подвергавшимися облучению в течение 2 и 8 ч. Левая панель — при комнатной температуре (изображение приведено в логарифмическом масштабе); правая панель — при температуре -40°C

правой панели приведен аналогичный фрагмент, однако при температуре -40°C . Видно, что при существенном охлаждении матрицы происходит полная инверсия картины — наиболее яркие при комнатной температуре участки становятся темнее, чем фрагменты, не подвергавшиеся облучению, причем самые низкие уровни темнового тока наблюдаются именно на участках с максимальной экспозицией засветки.

В работе была проверена возможность восстановления характеристик матриц путем отжига при температуре 120°C . При этом изменения уровней темнового тока контролировались периодически — после 4, 12 и 24 ч нагрева матрицы. Каждое измерение проводилось после остывания детектора до комнатной температуры, после чего процесс отжига продолжался. На рис. 7 приведены результаты исследования влияния отжига на уровень темновых токов в областях, подвергшихся облучению. Как видно, при всех уровнях облучения происходит заметное восстановление характеристик.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Полученные зависимости увеличения темнового тока от флюенса энергии излучения, попадающего на матрицу, позволяют оценивать допустимые потоки и время их воздействия, при которых детектор считается работоспособным. Особенность полезного сигнала заключается

в том, что его интенсивность не зависит от времени экспозиции. Построение спектра осуществляется путем пофотонного поиска событий на матрице, для каждого из которых проводится интегрирование числа вторичных заряженных частиц в пределах облака его пространственного распределения. Таким образом, уровень темнового тока может быть искусственно снижен за счет уменьшения времени экспозиции одного кадра. Очевидным минусом такого подхода можно назвать снижение числа регистрируемых фотонов и, как следствие, увеличение продолжительности эксперимента для накопления статистически обеспеченного спектра. Если же речь идет о динамическом объекте, то уменьшение времени накопления одного кадра может привести к невозможности его исследования.

В работе [6] была проведена калибровка спектрометра по энергии и было получено значение коэффициента, позволяющего переводить цифровые отсчеты в килоэлектронвольты, — 144.7 отсч/кэВ. Темновой ток в областях, не подвергавшихся облучению, составляют порядка 10 отсч/с на пиксель. При облучении матрицы в течение 2 ч темновой ток вырос на $20\text{--}30\%$, а после воздействия на протяжении 8 ч — более чем на порядок. Таким образом, при выборе, например экспозиции 1 с темновой ток матрицы после 8 ч облучения с использовавшимися в работе потоками будет сопоставим с сигналом, который формирует в матрице фотон с энер-

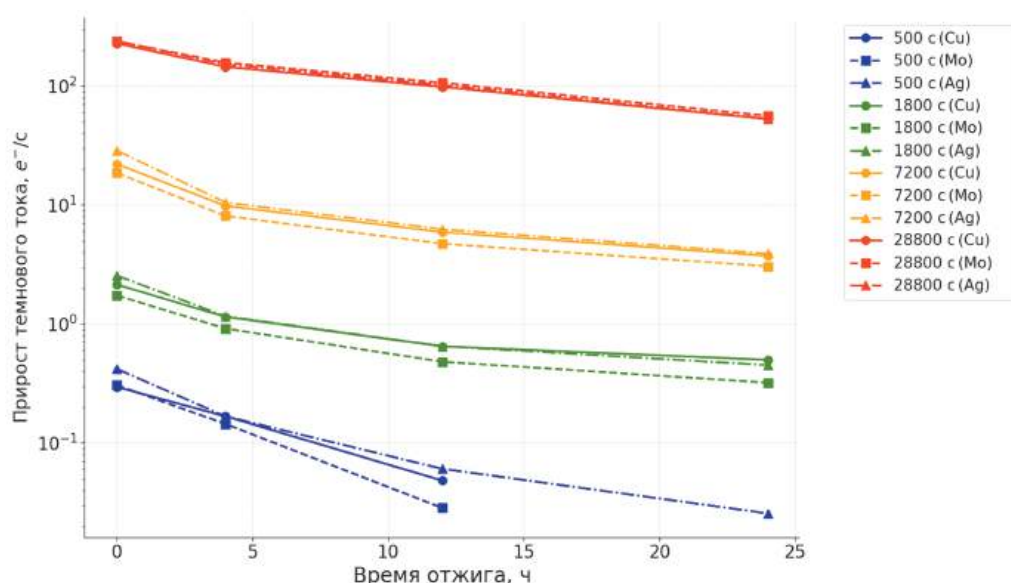


Рис. 7. Разница темнового тока в облученных и необлученных областях в зависимости от продолжительности отжига матрицы

гией 1 кэВ. Высокие значения темнового тока ограничивают рабочий спектральный диапазон прибора со стороны длинноволновой границы, а также снижают его энергетическое разрешение. В зависимости от постановки задачи и приоритетов время экспозиции будет подбираться индивидуально.

Температурные зависимости уровня темнового тока облученных областей показали, что при активном охлаждении он быстро падает, и при температурах в диапазоне примерно от -25 до -30 °С практически не отличается от значений в областях, не подвергавшихся облучению. Таким образом, создание эффективной системы охлаждения спектрометра может существенно увеличить его ресурс.

Было обнаружено, что при существенном охлаждении темновой ток в облученных областях становится меньше, чем в тех участках матрицы, которые не подвергались засветке. При этом эффект прямо зависит от уровня радиационной нагрузки — чем она выше, тем сильнее падает темновой ток в соответствующих областях. Возможно, что при облучении начинают доминировать дефекты с большей энергией активации, что существенно меняет температурную зависимость темнового тока [18]. На изображениях видно, что кластеры дефектов, возникшие при длительном облучении, исчезают при низких температурах — картина становится практически однородной. Возможно, это говорит об эффективном подавлении вклада в темновой ток от объемных дефектов.

Классический метод восстановления кремниевых детекторов после радиационных нагрузок заключается в их длительном нагреве при температурах порядка 100 °С. Было проанализировано, как время отжига влияет на темновые токи в областях матрицы, подвергавшихся разным уровням облучения. В наименее засвеченных областях (продолжительность засветки 500 с и 30 мин) за первые 4 ч происходило практически полное восстановление матрицы — разница между облученными и необлученными областями практически незаметна. Зоны с максимальной продолжительностью облучения 8 ч демонстрируют падение темнового тока более чем в 3.5 раза за сутки отжига. Стоит отметить, что темновые токи при комнатной температуре в соответствующих областях все равно остаются на относительно высоком уровне — примерно в 4 раза больше, чем в незасвеченных областях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена работа по исследованию радиационной стойкости созданного рентгеновского спектрометра на основе КМОП-матрицы IMX265. Показано, что, несмотря на быстрый рост темновых токов при облучении рентгеновским излучением, существуют способы его снижения за счет воздействия внешних факторов.

В первую очередь, охлаждение матрицы до температур в диапазоне примерно от -25 до -30 °С позволяет существенно снизить темновые токи, практически нивелируя все последствия длительного облучения рентгеновским излучением. Также высокую эффективность восстановления демонстрирует отжиг. Было показано, что отжиг в течение 24 ч позволяет существенно снизить темновые токи в облученных областях. Так, за сутки отжига темновой ток в наиболее поврежденных областях уменьшается более чем в 3.5 раза. Таким образом, показано, что при флюенсе энергии порядка 10^7 эрг·см⁻² матрица сохраняет свою работоспособность, а совокупность внешних воздействий, таких как отжиг и охлаждение, позволяет практически полностью компенсировать возникающие в результате радиационной нагрузки повреждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 075-15-2025-458 от 27.05.2025 в рамках Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на период до 2030 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Beletic J.E., Beletic J.W., Amico P. Scientific Detectors for Astronomy. Dordrecht: Springer, 2005. <https://doi.org/10.1007/1-4020-4330-9>
2. De Groof A., Berghmans D., Nicula B. et al. Sol. Phys. 2008. V. 249. № 1. P. 147. <https://doi.org/10.1007/s11207-008-9175-y>
3. Beletic J.W., Blank R., Gulbransen D. et al. SPIE Proceedings. 2008. V. 7021. P. 70210H. <https://doi.org/10.1117/12.790382>
4. Pertsov A.A., Dyatkov S.Y., Erkhova N.F. et al. Instrum. Exp. Tech. 2022. V. 65. № 2. P. 326. <https://doi.org/10.1134/S0020441222020051>

5. Haro M.S., Bessia F.A., Pérez M. et al. Radiat. Phys. Chem. 2020. V. 167. P. 108354.
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.108354>
6. Kuzin S.V., Kirichenko A.S., Pertsov A.A. et al. J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2025. V. 19. № 4. P. 935.
<https://doi.org/10.1134/S1027451025701356>
7. Kuzin S.V., Kirichenko A.S., Pertsov A.A. et al. Tech. Phys. 2024. V. 69. № 3. P. 592.
<https://doi.org/10.1134/S106378422402018X>
8. Bunaciu A.A., Udriștioiu E.g., Aboul-Enein H.Y. Crit. Rev. Anal. Chem. 2015. V. 45. № 4. P. 289.
<https://doi.org/10.1080/10408347.2014.949616>
9. Revenko A., Tsvetyansky A., Eritenko A. Radiat. Phys. Chem. 2022. V. 197. P. 110157.
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2022.110157>
10. Mizutani R., Suzuki Y. Micron. 2012. V. 43. № 2-3. P. 104.
<https://doi.org/10.1016/j.micron.2011.10.002>
11. Tan J., Buttgen B., Theuwissen A.J.P. ASDAM. 2010. P. 279.
<https://doi.org/10.1109/ASDAM.2010.5667007>
12. Townsend-Rose C., Buggy T., Ivory J. et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2024. V. 1059. P. 169011.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.169011>
13. Liu M., Ling Z., Wu Q. et al. J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2023. V. 9. № 04.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.9.4.046003>
14. Belloir J., Goiffon V., Virmontois C. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2017. V. 64. № 1. P. 27.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2641479>
15. Bogaerts J., Dierickx B., Meynants G. et al. IEEE Trans. Electron Devices. 2003. V. 50. № 1. P. 84.
<https://doi.org/10.1109/TED.2002.807251>
16. Zolotov D.A., Buzmakov A.V., Dyachkova I.G. et al. Crystallogr. Rep. 2024. V. 69. № 2. P. 279.
<https://doi.org/10.1134/S1063774524600091>
17. Buzmakov A.V., Asadchikov V.E., Zolotov D.A. et al. Crystallogr. Rep. 2018. V. 63. № 6. P. 1057.
<https://doi.org/10.1134/S106377451806007X>
18. Widenhorn R., Blouke M.M., Weber A. et al. SPIE Proceedings. 2002. V. 4669. P. 193.
<https://doi.org/10.1117/12.463446>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 620.179.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ЗАЗОРА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПЕТЛИ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА В СОСТАВНОЙ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

© 2026 г. А.В. Батуева*, Д.Г. Ксенофонтов**, О.Н. Василенко***

*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18*

* E-mail: batuevaav@imp.uran.ru

** E-mail: ksenofontov@imp.uran.ru

*** E-mail: vasilenko@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 28.04.2026

После доработки 03.06.2026

Принята к публикации 14.06.2026

Выполнено исследование по оценке влияния величины немагнитного зазора на результаты измерений петель магнитного гистерезиса в составной магнитной цепи «приставной преобразователь — объект контроля» для различных классов ферромагнетиков. В качестве намагничивающего устройства применяется приставной преобразователь, оптимизированный методом конечных элементов для задач многопараметрового анализа магнитной структуроскопии. Проведены экспериментальные измерения и построены цифровые модели в Comsol Multiphysics, релевантные оборудованию в натурном эксперименте. Для описания магнитного гистерезиса ферромагнетиков в программном виде используется встроенная в электромагнитный модуль AC/DC-модель Джайлса—Атертона. Получены экспериментальные и расчетные наборы петель магнитного гистерезиса, качественно отражающие пространственное распределения магнитных полей в составной магнитной цепи в местах измерений, соответствующих областям чувствительности датчиков Холла. Установлены зависимости измеряемых магнитных характеристик (максимальной магнитной индукции $B_{\max}$, остаточной магнитной индукции B_r , коэрцитивной силы H_c) от величины немагнитного зазора. Показаны ограничения применимости классической модели Джайлса—Атертона в ходе реализации моделирования методом конечных элементов.

DOI: 10.7868/S3034564226040102

1. ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение надежности и безопасной эксплуатации ответственных металлоконструкций (трубопроводов, корпусов, валов) в энергетике, на транспорте и в машиностроении напрямую зависит от эффективности методов неразрушающего контроля, среди которых особое место занимают магнитные методы, чувствительные к структурному состоянию ферромагнитных материалов. Коэрцитиметрия как метод однопараметрового контроля реализуется во многих действующих приборах для магнитной структуроскопии, позволяя эффективно выявлять структурные изменения благодаря высокой

чувствительности коэрцитивной силы к свойствам ферромагнитного материала. Однако при локальном намагничивании объектов различных типоразмеров пространственное распределение магнитных полей зависит от ряда мешающих факторов, таких как немагнитный зазор, форма и размеры объекта исследования. В свою очередь, эти факторы приводят к перераспределению магнитного поля в измерительной системе, что вносит вклад в регистрируемый сигнал и, как следствие, искажает достоверную оценку состояния контролируемого объекта.

Исследования, проведенные в конце XX века, привели к выводу о том, что для достоверной

оценки структурных изменений объекта необходим переход к многопараметровому контролю. Развитие магнитных средств многопараметрового контроля создает перспективное направление для магнитных исследований при помощи многоцелевых аппаратно-программных систем [1]. Результаты измерений петли магнитного гистерезиса и соответствующих магнитных характеристик зависят от конструкции приставного преобразователя, типа и месторасположения датчиков, регистрирующих магнитное поле [2].

Традиционно подход к разработке новых средств измерения и методик контроля магнитных параметров базировался преимущественно на эмпирических данных [3, 4]. В настоящее время все более широкое применение при проведении научных исследований получает цифровое моделирование. Однако большинство исследований, реализующих моделирование физических процессов в рамках магнитного неразрушающего контроля методом конечных элементов (МКЭ), учитывает среди характеристик объектов исследования только кривую намагничивания ферромагнетиков [5]. Для описания пространственного распределения магнитных полей при локальных измерениях в составной магнитной цепи по циклу перемагничивания изделия необходимо учитывать гистерезис магнитных свойств ферромагнетиков. Математическая модель магнитного гистерезиса Джайлса–Атертона [6], реализованная в программном модуле AC/DC Comsol Multiphysics, позволяет спрогнозировать процессы перемагничивания ферромагнетика по петле магнитного гистерезиса. Построение достоверных цифровых моделей измерительной магнитной системы [7] позволяет с высокой точностью прогнозировать пространственное распределение магнитных полей, что открывает широкие перспективы для разработки новых средств измерений.

В работе предложена усовершенствованная конструкция измерительного преобразователя для многопараметрового магнитоструктурного анализа ферромагнитных плоских объектов. Измерение при помощи аппаратно-программной системы позволяет получать петли магнитного гистерезиса в ходе цикла перемагничивания ферромагнетика. Представлено изменение пространственного распределения магнитных полей в зоне размещения датчиков

Холла в натурном эксперименте и цифровых моделях.

Достоверность измерений статических магнитных характеристик в существенной степени зависит от ряда мешающих факторов. Стабильность результатов измерений магнитных характеристик при изменении величины немагнитного зазора традиционно являлась мерой достоверности при оценке новых средств измерений [8].

Данное исследование посвящено количественной оценке влияния немагнитного зазора в составной магнитной цепи на результаты измерений петли магнитного гистерезиса для различных классов ферромагнитных материалов, а также исследованию возможности применения имеющегося инструмента моделирования для оценки влияния мешающих факторов на мере зазора на результаты расчета.

2. СРЕДСТВА, МЕТОДИКИ И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследование влияния величины немагнитного зазора в составной магнитной цепи «преобразователь – объект контроля» проведено на плоских стандартных образцах остаточной магнитной индукции СОП ОМИ 02-2021 (ОМИ 2, 5, 6, 10), имеющих размеры $90 \times 40 \times 4.5$ мм³. Образцы подвергались закалке при различных температурах $T_{\text{зак}}$ и отпуску при различных температурах $T_{\text{отп}}$: ОМИ 2 (сталь 95X18, $T_{\text{зак}} = 1090^\circ\text{C}$, $T_{\text{отп}} = 400^\circ\text{C}$); ОМИ 5 (сталь 65Г, $T_{\text{зак}} = 870^\circ\text{C}$, $T_{\text{отп}} = 200^\circ\text{C}$); ОМИ 6 (сталь 10, $T_{\text{зак}} = 930^\circ\text{C}$, $T_{\text{отп}} = 400^\circ\text{C}$); ОМИ 10 (сталь 65Г, $T_{\text{зак}} = 870^\circ\text{C}$, $T_{\text{отп}} = 600^\circ\text{C}$). Выбор образцов обусловлен различным диапазоном магнитных характеристик ферромагнетиков (максимальной магнитной индукции B_{max} , остаточной магнитной индукции B_r , коэрцитивной силы H_c). Петли магнитного гистерезиса вещества для указанных образцов измерены при помощи магнитоизмерительного комплекса Remagraph C-500 согласно стандартной международной методике IEC 60404-4 [9]. На основании этих данных были подобраны параметры модели (M_s , A , α , c , k) магнитного гистерезиса Джайлса–Атертона [5, 6] при помощи программы PIJAM (Parameter identification of Jiles-Atherton model) [10] для задания гистерезисных свойств ферромагнитных материалов в цифровом моделировании. Петли магнитного гистерезиса вещества (синие линии)

и результаты подбора параметров модели (красные линии) представлены на рис. 1.

Измерения статических магнитных характеристик проводились при помощи оригинального автоматизированного программно-аппаратного комплекса магнитной структуроскопии. Структурная схема измерительной системы представлена на рис. 2. Персональный компьютер (ПК) содержит интерфейс для задания настроек,

запуска и остановки цикла перемагничивания и вывода результатов измерений. Микроконтроллер непосредственно управляет циклом измерений согласно настройкам, полученным от ПК, таких как длительность цикла, амплитуда тока. Цикл измерений содержит этапы магнитной подготовки и самокалибровки, а также цикл перемагничивания. В процессе перемагничивания управляющий сигнал от цифро-аналогового

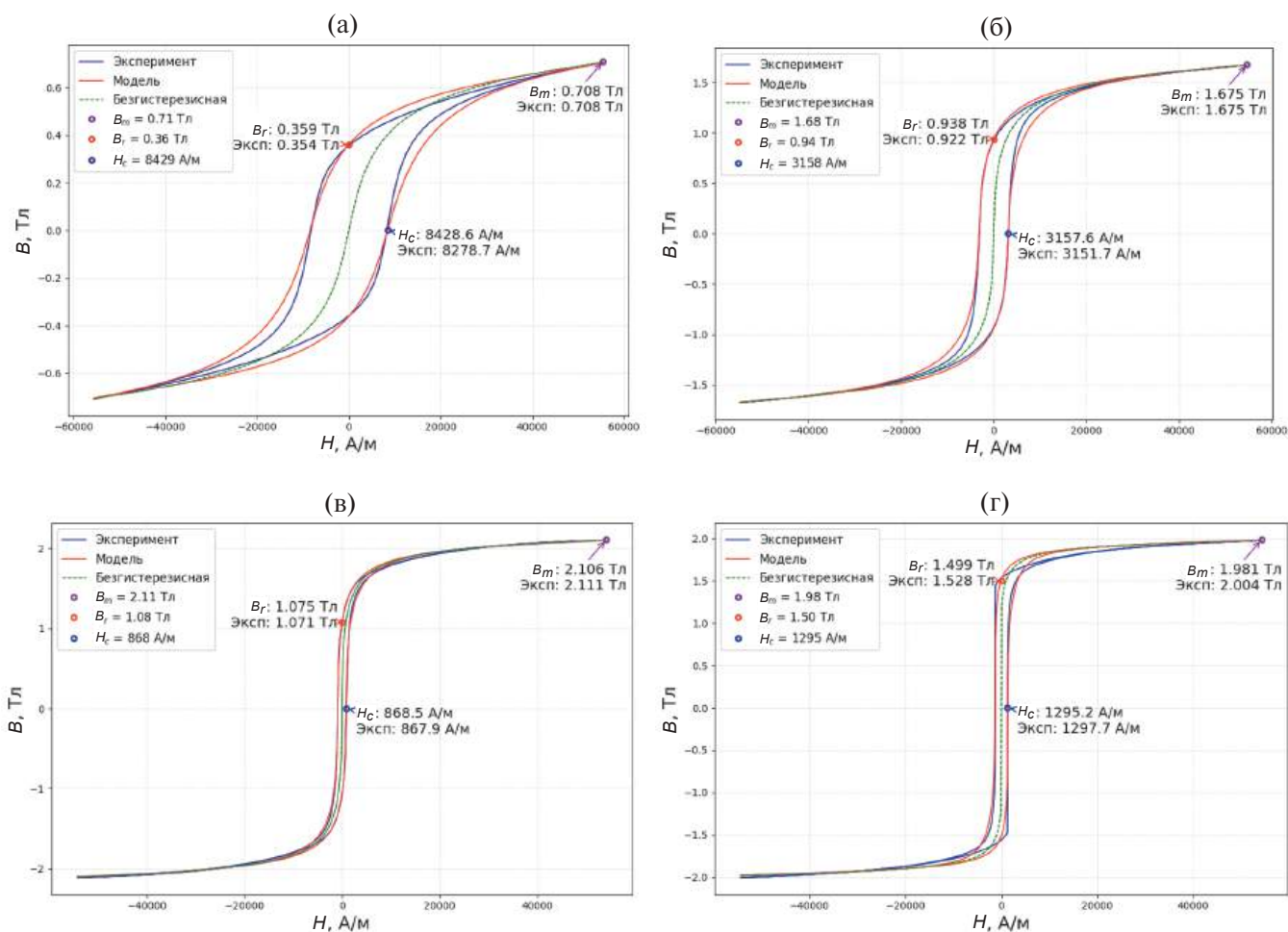


Рис. 1. Экспериментальные измерения петель магнитного гистерезиса на магнитоизмерительной установке Remagraph C-500 (синие линии) и результаты подбора параметров математической модели магнитного гистерезиса Джаялса–Атертона (красные линии) для образцов ОМИ 2 (а), ОМИ 5 (б), ОМИ 6 (в), ОМИ 10 (г)



Рис. 2. Структурная схема измерительной системы

преобразователя подается на усилитель мощности, который создает намагничивающий ток в обмотках электромагнита, за счет чего появляется магнитный поток в составной магнитной цепи «преобразователь — объект контроля». В процессе перемагничивания измеряются магнитная индукция в магнитопроводе (датчик Холла 1 — индукция B), напряженность магнитного поля на поверхности объекта контроля (датчик Холла 2 — напряженность H) и величина тока в намагничивающих катушках преобразователя. Предварительно была проведена градуировка датчиков Холла в соленоиде путем сличения результатов измерений с показаниями измерителя магнитной индукции Ш1-8 по величине напряженности магнитного поля H [А/см] и магнитной индукции B [Тл].

В качестве намагничивающего устройства использовалась конструкция измерительного преобразователя, усовершенствованная для задач многопараметровой магнитной структуроскопии: размер полюса составил 10×30 мм²; общий размер контактной площадки преобразователя 30×35 мм², высота преобразователя 50 мм. Магнитодвижущая сила в намагничивающей обмотке равнялась 855 А. Положение датчика Холла в зазоре магнитопровода и в межполюсном пространстве строго фиксируется. Расположение датчиков обусловлено результатами пространственного распределения магнитного поля. Выбраны наиболее чувствительные и стабильные зоны к измерению тангенциальной составляющей магнитного поля, что позволяет получить петли магнитного гистерезиса

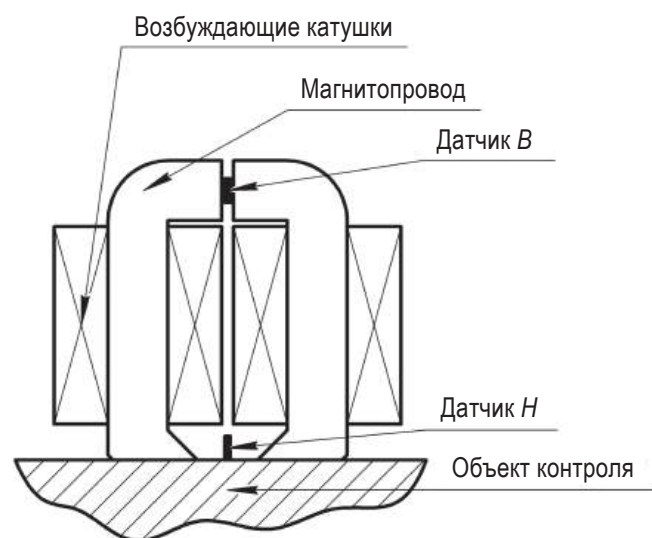


Рис. 3. Схема измерений при помощи приставного преобразователя на исследуемых образцах

тела, пропорциональные магнитным характеристикам вещества. Результаты измерений напрямую зависят от структурных изменений в ферромагнетике. Схема измерительного преобразователя представлена на рис. 3.

В составной магнитной цепи варьировалась величина немагнитного зазора d между полюсами приставного преобразователя и объектами исследования в диапазоне от 0 до 2.9 мм. Зазор сформирован набором пластин из немагнитного полимерного материала (полилактид), полученных методом послойного синтеза (3D-печать).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ПРИСТАВНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Для реализации измерительной системы в цифровом виде использовалось программное обеспечение Comsol Multiphysics 6.0. Цифровые модели отражали реальные размеры и условия экспериментальных исследований. Проведен расчет в рамках задач магнитостатики в цикле перемагничивания ферромагнитных образцов. Ферромагнитные свойства в цифровых моделях заданы при помощи модели Джайлса—Атертона, которая является встроенным инструментом электромагнитного модуля AC/DC. Тип исследований выбран в модуле Time Dependent, он предназначен для решения задач, в которых поля переменных меняются во времени. Изменение тока во времени описывается формулой синусоидального тока: $I = I(t) = I_0 \sin(\omega t)$, где I_0 — амплитуда силы тока, ω — циклическая (круговая) частота колебаний. Период колебаний в расчетах был равен 10 с.

Получены результаты пространственных распределений магнитных полей и потока в составной магнитной цепи. На рис. 4 представлены трехмерная модель составной магнитной цепи и пространственное распределение магнитной индукции по центру в разрезе. В рамках исследований проведена верификация цифровых моделей для составной магнитной цепи без объекта контроля.

Конструкция приставного преобразователя позволяет выделить ряд преимуществ в рамках проведения многопараметровой магнитной структуроскопии.

1. Для малогабаритной конструкции приставного преобразователя при значениях тока 1.5 А и 570 витках в катушках обеспечивается локальное промагничивание, близкое к техническому

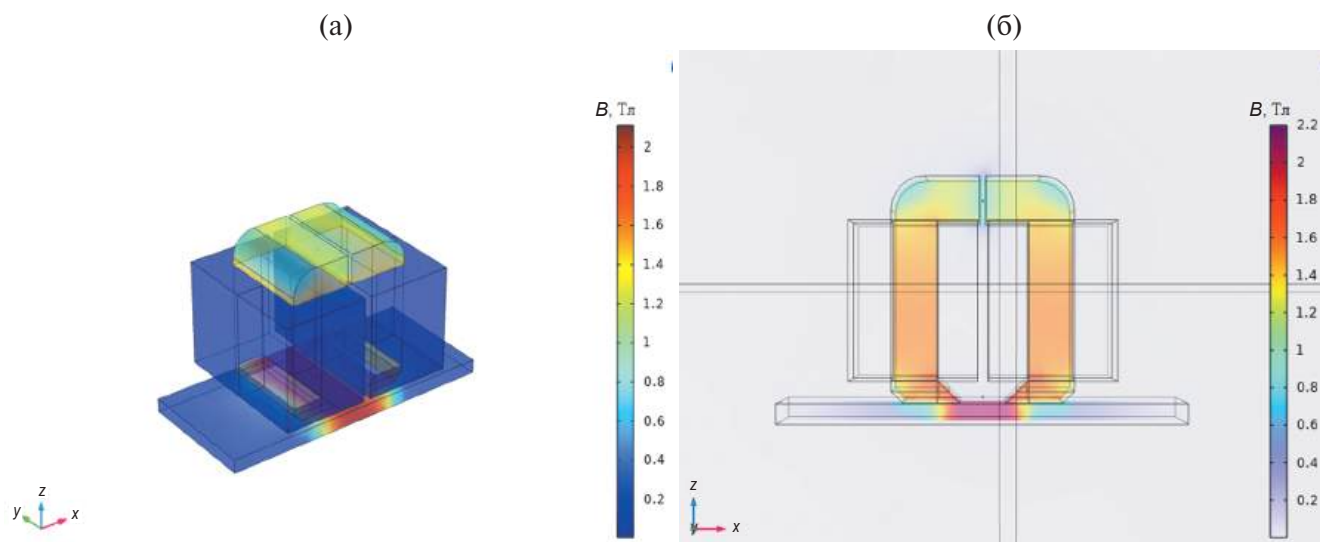


Рис. 4. 3D-модель составной магнитной цепи «приставной преобразователь — объект контроля» (а) и пространственное распределение магнитной индукции при отсутствии зазора в центральном сечении (б) для образца ОМИ 6 при токе 1.5 А

насыщению объекта. Напряженность магнитного поля в межполюсном пространстве составляет 400 А/см для магнитомягких образцов (коэрцитивная сила менее 40 А/см) и более 600 А/см для магнитожесткого образца при отсутствии зазора в составной магнитной цепи между полюсами преобразователя и объектом контроля. Межполюсное пространство составляет 10 мм, что позволяет локально проводить диагностику магнитных свойств в разных участках изделия.

2. Магнитопровод во время работы намагничивается пропорционально намагничивающему току в катушках, при этом не достигая техниче-

ского насыщения, что, в свою очередь, позволяет регистрировать датчиком Холла магнитный поток в перемычке, прямо пропорциональный магнитному потоку в объекте контроля, по всему циклу перемагничивания ферромагнитного плоского изделия.

3. Измеряемые петли магнитного гистерезиса пропорциональны петлям магнитного гистерезиса вещества, полученным по стандартной международной методике на магнитоизмерительной установке Remagraph С-500 при отсутствии зазора в магнитной цепи между полюсами приставного преобразователя и объектом контроля.

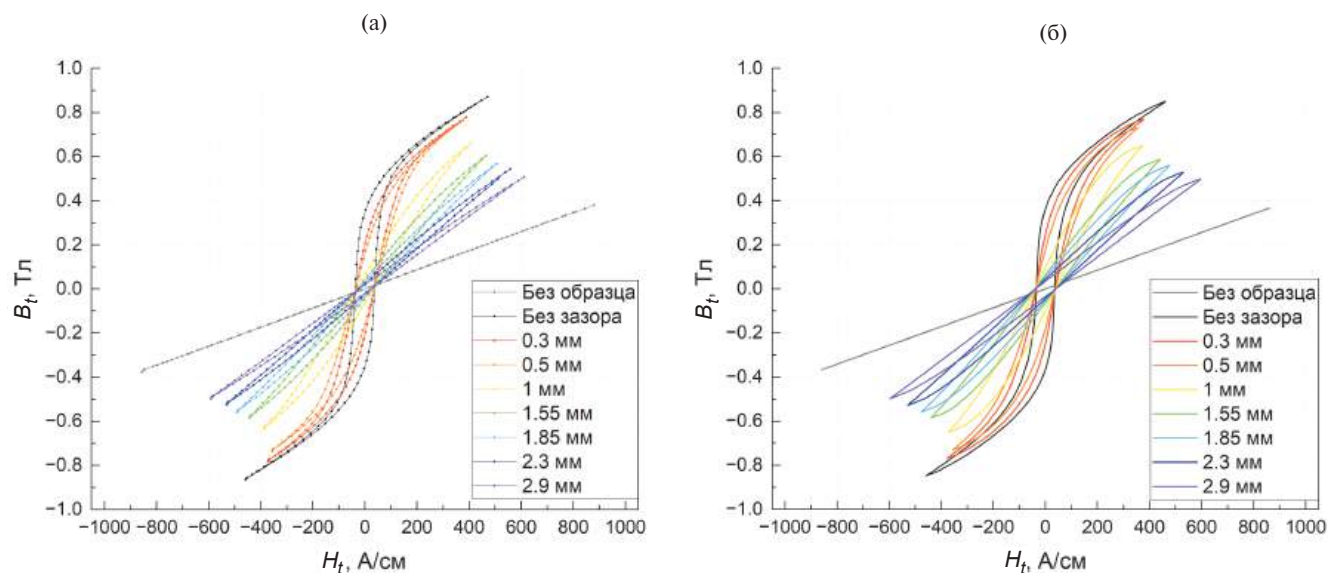


Рис. 5. Петли магнитного гистерезиса в зависимости от величины немагнитного зазора для образца ОМИ 5: а — экспериментальные результаты, измеренные датчиками Холла, б — результаты моделирования, полученные в местах расположения датчиков Холла

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБЪЕКТОВ

В соответствии с описанными выше методиками были проведены измерения петель магнитного гистерезиса исследуемых образцов. На рис. 5 представлены результаты экспериментальных измерений при помощи автоматизированного программно-аппаратного комплекса магнитной структуроскопии и моделирования составной магнитной цепи «приставной преоб-

разователь — объект контроля». Показано качественное совпадение этих данных.

На рис. 6–8 представлены зависимости относительного изменения статических магнитных характеристик (максимальной магнитной индукции $B_{\max}$, остаточной магнитной индукции B_r , коэрцитивной силы H_c) от величины немагнитного зазора d . Синим и красным цветами представлены зависимости, полученные от датчиков Холла в экспериментальных и цифровых исследованиях соответственно. Черным цветом показаны данные в центре объекта контроля

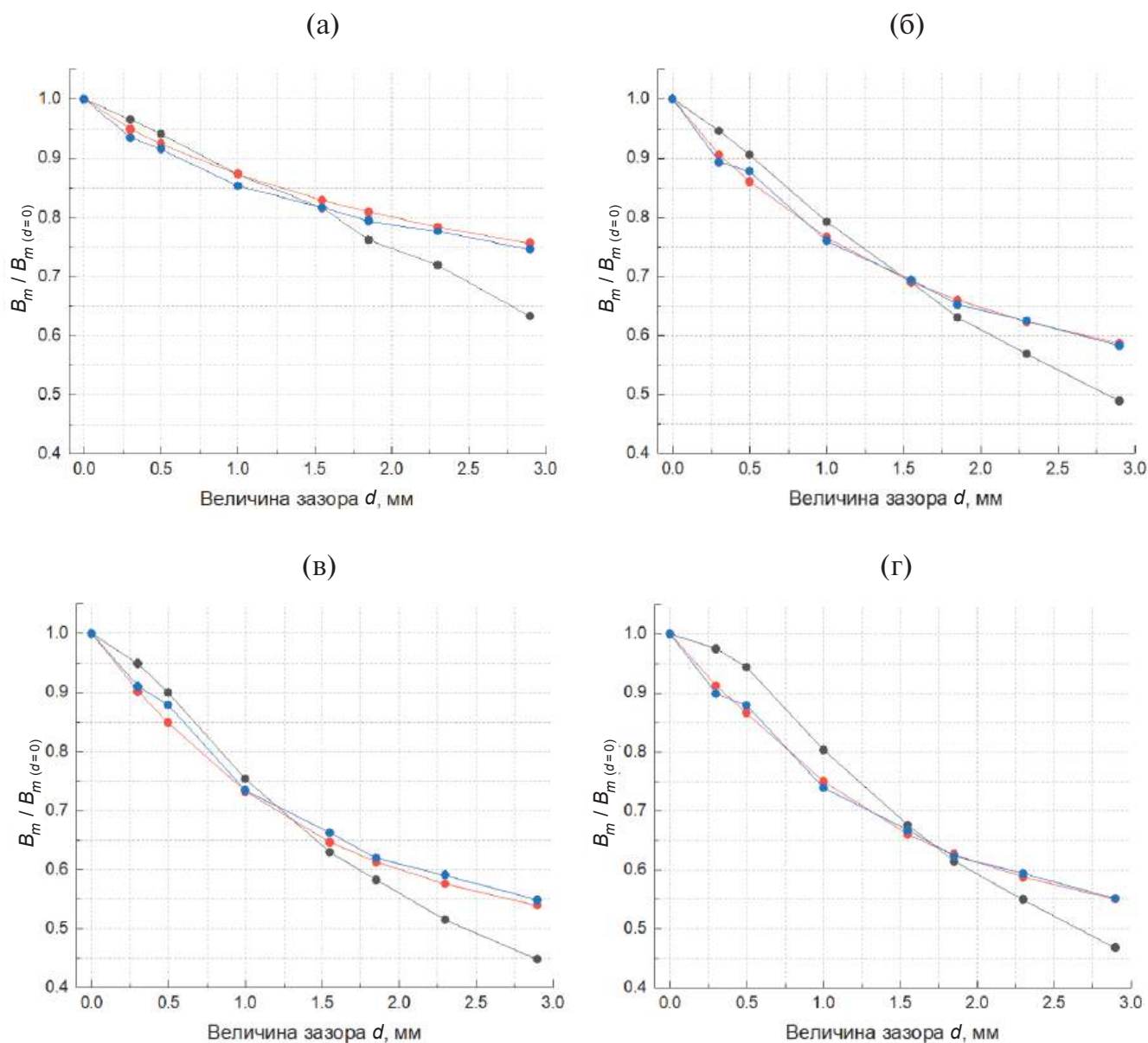


Рис. 6. Относительное изменение максимальной магнитной индукции $B_{\max}$ в зависимости от величины зазора d для образцов ОМИ 2 (а), ОМИ 5 (б), ОМИ 6 (в), ОМИ 10 (г): синим цветом показаны экспериментальные результаты, измеренные датчиками Холла; красным — результаты моделирования, полученные в местах расположения датчиков Холла; черным — результаты моделирования в объекте контроля по центру

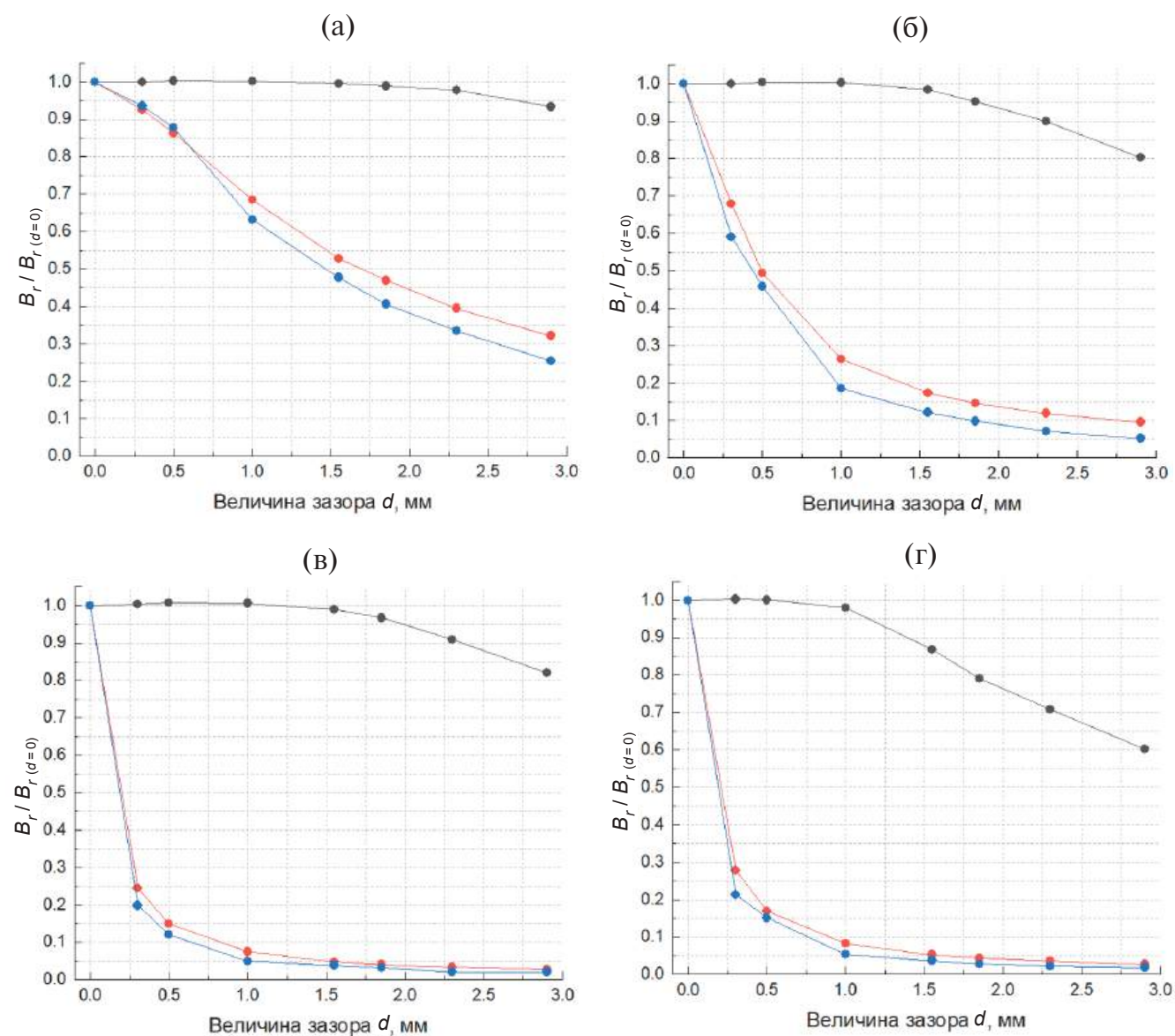


Рис. 7. Относительное изменение остаточной магнитной индукции B_r в зависимости от величины зазора d для образцов ОМИ 2 (а), ОМИ 5 (б), ОМИ 6 (в), ОМИ 10 (г): синим цветом показаны экспериментальные результаты, измеренные датчиками Холла; красным — результаты моделирования, полученные в местах расположения датчиков Холла; черным — результаты моделирования в объекте контроля по центру

в зоне межполюсного пространства магнитопровода.

Полученные зависимости дают количественную оценку изменения измеряемых магнитных характеристик с увеличением величины зазора. Экспериментальное изменение величины максимальной магнитной индукции $B_{\max}$ совпадает количественно с результатами моделирования. Значения остаточной магнитной индукции B_r в результате моделирования завышены. При этом значение коэрцитивной силы H_c растет в зависимости от типа ферромагнетика. Наблюдаемые отклонения расчетов обуславливаются

особенностями классической модели Джайлса–Атертона, которая не может достоверно описывать частные петли магнитного гистерезиса. Это наиболее значимо проявляется при анализе петель магнитного гистерезиса, получаемых в центре объекта контроля: при явном уменьшении максимальной магнитной индукции $B_{\max}$ (рис. 6) коэрцитивная сила H_c не меняется или меняется слабо (10 % для ОМИ 10).

С увеличением зазора остаточная магнитная индукция B_r падает в зависимости от типа ферромагнетика: для низкокоэрцитивных образцов (ОМИ 6, ОМИ 10) происходит резкое экспонен-

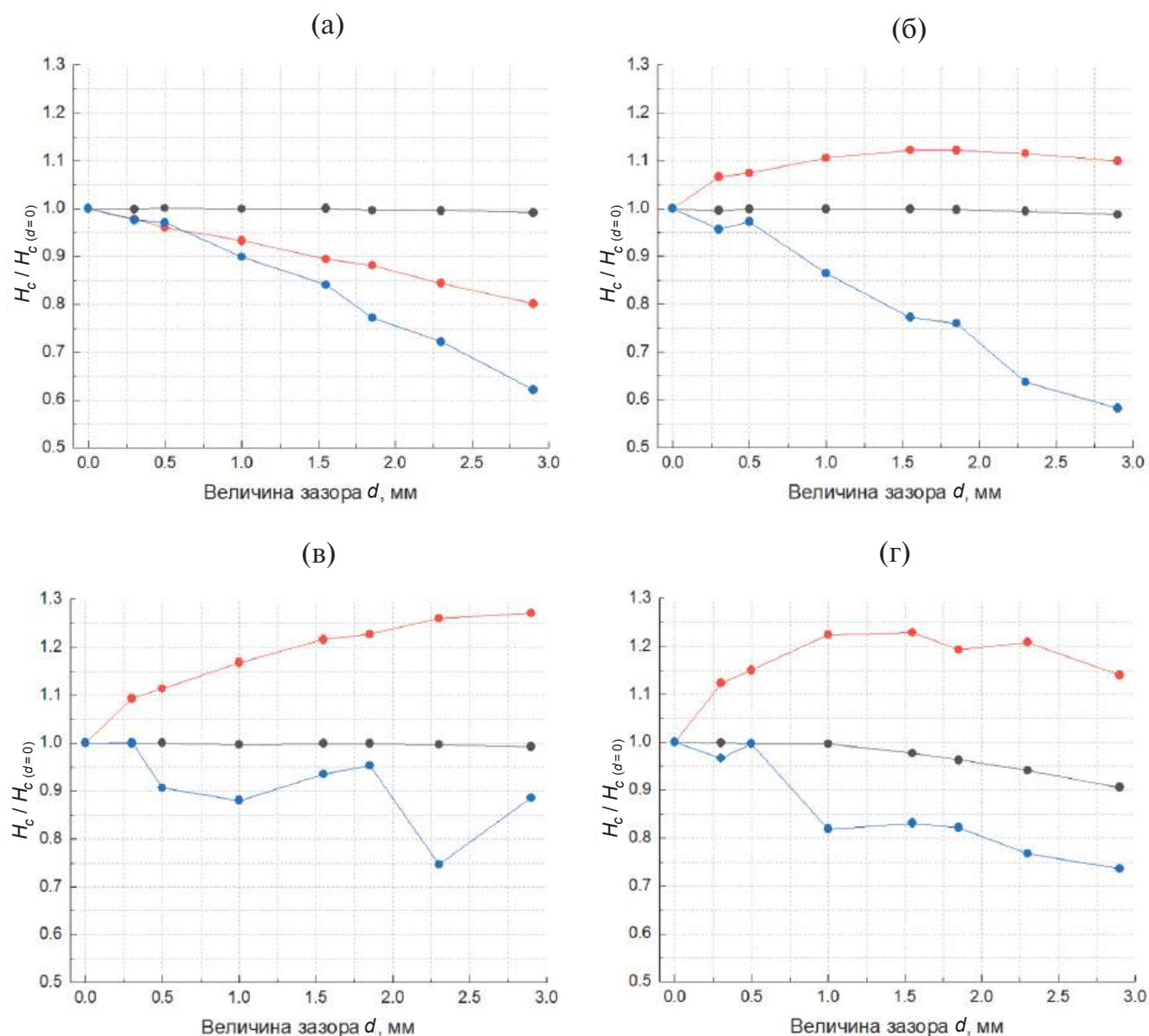


Рис. 8. Относительное изменение коэрцитивной силы H_c в зависимости от величины зазора d для образцов ОМИ 2 (а), ОМИ 5 (б), ОМИ 6 (в), ОМИ 10 (г): синим цветом показаны экспериментальные результаты, измеренные датчиками Холла; красным — результаты моделирования, полученные в местах расположения датчиков Холла; черным — результаты моделирования в объекте контроля по центру

циальное падение значений, однако при высоких значениях коэрцитивной силы (ОМИ 2, ОМИ 5) эта характеристика убывает линейно и постепенно. Величина и характер изменения магнитных характеристик в большей степени определяются формой предельной петли магнитного гистерезиса. На рис. 9 графически показано влияние немагнитного зазора на зависимости величин магнитных характеристик, измеренных с помощью программно-аппаратного комплекса, от коэрцитивной силы H_c (а) и остаточной магнитной индукции B_r (б) материала образцов, определенных по методике ИЕС

60404-4. Из полученных данных следует, что наличие зазора в составной магнитной цепи вносит нелинейность в градуировочную характеристику остаточной магнитной индукции B_r . В этом случае результаты измерений характеристики B_r не позволяют дать корректную оценку структурных изменений характеристик изделия. Для градуировочной характеристики коэрцитивной силы H_c наличие зазора 1 мм в магнитной цепи вносит погрешность измерений порядка 10 %, но градуировка сохраняет свою линейность (чувствительность к структурным изменениям).

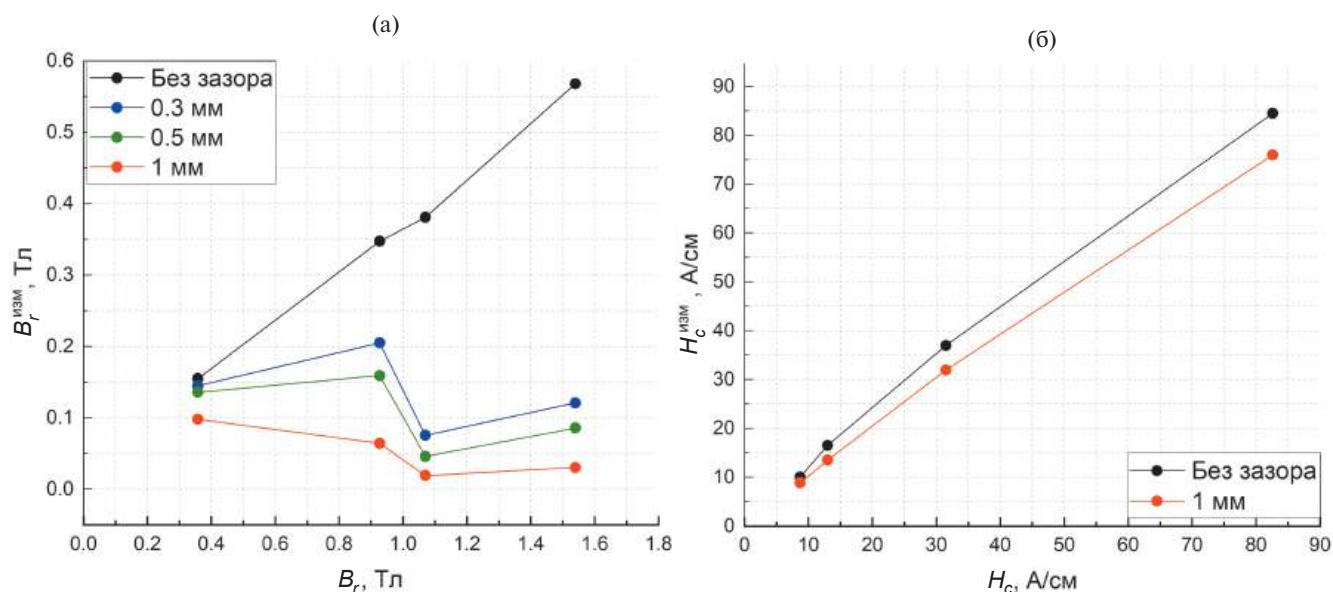


Рис. 9. Влияние немагнитного зазора на зависимости показаний программно-аппаратного комплекса от остаточной магнитной индукции (а) и абсолютных значений коэрцитивной силы (б) образцов ОМИ

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданы цифровые модели составной магнитной цепи «преобразователь — объект контроля», учитывающие магнитный гистерезис. Результаты моделирования совпадают с экспериментальными данными для максимальной и остаточной магнитной индукции.

Показаны ограничения применимости классической модели Джайлса—Атертона в задачах конечно-элементного моделирования. Модель требует модификации для учета перемагничивания по частным петлям магнитного гистерезиса и магнитных свойств широкого класса ферромагнетиков для получения достоверных результатов пространственного распределения магнитных полей и потоков в магнитных измерительных системах.

Разработанная конструкция приставного преобразователя доказала свою работоспособность для многопараметровой магнитной структурографии. Измеряемые петли магнитного гистерезиса пропорциональны петлям магнитного гистерезиса вещества. Полученные экспериментальные и расчетные зависимости позволяют количественно оценивать погрешность измерений при изменении зазора, они могут быть использованы для коррекции результатов и совершенствования методик неразрушающего контроля ферромагнитных изделий.

В результате выполненных экспериментальных и расчетных исследований установлены

зависимости измеряемых магнитных характеристик (максимальная магнитная индукция B_{max} , остаточная магнитная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c) от величины немагнитного зазора. Показано, что с увеличением немагнитного зазора величина максимальной магнитной индукции B_{max} монотонно снижается для всех типов ферромагнетиков; величина остаточной магнитной индукции B_r падает экспоненциально у низкокоэрцитивных материалов и линейно — у высококоэрцитивных; величина коэрцитивной силы H_c уменьшается примерно на 10 % при величине зазора 1 мм в составной магнитной цепи, при этом ее градуировочная характеристика сохраняет линейность. Установлено, что наличие зазора вносит нелинейность в градуировку по остаточной индукции B_r .

Результаты исследования демонстрируют, что наличие даже незначительного зазора оказывает существенное влияние на результаты измерений магнитных характеристик, особенно остаточной магнитной индукции, следовательно, при эксплуатации разработанной конструкции приставного преобразователя необходимо исключать любой зазор и стремиться к его полному устранению между полюсами и объектом контроля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ для ИФМ УрО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Костин В.Н., Смородинский Я.Г. Дефектоскопия. 2017. № 7. С. 23.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=29402902>
2. Костин В.Н., Царькова Т.П., Сажина Е.Ю. Дефектоскопия. 2001. № 1. С. 15.
3. Михеев М.Н. Изв. АН СССР. ОТН. 1943. № 3-4. С. 68.
4. Мельгуй М.А. Дефектоскопия. 2015. № 2. С. 27.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=23734910>
5. Василенко О.Н. Методы и средства многопараметровой магнитной структуроскопии изделий с использованием составных разомкнутых магнитных цепей. Дис. ... канд. техн. наук. ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, 2014. 131 с.
6. Jiles D., Atherton D.J. Magn. Magn. Mater. 1986. V. 61. P. 48.
[https://doi.org/10.1016/0304-8853\(86\)90066-1](https://doi.org/10.1016/0304-8853(86)90066-1)
7. Батуева А.В., Василенко О.Н. Дефектоскопия. 2025. № 10. С. 13.
<https://doi.org/10.7868/s3034498025100021>
8. Бида Г.В. Дефектоскопия. 2010. № 11. С. 62.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=16343020>
9. IEC 60404-4:1995. Magnetic materials. Part 4: Methods of measurement of d.c. magnetic properties of iron and steel.
10. Батуева А.В., Василенко О.Н., Ксенофонов Д.Г. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025666273 РФ. Parameter identification of Jiles-Atherton model PIJAM: № 2025665375: заявл. 24.06.2025, опубли. 24.06.2025.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.08

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ *IN SITU* НАМАГНИЧЕННОСТИ, МАГНИТОСТРИКЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНЕТИКОВ В ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© 2026 г. Н.Ю. Нырков^{а,*}, А.В. Головчан^а, Б.М. Тодрис^а, О.Е. Ковалев^а,
А.В. Шевелева^а, Р.А. Сафонов^а, И.Ф. Грибанов^а, А.П. Каманцев^{а, б}

^а Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
Российская Федерация, 283048, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

^б Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Российская Федерация, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

* E-mail: nyrkovng@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.03.2026

После доработки 17.04.2026

Принята к публикации 04.05.2026

Представлено описание лабораторной установки импульсного магнитометра для комплексного исследования магнитоструктурных фазовых переходов в функциональных магнитных материалах. Установка предназначена для одновременного измерения *in situ* намагниченности, магнитострикции и температуры образца магнетика в импульсных магнитных полях до 15 Тл с частотой дискретизации до 1 МГц. Магнитное поле создается разрядом конденсаторной батареи на соленоид через тиристорный ключ. Намагниченность измеряется индукционным методом с использованием системы встречно включенных измерительной и компенсационной катушек. Температура контролируется закрепленной на образце дифференциальной микротермопарой. Приведены конструктивные особенности основных узлов — генератора импульсов, соленоида и измерительной системы. Даны технические характеристики установки и результаты тестовых измерений.

DOI: 10.7868/S3034564226040110

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование функциональных материалов с магнитными и магнитоструктурными фазовыми переходами (ФП) требует детального изучения их отклика на внешние воздействия, прежде всего на магнитное поле [1–5]. Ключевыми взаимосвязанными параметрами, характеризующими такие ФП, являются намагниченность M , магнитострикция λ и температура T . Их одновременное и синхронное измерение в условиях быстроменяющегося сильного магнитного поля представляет собой актуальную экспериментальную задачу, позволяющую получить уникальную информацию о кинетике ФП, термомагнитных эффектах и магнитоупругом взаимодействии [2, 6–8, 9].

Для достижения полей, необходимых для индуцирования ФП (~10 Тл и выше), в лабораторной практике наиболее распространены импульсные методы [9–12]. Они основаны на разряде накопленной в конденсаторной батарее энергии через соленоид, что позволяет получать поля в десятки тесла с длительностью в десятки миллисекунд. Развитие технологий создания соленоидов (специальные композитные провода, бандаж, многосекционные системы) и мощных ключевых элементов привело к появлению надежных неразрушающих систем, генерирующих поля до 100 Тл [13–20]. Однако эффективное использование таких установок для комплексной диагностики материалов требует решения ряда сопутствующих экспериментальных задач.

Основные трудности связаны с организацией одновременного измерения нескольких физических характеристик материала в условиях сильного импульсного поля (СИМП). Во-первых, измерительные цепи подвержены сильным паразитным наводкам от быстроизменяющегося магнитного потока. Это особенно критично для измерений слабых сигналов, таких как напряжение с тензодатчиков или термопар. Во-вторых, необходимо обеспечить высокую степень синхронизации и идентичную полосу пропускания для всех измерительных каналов (магнитных, тензометрических, температурных), чтобы корректно сопоставлять их во временной области. В-третьих, сами измерительные датчики должны быть компактными, интегрироваться непосредственно в зону однородного поля соленоида и выдерживать механические нагрузки [7, 11]. Таким образом, создание измерительного комплекса для импульсного магнитометра является самостоятельной инженерной задачей, тесно связанной с конструкцией генератора поля.

В настоящей работе представлена лабораторная установка, созданная на основе хорошо зарекомендовавших себя схемотехнических и конструктивных решений. Установка позволяет проводить одновременные измерения *in situ* намагниченности, магнитострикции и температуры образца в импульсных магнитных полях до 15 Тл с частотой дискретизации сигнала до 1 МГц. Генератор магнитного поля построен по классической схеме разряда конденсаторной батареи через тиристорный ключ на соленоид. Для измерения намагниченности использована компенсационная схема на основе встречно включенных измерительной и компенсационной катушек. В дальнейшем планируется расширить возможности установки вставкой для измерения магнитострикции, что позволит одновременно измерять основные параметры образца: намагниченность, температуру и магнитострикцию. Магнитострикцию предполагается регистрировать с помощью мостовой схемы на тензодатчиках.

2. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТОМЕТРА

Общая принципиальная схема импульсного магнитометра приведена на рис. 1.

Импульсное магнитное поле в установке формируется при разряде предварительно заря-

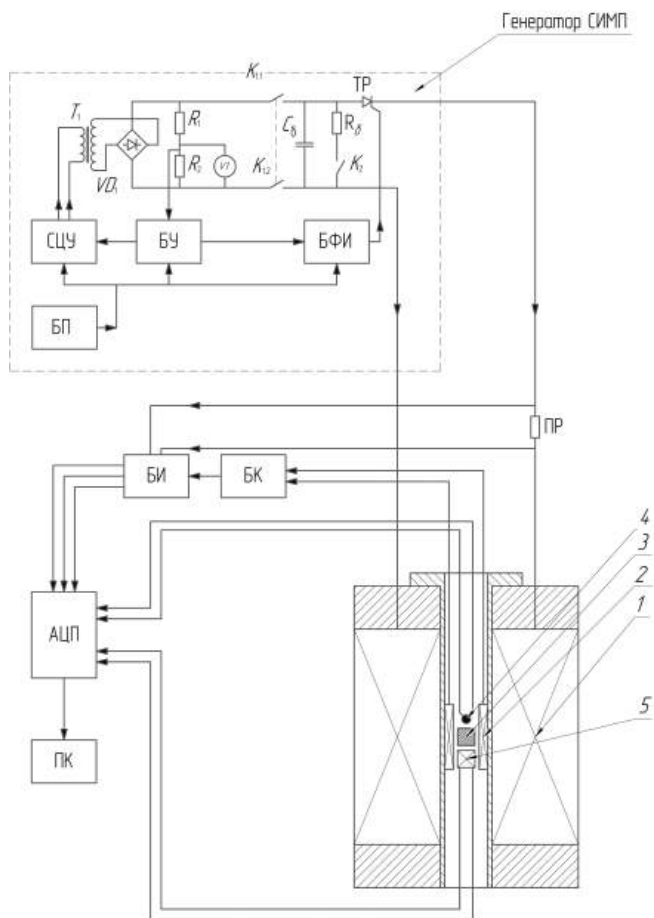


Рис. 1. Принципиальная схема импульсного магнитометра: генератор СИМП – генератор сильного импульсного магнитного поля, СЦУ – силовые цепи управления, БУ – блок управления, БФИ – блок формирования импульса, БП – блок питания, ПР – пояс Роговского, БК – блок компенсации, БИ – блок интегратора, АЦП – аналогово-цифровой преобразователь, 1 – импульсный соленоид, 2 – система измерительных катушек, 3 – образец, 4 – дифференциальная микро-термопара, 5 – тензодатчик

женной конденсаторной батареи C_6 (до напряжения U_3) через тиристорный ключ (ТР) на соленоид 1. Параметры импульса поля контролируются по току разряда: на силовых шинах размещен пояс Роговского (ПР), сигнал которого после интегрирования пропорционален магнитному полю, создаваемому соленоидом. Отклик образца регистрируется индукционным методом с использованием измерительной системы 2, выполненной в виде цилиндрических катушек, намотанных вплотную к исследуемому образцу 3. Индуцируемая в катушках ЭДС пропорциональна производной магнитного момента образца. Для одновременного контроля сопутствующих эффектов на образце размещены

дом СУР, входящей в состав БУ. Данная схема через силовые цепи управления блоком реле СЦУБР включает реле P_1 , которое отсоединяет цепи заряда батареи C_6 на время разряда (рис. 2). После этого формирователь импульса включения тиристорного разрядника ФИ подает мощный отпирающий импульс на тиристоры VS_1 – VS_2 и происходит разряд батареи C_6 в соленоид L_c .

Для рассеивания накопленной в батарее C_6 энергии при отказе от ее использования в генераторе предусмотрен балластный резистор R_6 , который коммутируется реле P_2 .

3. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ИМПУЛЬСНОГО СОЛЕНОИДА И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Устройство соленоида с измерительной системой изображено на рис. 3.

В качестве источника импульсного магнитного поля используется соленоид 3, вместе

с системой измерительных катушек 4 и образцом 5. Соленоид имеет следующие параметры: внутренний диаметр равен 9 мм, внешний — 25 мм и длина — 40 мм. Каркас с системой измерительных катушек 4 вставляется в оснастку 3. Для намотки соленоида используется медная полоса прямоугольного сечения ($1.24 \times 0.6 \text{ мм}^2$), полученная прокаткой медного провода диаметром 1 мм. Обмотка 1 намотана внатяг на напечатанную на фотополимерном DLP-принтере оснастку (рис. 4). Каждый слой обмотки пропитывался эпоксидной смолой марки ЭДП. Межслойная электроизоляция выполнена конденсаторной бумагой.

Для повышения радиальной прочности соленоид после намотки дополнительно укреплялся несколькими слоями капроновой нити 2 (рис. 5).

Применение при изготовлении оснасток 3D-печати на DLP-принтере позволило добиться повышенной точности изготавливаемых изделий и упростило их производство.

Соленоид состоит из 11 слоев провода, каждый из которых содержит 31 виток. Общее сопротивление соленоида составляет 0.264 Ом,

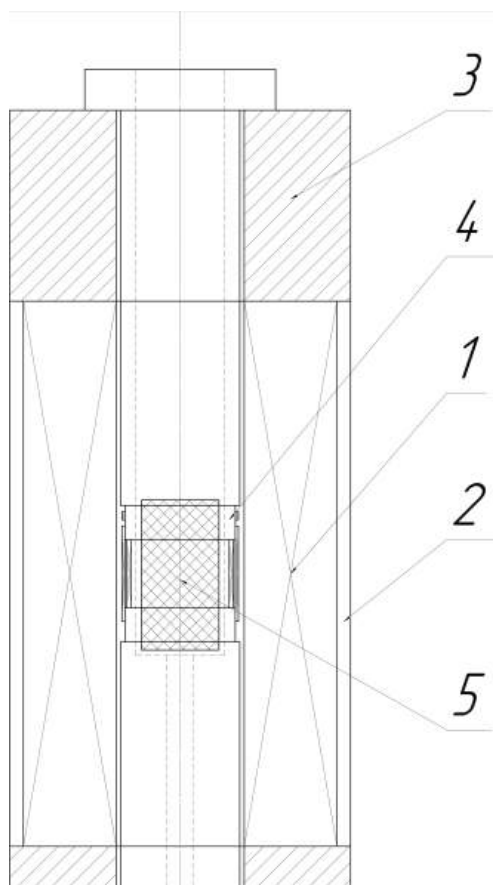


Рис. 3. Конструкция соленоида с измерительной системой: 1 — тело соленоида, 2 — бандаж из капроновой нити, 3 — оснастка для намотки соленоида, 4 — система измерительных катушек, 5 — исследуемый образец



Рис. 4. Оснастки для намотки соленоида, измерительной системы и калибровочной катушки



Рис. 5. Внешний вид соленоида

общая индуктивность равна 191.85 мкГн. При разряде на данный соленоид конденсаторной батареи емкостью 6.3 мФ получаем апериодический разряд длительностью 7.5 мс. Пиковое поле при температуре 77 К и напряжении разряда 556 В составляет 14.87 Тл (рис. 6).

На рис. 7 представлен общий вид импульсного соленоида в сборе с измерительной системой и термостатическим бандажом.

Регулировка температуры в ходе эксперимента осуществляется с помощью комбинированной системы охлаждения и нагрева. Соленоид помещается в теплоизолированный контейнер, заполненный жидким азотом, что обеспечивает его охлаждение до температуры 77 К. Более точная термостабилизация и нагрев в диапазоне до 375 К проводятся с помощью нагревательного элемента, установленного на алюминиевом тепловом бандаже, закрепленном на корпусе соленоида. Тепловая инерция бандаж способствует сглаживанию локальных температурных колебаний и плавному изменению температуры системы.

На рис. 8 показано устройство измерительной системы, которая состоит из измерительной катушки I , содержащей два слоя провода диаметром 0.04 мм с общим количеством витков, равным 139. Поверх измерительной катушки наматывался бандаж из конденсаторной бумаги, пропитанной эпоксидной смолой ЭДП. Далее на бандаж наматывался основной слой компенсационной катушки. Количество витков в ней рассчитывалось следующим образом:

$$W_1' S_1' + W_1'' S_1'' = W_2 S_2,$$

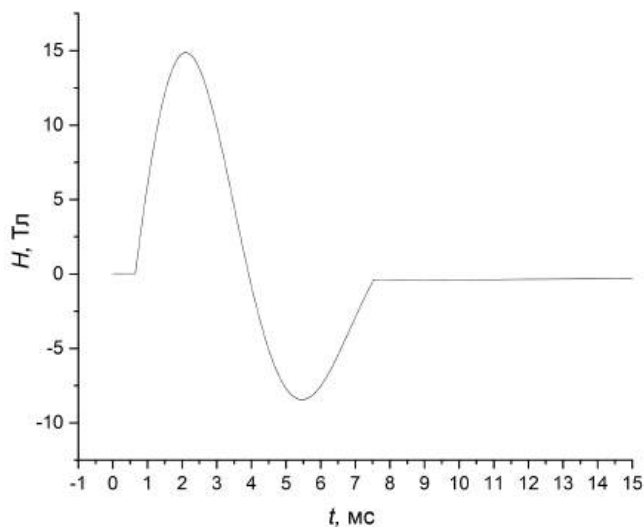


Рис. 6. График импульса поля при напряжении батареи 556 В

где W_1' — количество витков в первом слое измерительной катушки S_1' — площадь, занимаемая одним витком первого слоя измерительной катушки, W_1'' — количество витков во втором слое измерительной катушки, S_1'' — площадь, занимаемая одним витком второго слоя измерительной катушки, W_2 — количество витков в ком-



Рис. 7. Общий вид импульсного соленоида в сборе

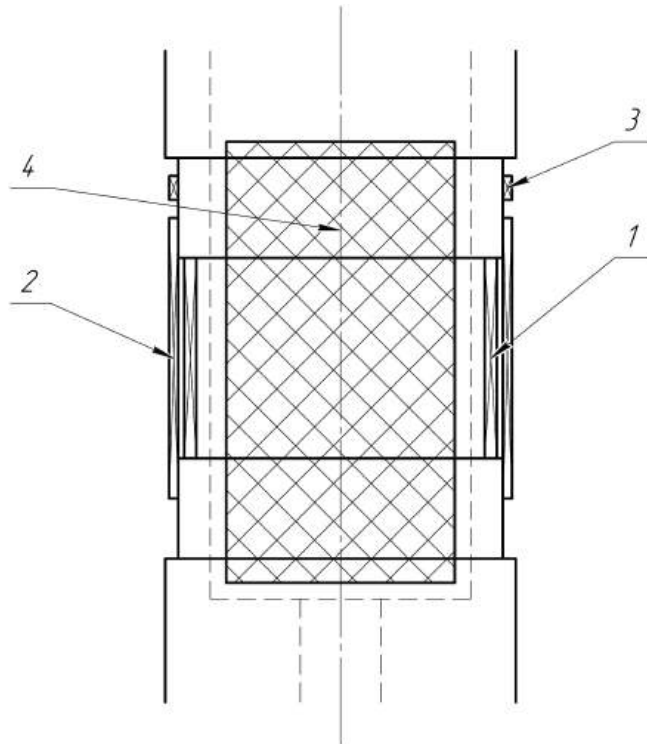


Рис. 8. Принципиальный вид устройства измерительной системы: 1 — основная двухслойная измерительная катушка, 2 — основной слой компенсационной катушки, 3 — дополнительная компенсация, 4 — исследуемый образец

пенсационном слое измерительной катушки, S_2 — площадь, занимаемая одним витком компенсационного слоя измерительной катушки.

С небольшим отступом от основной компенсационной катушки, намотаны 10 витков дополнительной компенсации 3, которая необходима для устранения амплитудной раскомпенсации между основными измерительными катушками и основной компенсационной катушкой (рис. 9).

Принципиальная электрическая схема измерительной системы представлена на рис. 10.



Рис. 9. Общий вид измерительной системы и калибровочной катушки

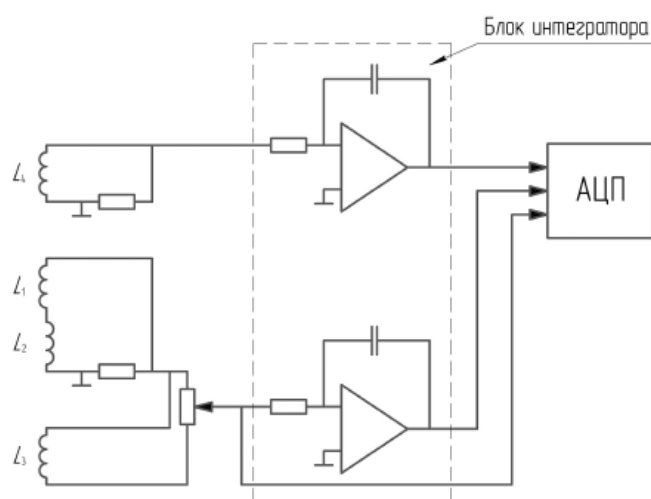


Рис. 10. Принципиальная электрическая схема измерительной системы: L_1 — основная измерительная катушка, L_2 — основная компенсационная катушка, L_3 — дополнительная компенсация, L_4 — пояс Роговского

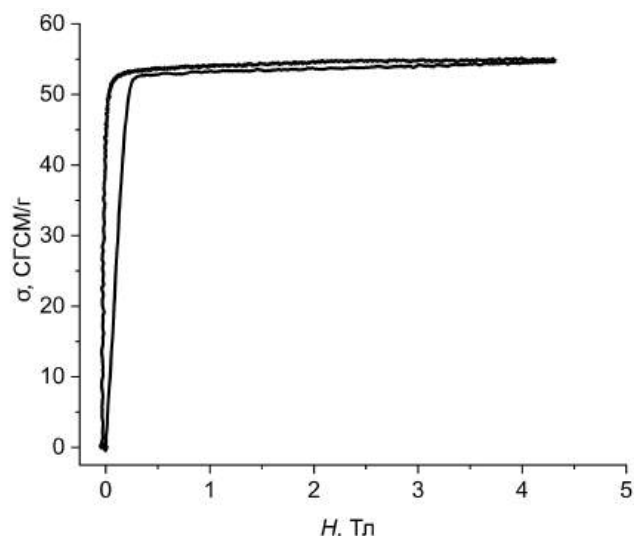


Рис. 11. График намагниченности никеля при разряде 300 В при $T = 300$ К

Измерительная катушка L_1 встречно включается с основной компенсационной катушкой L_2 . В импульсе магнитного поля при отсутствии образца наводимая в катушках ЭДС компенсируется и на выходе мы видим скомпенсированный сигнал близкий к уровню шумов системы. Если это не выполняется, то через делитель напряжения включается дополнительная компенсирующая катушка L_3 , что позволяет внести дополнительный компенсирующий сигнал. При наличии образца в катушке L_1 импульс СИМП создает в измерительной системе нескомпенсированную ЭДС, которая пропорциональна скорости изменения намагниченности образца dM/dt . Данный сигнал заводится на блок интегратора для вычисления намагниченности образца. Также на данный блок заводится сигнал L_4 с пояса Роговского, который пропорционален скорости изменения магнитного поля внутри соленоида dH/dt . После интегрирования сигналы $M(t)$, $H(t)$ и dM/dt заводятся на высокоскоростной АЦП фирмы LCard — E20-10.

Пример измерения намагниченности никеля при температуре 300 К и напряжении разряда 300 В показан на рис. 11. Образцы фиксируются в стандартных контейнерах, внутренний диаметр которых выбирается из значений 1.7, 2.2, 3.2 или 4.5 мм при фиксированной длине 12 мм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана лабораторная установка, позволяющая проводить одновременные измерения намагниченности, магнитострикции

и температуры магнетиков в сильных импульсных магнитных полях до 15 Тл. Конструкция установки основана на проверенных технических решениях: генератор поля реализован по классической LC-схеме с тиристорным ключом, для измерения намагниченности использована дифференциальная схема на встречно включенных катушках, магнитоотрицательная регистрируется мостовой схемой с тензодатчиками, а температура контролируется дифференциальной микротермопарой. Применение 3D-печати для изготовления оснасток соленоида и измерительной вставки позволило обеспечить высокую точность и воспроизводимость конструкции.

В соленоиде с внутренним диаметром 9 мм достигнуто максимальное поле 14.87 Тл при напряжении заряда 556 В. Измерительная система демонстрирует высокую степень компенсации паразитного сигнала, что обеспечивает чувствительность, достаточную для регистрации намагниченности малых образцов. Компактная конструкция измерительной вставки с тензодатчиками и термопарой позволяет интегрировать ее в рабочий объем соленоида без значительного искажения поля.

Таким образом, разработанная установка представляет собой надежный инструмент для комплексного исследования кинетики магнитных и магнитоупругих фазовых переходов в функциональных материалах. Ее модульная конструкция и использование стандартных компонентов делают ее доступной для воспроизведения в условиях научной лаборатории.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00587. <https://rscf.ru/project/25-19-00587/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Завадский Э.А., Вальков В.И. Магнитные фазовые переходы. Киев: Наукова думка, 1980.
2. Mejía C.S., Niehoff T., Straßheim M., Bykov E., Skour-ski Y., Wosnitza J., Gottschall T. J. Phys. Energy. 2023. V. 5. P. 034006. <https://doi.org/10.1088/2515-7655/acd47d>
3. Вальков В.И., Завадский Э.А., Стефановский Е.П. Физика и техника высоких давлений. 1992. Т. 2. № 3. С. 19.

4. Tanaka H., Kurita N., Okada M. et al. J. Phys. Soc. Jpn. 2014. V. 83. № 10. <https://doi.org/10.7566/JPSJ.83.103701>
5. Zvezdin A.K. Handbook of Magnetic Materials. 1995. V. 9. P. 405. [https://doi.org/10.1016/S1567-2719\(05\)80008-3](https://doi.org/10.1016/S1567-2719(05)80008-3)
6. Acel M., Manosa Ll., Planes A. Handbook of Magnetic Materials. 2011. V. 19. P. 231. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53780-5.00004-1>
7. Ding X., Chai Y.-S., Balakirev F. et al. Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 085109. <https://doi.org/10.1063/1.5038741>
8. Algarabel P.A., Moral A., Martin C., Serrate D., Tokarz W. J. Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 51. P. 607. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/51/1/139>
9. Лагутин А.С., Ожогин В.И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. Москва: Энергоатомиздат, 1988.
10. Монтгомери Д. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. Магнитные и механические свойства конструкций из обычных и сверхпроводящих материалов. Москва: Мир, 1971.
11. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. Методы генерации и физические эффекты. Москва: Мир, 1972.
12. Херлах Ф. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения. Москва: Мир, 1988.
13. Кудасов Ю.Б., Макаров И.В., Маслов Д.А. и др. ПТЭ. 2015. № 6. С. 78. <https://doi.org/10.7868/S0032816215050092>
14. Сафончик М.О., Шахов М.А. ПТЭ. 2025. № 4. С. 74. <https://doi.org/10.7868/S3034564225040102>
15. Ikeda A., Noda K., Shimbori K. et al. J. Appl. Phys. 2024. V. 136. P. 175902. <https://doi.org/10.1063/5.0231640>
16. Li L., Lv Y.L., Xiao H.X., Pan Y., Peng T. IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. № 4. P. 4303204. <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2524522>
17. Zherlitsyn S., Wustmann B., Herrmannsdorfer T., Wosnitza J.J. Low. Temp. Phys. 2013. V. 170. P. 447. <https://doi.org/10.1007/s10909-012-0764-7>
18. Peng T., Jiang F., Sun Q.Q., Pan Y., Herlach F., Li L. IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. № 4. P. 4300504. <https://doi.org/10.1109/TASC.2015.2513366>
19. Bacon J.L., Ammerman C.N., Coe H. et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. 2002. V. 12. № 1. P. 695. <https://doi.org/10.1109/TASC.2002.1018496>
20. Li W., Peng T., Liu S. et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. 2026. V. 36. № 3. P. 4900305. <https://doi.org/10.1109/TASC.2025.3619459>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.373:616.314-08

МЕТОД КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА РЕМИНЕРАЛИЗИРУЮЩЕЙ ТЕРАПИИ ЗУБНОЙ ЭМАЛИ

© 2026 г. А.Э. Постельга*, В.О. Шароватов, О.Д. Гейт**

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

Российская Федерация, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

** E-mail: Apostelga@xmail.com*

*** E-mail: olesyagate@gmail.com*

Поступила в редакцию 16.06.2025

После доработки 30.03.2026

Принята к публикации 04.05.2026

Представлен метод оценки качества зубной эмали с использованием ближнеполевого СВЧ-микроскопа, работающего в автодинном режиме. Предлагаемый метод позволяет провести сравнительный анализ состояния зубной эмали до и после процедуры и помочь врачу стоматологу принять решение об ее эффективности. Экспериментальная установка на базе СВЧ-автодина с диодом Ганна обеспечивает высокую точность измерений и пространственное разрешение. Полученные результаты показывают различие эффективности реминерализации в разных участках зуба, особенно в пришеечной области, где обработка осложнена анатомическими особенностями. Преимуществом данного метода является то, что он может использоваться как в контактном, так и в бесконтактном режиме, при этом применение в контактном режиме не оказывает разрушающего воздействия на образец. Этот подход обладает потенциалом для широкого применения в стоматологии и научных исследованиях, что позволяет стоматологам и ученым проводить точный контроль состояния зубной эмали и изучать воздействие на нее реминерализующих веществ.

DOI: 10.7868/S3034564226040128

1. ВВЕДЕНИЕ

СВЧ-интерферометры применяются в промышленности и медицине для контроля параметров движущихся объектов и для измерений параметров материалов [1, 2].

Одним из представителей СВЧ-интерферометров является СВЧ-автодин на диоде Ганна. Он применяется для контроля структур микро- и наноэлектроники [3, 4], для регистрации параметров вибраций [5, 6], а также для контроля физиологических параметров, таких как дыхание и сердцебиение [7, 8].

Одним из возможных способов использования СВЧ-автодина является контроль качества зубной эмали в процессе реминерализующей терапии, в ходе которой изменяются толщина и структура эмали, а следовательно, и ее диэлек-

трическая проницаемость. Чувствительность установки к таким изменениям возникает из-за взаимодействия ближнеполевого электромагнитного излучения с диэлектрическими свойствами материала. Толщина эмали зуба варьируется в зависимости от типа зуба и его участка: для резцов она составляет 0.5–1.0 мм на режущем крае и уменьшается до 0.01 мм в шейке; для премоляров и моляров – до 1.5–2.5 мм на жевательной поверхности. В исследовании [9] с применением открытого коаксиального датчика в частотном диапазоне 0.5–18 ГГц установлено, что относительная диэлектрическая проницаемость эмали колеблется в пределах 10.0–11.0 в области коронки зуба, а относительная диэлектрическая проницаемость дентина варьируется от 9.5 до 8.0 в корневой части. Авторы данного исследования подтвердили, что диэлектриче-

ские характеристики эмали и дентина изменяются в зависимости от частотных параметров и методики измерения, а также от качества контакта между измерительным датчиком и зубной поверхностью. Эти значения определяют степень отражения и поглощения СВЧ-волны. Однако одновременное измерение толщины и диэлектрической проницаемости представляет собой проблему неразрушающего контроля, поскольку существуют различные сочетания значений выбранных параметров, при которых наблюдается одинаковая частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ-излучения [10].

Для контроля качества зубной эмали применяется ближнеполевой СВЧ-микроскоп, работающий в автодинном режиме.

Ключевым элементом ближнеполевого СВЧ-микроскопа является зонд с размером апертуры намного меньше длины волны СВЧ-излучения. В ближнеполевых СВЧ-микроскопах в качестве зондирующего используется поле нераспространяющегося типа волн [11]. Именно такое поле образуется, если центральный проводник коаксиальной линии выходит за пределы внешнего проводника. Достоинством использования нераспространяющегося типа волн является их затухание на малом расстоянии, что позволяет получить высокое пространственное разрешение.

При непосредственном подключении зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа к СВЧ-генератору без использования элементов развязки может быть создана автодинная система, в которой реализуется так называемый эффект автодинного детектирования. При этом активный элемент СВЧ-генератора является одновременно источником и приемником отраженной электромагнитной волны. Использование автодинных систем позволяет создать измерители, отличающиеся меньшими габаритами, массой, потребляемой мощностью, высокой точностью измерений и простотой в эксплуатации [12].

2. ОСНОВЫ МЕТОДА

Эмаль является внешней оболочкой зуба и покрывает всю его поверхность.

В результате воздействия реминерализующего состава восстанавливается поверхностный участок эмали, однако не существует методов, позволяющих оценить качество зубной эмали после проведения процедуры.

Предлагаемый метод позволит провести сравнительный анализ качества зубной эмали до и после проведения процедуры реминерализации и помочь врачу стоматологу принять решение об ее эффективности.

Суть метода заключается в том, чтобы использовать сканирующий режим ближнеполевого СВЧ-микроскопа, работающего в автодинном режиме. Однако в отличие от случая, рассматриваемого автором работы [13], не будет сниматься профиль зубной эмали целиком — вместо этого будет проводиться контроль отдельно взятых точек на поверхности эмали.

Предполагается, что эмаль зуба проявляет свойства диэлектрика, а изменение структуры эмали влияет на ее диэлектрическую проницаемость. Изменение диэлектрической проницаемости зубной эмали влияет на поведение электромагнитной волны при взаимодействии со структурой зубной эмали — это изменение поведения и будет детектировать ближнеполевой СВЧ-микроскоп, работающий в автодинном режиме.

Также стоит отметить, что при длительном воздействии на эмаль фторсодержащей пасты может наблюдаться утолщение зубной эмали. Ближнеполевой СВЧ-микроскоп, работающий в автодинном режиме, может детектировать изменение толщины образца, однако нет возможности определить отдельно толщину образца и его диэлектрическую проницаемость. Поэтому для контроля процедуры реминерализации введем такую величину, как качество зубной эмали. Эта величина будет характеризовать толщину зубной эмали и ее диэлектрическую проницаемость в совокупности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка показана на рис. 1. Схема СВЧ-автодина представлена на рис. 2.

Полупроводниковый автодин 1 (рис. 1) выполнен в виде СВЧ-генератора на основе короткозамкнутого отрезка волновода (сечение канала 10–23 мм²). В качестве активного элемента использовался диод Ганна 2 (рис. 2) типа 3А723, помещенный в зазор стержневого держателя. Частота диода Ганна составляет около 12 ГГц, выбор обусловлен удобством создания волноводной системы в трехсантиметровом диапазоне волн (длина волны равна примерно

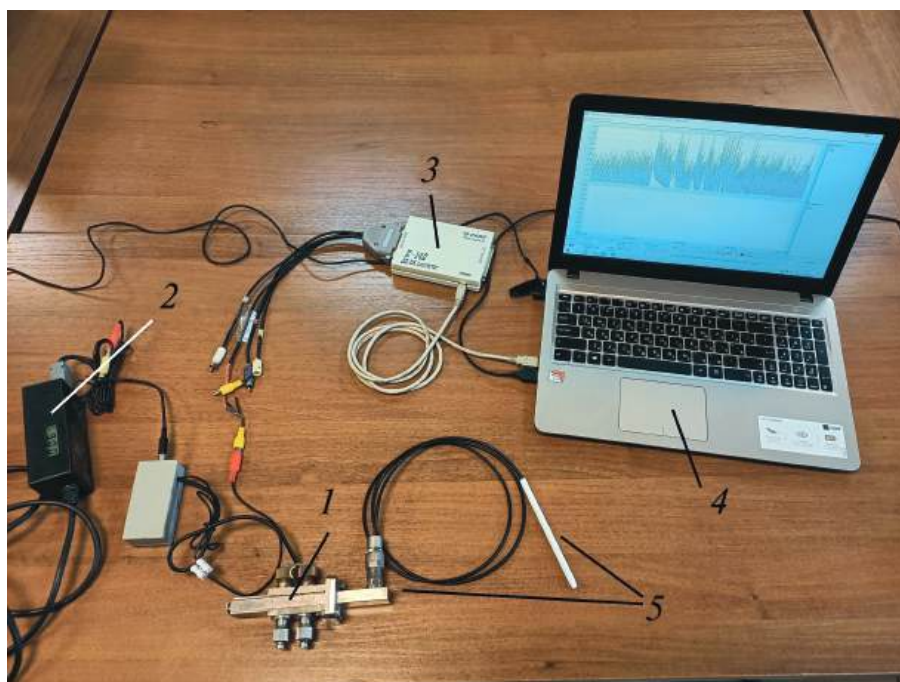


Рис. 1. Экспериментальная установка для контроля качества зубной эмали: 1 – СВЧ-автодин, 2 – блок питания, 3 – аналого-цифровой преобразователь (АЦП), 4 – компьютер со специальным программным обеспечением, 5 – СВЧ-зонд в виде коаксиально-волнового перехода и прикрепленного к нему коаксиального кабеля

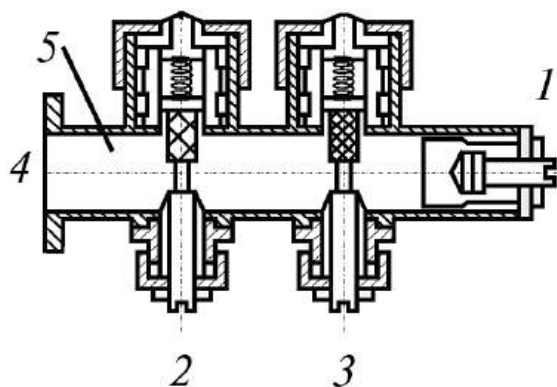


Рис. 2. Схема СВЧ-автодина: 1 – короткозамыкающий поршень, 2 – диод Ганна, 3 – СВЧ-диод, 4 – выход СВЧ-тракта, 5 – СВЧ-тракт (пространство волновода)

2.5 см при частоте 12 ГГц). Данный диапазон является оптимальным для контроля биологических объектов и материалов с изменяющимися параметрами, поскольку он обеспечивает проникновение поля на глубину, соизмеримую с толщиной исследуемых слоев [13]. Кроме того, в трехсантиметровом диапазоне проще согласовывать узлы, чем в более коротковолновом восьмимиллиметровом диапазоне (с частотой выше примерно 35–40 ГГц). Последний, несмотря на более высокую чувствительность, характеризуется значительно большей сложностью

подавления помех и согласования элементов. Выбранная частота обеспечивает баланс между высокой точностью измерений диэлектрических свойств (включая проникаемость) и минимизацией шумов. Мощность излучения составляет примерно 10 мВт, при этом плотность мощности на поверхности зонда не превышает 10 мкВт/см², что соответствует санитарно-техническим нормам (СанПиН 2.1.8./2.2.4.1383-03) для электромагнитных полей радиочастотного диапазона; предельно допустимая плотность потока энергии для населения составляет около 100 мкВт/см² при облучении в течение часа [14]. Частота и мощность СВЧ-генератора соответственно могли перестраиваться в результате перемещения поршня и изменения питающего напряжения на диоде Ганна 2 (рис. 2). Сигнал автодинного генератора контролировался с помощью детекторного диода 3 (рис. 2) типа 2А203, помещенного в зазор другого стержневого держателя и расположенного между диодом Ганна и короткозамыкающим поршнем 1 (рис. 2) на расстоянии одной длины волны диода Ганна и 1/4 длины волны короткозамыкающего поршня. Продетектированный сигнал через АЦП Е14-140 3 (рис. 1) передавался в компьютер 4 (рис. 1) и обрабатывался с помощью специального программного обеспечения.

СВЧ-зонд 5 (рис. 1) выполнен в виде коаксиально-волнового перехода и прикрепленного к нему коаксиального кабеля. Свободный конец коаксиального кабеля представляет собой обрыв с выступающей на 1.5 мм центральной жилой, помещенной в корпус из пластика. Такая форма наконечника выбрана для обеспечения высокого пространственного разрешения за счет фокусировки ближнеполевого излучения, аналогично коаксиальным зондам с заостренной центральной жилой, где заострение позволяет повысить локальность взаимодействия поля с образцом и уменьшить влияние внешних факторов. Часть корпуса, изолирующая центральную жилу из коаксиального кабеля, сделана из фторопласта и спроектирована таким образом, чтобы радиус сферы ближнего поля не превышал толщину зубной эмали, а величина потока энергии СВЧ-излучения не превышала 10 мкВт/см^2 .

Зависимость ближнеполевого сигнала от расстояния от кончика зонда до зуба определяется экспоненциальным затуханием нераспространяющегося поля: сигнал уменьшается с ростом расстояния, поэтому в эксперименте оно фиксировано на уровне 0.5 мм за счет защитного диэлектрического слоя, предотвращающего повреждение эмали.

Наклон зонда влияет на эффективную площадь взаимодействия: при отклонении от перпендикулярного положения сигнал искажается из-за изменения проекции поля на поверхность. Зонд подносился к образцу строго перпендикулярно, но кривизна зуба и возможные колеба-

ния руки оператора могут вводить погрешность в сигнале, что минимизируется фиксацией зонда.

Конфигурация фрагмента измерительной части ближнеполевого СВЧ-микроскопа, помещенной в корпус, получена путем моделирования в САПР HFSS. 3D-модели корпуса и конфигурации ближнего поля представлены на рис. 3, 4.

4. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ЗУБНОЙ ЭМАЛИ

Исследуемый образец помещается в ближнее поле измерительного зонда, созданное СВЧ-автодином. Измерение можно проводить как в контактном, так и в бесконтактном режимах, при этом применение в контактном режиме не оказывает разрушающего воздействия на образец, а переход между режимами не требует технических операций и/или высокой квалификации оператора, однако в течение одного конкретного измерения менять режим не рекомендуется. Фиксация образца зависит от конфигурации измерительного зонда и условий проведения эксперимента.

Часть излучения, отраженного от образца, возвращается в СВЧ-автодин через зонд и линию передачи. Сигнал от СВЧ-автодина детектируется, преобразуется в автодинный сигнал, оцифровывается и поступает на ЭВМ для обработки.

Измеренное значение на приборе сохраняется и проводится реминерализация зубной эмали. После проведения процедуры про-

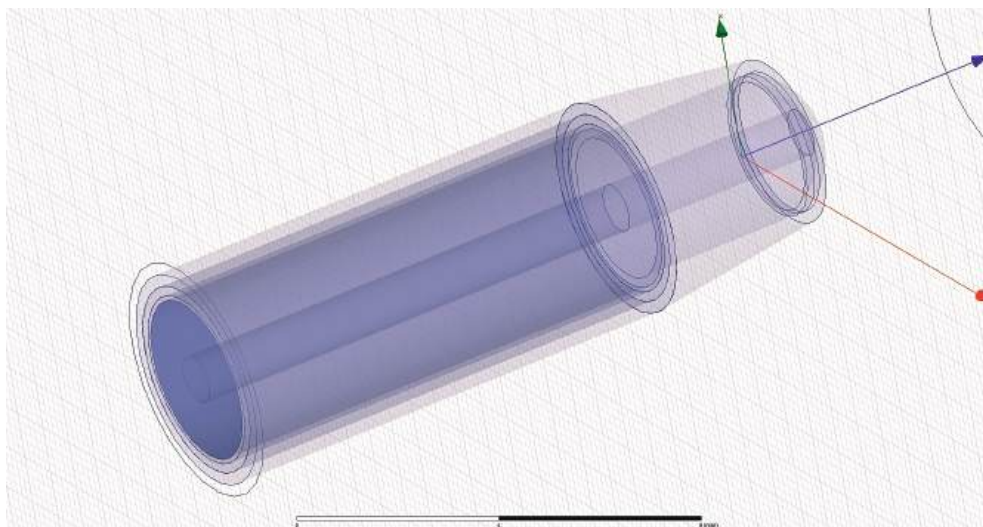


Рис. 3. 3D-модель фрагмента измерительной части ближнеполевого СВЧ-микроскопа, помещенной в корпус, без изображения ближнего поля

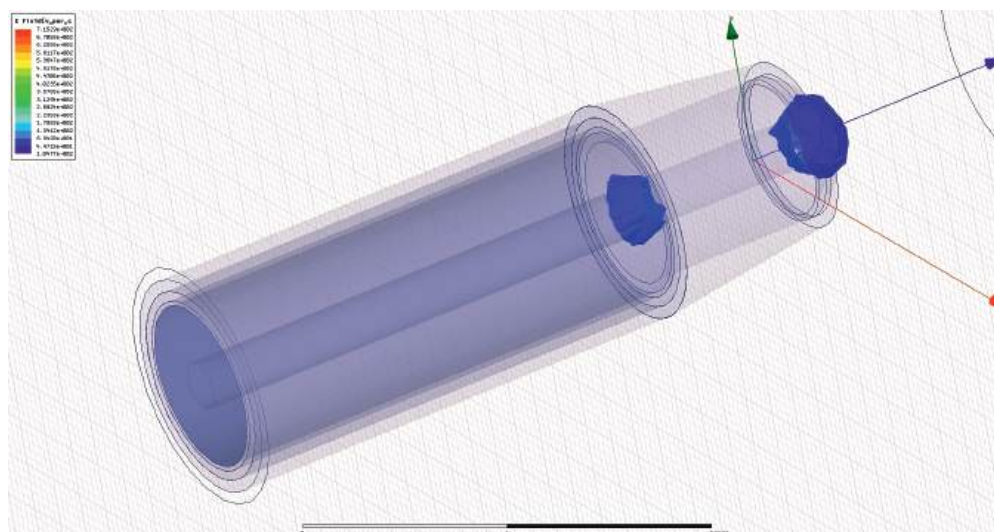


Рис. 4. 3D-модель фрагмента измерительной части ближнеполевого СВЧ-микроскопа, помещенной в корпус, с изображением ближнего поля

цесс измерения проводится повторно, а новый результат сравнивается с предыдущим. По разнице результатов измерения до и после процедуры реминерализации проводится оценка качества проведенной процедуры.

В связи с тем, что в ходе контроля эффективности процесса реминерализации зубной эмали используются относительные величины, калибровка установки не требуется, однако в ходе одного эксперимента не рекомендуется производить изменения в конфигурации прибора [15].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты контроля качества зубной эмали представлены на рис. 5.

Для удобства восприятия данных единицы измерения напряжения переводились в относительные единицы. Абсолютный результат до процедуры делился на абсолютное значение этого результата и принимался за единицу (синяя часть столбца 1 на рис. 5). Абсолютное значение после процедуры делилось на абсолютное значение результата до процедуры, после чего из полученного значения вычитался относительный результат до процедуры, т.е. единица. Модуль полученного результата накладывался на относительный результат до процедуры для сравнения (красная часть столбца 1 на рис. 5). По результатам измерений, представленным на рис. 5, можно оценить качество процедуры реминерализации в контрольных точках зуба. Например, на рис. 5а

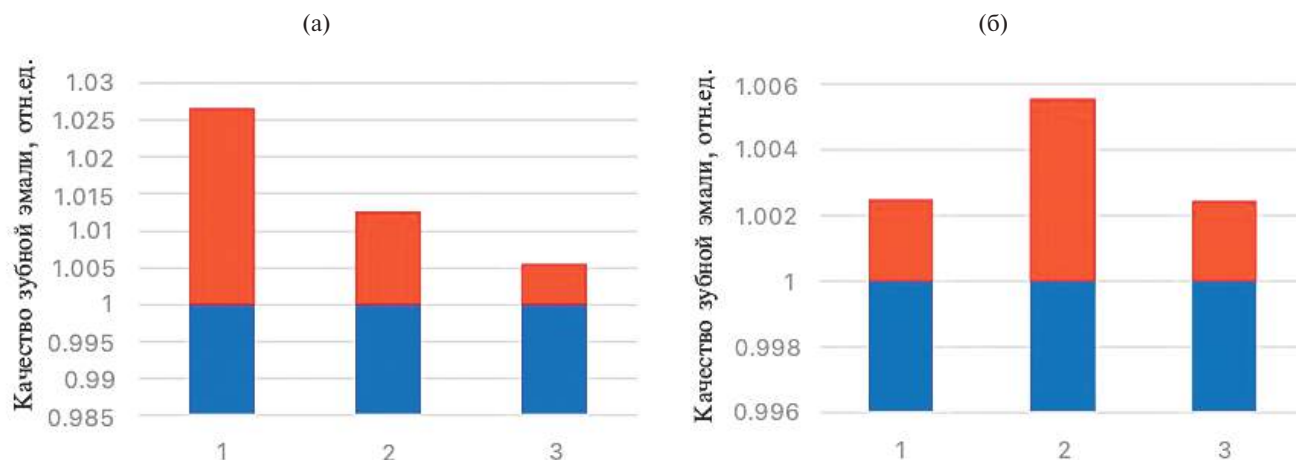


Рис. 5. Результат проведения реминерализирующей терапии *in vivo* в относительных единицах. Ось x — контрольные точки зуба от шейки зуба до режущего края, ось y — показания с детектирующего диода СВЧ-автодина. Синие столбцы — результат до процедуры, красные столбцы — результат после процедуры

и 5б можно увидеть, что воздействие реминерализующего состава оказалось неравномерным и, возможно, потребуется повторная процедура. Также в точке 3 (шейка зуба) результат всегда ниже, чем в точке 2. Это объясняется тем, что шейка зуба граничит с десной, что усложняет тщательное нанесение реминерализующего состава, поэтому контроль процедуры реминерализации на данном участке зуба особенно важен.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен и опробован метод контроля качества зубной эмали с использованием ближнеполевого СВЧ-микроскопа, работающего в автодинном режиме.

2. Получена и представлена конфигурация ближнеполевого СВЧ-микроскопа, работающего в автодинном режиме, пригодная для применения предложенного метода. Также описана процедура, которая позволит корректно провести контроль качества зубной эмали в медицинских условиях и получить достоверный результат.

3. Полученные результаты могут представлять ценность как для врачей-стоматологов, оказывающим медицинские услуги (для контроля качества), так и для исследователей, изучающих зубную эмаль и воздействие на нее реминерализующих веществ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ветрова Ю.В., Дорошенко А.А., Постельга А.Э., Усанов Д.А. Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине. 2017. С. 198. ISBN 978-5-91879-741-9.
2. Usanov D.A., Skripal A.V. Proc. 8 International Microwave Conf. MIKON-88, October 3–7. Gdansk (Poland), 1988. P. 412.
3. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В. и др. Изв. вузов. Электроника. 2011. № 5 (91). С. 83. <https://elibrary.ru/item.asp?id=16971794>
4. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В. и др. Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. 2012. № 3 (514). С. 71. <https://elibrary.ru/item.asp?id=23035591>
5. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э. ПТЭ. 2004. № 5. С. 130. <https://elibrary.ru/item.asp?id=17757073>
6. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. Научные известия Сумгаитского государственного университета. 2002. Т. 2. № 1. С. 7.
7. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Постельга А.Э. Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2005. № 11–12. С. 44. <https://elibrary.ru/item.asp?id=25456697>
8. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Дорошенко А.А. Медицинская физика. 2013. № 4 (60). С. 72. <https://elibrary.ru/item.asp?id=21367640>
9. Berezanska M., Godinho D.M., Maló P., Conceição R.C. Sensors. 2023. V. 23. № 3. P. 1617. <https://doi.org/10.3390/s23031617>
10. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Сысоев Н.Ю. Изв. вузов. Электроника. 2011. № 4 (90). С. 71. <https://elibrary.ru/item.asp?id=16548190>
11. Kleismit R.A., Kazimierzczuk M.K., Kozłowski G. IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2006. V. 54. № 2. P. 639. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.862668>
12. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: СГУ, 2003. <https://elibrary.ru/item.asp?id=19581367>
13. Усанов Д.А. Ближнеполевая сканирующая СВЧ-микроскопия и область ее применения. Саратов: СГУ, 2010. <https://elibrary.ru/item.asp?id=25882997>
14. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации передающих радиотехнических объектов. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. СанПиН 2.1.8/2.2.4.1383-03.
15. Постельга А.Э., Шароватов В.О., Калякина Н.А., Исаева А.А. РФ Патент 2750273_С1, 2020.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 616-073.584

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОЩАДИ ВНУТРЕННЕГО ПРОСВЕТА СОСУДА МЕТОДОМ АБСОРБЦИОННОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ В ОБЛАСТИ К-КРАЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ КОНТРАСТИРУЮЩЕГО АГЕНТА

© 2026 г. А.Г. Турьянский^а*, В.Е. Бабокин^б, Чжо Зо Лин^{а,с},
В.М. Сенков^а, Ю.М. Тонконогов^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^б Республиканский кардиологический диспансер
Российская Федерация, 428003, Чебоксары, ул. Федора Гладкова, 29

^с Центр высшего образования (НЕС)
Мьянма, г. Пьин УЛвин, ул. Гольфа

* E-mail: algeo-tour@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.03.2026

После доработки 07.05.2026

Принята к публикации 15.05.2026

Предложен метод количественного определения площади внутреннего просвета сосуда методом абсорбционной рентгеновской спектрометрии в области К-края рентгеновского фотопоглощения контрастирующего агента. Регистрируется набор энергодисперсионных спектров линейной проекции поперечного среза анализируемого сосуда. По величине отношения коэффициентов пропускания при энергиях $E_J - \Delta E$ и $E_J + \Delta E$, где E_J — энергия скачка фотопоглощения контрастирующего элемента, определяются значения длины пути излучения в анализируемом сосуда. По данным измерения калиброванных тест-объектов, имитирующих сосуд, показано, что метод позволяет получать наиболее точные количественные результаты о площади внутреннего просвета сосуда и концентрации контрастирующего агента.

DOI: 10.7868/S3034564226040136

1. ВВЕДЕНИЕ

Стеноз сосудов кровеносной и лимфатической систем является одной из наиболее серьезных угроз здоровью и жизни пациента. Для решения этой актуальной проблемы разработаны различные физические методы диагностики. Для экспрессного исследования состояния сосудов применяются неинвазивные методы, которые обычно включают ультразвуковые методы исследования, компьютерную томографию (КТ) и магнитно-резонансную томографию (МРТ) [1–6]. Эти методы позволяют получить широкие обзорные 2D- и 3D-изображения контрастированной области сосудистой системы. Для локальной диагностики

сосудов за последние десятилетия разработаны инвазивные методы оптической когерентной томографии (ОКТ), внутрисосудистого ультразвукового исследования (ВСУЗИ) [7, 8]. Золотым стандартом остается рентгеновская ангиография с использованием контрастирующих агентов, включая коронароангиографию. Указанные средства диагностики имеют как преимущества, так и существенные недостатки, которые не позволяют решить ряд актуальных задач исследования состояния сосудов. Современные ангиографические аппараты обеспечивают пространственное разрешение $\Delta s \leq 100$ мкм. Однако вследствие зависимости контраста 2D-изображения от условий проецирования и концентрации контрастирующего препарата возникает

значительная вариабельность данных о площади просвета сосуда. Медицинские аппараты КТ и МРТ обычно имеют пространственное разрешение $\Delta s \geq 0.5$ мм, что недостаточно для детального исследования структуры сосудов диаметром менее 3 мм. Методы ОКТ и ВЗУСИ позволяют получить высокоинформативную картину стенок сосуда с высоким пространственным разрешением до 10–100 мкм и определять размеры сечения сосуда. Однако они требуют непосредственного введения в сосуд катетера с микроизлучателем и микросенсором. Это сопряжено с повышенными рисками повреждения сосуда, отрыва тромбов, а также с проблемами введения катетера в сосуды с резким изгибом и ограниченной зоной обзора [9–11]. Таким образом, пока используемые методы диагностики не дают достаточно надежных количественных результатов определения площади просвета сосудистого канала, либо их применение сопряжено со значительными техническими сложностями и рисками.

В статье [12] была показана возможность количественного определения концентрации контрастирующего препарата методом абсорбционной рентгеновской спектроскопии в области K -края фотопоглощения контрастирующего химического элемента. При этом данные о размерах сечения и длине пути излучения в контрастированной области интереса определялись с помощью КТ. В нашей работе показано, что задача достоверного количественного измерения площади внутреннего просвета сосуда может быть определена непосредственно по данным абсорбционной спектроскопии K -края

фотопоглощения контрастирующего элемента путем регистрации набора спектров линейной проекции поперечного среза анализируемого сосуда.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

В настоящее время разработаны методические рекомендации по выбору промежутков времени между инъекцией контрастирующего препарата и временем начала измерений [13–15], при которых в исследуемой области достигается достаточно равномерное распределение и высокая концентрация контрастирующего препарата. Поэтому в контрастированной области интереса концентрация препарата за время измерения данных считается постоянной. Рассмотрим прохождение пучка 1 монохроматического рентгеновского излучения с энергией фотонов E через объект с анализируемым сосудом 2 и отложением на стенке 3, находящийся в неоднородной среде 4 (рис. 1).

В лучевом приближении полный коэффициент пропускания излучения $T(E, x, y)$ может быть представлен как произведение двух членов, описывающих ослабление пучка в материале объекта вне сосуда и в анализируемом сосуде:

$$T(E, x, y) = \frac{I(E, x, y)}{I_0(E)} = T_1(E, x, y) T_2(E, x, y), \quad (1)$$

где $I_0(E)$ и $I(E, x, y)$ – интенсивности первичного и прошедшего через объект пучков, а $T_1(E, x, y)$ и $T_2(E, x, y)$ при прохождении пучка вдоль оси X соответственно равны

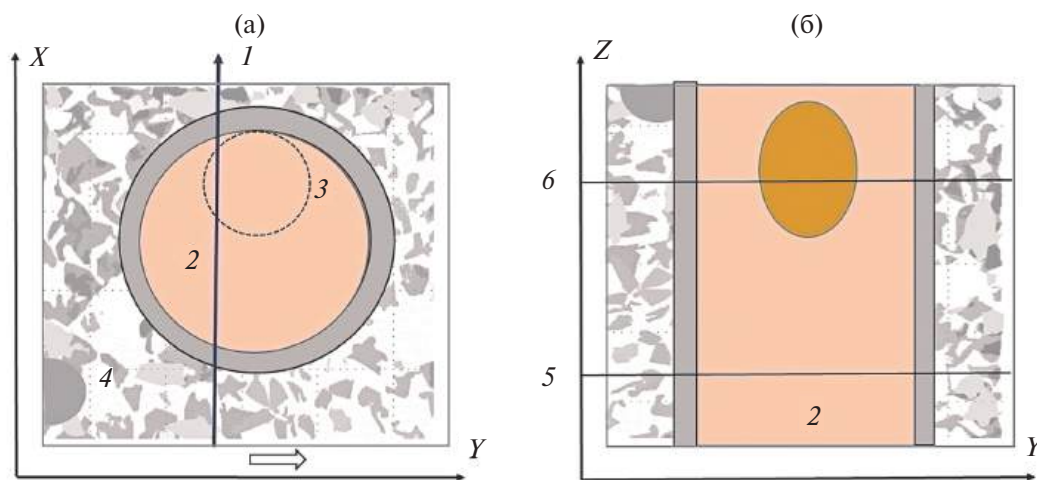


Рис. 1. Схема прохождения зондирующего пучка в поперечном (а) и продольном (б) сечении сосуда; 5 и 6 – соответственно следы поперечного сечения вне и внутри области отложения на стенке сосуда

$$T_1(E, x, y) = \int_0^{L_1} \exp[-\mu(E, x, y)] dx \times \int_{L_2}^{L_3} \exp[-\mu(E, x, y)] dx, \quad (2)$$

$$T_2(E, x, y) = \exp[-\mu_v(E, y)L_x(y)], \quad (3)$$

где L_1 — координата по оси X точки входа пучка в сосуд; L_2, L_3 — соответственно координата точки выхода пучка из сосуда и координата точки выхода пучка из объекта; $L_x = (L_2 - L_1)$ — длина пути излучения в сосуда; $\mu(E, x, y)$ и $\mu_v(E, y)$ — линейные коэффициенты ослабления излучения соответственно в окружающей сосуд среде и жидкости, заполняющей сосуд.

Величина коэффициента пропускания T_1 зависит от энергии рентгеновских фотонов, распределения $\mu(E, x, y)$ в объекте и при интегральных измерениях интенсивности также зависит от спектрального распределения первичного спектра. Это существенно влияет на эффективную величину $\mu_v(E, y)$, поскольку энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления йода и других контрастирующих элементов резко изменяется в рабочей полосе спектра. Кроме того, интервал времени задержки, необходимый для равномерного распределения контрастирующего препарата в области интереса, может изменяться в широких пределах и, например, в случае лимфографии составлять более 10 мин [15, 16]. За указанный промежуток времени могут происходить смещения внутренних органов. Поэтому субтрактивные измерения с контрастированием в общем случае не обеспечивают надежных количественных результатов определения площади просвета сосудистого канала.

Рассмотрим отношение коэффициентов пропускания в области энергии K -скачка фотопоглощения йода E_J при энергиях $E^- \rightarrow E_J$ и $E^+ \rightarrow E_J$ соответственно слева и справа по шкале энергий от величины E_J . Мягкие ткани и жидкие среды (кровь, лимфа) являются водозэквивалентными объектами. Для типичной ширины переходной области K -скачка фотопоглощения йода [17], равной приблизительно 20 эВ, относительное изменение массового коэффициента ослабления воды $\Delta\mu/\mu \approx 2 \cdot 10^{-4}$ [18]. Поэтому любыми вариациями коэффициента пропускания $T_1(E, x, y)$ в окружающей сосуд среде в указанном спектральном диапазоне можно пренебречь. В таком случае для логарифма отношения

$T(E^-, x, y)/T(E^+, x, y)$ при контрастировании сосуда получаем

$$\ln[T(E^-, x, y)/T(E^+, x, y)] = [\mu_c^+ - \mu_c^-] \rho L_x(y), \quad (4)$$

где μ_c^- и μ_c^+ — соответственно массовые коэффициенты ослабления йода при энергиях E^- и E^+ , ρ — парциальная плотность или массовая концентрация йода в среде, заполняющей сосуд. Величины μ_c^- и μ_c^+ являются табулированными. Поэтому при измерениях с шагом смещения зондирующего пучка Δy по оси Y (рис. 1) по данным измерения $T(E, x, y)/T(E^+, x, y)$ может быть получен набор величин $\rho L_x(y_i)$, где $L_x(y_i)$ — длина пути излучения в сосуда. В норме вне области патологии максимальная величина $L_x(y_i)$ равна внутреннему диаметру сосуда D_s . Диаметр сосуда определяется на проекции поперечного среза по координатным точкам, при которых $L_x(y_i) \rightarrow 0$ (скачок отсутствует). Следовательно, по измеренной величине D_s из выражения (4) может быть найдена массовая концентрация йода ρ , а по известной величине ρ набор величин $L_x(y_i)$ в изучаемой области. В таком случае площадь сечения сосуда определяется из интегральной суммы

$$S_v = \sum_{i=1}^n L_x(y_i) \Delta y, \quad (5)$$

где n — количество точек и соответственно число спектров линейной проекции поперечного сечения сосуда. Отметим, что для определения относительного изменения площади внутреннего просвета сосуда в двух близких поперечных сечениях сосуда (см. рис. 1) измерения массовой концентрации йода не требуется, поскольку в отношении величин S_v параметр ρ сокращается.

3. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СХЕМА

На рис. 2 показана измерительная схема, собранная на платформе рентгеновского рефлектометра ComplefleX-6 (CDP Systems). Источником 1 полихроматического рентгеновского излучения являлась рентгеновская трубка БСВ-21 (АО «Светлана-Рентген») с медным анодом.

Первичный поток излучения пропусклся через коллимационные щели 2, 3 из тантала и блок фильтрации, содержащий сменные пластины 4 из алюминия и меди, которые обеспечивали подавление мягкой части спектра. Ширина выходной щели 4 составляла 50 мкм.

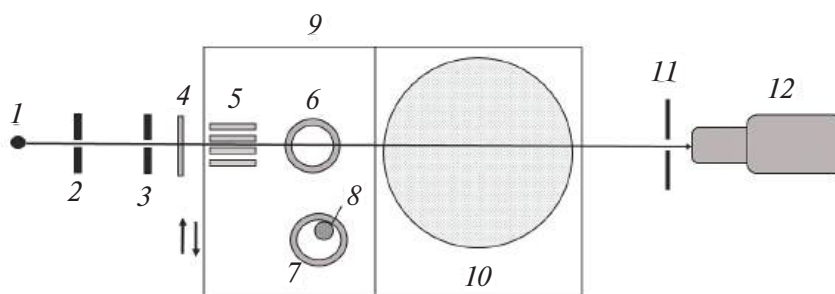


Рис. 2. Экспериментальная схема измерения: 1 – источник полихроматического излучения, 2, 3 – щели коллиматора, 4 – сменный фильтр, 5 – модулятор интенсивности, 6, 7 – трубки с контрастирующим агентом, 8 – внутренняя вставка (имитатор отложения), 9 – система линейного сканирования, 10 – контейнер с водой, имитатор окружающей среды, 11 – приемная щель, 12 – спектрометр

Зондирующий пучок пропусклся через решетчатую структуру с периодом 1.5 мм в виде пластин из поливинилхлорида с поперечным сечением $10 \times 0.75 \text{ мм}^2$. При сканировании указанная структура являлась модулятором интенсивности излучения 5 и имитировала условия регистрации, которые могут возникать на практике при прохождении пучка в объекте через импланты или костные структуры. Имитаторами сосудов выбирались пластиковые трубки из поливинилхлорида 6 и 7 с внутренними диаметрами 2, 2.05 и 4 мм. Цилиндрические вставки 8 из графита и полиэтилена диаметром 0.7 и 1.8 мм вставлялись соответственно в трубки диаметром 2.05 и 4 мм и являлись имитаторами отложения, сужающего просвет сосуда. Диаметры трубок и вставок определялись с точностью $\pm 0.02 \text{ мм}$. Для контрастирования использовался стандартный контрастирующий препарат йогексол 350. Йогексол смешивался с дистиллированной водой в объемной пропорции 1:4 и 1:2. Соотношение частей контролировалось гравиметрически с относительной точностью $\pm 1 \%$. Система линейного сканирования 9 обеспечивала перемещение платформы с образцами и модулятором в направлении по стрелкам перпендикулярно рентгеновскому пучку с точностью $\pm 2 \text{ мкм}$. В качестве тканеэквивалентного объекта использовался цилиндрический контейнер 10 из полипропилена диаметром 80 мм, который заполнялся дистиллированной водой. Щель 11 обеспечивала устранение фона рассеянного излучения. Спектры пропускания регистрировались кремниевым полупроводниковым спектрометром 12 X-123SDD (Amptek) с толщиной кристалла 0.5 мм со средним временем экспонирования порядка 10^2 с . Энергетическое разрешение спектрометра на спектральной

$K_{\beta 1}$ -линии йода (32.29 кэВ) составляло 315 эВ. Измерения проводились при напряжении $U = 40 \text{ кВ}$, максимальная мощность трубки равнялась 300 Вт. Расстояния от источника до выходной щели 3 и от фокуса источника до входного окна спектрометра составляли соответственно 200 и 500 мм.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 3 показаны спектры пропускания первичного пучка через фильтр из меди толщиной 200 мкм (кривая 1) и спектр пропускания через фантом с дистиллированной водой диаметром 80 мм (кривая 2). Стрелкой на спектре показаны энергия K -скачка фотопоглощения йода. Полученные данные использовались для

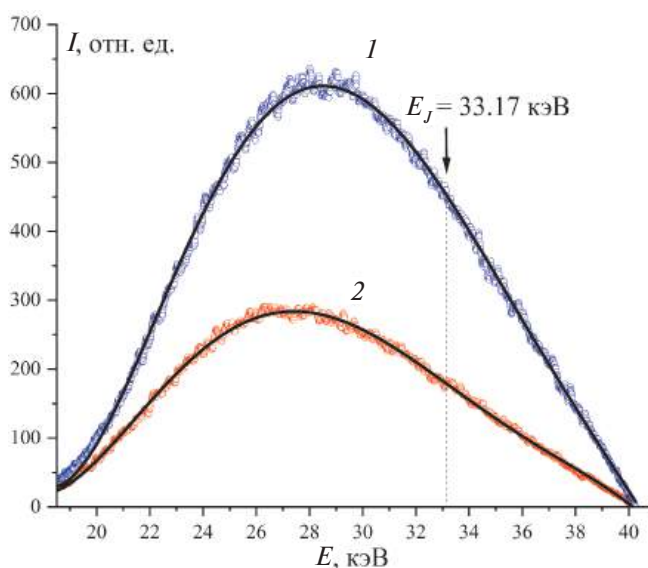


Рис. 3. Спектры пропускания через медный фильтр толщиной 0.2 мм (1) и через контейнер из полипропилена диаметром 80 мм с дистиллированной водой (2)

последующей нормировки спектров при введении трубок и вставок, имитирующих сосуды. На рис. 4 представлены нормированные спектры пропускания через фантом с трубкой диаметром 4 мм без вставки, имитирующей отложения. Трубка заполнена водным раствором йогексола с концентрацией 25 %. Кривая 1 соответствует прохождению пучка через стенку трубки (2.2 мм от центра трубки, скачок не наблюдается), кривые 3 и 2 соответствуют центру трубки и расстоянию 1.85 мм от него.

Измеренное энергетическое разрешение кремниевого SDD-спектрометра в области K -края скачка фотопоглощения йода составляет примерно 315 эВ, что приводит к размытию измеряемого спектра. Определение истинной формы спектра в области K -края фотопоглощения может быть найдено путем численного решения уравнения свертки с использованием данных измерения аппаратной функции спектрометра [19]. В рассматриваемом случае при калибровке спектра энергетическая зависимость коэффициента пропускания $T(E)$ вне области K -края фотопоглощения близка к линейной. Это позволяет с достаточной точностью определять относительное изменение $T(E)$ в области скачка путем экстраполяции функции $T(E)$ к точке E_J , равной энергии K -края фотопоглощения йода.

Внутреннее сечение сосуда в норме имеет форму круга. Таким образом, измеряемая длина

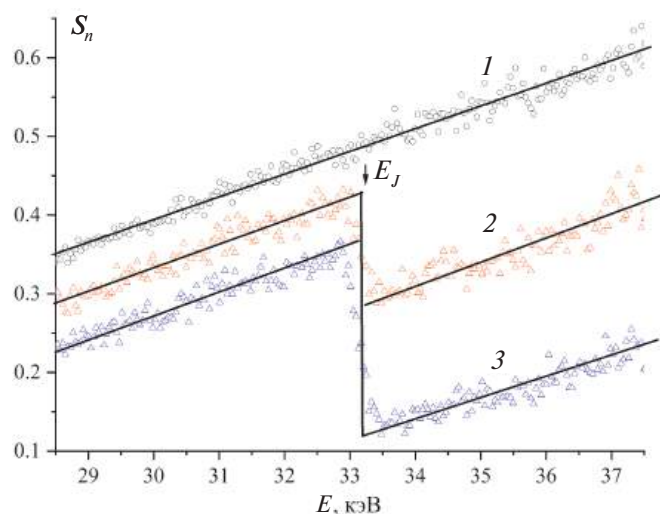


Рис. 4. Отношение спектров пропускания $R(E)$ через фантом со вставкой (трубка диаметром 4 мм с водным раствором йогексола 25 %) к спектру пропускания без вставки: 1 — пропускание через стенку трубки (2.2 мм от центра трубки), 2 — пропускание на расстоянии 1.85 мм от центра трубки, 3 — пропускание через центр трубки

пути излучения через сосуд равна длине хорд, проходящих на разных расстояниях от центра. Поэтому реконструкции истинной формы сечения трубки по линейной проекции в условиях модуляции интенсивности первичного пучка является подтверждением корректности рассматриваемого метода измерения. На рис. 5а, б показаны экспериментальные зависимости длины пути излучения в трубках $L_x(y)$ диаметром соответственно 4 и 2 мм, измеренные с использованием выражения (4), при смещении зондирующего пучка по оси Y с шагом 100 мкм. Сплошной линией показаны расчетные зависимости длины хорды при параллельном смещении относительно центра окружности. Центры параллельных хорд окружности должны находиться на перпендикуляре, проходящем через центр окружности. Это сводится к смещению хорд $L_x(y)$ по оси X на величину $[L_{\max} - L_x(y)]/2$, где $L_{\max}$ — диаметр канала. Результат указанной процедуры геометрического преобразования данных на рис. 5а, б представлен соответственно на рис. 5в, г. Полученные данные зависимости $L_x(y)$ с использованием уравнения (5) позволяют измерить площадь сечения трубки сравнить с результатами прямых измерений площади сечения. Геометрические площади сечения используемых трубок диаметром 2 и 4 мм равны 3.14 и 12.57 мм² с допустимым отклонением соответственно $\pm 5\%$ и $\pm 2.5\%$. Площади трубок, экспериментально измеренные с использованием уравнения (5) по данным на рис. 5а, б, равны 3.21 и 12.37 мм². Таким образом, полученные данные находятся в пределах определения погрешности определения площади тест-объекта, что подтверждено повторными измерениями.

Графическое наложение на экспериментальные данные окружностей диаметром 4 и 2 мм показывает, что с учетом статистических ошибок рассматриваемый метод обеспечивает возможность контроля формы сечения сосуда и определение его площади. Действительно, в случае сдавливания сосуда происходит отклонение границы сечения сосуда от окружности, например граница принимает форму овала, что достаточно просто фиксируется по изменению зависимости длины пути излучения $L_x(y)$.

На рис. 6а, б показаны результаты измерения зависимости $L_x(y)$ для трубок диаметром 4 и 2.05 мм со вставками соответственно диаметром 1.8 и 0.7 мм, имитирующими стеноз сосудов. На рис. 6в, г представлены данные с использо-

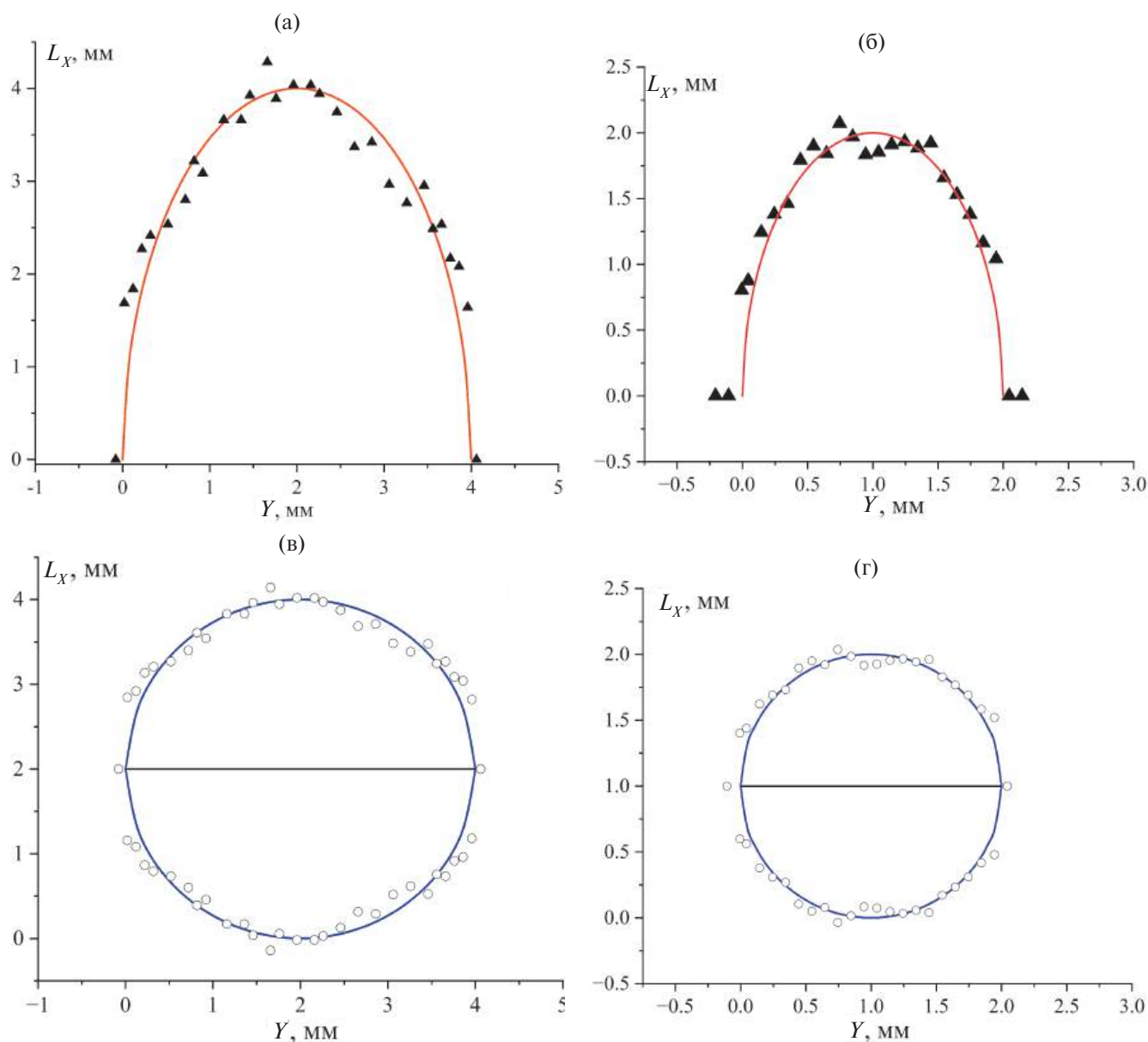


Рис. 5. Зависимости длины пути излучения в трубках $L_x(y)$ диаметром 4 мм (а) и 2 мм (б) с раствором йогексола, и соответственно результаты преобразования хорд в окружности (в) и (г)

ванием указанной ранее процедуры геометрического преобразования хорд в окружность. Это дает перенос контура сечения вставок, показанных штриховой линией, на противоположные части трубок по ходу пучка. На практике априорная информация о распределении отложения на стенке сосуда отсутствует. Поэтому по единичной линейной проекции в области стеноза форма сечения сосуда однозначно не может быть определена. Однако площадь сечения сосуда определяется однозначно. Это подтверждается сравнением геометрической площади просвета, полученной путем вычитания площади трубки и вставки, и площади, определяемой из урав-

нения (5) по экспериментальному набору $L_x(y)$. Разница расчетных и измеренных площадей на рис. 6в, г не превышает $\pm 4.5\%$. Таким образом, предлагаемый метод обеспечивает корректные измерения площади просвета в объекте со сложной формой сечения сосуда.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Представленные результаты получены при использовании рентгеновского источника с медным анодом, максимальная мощность которого

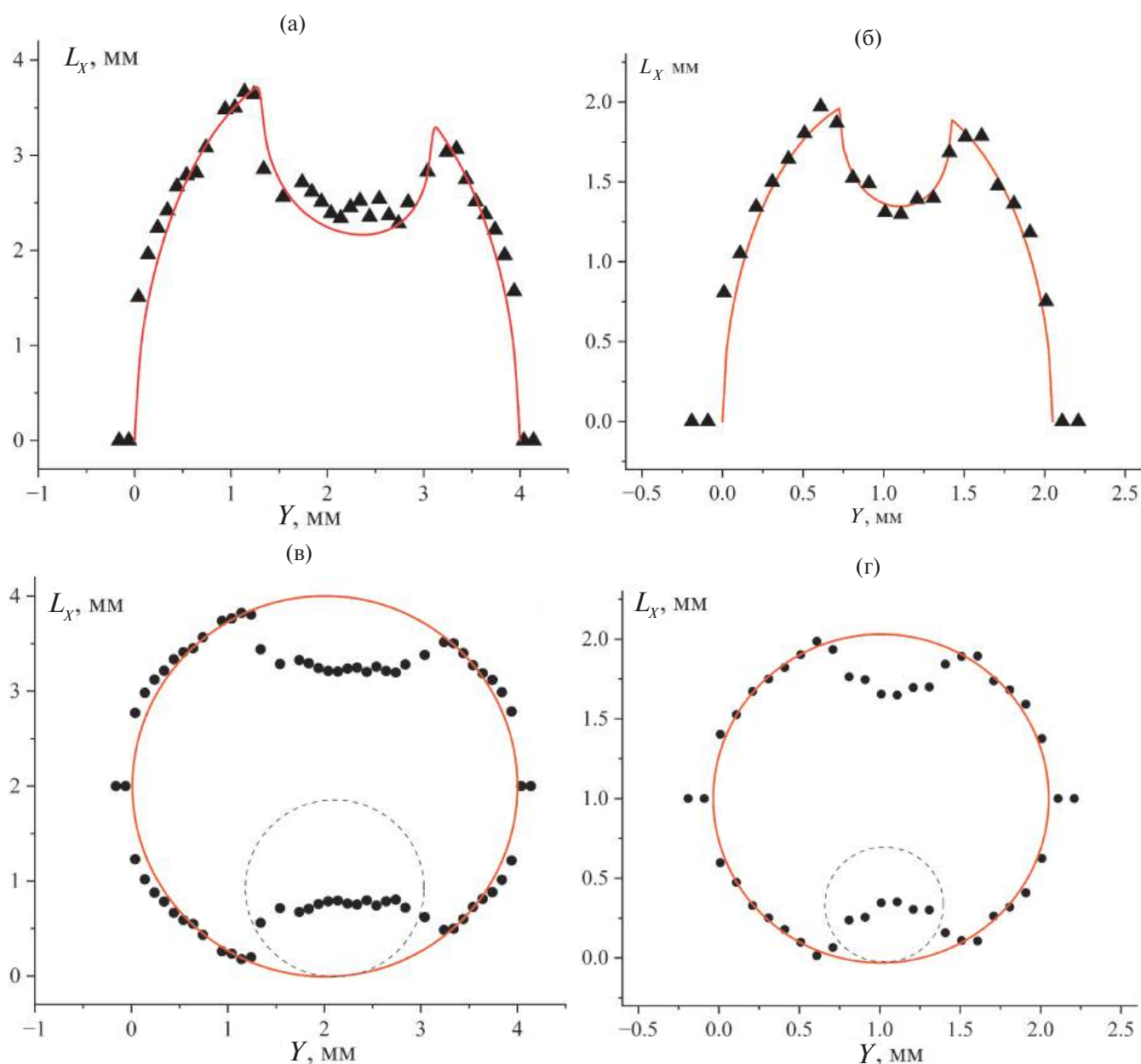


Рис. 6. Результаты измерения длины пути излучения $L_x(y)$ для трубок диаметром 4 мм (а) и 2.05 мм (б) со вставками и соответственно результаты преобразования хорд в фрагменты окружностей (в) и (г)

не превышала 300 Вт. Очевидно, что для практического применения необходимы источники с вращающимся вольфрамовым анодом. При регистрации спектров линейной проекции целесообразно использовать сборки полупроводниковых спектрометров [20]. Для обеспечения эффективности детектирования квантов не менее 50 % в области K -края фотопоглощения йода (33.2 кэВ) необходимо, чтобы длина пути излучения в кристалле кремния составляла не менее 3 мм. Как показывают численные оценки, в совокупности это позволяет увеличить регистрируемый поток рентгеновского излучения

более чем на три порядка и проводить измерения спектров за время не более 100 мс.

Измерения в субсекундном временном диапазоне обеспечивает возможность широкого применения метода, включая кардиодиагностику. Благоприятным фактором при диагностике сосудов грудной клетки является прохождение пучка через заполненную воздухом ткань легких. Линейный коэффициент ослабления для водоеквивалентной ткани при энергии 33.2 кэВ и типичной эффективной энергии полихроматического спектра 50 кэВ равны соответственно 0.34 и 0.23 см^{-1} . Это, очевидно, ограничивает

возможность использования боковых проекций для спектрометрии скачка фотопоглощения вследствие увеличения длины пути излучения в объекте и сильного ослабления спектра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты подтверждают, что предложенный метод абсорбционной рентгеновской спектрометрии в области K -края рентгеновского фотопоглощения контрастирующего агента обеспечивает наиболее точные количественные измерения площади внутреннего просвета сосуда. При этом может также определяться форма сечения сосуда в результате сдавливания или отложения на стенках сосуда. Вследствие малой площади зоны облучения при спектрометрии ($\leq 1 \text{ см}^2$) эффективная доза облучения по сравнению с КТ и ангиографической диагностикой снижается на несколько порядков величины. Это позволяет при маркировке области интереса проводить многократный мониторинг состояния сосуда и, в частности, контролировать рестеноз после баллонной ангиопластики и/или стентирования сосудов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morris P.D., Taylor J., Boutong S. et al.* Catheter. Cardiovasc. Interv. 2016. V. 87. № 4. P. E104. <https://doi.org/10.1002/ccd.26032>
2. *Yao Pan, Chong-Fu Jia.* Quant. Imaging Med. Surg. 2025. V. 15. № 6. P. 5859. <https://doi.org/10.21037/qims-24-57>
3. *Mihl C., Maas M., Turek J. et al.* Fortschr. Röntgenstr. 2017. V. 189. P. 312. <https://doi.org/10.1055/s-0042-121609>
4. *Georgiopoulos G., Figliozzi S., Sanguineti F. et al.* Circulation: Cardiovasc. Imaging. 2021. V. 14. № 1. P. 55. <https://doi.org/10.1161/CIRCIMAGING.120.011492>
5. *Лукьяненко П.И., Усов В.Ю., Архангельский В.А., Бабокин В.Е., Гольцов С.Г.* Фундаментальные исследования. 2014. № 2. С. 99. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=21370226>
6. *Заллялютдинова Л.Н., Фаттахов Я.В., Фазлиахметова Д.А., Баязитов А.А., Крылатых Н.А., Иманова А.Я., Петрова А.А.* Научное приборостроение. 2019. № 1. С. 87. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=37286716>
7. *Nagaraja V., Kalra A., Puri R.* Cardiovasc. Diagn. Ther. 2020. V. 10. № 5. P. 1429. <https://doi.org/10.21037/cdt-20-206>
8. *Ксенофонтов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В.* ПТЭ. 2023. № 6. С. 154. <https://doi.org/10.31857/S0032816223050312>
9. *Zitek T., Baydoun J., Yepez S., Forred W., Slattery D.E.* West. J. Emerg. Med. 2016. V. 17. № 2. P. 201. <https://doi.org/10.5811/westjem.2016.1.29335>
10. *Mushtaq R., Zahra S., Scott French S. et al.* J. Vasc. Surg. 2025. V. 82. № 5. P. 1694. <https://doi.org/10.1016/j.jvs.2025.06.051>
11. *van Soest G., Regar E., Goderie T., et al.* JACC Cardiovasc. Imaging. 2011. V. 4. № 7. P. 810. <https://doi.org/10.1016/j.jcmg.2011.01.022>
12. *Турьянский А.Г., Ахадов Т.А., Чжо Зо Лин и др.* Краткие сообщения по физике ФИАН. 2024. Т. 51. № 4. С. 48. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=65314012> [*Turyanskiy A.G., Akhadov T.A., Kyaw Zaw Lin et al.* Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2024. V. 51. No. 3. P. 106. <https://doi.org/10.3103/S1068335623602303>]
13. *Paudyal S., Rokka D., Chhetry S.* Int. J. Sci. Res. Sci. Technol. 2023. V. 10. № 1. P. 159. <https://doi.org/10.32628/IJSRST2310110>
14. *Rau A., Elsheikh S., Cimflova P. et al.* Neuroradiology. 2025. V. 67. P. 1171. <https://doi.org/10.1007/s00234-025-03558-5>
15. *Mazzei F.G., Gentili F., Guerrini S. et al.* BioMed. Res. Int. 2017. Art. ID 2598358. <https://doi.org/10.1155/2017/2598358>
16. *Schwartz F.R., James O., Kuo P.H., Witte M.H., Kow-eek L.M., Pabon-Ramos W.M.* Semin. Interv. Radiol. 2020. V. 37. № 3. P. 237. <https://doi.org/10.1055/s-0040-1713441>
17. *Yoon Jihae, Ha Juyoung, Hwang Jinyeon, Hwang Byoung-Hoon, Brown G.E.* J. Miner. Soc. Korea. 2009. V. 22. № 1. P. 23.
18. *Seltzer S.M.* Radiat. Res. 1993. V. 136. No. 2. P. 147. <https://doi.org/10.2307/3578607>
19. *Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е., Чугунов И.Н., Найденов В.О., Гин Д.Б., Дойников Д.Н.* Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 1. С.19. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20328070>
20. *Agostini G., Ambrosino F., Antonelli M. et al.* Front. Detect. Sci. Technol. 2025. V. 3. P. 1. <https://doi.org/10.3389/fdest.2025.1551757>

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

УДК 622.83:550.343

**АППАРАТУРНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ
УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ОБРАЗЦАМИ ГОРНЫХ ПОРОД
В ПРОЦЕССЕ ИХ РАЗРУШЕНИЯ**

© 2026 г. Д.С. Тягунов*, А.Ф. Шестаков

*Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича
Уральского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100*

* E-mail: tds-07@mail.ru

Поступила в редакцию 17.02.2026

После доработки 03.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлены результаты аппаратурно-методического сопровождения эксперимента, позволившего осуществлять регистрацию сигналов электромагнитного излучения в диапазоне частот 0.01–200 Гц, наблюдаемых при разрушении образцов горных пород в процессе их одноосного нагружения на фоне магнитного шума техногенного происхождения в лабораторных условиях. Приведено описание аппаратуры, использующей магнитомодуляционные преобразователи магнитной индукции, а также сопутствующего оборудования и методики измерений. Рассмотрены примеры одноосного нагружения двух различных образцов горной породы. При близких режимах нагрузки испытываемых образцов амплитуда записи магнитограмм первого образца сопоставима с фоновыми значениями техногенного магнитного шума, а второго — в несколько раз их превышает. Сделан вывод о том, что чувствительность магнитомодуляционного преобразователя с автопараметрическим усилением сигнала позволяет применять его для регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения в процессе разрушения образцов горных пород в условиях помех техногенного магнитного шума.

DOI: 10.7868/S3034564226040144

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных аспектов изучения электромагнитного излучения (ЭМИ), наблюдаемого при различных геодинамических явлениях в геологической среде, является лабораторный эксперимент, в котором на образцах горных пород моделируются процессы подготовки землетрясений [1, 2]. Однако в этих исследованиях крайне редко применяются методы регистрации генерируемого при этом ЭМИ в ультранизкочастотном (УНЧ) диапазоне. Согласно работе [2], это связано с необходимостью разработки соответствующей аппаратуры, а также с тем, что экспериментальное оборудование представляет собой мощный источник техногенных электро-

магнитных помех широкого частотного диапазона.

В то же время в работе [3] экспериментально показано, что при разрушении образцов кварца, гранита и известняка ЭМИ может проявлять себя также в виде электрических УНЧ-сигналов в форме флуктуаций электрического потенциала, измеренного электрометром в непосредственной близости от них.

Для регистрации сигналов ЭМИ обычно используются емкостные датчики, выполненные в виде антенн конденсаторного типа с плоскими или цилиндрическими обкладками, ферритовые антенны стержневой или тороидальной конструкции, а также электромагнитные штыревые антенны, направленные на источник

сигнала [4, 5]. Показавшие хорошие результаты в кило—мегагерцевом диапазоне, эти типы датчиков имеют некоторые недостатки: сложность в осуществлении синхронных компонентных измерений магнитного поля, а также необходимость их размещения вблизи испытуемого образца.

Как правило, в геофизике для измерения слабого магнитного поля низких частот используют индукционные и феррозондовые датчики, а также сверхчувствительные магнитометры (СКВИД-магнитометры).

Индукционные датчики позволяют проводить компонентные измерения, но имеют разную чувствительность на различных измеряемых частотах [6]. Для увеличения чувствительности индукционных датчиков требуется либо существенно увеличивать их размеры (что не соответствует требованиям малых габаритов измерительного датчика), либо применять ферромагнитные сердечники, которые вносят дополнительные погрешности за счет подмагничивания сердечника внешним магнитным полем. Кроме этого, они фиксируют не магнитную индукцию, а ее производную $\partial B/\partial t$, что затрудняет их применение для регистрации сложных быстро меняющихся во времени сигналов. Например, если задать магнитный сигнал в форме меандра, то, согласно работе [7], на выходе индукционный датчик покажет два коротких импульса с разными полярностями (по фронту и по спаду меандра) и, таким образом, исказит по фазе и амплитуде до неузнаваемости не только сигнал, но и его спектры.

У феррозондовых датчиков при измерении магнитного поля ниже 20 Гц возрастают собственные шумы датчика. К тому же они потребляют значительную энергию накачки и имеют недостаточный порог чувствительности. Совершенствование феррозондовых магнитометров и применение в них новых материалов предполагало использование их взамен индукционных датчиков, однако, поскольку они работают на второй гармонике частоты возбуждения, они значительно уступают по порогу чувствительности индукционным датчикам [8].

Самые высокочувствительные векторные СКВИД-магнитометры, основанные на эффекте Джозефсона в сверхпроводниках и используемые для измерения очень слабых магнитных полей, до сих пор остаются слишком дорогими и сложными в эксплуатации, так как они работают при температуре жидкого гелия [9, 10].

Согласно работе [11], появившиеся высокотемпературные СКВИД-магнитометры могут работать при температуре жидкого азота, однако по порогу чувствительности в области низких частот они уступают низкотемпературным.

Кроме перечисленных выше типов датчиков, также известны магнитомодуляционные преобразователи (ММП) с сердечником из аморфного ферромагнитного сплава, работающие в режиме автопараметрического усиления сигнала магнитной индукции, разработанные в Институте геофизики УрО РАН. Они, в отличие от индукционных датчиков [12, 13], измеряют составляющую вектора магнитной индукции B , а не производную $\partial B/\partial t$.

Более двадцати лет трехкомпонентные ММП с автопараметрическим усилением сигнала магнитной индукции использовались в геофизических исследованиях при изучении влияния техногенного магнитного шума на результаты обсерваторских наблюдений [14], при измерении амплитуды геомагнитного шума низких частот [15], при поиске сульфидных месторождений по фазовому параметру с накоплением сигнала и GPS-синхронизацией [16]. Поскольку проведенные выше исследования показали, что ММП надежно регистрирует переменное магнитное поле в частотном диапазоне от 0.01 Гц до 1 кГц с чувствительностью около 1 пТл (и менее), его можно использовать при изучении характеристик электромагнитных УНЧ-сигналов и особенностей их проявления в магнитном поле, обусловленных различными причинами природного или техногенного происхождения, в том числе связанными с разрушением горных пород. В этой связи представляется целесообразным осуществить регистрацию магнитных УНЧ-сигналов, генерируемых образцами горных пород в процессе воздействия на них внешней нагрузки, с применением технических средств измерения магнитного поля.

На основании изложенного выше целью работы является рассмотрение возможности применения трехкомпонентной магнитометрической аппаратуры, использующей ММП, для синхронной регистрации УНЧ-сигналов ЭМИ, генерируемых образцами горных пород под воздействием внешней нагрузки в виде одноосного сжатия, создаваемого ручным гидравлическим прессом.

Задачами исследования являются выделение и идентификация УНЧ-сигналов ЭМИ,

возникающих в процессе разрушения образцов горных пород на фоне магнитного шума техногенного происхождения при проведении лабораторных экспериментов.

2. АППАРАТУРНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Для проведения лабораторного эксперимента по регистрации сигналов ЭМИ был применен измерительный комплекс, состоящий из полевой магнитометрической аппаратуры, гидравлического пресса и цифровой видеокамеры.

Из рассмотренных ранее датчиков и отношения сигнал/шум в магнитометре использован трехкомпонентный ММП, выполненный на основе аморфных ферромагнитных сердечников и работающий в режиме автопараметрического усиления сигнала. Принцип действия ММП с автопараметрическим усилением был опубликован в работе [17], а его принципиальная техническая схема — в работе [18]. Диапазон частот измеряемого магнитного сигнала составляет 0.01–200 Гц. Амплитудно-частотная характеристика плоская. Порог чувствительности в указанном диапазоне частот — не более 1 пТл. Частота дискретизации сигнала равна 471 Гц.

В магнитометре реализовано два режима работы. В первом режиме коэффициент преобразования ММП составляет 150 мВ/нТл, что при нижней частоте полосы пропускания 0.01 Гц позволяет регистрировать магнитное поле амплитудой менее 10 пТл, а в режиме накопления сигнала — менее 0.1 пТл на частотах выше 1 Гц. Динамический диапазон измерений при этом составляет 120 нТл (от пика до пика) [18]. Во втором режиме для возможности работы ММП в магнитном поле Земли коэффициент преобразования составляет 150 мкВ/нТл [19], что значительно расширяет динамический диапазон измеряемых сигналов магнитной индукции.

Для исключения вибрационных помех ММП закреплены в ортогонально выполненных отверстиях в оргстекле, имеющем форму прямоугольного параллелепипеда. Установочная система из ММП жестко зафиксирована на немагнитной опоре размерами под штатив.

Выходные сигналы каждой из компонент ММП подавались на многоканальный 24-разрядный аналого-цифровой преобразователь AD7734 производства фирмы Analog Device, выход которого соединен с переносным компьютером,

управляющим работой аналого-цифрового преобразователя и сохраняющим данные измерений в цифровом виде в отдельный текстовый файл.

В качестве прессового оборудования использован ручной гидравлический одноосный пресс марки WK-18 производства фирмы Zarzad Sprzetu с классом точности 0.5, рассчитанный на максимальную нагрузку 100 т. Поскольку пресс установлен на бетонном полу и на массивном тяжелом металлическом основании, это исключало какие-либо его микроперемещения или колебания в процессе экспериментов.

Записи режимов нагружения в виде отклонения стрелки шкалы манометра пресса осуществлялись на цифровую видеокамеру SONY Handycam HDR-XR160E в отдельные файлы с частотой регистрации видеосигнала 30 Гц.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Предварительно перед проведением измерений в лабораторных условиях проводилась калибровка магнитометрической аппаратуры с использованием системы колец Гельмгольца и Браунбека. Калибровка каждого ММП проводилась отдельно по трем компонентам магнитной индукции B_x , B_y , B_z . При этом компонента B_x направлена по магнитному меридиану, компонента B_y ортогональна направлению магнитного меридиана, компонента B_z направлена вертикально. По каждой компоненте ММП располагался по направлению оси колец.

Система колец Гельмгольца использовалась как образцовый источник слабого магнитного поля, коэффициент преобразования которого по току достаточно точно рассчитывается по геометрическим размерам системы с использованием формул для аксиальной компоненты магнитной индукции на оси кругового витка с током. Технические расчеты по катушкам Гельмгольца представлены в работе [20].

Система колец Браунбека, разработанная в Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, использовалась для компенсации горизонтальной составляющей земного магнитного поля с высокой степенью однородности. Техническое описание колец Браунбека, использованное для расчетов, представлено в работе [21].

В лабораторных экспериментах измерялась амплитуда трех взаимно ортогональных компонент магнитной индукции: вертикальной B_z

и двух горизонтальных B_x , B_y . Ориентация ММП относительно сторон света такая же, как при калибровке. Для исключения в процессе измерений каких-либо колебаний или вибрации ММП их установочная система фиксировалась на немагнитном штативе, расположенном на бетонном полу на расстоянии 45 см от образца.

Для проведения экспериментов были взяты два образца кубической формы с ребрами сторон 23 мм. Для сравнения и оценки влияния магнитных свойств, а также возможного воздействия механических элементов пресса при его работе на генерацию ЭМИ, были использованы два различных образца (магнитный и немагнитный). После каждой фиксации образцов между верхней и нижней плитами гидравлического пресса на них непрерывно оказывалась нагрузка в виде одноосного сжатия, при которой давление плавно увеличивалось от нуля до 5.5 МПа с интенсивностью порядка 0.05 МПа/с.

Видеозапись нагружения, так же, как и регистрация сигналов ЭМИ, проводилась синхронно от начала увеличения нагрузки на образец до полного его разрушения. Для обработки данных видеопотока была применена программа VirtualDub 1.10.4, при помощи которой видеофайлы разбивались на кадры, с каждого из которых в текстовый файл формировался массив данных времени и соответствующие ему значения.

Выделение полезного сигнала из общего техногенного магнитного шума выполнялось с помощью полосового фильтра низких частот, реализованного в виде программы на языке объектно-ориентированного программирования

Borland Delphi 7, использующей дискретное преобразование Фурье.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При проведении любого эксперимента, связанного с регистрацией сигналов ЭМИ, особенно в УНЧ-диапазоне, возникают трудности подавления высокого фона техногенных помех (связанных с сетевой частотой 50 Гц) и выделения на их фоне полезного информативного сигнала. Кроме этого, на результаты измерений может оказывать влияние сопутствующее эксперименту оборудование [2, 22].

С целью оценки амплитудно-частотных характеристик сигналов ЭМИ, проявляющихся при трещинообразовании и разрушении образцов горных пород с фоновыми флуктуациями, перед началом эксперимента в экспериментальной лаборатории в режиме реального времени были зарегистрированы сигналы техногенного магнитного шума в полосе частот 0.01–200 Гц. В этой же полосе частот были получены результаты двух экспериментов. Для подавления на исходных записях магнитограмм техногенного шума был проведен анализ их частотного спектра, а затем применен полосовой фильтр низких частот, при помощи которого все частоты выше 30 Гц были срезаны.

На рис. 1 показана запись фона магнитного шума в полосе пропускания 0.01–30 Гц. По горизонтальным компонентам магнитной индукции B_x , B_y амплитуда магнитного шума составила 5 и 4 нТл; по вертикальной B_z (за выче-

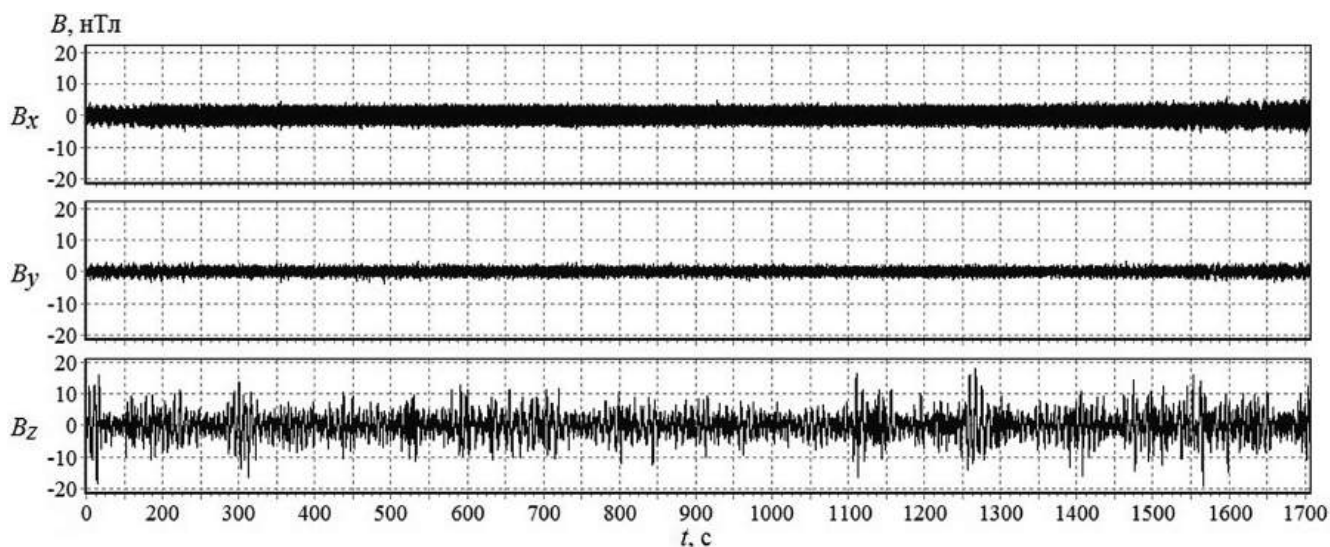


Рис. 1. Записи вариаций магнитного шума техногенного происхождения компонент магнитной индукции

том отдельных импульсов) 20 нТл. Из приведенных значений следует, что амплитуда одной из горизонтальных компонент B_x по отношению к амплитуде другой горизонтальной компоненты B_y имеет близкие значения, а вертикальная компонента B_z по отношению к B_x , B_y отличается в 4–5 раз. Согласно работе [14], в суммарном техногенном магнитном поле множества источников амплитуда вертикальной составляющей, как правило, превышает амплитуду горизонтальных составляющих магнитной индукции.

На рис. 2 и 3 представлены результаты двух экспериментов регистрации сигналов ЭМИ совместно с фоном магнитного шума техногенного происхождения в полосе пропускания 0.01–30 Гц. Начало нагружения образца на магнитограммах компонент магнитной индукции и графике нагрузки рис. 2 соответствует 10-й секунде, окончание – 112-й; на рис. 3 – 20-й и 80-й секундам соответственно. Регистрации сигналов ЭМИ в процессе нагружения испытываемых образцов на магнитограммах и графике нагрузки рис. 2 предшествует 10-секундный, а на рис. 3 – 20-секундный интервал фоновой записи вариаций магнитного шума без нагрузки. Анало-

гичные по длительности интервалы приведены также и после уменьшения нагрузки в результате разрушения образцов (см. рис. 2, 3). Это сделано для того, чтобы оценить уровень шума во время проводимых экспериментов и показать, что его интенсивность не оказывает влияния на последующее выделение информативного магнитного сигнала, обусловленного разрушением образца (см. рис. 3).

Сравнивая магнитограммы и графики нагрузки на рис. 2 и 3, можно отметить следующее. При приложенной к образцам непрерывной внешней нагрузки в виде одноосного сжатия она составила близкие значения (5.3–5.5 МПа), которые свидетельствуют о близких прочностных свойствах образцов. В обоих экспериментах увеличение нагрузки на образцы вызвало в них изменение напряженно-деформированного состояния и привело к формированию в них системы микротрещин, а на этапе разрушения – к их прорастанию и слиянию с образованием магистральных трещин. При нагружении образцов давление на манометре прессы плавно возрастало до пиковой нагрузки, а при достижении критического напряженно-дефор-

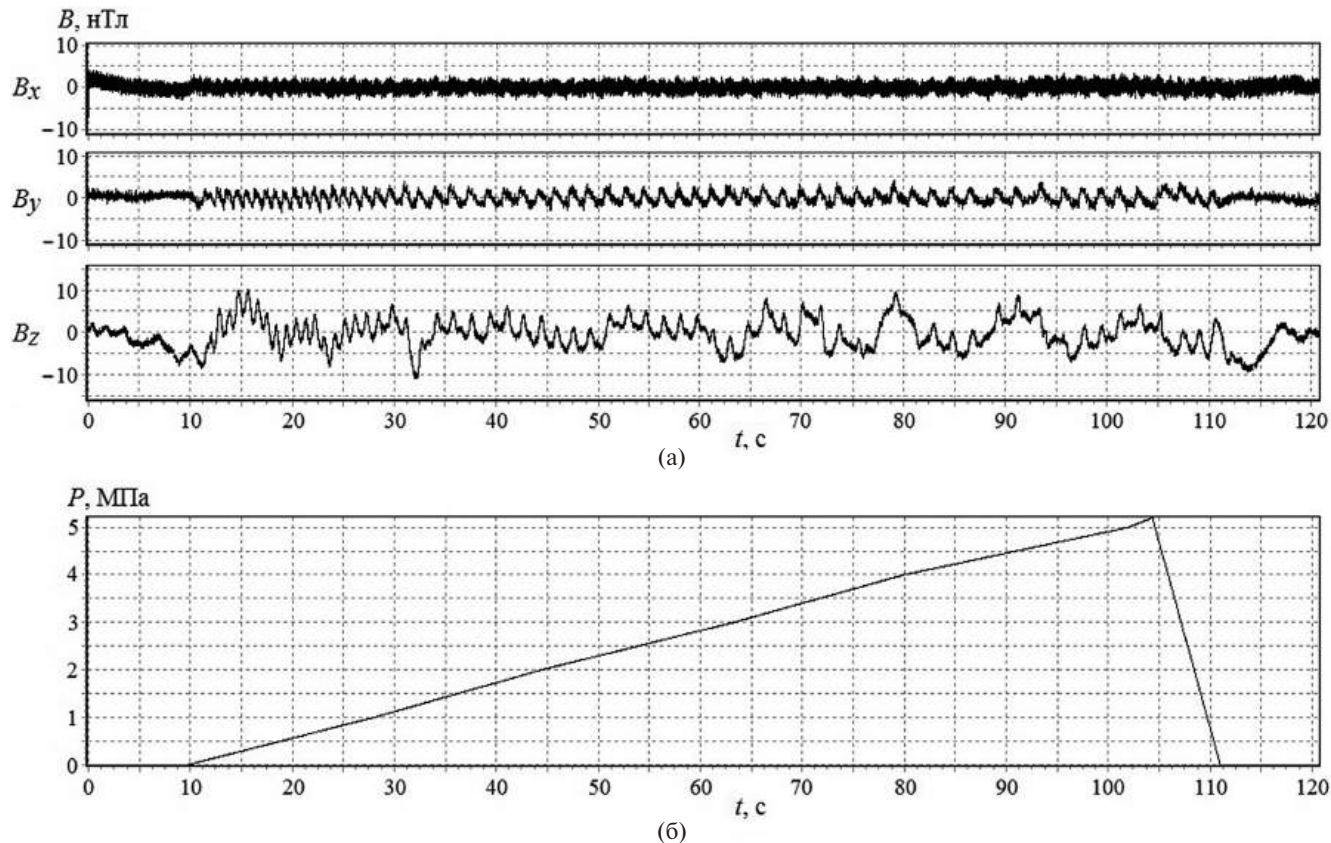


Рис. 2. Записи магнитограмм (а) и график нагрузки (б) немагнитного образца

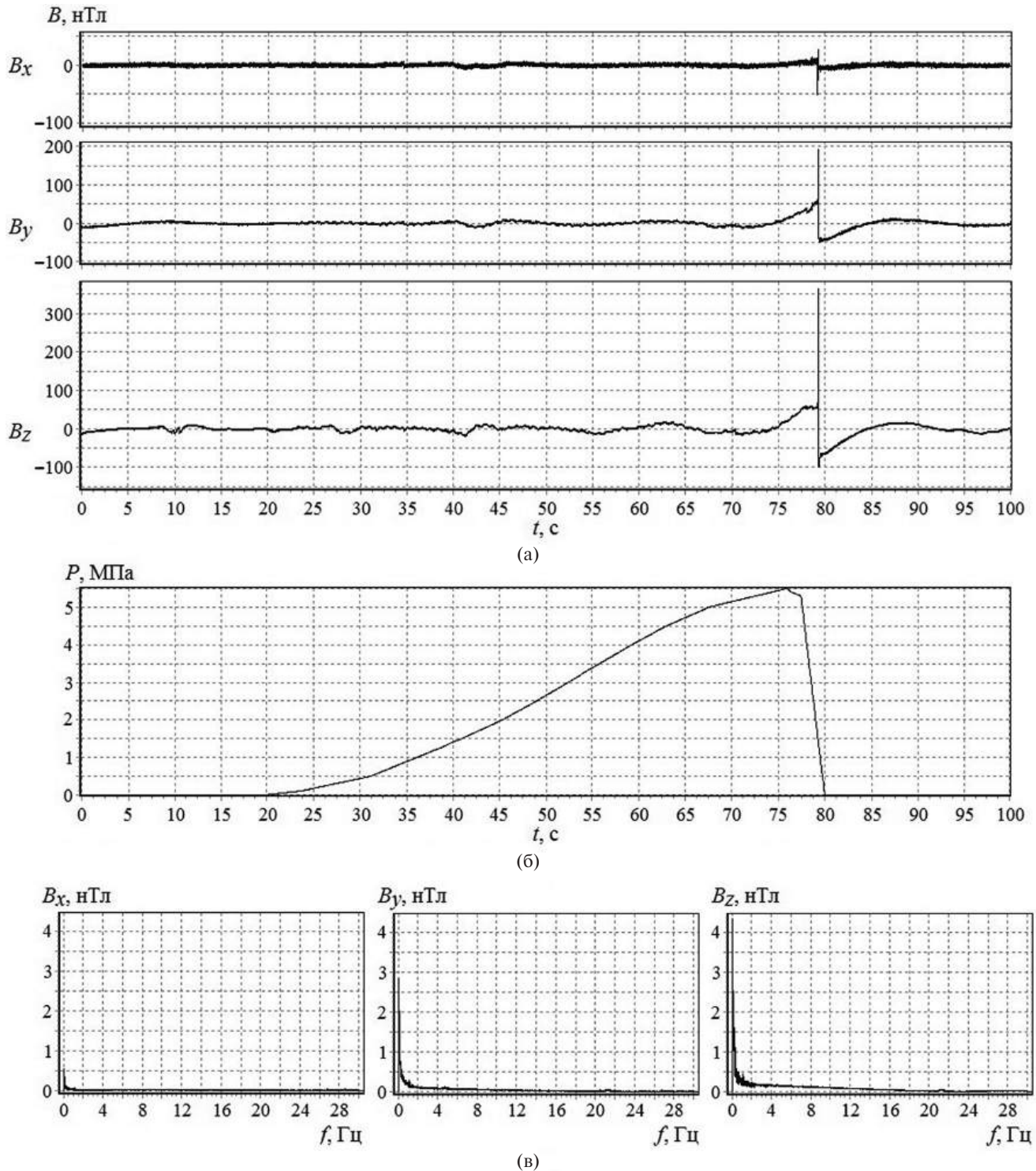


Рис. 3. Записи магнитограмм (а) с построенными для них спектрами (в) и график нагрузки (б) магнитного образца

мированного состояния образцов оно быстро снизилось с 5.3–5.5 МПа до нуля. Несмотря на это, УНЧ-сигналы ЭМИ проявились на записях магнитограмм только во втором эксперименте (см. рис. 3).

В результате проведения первого эксперимента (см. рис. 2) записи магнитограмм по всем

компонентам магнитной индукции имеют равномерный ход (без ярко выраженных перепадов), подобный шумовым дорожкам записей магнитограмм рис. 1. Незначительные вариации компонент B_x , B_y , B_z рис. 2 сопоставимы по амплитуде с вариациями магнитного шума компонент магнитной индукции на рис. 1 и имеют

близкие значения. Отсутствие на записи магнитограмм рис. 2 УНЧ-сигналов ЭМИ во всей полосе пропускания, вероятно, связано с тем, что немагнитный образец не обладал способностью их генерации по тем или иным причинам, обсуждение которых выходит за рамки данной статьи.

Следует заметить, что разрешающая способность ММП позволяет зафиксировать магнитную индукцию, вызванную незначительными колебаниями возвратно-поступательных движений штока механического привода пресса в процессе его работы. На магнитограммах рис. 2 это воздействие проявляется в виде пилообразной формы шумовой дорожки с предельными амплитудными значениями компонент магнитной индукции 5 нТл (от пика до пика).

Однако это влияние становится практически незаметным, когда наблюдаются сигналы ЭМИ, регистрируемые ММП в процессе разрушения образцов горных пород под воздействием внешней нагрузки. Подтверждением этому служат магнитограммы рис. 3, на которых видно, что шумовая дорожка приобрела незначительную вариацию в форме тонкой линии, на фоне которой отчетливо выражен информативный сигнал ЭМИ, обусловленный разрушением образца.

Значения амплитуд информативных УНЧ-сигналов ЭМИ, генерируемых магнитным образцом во втором эксперименте, проявились по всем составляющим магнитной индукции и составили 75 нТл для B_x , 250 нТл для B_y и 460 нТл для B_z (от пика до пика), при этом основное разрушение образца произошло во временном интервале 79.2–79.4 с. Сравнивая сигналы ЭМИ-компонент магнитной индукции рис. 3, можно отметить некоторое подобие их формы, особенно по компонентам B_y и B_z . При достижении критического напряженно-деформированного состояния образца после 77-й секунды происходит его лавинообразное разрушение, сопровождающееся высокоамплитудными сигналами компонент магнитной индукции.

По мере увеличения зоны прорастания и слияния трещин в амплитудно-частотном спектре рис. 3 монотонно нарастает низкочастотная составляющая, начиная со значения 20 Гц. Особенно четко это видно в спектре компоненты B_z . Если на спектрограммах рис. 3 выделить частоту 0.075 Гц, то амплитуды магнитной индукции B_x , B_y , B_z на этой частоте составят соответственно 0.6, 2.9, 4.3 нТл. Таким образом, приведенные

значения амплитуд, полученные во втором эксперименте, показывают, что магнитометрическая аппаратура с использованием ММП позволяет регистрировать УНЧ-сигналы ЭМИ, сопровождающиеся критической стадией разрушения горных пород.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применяемая магнитометрическая аппаратура на основе ММП с автопараметрическим усилением сигнала дает возможность осуществлять регистрацию УНЧ-сигналов ЭМИ и выявлять особенности их проявления в магнитном поле при разрушении образцов горных пород, что позволяет рассчитывать на ее применение для изучения геодинамических процессов, протекающих в геологической среде.

В результате регистрации УНЧ-сигналов магнитной индукции при помощи трехкомпонентного ММП и последующей обработки данных была получена полная информация об амплитудно-частотных характеристиках ЭМИ, генерируемого магнитным образцом горной породы. Полученная информация при дополнении ее данными минералогического анализа может позволить уточнить возможный механизм генерации УНЧ-импульсов ЭМИ, обусловленный, по мнению авторов, процессом разделения и движения зарядов при развитии дислокаций в зонах концентрации напряжений, а также перестройкой доменов при образовании и росте трещин в испытываемом образце.

При анализе проведенных исследований установлено, что прессовое оборудование, используемое в экспериментах, не оказывает какого-либо значительного влияния на результаты измерений. Используемый фильтр низких частот на основе дискретного преобразования Фурье для выделения УНЧ-сигналов ЭМИ из общего магнитного шума эффективно подавляет помехи техногенного происхождения, не искажая при этом исходный сигнал, и дает возможность выявить его характерные особенности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. Москва: Наука, 2003.
2. *Лось В.Ф., Лементуева Р.А., Ирисова Е.Л.* Сейсмические приборы. 2010. Т. 46. № 4. С. 14.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=16367640>

3. *Hadjicontis V., Mavromatou C.* Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. № 16.
<https://doi.org/10.1029/94GL00694>
4. *Курленя М.В., Вострецов А.Г., Кулаков Г.И., Яковецкая Г.Е.* Регистрация и обработка сигналов электромагнитного излучения горных пород. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
5. *Мулес С.Н., Старников В.Н., Романевич О.А.* Уголь. 2019. № 10. С. 6.
<https://doi.org/10.18796/0041-5790-2019-10-6-14>
6. *Поляков С.В., Резников Б.И., Щенников А.В., Копытенко Е.А., Самсонов Б.В.* Сейсмические приборы. 2016. Т. 52. № 1. С. 5.
<https://doi.org/10.3103/S0747923917010078>
7. *Сокол-Кутыловский О.Л.* Уральский геофизический вестник. 2018. № 3(33). С. 43.
<https://doi.org/10.25698/UGV.2018.3.7.43>
8. *Афанасьев Ю.В.* Феррозондовые приборы. Ленинград: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1986.
9. *Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Щелкин А.П.* Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Ленинград: Энергия. Ленинградское отделение, 1972.
10. *Введенский В.Л., Ожогин В.И.* Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм. Москва: Наука, 1986, 199 с.
11. *Фалей М.И., Масленников Ю.В., Кошелец В.П.* Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 93.
<https://doi.org/10.7868/S0033849415120062>
12. *Сокол-Кутыловский О.Л.* Дефектоскопия. 1989. № 2. С. 92.
13. *Сокол-Кутыловский О.Л.* Физика металлов и металловедение. 1997. Т. 84. № 3. С. 54.
14. *Sokol-Kutylovskii O.L., Tyagunov D.S.* Meas. Tech. 2012. V. 55(9). P. 1083.
<https://doi.org/10.1007/s11018-012-0079-8>
15. *Сокол-Кутыловский О.Л.* Геофизические процессы и биосфера. 2019. Т. 18. № 2. С. 119.
<https://doi.org/10.21455/GPB2019.2-10>
[*Sokol-Kutylovskii O.L.* Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2019. V. 55. P. 905.
<https://doi.org/10.1134/S0001433819080103>]
16. *Сокол-Кутыловский О.Л., Сарвартинов А.И.* Известия вузов. Горный журнал. 2013. № 3. С. 133.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=19015495>
17. *Sokol-Kutylovskii O.L.* Sens. Actuators A: Phys. 1997. V. 62/1-3. P. 496.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=13257420>
18. *Сокол-Кутыловский О.Л.* ПТЭ. 2019. № 4. С. 101.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219040153>
19. *Сокол-Кутыловский О.Л.* ПТЭ. 2021. № 5. С. 126.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050128>
20. *Тягунов Д.С.* Дис. ... канд. техн. наук. Институт геофизики УрО РАН. Екатеринбург, 2012, 119 с.
21. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Кольца Браунбека. СКБ ИЗМИРАН АН СССР, 1966.
22. *Li Ch., Fu Sh., Guan Ch., Wan T., Xie B.* J. Geophys. Eng. 2018. V. 15. P. 1137.
<https://doi.org/10.1088/1742-2140/aaac59>

УДК 539.1.074.6

ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ SiPM ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ШИРОКОМ ДИНАМИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2026 г. Н.Е. Воронков^а, А.М. Горин^а, С.В. Евдокимов^а, А.А. Зайцев^б,
В.И. Изучеев^а, Б.В. Полищук^а, В.И. Рыкалин^а, С.А. Садовский^а,
Ю.В. Харлов^{а, в, *}, А.А. Шангараев^а

^а Институт физики высоких энергий им. А.А. Логанова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
Российская Федерация, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1

^б Объединенный институт ядерных исследований
Российская Федерация, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^в Московский физико-технический институт
Российская Федерация, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

* E-mail: Yuri.Kharlov@ihep.ru

Поступила в редакцию 06.02.2026

После доработки 28.04.2026

Принята к публикации 17.06.2026

Представлены результаты измерений характеристик фотодетекторов на основе матриц SiPM большой площади с широким динамическим диапазоном. Рассматривается возможность применения фотодетекторов на основе SiPM для электромагнитной калориметрии в диапазоне энергий от сотен килоэлектронвольт до десятков гигаэлектронвольт. Обсуждается также возможность применения SiPM в гамма-ядерной спектроскопии.

DOI: 10.7868/S3034564226040151

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачи измерений потоков слабых световых сигналов в видимом оптическом диапазоне стоят во многих областях физики. Световой поток сигналов преобразуется в фотодетекторе в электрический сигнал, величина тока или заряда, индуцированного фотодетектором, определяет величину падающего светового потока.

В экспериментальной ядерной физике и физике высоких энергий ионизирующее излучение регистрируется посредством световых сигналов видимого и ближнего ультрафиолетового диапазонов, интенсивность которых пропорциональна потерям энергии частиц высоких энергий, проходящих через активное вещество детектора. В частности, в электромагнитных

и адронных калориметрах частицы практически полностью выделяют свою начальную энергию в веществе калориметра и вторичные заряженные частицы, образующиеся в результате взаимодействия первичной частицы с веществом, возбуждают активную среду калориметров, например сцинтилляторов или черенковских радиаторов. Энергия, выделенная вторичными частицами в этих активных средах, определяет поток света, излученный этими средами, поэтому световой поток зарегистрированных световых импульсов или заряд, индуцированный фотодетектором, однозначно связаны с выделенной энергией и, следовательно, с начальной энергией падающей высокоэнергетической частицы.

Другой класс детекторов, требующий регистрации и измерения величины светового сиг-

нала, — это сцинтилляционные счетчики заряженных частиц. При прохождении частиц через сцинтилляционные счетчики ионизационные потери слабо зависят от скорости частиц, но сильно зависят от заряда частиц. При достаточной точности измерения величины тока или заряда, индуцированного фотодетектором, сцинтилляционные детекторы позволяют определить и заряд, и энергию частиц, а в совокупности с магнитными спектрометрами, измеряющими импульс заряженной частицы, позволяют определить ее массу, т.е. тип частицы. Эти задачи налагают требования на основные характеристики фотодетекторов, измеряющих заряд от коротких и слабых световых импульсов со сцинтилляционных детекторов. Такими основными характеристиками являются эффективность регистрации фотонов, разрешение фотодетекторов по измеряемому световому потоку, стабильность измерения амплитуды во времени, степень линейности измеренной амплитуды светового импульса от выделенной начальной энергии частицей в активной среде детектора. Характерный диапазон индуцированных зарядов от световых импульсов, излучаемых применяемыми в физике высоких энергий и ядерной физике калориметрами и сцинтилляционными счетчиками, составляет от десятков до сотен тысяч фотоэлектронов. При этом длительность таких световых импульсов достаточно малая, порядка наносекунд.

Традиционно электрические сигналы от слабых световых сигналов измеряются вакуумными

фотоумножителями. Развитие полупроводниковых технологий за последние два десятилетия привело к появлению кремниевых фотодиодов, работающих в гейгеровском режиме, называемых кремниевыми фотоумножителями (SiPM, silicon photomultiplier) или многопиксельными фотонными счетчиками (MPPC, multi-pixel photon counter). Далее в работе будет использоваться термин SiPM. В настоящее время SiPM уже хорошо зарекомендовали себя в сцинтилляционных детекторах [1] в счетном режиме, где требования на точность измерения светового потока и на ширину динамического диапазона достаточно мягкие. Известен также ряд приложений SiPM для регистрации однофотонных световых сигналов [2].

Для измерений световых сигналов в широком диапазоне амплитуд необходимы SiPM с большим количеством пикселей, а с ростом плотности потока света необходимо уменьшать размер пикселя для минимизации вероятности попадания нескольких фотонов в один пиксель. Современные эксперименты в физике высоких энергий рассматривают SiPM как направление модернизации фотодетекторов для адронной [3] и электромагнитной калориметрии [4]. Необходимый диапазон индуцированных зарядов от активного детектирующего элемента калориметра, измеренный в фотоэлектронах (ф.э.), можно оценить на примере сцинтиллирующего кристалла PbWO_4 , предлагаемого для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA [5]. Световой выход одного полноразмерного кристалла этого калориметра

Таблица 1. Сравнительная таблица спектрометрических SiPM, представленных на рынке

Параметр	Hamamatsu S14160-6010PS [6]	Hamamatsu S14160-60105S [6]	NDL EQR15 11-6060D-S [7]	ZJGD EQR20 11-6060D-S [8]
Размер, мм ²	6.0×6.0	6.0×6.0	6.24×6.24	6.24×6.24
Размер пикселя, мкм	10	15	15	20
Количество пикселей	359 011	159 565	173 038	97 344
Напряжение пробоя V_{br} , В	38±3	38±3	30	27.2±1
Рабочее напряжение, В	$V_{br} + 5$	$V_{br} + 5$	$V_{br} + 8$	$V_{br} + 5$
Коэффициент усиления	$1.8 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^5$	$8.0 \cdot 10^5$
Скорость счета темновых импульсов, с ⁻¹	$(3-10) \cdot 10^6$	$(3-10) \cdot 10^6$	10^7	$(6-16) \cdot 10^6$
Длина волны в максимуме эффективности λ_{max} , нм	460	460	420	420
Эффективность регистрации фотонов при λ_{max} , %	18	32	45	47.8
Температурный коэффициент V_{br} , мВ/°С	34	34	28	24.8
Емкость, пФ	2200	2200	218	397

составляет не менее 20 ф.э./эВ. Для измерения энергии фотонов в диапазоне от 10 МэВ до 10 ГэВ необходимо регистрировать сигналы в диапазоне от 200 до $2 \cdot 10^5$ ф.э. Поскольку амплитуда сигнала от SiPM пропорциональна числу пикселей, активированных падающим светом, на SiPM накладывается требование на количество пикселей в несколько сотен тысяч. Более точные требования на размер SiPM, а также размер и количество пикселей определяются особенностями конкретного калориметра — размерами детектирующего элемента, световыходом, необходимым энергетическим разрешением и диапазоном энергий, определяемыми физическими задачами данного эксперимента.

На рынке представлены SiPM производства Hamamatsu и Capital Photonics Technology (Tianjin) Co., Ltd., которые могут использоваться для спектрометрических измерений. В табл. 1 представлены несколько SiPM площадью $6.0 \times 6.0 \text{ мм}^2$ и размером квадратного пикселя от 10 до 20 мкм, которые рассматриваются как перспективные фотодетекторы для амплитудных измерений световых импульсов в широком динамическом диапазоне. В настоящей работе исследуются характеристики одного из этих SiPM, а именно EQR15 11-6060D-S производства компании NDL с размером пикселя 15 мкм и количеством пикселей более 170 тыс.

2. ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ МАТРИЦ SiPM

Требования к фотодетекторам для регистрации световых импульсов от ячеек электромагнитного калориметра определяются конструкцией и технологией изготовления калориметра, световыходом радиаторов калориметра, диапазоном энергий первичных фотонов и энергетическим разрешением, определяемым физическими задачами эксперимента. Если рассматривать гомогенные калориметры, например из свинцового стекла или неорганических сцинтилляторов, то в них регистрация сигнала происходит через торцы ячеек калориметра. Поперечный размер ячеек, в свою очередь, определяется мольеровским радиусом вещества радиаторов калориметра. Типичные электромагнитные калориметры, распространенные в физике высоких энергий, имеют поперечный размер ячеек от 22–26 мм, как в калориметрах на основе кристаллов вольфрамата свинца, до 40–85 мм, как в калориметрах с радиаторами

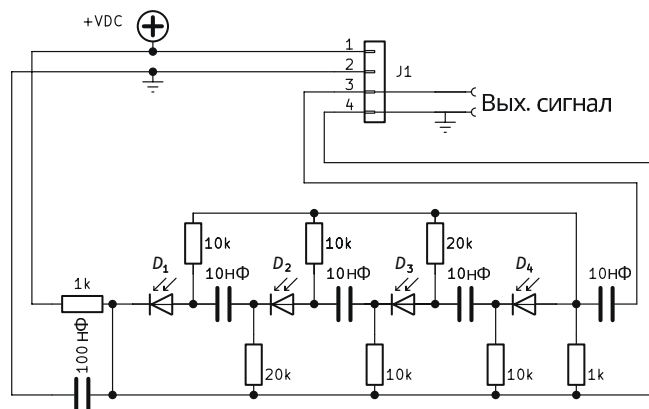


Рис. 1. Гибридная схема объединения четырех SiPM в фотодетекторную матрицу

из свинцового стекла. К категории однородных детекторов относятся также и γ -спектрометры мегаэлектронвольтного диапазона энергий на основе сцинтиллирующих кристаллов с большим световыходом, например NaI(Tl), CsI(Tl), GAGG и др. При этом площадь фотодетектора, устанавливаемого на торце ячейки калориметра или γ -спектрометра, напрямую определяет эффективность светосбора и, соответственно, энергетическое разрешение всего детектора в целом. Поэтому для увеличения светосбора от радиаторов детекторов естественно использовать матрицы из SiPM.

Для объединения нескольких SiPM в один фотодетектор в литературе обсуждается несколько схем. Оптимальной признана так называемая гибридная схема соединения нескольких SiPM, в которой напряжение смещения подается параллельно на все SiPM, а сигналы от индивидуальных SiPM снимаются последовательно через развязывающие емкости [9]. Схема объединения четырех SiPM в массив одного фотодетектора, который исследовался в настоящей работе, изображена на рис. 1. В случае объединения коммерческих SiPM производителя NDL, представленных в табл. 1, такой фотодетектор обеспечит сбор света с площади от $12.5 \times 12.5 \text{ мм}^2$, а учет высокой квантовой эффективности SiPM уже позволяет рассматривать 2×2 -матрицу SiPM как альтернативу вакуумным ФЭУ.

3. ВЫБОР РАБОЧЕГО РЕЖИМА ФОТОДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ SiPM

Производитель SiPM EQR15 11-6060D-S указывает рекомендуемое рабочее напряжение, равное $V_{br} + 8$ В [7]. Чтобы определить оптимальное напряжение смещения для задач спектро-

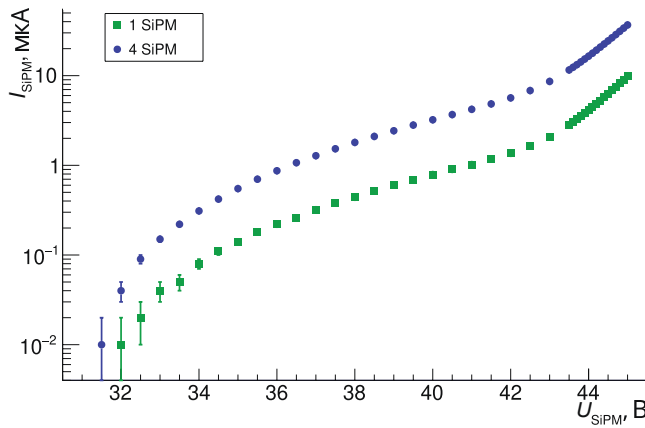


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика фотодетекторов на основе одного и четырех SiPM

метрических измерений, необходимо измерить вольт-амперную характеристику фотодетектора, а также зависимость его коэффициента усиления и амплитудного разрешения от напряжения смещения. На рис. 2 представлена измеренная вольт-амперная характеристика для двух фотодетекторов: состоящего из одного SiPM и четырех SiPM, соединенных по гибридной схеме. Для обоих фотодетекторов напряжение пробоя, при котором ток начинает течь через SiPM, равно примерно 31–32 В. При напряжениях выше 43 В зависимость тока от напряжения меняет свой наклон, и ток резко возрастает.

Были также измерены зависимости средней амплитуды и ее среднеквадратичного отклонения от поданного напряжения смещения в диа-

пазоне от 33 до 45 В. В качестве импульсного источника света использовался генератор светодиодных импульсов с обратной связью производства ООО «Высоковольтные системы», обеспечивающий погрешность стабилизации энергии вспышки не хуже 0.3%. Длительность световых импульсов генератора составляла 8–20 нс, длина волны излучаемого света $\lambda = 460$ нм, частота следования импульсов была 1000 Гц, амплитуда задавалась 12-битным кодом цифро-аналогового преобразователя (ЦАП). Производитель генератора светодиодных импульсов отмечает нелинейную зависимость амплитуды импульсов от значения кода ЦАП, поэтому амплитуда сигналов измерялась независимо, не основываясь на значении кода ЦАП. Амплитуда сигналов измерялась с помощью спектрометрического амплитудно-цифрового преобразователя АЦП-RS-8 К с динамическим диапазоном 13 бит производства НПЦ «Аспект» [10]. Спектры амплитуд измеренных сигналов от фотодетектора при каждом заданном напряжении U_{bias} подгонялись функцией Гаусса, из которой определялись среднее значение A и среднеквадратичное отклонение σ . Относительный коэффициент усиления K измерялся при фиксированной амплитуде генератора светодиодных импульсов и определялся как отношение средней амплитуды сигнала A_U от фотодетектора при заданном напряжении U_{bias} к амплитуде A_{33} при напряжении $U_{bias} = 33$ В, $K = A_U / A_{33}$. На рис. 3 показаны зависимости относительного коэффициента

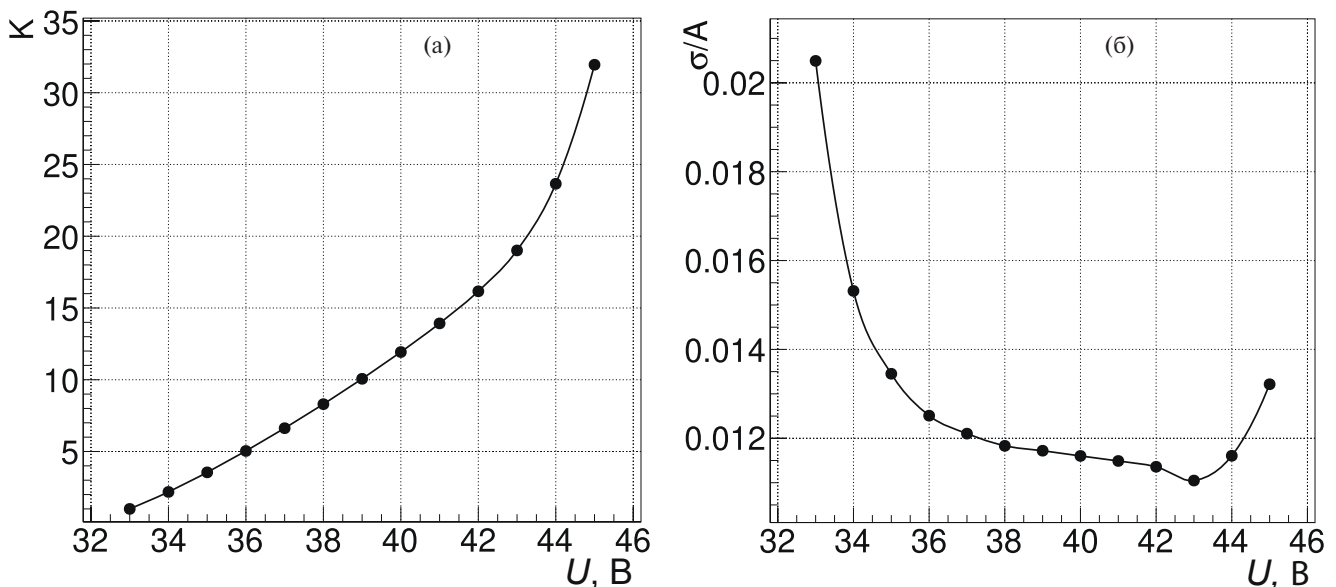


Рис. 3. Зависимости относительного коэффициента усиления (а) и относительного амплитудного разрешения (б) фотодетектора на основе SiPM от напряжения смещения

усиления K и относительного амплитудного разрешения σ/A от напряжения U_{bias} , которые показывают изменение поведения при напряжениях выше 43 В. Погрешности измерений пренебрежимо малы благодаря высокой статистике набора данных, используемого для определения параметров амплитудных спектров. Важно отметить, что при напряжениях заметно выше 43 В зависимость коэффициента усиления SiPM от напряжения становится существенно нелинейной, а разрешение ухудшается. Таким образом, как вольт-амперная характеристика, так и усиление и амплитудное разрешение, указывают на то, что приемлемое рабочее напряжение на SiPM находится в диапазоне от напряжения пробоя до 43 В.

4. ЛИНЕЙНОСТЬ ФОТОДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ SiPM

Для спектрометрических детекторов линейность, т.е. пропорциональность зависимости измеряемого сигнала фотодетектора от падающего потока света, является важной характеристикой. Тем не менее возможная нелинейность фотодетектора не является существенным препятствием для его применения в калориметрах в физике высоких энергий или в γ -спектроскопии в ядерной физике, так как сами детекторы могут обладать незначительной нелинейностью, вызванной неполным энерговыделением первичного фотона в радиаторе калориметра

и порогом регистрирующей электроники. Поэтому нелинейность фотодетектора, если она есть, необходимо измерять отдельно для последующей калибровки измеряемого сигнала по отношению к энергии падающего фотона.

Для измерения зависимости амплитуды сигнала от фотодетектора на основе четырех SiPM от потока падающего света был использован генератор светодиодных импульсов, описанный в предыдущем разделе. Поток падающего на фотодетектор света задавался кодом ЦАП генератора. Поскольку сам светодиодный генератор может быть нелинейным, была проведена независимая проверка линейности от кода генератора амплитуды сигнала от фотоумножителя ФЭУ-84-3, широко использовавшегося ранее в электромагнитных калориметрах и хорошо зарекомендовавшего себя как спектрометрический фотодетектор с широким динамическим диапазоном, обладающий линейностью отклика до амплитуд сигналов примерно 1.3 В при нагрузке 50 Ом [11].

На рис. 4а показаны зависимости амплитуд сигналов от фотодетектора на основе четырех SiPM при напряжении смещения 42 В и от фотоумножителя ФЭУ-84-3 при напряжении 1700 В от кода ЦАП светодиодного генератора A_{LED} . Отношение амплитуд фотодетектора на основе четырех SiPM при значениях напряжения смещения 40 и 42 В к амплитуде ФЭУ-84-3, нормированное на отношение при максимальном

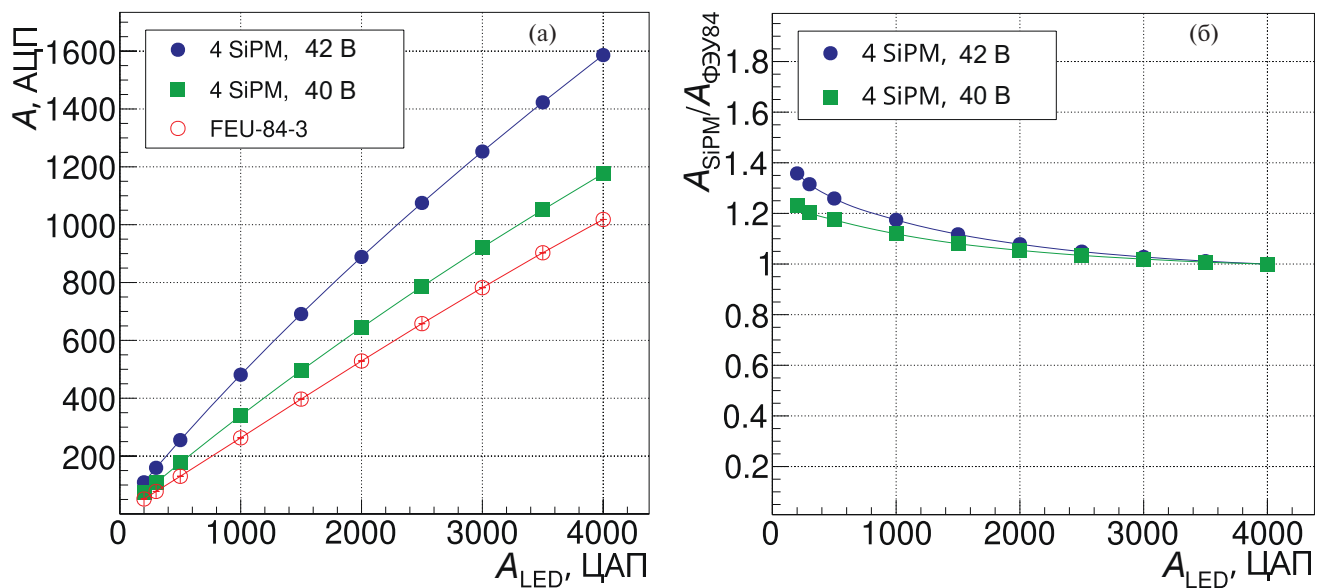


Рис. 4. Измеренные зависимости амплитуды сигнала с фотодетектора на основе четырех SiPM при напряжениях 40 и 42 В и с ФЭУ-84-3 (а) и отношения амплитуд четырех SiPM к ФЭУ-84-3 (б) от кода ЦАП генератора светодиодных импульсов

потоке света, показано на рис. 46. Наблюдается нелинейность отклика фотодетектора на основе четырех SiPM относительно ФЭУ-84-3 на уровне 20 % при $U_{bias} = 40$ В и 25 % при $U_{bias} = 42$ В в диапазоне световых потоков, различающихся более чем в 20 раз. Эта относительная нелинейность фотодетектора на основе четырех SiPM, измеренная с помощью светодиодного генератора, может служить в дальнейшем для коррекции амплитуды.

Измерение абсолютного значения светового потока на чувствительную область SiPM не проводилось. Относительное изменение потока света при измерении линейности отклика фотодетектора на основе SiPM, показанного на рис. 4, составило величину более чем 30, оно было ограничено областью перекрытия динамического диапазона генератора светодиодных импульсов и диапазонов амплитуд сигналов от фотодетектора на основе четырех SiPM и ФЭУ-84-3.

5. АМПЛИТУДНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ФОТОДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ SiPM

Для прецизионных спектрометрических измерений амплитудное разрешение детектора является одной из основных характеристик, по которой сравнивают различные детекторы данного класса. Одними из факторов, дающих вклад в амплитудное разрешение спектрометрического детектора, являются внутренние шумы измерительной электроники, в частности шумы фотодетектора, усилителя и электроники оцифровки сигнала. Этот шумовой вклад, как правило, не зависит от амплитуды сигнала. При регистрации слабых световых сигналов стохастический вклад, т.е. вклад, определяемый стохастическими флуктуациями конечного числа фотоэлектронов, в разрешение детектора может быть определяющим. Точность задания амплитуды источника света тоже может влиять на измеряемое амплитудное разрешение изучаемого фотодетектора. Исследование разрешения фотодетектора на основе SiPM осуществлялось с помощью светодиодного генератора, вклад которого в измеряемое разрешение не превышал 0.3 %, поэтому влияние нестабильности генератора на разрешение не являлось определяющим.

Амплитуда измеряемого сигнала пропорциональна количеству зарегистрированных фотонов (фотоэлектронов), поэтому стохастический вклад в разрешение пропорционален квадрат-

ному корню из амплитуды. При достаточно широком потоке света, покрывающем область заведомо больше чувствительной области фотодетектора, количество зарегистрированных фотонов напрямую определяется площадью фотодетектора.

Была проведена серия измерений разрешений фотодетектора на основе одного SiPM, и фотодетектора на основе четырех SiPM, соединенных по гибридной схеме, описанной выше. Для измерения зависимости разрешения фотодетектора от амплитуды сигнала использовался светодиодный генератор, амплитуда импульсов которого варьировалась во всем диапазоне 12-битного ЦАП, т.е. от 1 до 4095. На рис. 5 приведены зависимости относительного амплитудного разрешения σ/A от амплитуды измеренного сигнала для фотодетекторов на основе одного и четырех SiPM. Соотношение разрешений 1:2 для этих двух фотодетекторов прослеживается на всем диапазоне амплитуд, что подтверждает зависимость разрешения от квадратного корня соотношения площадей фотодетекторов или числа SiPM, установленных на фотодетекторах. Этот важный вывод о зависимости разрешения от количества SiPM в фотодетекторе можно использовать для экстраполяции на большее количество SiPM. Например, фотодетектор, состоящий из девяти SiPM, должен иметь трехкратное улучшение амплитудного разрешения по сравнению с фотодетектором с одним SiPM и т.д.

Фотодетектор на основе четырех SiPM был применен для спектрального анализа амплитуд с прототипа счетчика спектрометра гамма-ядерных переходов GNT эксперимента «Гиперон+» [12] на основе кристалла NaI(Tl), который

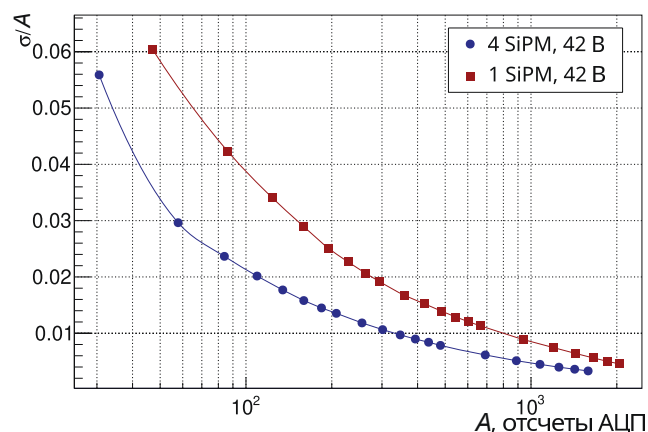


Рис. 5. Зависимости относительного амплитудного разрешения фотодетекторов на основе одного и четырех SiPM от амплитуды светового сигнала

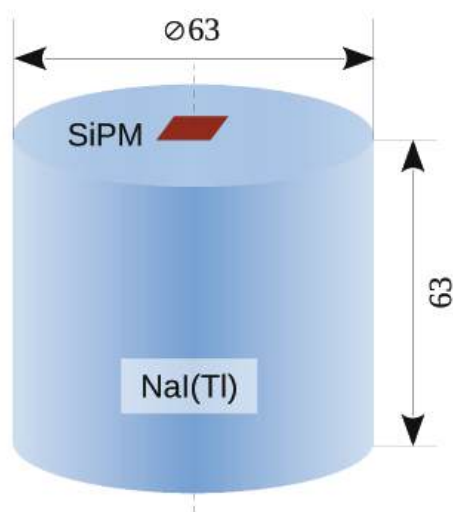


Рис. 6. Схематическое изображение элемента детектора GNT, состоящего из кристалла NaI(Tl) и фотодетектора на основе четырех SiPM

облучался в процессе калибровки спектрометра γ -источником ^{22}Na . Счетчик детектора GNT, состоящий из кристалла NaI(Tl) и фотодетектора на основе четырех SiPM, схематично изображен на рис. 6. Спектр излучения источника ^{22}Na содержит две линии с энергиями 511 и 1274.5 кэВ. Кристалл NaI(Tl) представляет собой цилиндр с размерами $D/L = 63/63$ мм. Радиоактивный источник ^{22}Na был установлен на одном торце цилиндра, а фотодетектор был установлен на противоположном прозрачном торце инкапсулированного кристалла. Учитывая радиационную длину X_0 NaI(Tl), равную 25.9 мм, мы можем сказать, что между источником излучения γ -кванта и фотодетектором расстояние, равное 2.43 радиационной длины, что достаточно для полного поглощения энергии измеряемых γ -квантов. Оптический контакт фотодетектора с кристаллом был обеспечен оптической замазкой фирмы Saint Gobain. Противоположный торец и боковая поверхность кристалла имели матовые белые отражатели для изотропного отражения сцинтилляционного света, излучаемого в кристалле. Сцинтилляционный свет может быть зарегистрирован только лишь через один круглый открытый торец кристалла диаметром 63 мм. Поскольку суммарная площадь фотодетектора на основе четырех SiPM, равная 155 мм², в 20 раз меньше площади торца кристалла 3117 мм², на котором был установлен фотодетектор, 95 % сцинтилляционного света, излучаемого через торец кристалла, не попадает в фотодетектор. Для улучшения светосбора на

торце кристалла был установлен отражатель из белого матового тайвека — нетканого материала с высокой степенью диффузного отражения производства DuPont [13] — в виде круга диаметром 63 мм с квадратным вырезом под фотодетектор на основе четырех SiPM. При наличии такого матового отражателя излучение кристалла, выходящее через торец, возвращается обратно в кристалл и после внутренних отражений может попасть на фотодетектор. Фактически отражатель улучшает светосбор в 1.5 раза.

Спектр излучения γ -источника ^{22}Na был измерен с помощью того же спектрометрического амплитудно-цифрового преобразователя АЦП-RS-8 К, который использовался для измерения амплитудного разрешения фотодетекторов. Ввиду малой площади фотодетектора количество фотоэлектронов, регистрируемых счетчиком, оказалось недостаточным для проведения измерений в заданном энергетическом диапазоне, т.е. до 5 МэВ. Поэтому сигнал от фотодетектора был подан на АЦП через малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 30. Спектр оцифрованных амплитуд приведен на рис. 7а, где отчетливо видны два пика: при 80 и 196 отсчетах АЦП, соответствующие γ -линиям 511 и 1274.5 кэВ источника ^{22}Na .

Прототип счетчика детектора GNT был также интегрирован в инфраструктуру детектора эксперимента «Гиперон+», при этом в процессе калибровки детектора сигналы от счетчика подавались для оцифровки на 12-битный зарядово-чувствительный АЦП ЕМ-6 [14], выполненный в стандарте Евро-МИСС [15]. Полученный в результате спектр оцифрованных амплитуд приведен на рис. 7б, где отчетливо видны два пика: при 524 и 1376 отсчетах АЦП, соответствующие γ -линиям излучения источника ^{22}Na . Подгонка пиков функциями Гаусса с полиномиальным фоном дает немного лучшее относительное разрешение по энергии при использовании АЦП-RS-8 К, в результате это разрешение составляет

$$\left. \frac{\sigma}{A} \right|_{511 \text{ кэВ}} = 6.9\%, \quad \left. \frac{\sigma}{A} \right|_{1274 \text{ кэВ}} = 3.9\%,$$

что несколько хуже, чем разрешения для такого же счетчика, но с ФЭУ-184ТД в качестве фотодетектора [12]. Вместе с тем, учитывая эффект улучшения разрешения счетчика с ростом площади фотодетектора, можно ожидать, например, что для фотодетектора в виде матрицы 4×4 SiPM разрешение будет близко к разрешению, полу-

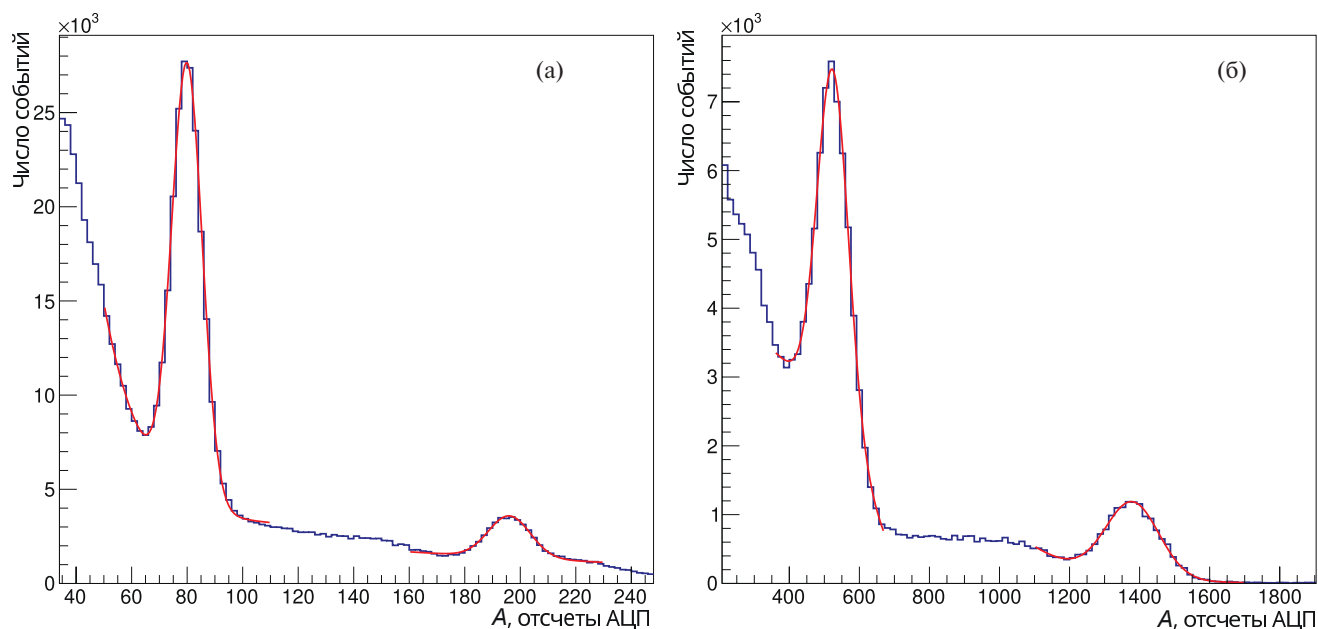


Рис. 7. Спектр амплитуд со счетчика на основе кристалла NaI(Tl) с фотодетектором в виде матрицы 2×2 SiPM, облученном γ -источником ^{22}Na : **а** — для оцифровки амплитуд использовался АЦП-RS-8 К, **б** — АЦП ЕМ-6. Красными линиями показаны подгоночные функции Гаусса с полиномиальным фоном, описывающие пики γ -излучений 511 и 1274 кэВ

чаемому в случае традиционного использования спектрометрических ФЭУ в качестве фотодетекторов.

Динамический диапазон фотодетектора на основе SiPM, полученный в результате сравнения измерений спектров γ -излучения радиоактивного источника ^{22}Na с усилителем сигнала и генератора светодиодных импульсов без усилителя, соответствует энергии первичных γ -квантов от 0.2 до 320 МэВ, что составляет более трех порядков величины.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере SiPM EQR15 11-6060D-S показано, что SiPM большой площади с размером пикселя 15 мкм могут быть использованы для регистрации световых импульсов в широком диапазоне световых потоков с достаточно хорошим амплитудным разрешением и линейностью отклика. Объединение нескольких SiPM в один фотодетектор по гибридной схеме позволяет увеличить эффективность светосбора при регистрации потоков света большой площади. При этом относительное амплитудное разрешение массива SiPM улучшается с ростом суммарной активной площади S_A фотодетектора или количества объединенных SiP пропорционально $1/\sqrt{S_A}$. Мелкоячеистые SiPM эффективны для

детекторов, предназначенных для измерения амплитуды сигнала в широком динамическом диапазоне по энергии, например в электромагнитных калориметрах. SiPM также могут использоваться в детекторах для гамма-ядерной спектроскопии на основе сцинтилирующих кристаллов с большим световыходом. Измерения, проведенные в настоящей работе, демонстрируют способность таких фотодетекторов измерять амплитуды сигналов, варьирующихся более чем на три порядка величины. Поскольку динамический диапазон измерений был ограничен лишь доступными источниками фотонов от радиоактивного источника и светодиодного генератора, можно утверждать, что диапазон самих фотодетекторов на основе SiPM гораздо шире.

На прототипе детектора гамма-ядерных переходов эксперимента «Гиперон+» на основе кристалла NaI(Tl) показано, что фотодетектор в виде матриц 2×2 SiPM EQR15 S14160-6010PS, объединенных по гибридной схеме, обеспечивает разрешение γ -линий радиоактивного источника ^{22}Na 511 кэВ и 1274.5 кэВ на уровне 6.9 и 3.9 % соответственно. Дальнейшее улучшение разрешения детектора GNT возможно за счет увеличения матриц SiPM, объединенных в одном фотодетекторе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00095-П (<https://rscf.ru/project/22-12-00095/>) при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» — ИФВЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских В.В., Горин А.М., Дятченко В.А. и др. ПТЭ. 2024. № 4. С. 5.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=80253632>
[Brekhovskikh V.V., Gorin A.M., Dyatchenko V.A. et al. Instrum. Exp. Tech. 2024. V. 67. P. 619.
<https://doi.org/10.1134/S0020441224700957>].
2. Бальгин К.А., Зайцев В.И., Климов А.Н., Кулик С.П., Молотков С.Н. Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 451
<https://doi.org/10.7868/S0370274X17190109>
[Balygin K.A., Zaitsev V.I., Klimov A.N., Kulik S.P., Molotkov S.N. JETP Lett. 2017. V. 106. P. 470.
<https://doi.org/10.1134/S0021364017190043>].
3. Seez C., Virdee T. et al. (CMS Collaboration). The Phase-2 Upgrade of the CMS Endcap Calorimeter. CERN-LHCC-2017-023, CMS-TDR-019. 2017.
<https://doi.org/10.17181/cern.iv8m.1jy2>
4. Бальгин К.А., Ипполитов М.С., Климов А.И. и др. ПТЭ. № 5. 2018. С. 13.
<https://doi.org/10.1134/S003281621804016X>
[Balygin K.A., Ippolitov M.S., Klimov A.I. et al. Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. P. 639.
<https://doi.org/10.1134/s0020441218040140>].
5. Borisevich A.A., Fedorov A.A., Hofstaetter A. et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2005. V. 537. P. 101.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.244>
6. Hamamatsu Photonics. Single MPPCs (SiPMs) and multi-channel MPPCs Datasheet. 2025.
https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array.html
7. Novel Device Laboratory. Regular SiPMs Datasheet. 2025.
<http://www.ndl-sipm.net/PDF/Datasheet-EQR15.pdf>
8. Capital Photonics Technology (Tianjin) Co., Ltd. Regular SiPMs — EQR SiPM Datasheet. 2025.
<https://en.zjgd.com.cn/upload/files/20241104/Datasheet-EQR20.pdf>
9. Bonesini M., Bertoni R., Abba A., Caponio F., Prata M., Rossella M. Condens. Matter. 2023. V. 8. P. 99.
<https://doi.org/10.3390/condmat8040099>
10. АО НППЦ «Аспект». Модули ядерной электроники. 2025.
<https://www.aspect-dubna.ru/>
11. Binon F., Buyanov V., Donskov S. et al. Nucl. Instrum. Meth. A 1986. V. 248. P. 86.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(86\)90501-2](https://doi.org/10.1016/0168-9002(86)90501-2)
12. Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А. и др. Ядерная физика и инжиниринг. 2024. Т. 15. № 6. С. 590.
<https://doi.org/10.56304/S2079562924060149>
[Gorin M., Evdokimov S.V., Zaitsev A.A. et al. Phys. At. Nucl. 2024. V. 87. P. 1649.
<https://doi.org/10.1134/S1063778824090126>].
13. DuPont tyvek, 2025.
<https://www.dupont.com/brands/tyvek.html>
14. Солдатов М.М., Сенько В.А. ПТЭ. 2019. № 3. С. 25.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030108>
[Soldatov M.M., Senko V.A. Instrum. Exp. Tech. 2019. V. 62. P. 324.
<https://doi.org/10.1134/S0020441219030102>].
15. Букреева С.И., Емельянов Н.М., Исаев А.Н. и др. ПТЭ. № 6. 2014. С. 23.
<https://doi.org/10.7868/S003281621405005X>
[Bukreeva S.I., Emelyanov N.M., Isaev A.N. et al. Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. P. 671.
<https://doi.org/10.1134/S0020441214050054>].

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ЕМКОСТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ МАТЕРИАЛОВ

© 2026 г. Ю.А. Костычов

*Институт радиофизики и физической электроники Омского научного центра
Сибирского отделения Российской академии наук*

Российская Федерация, 644024, Омск, просп. К. Маркса, 15

E-mail: fatnblan@mail.ru

Поступила в редакцию 18.12.2025

После доработки 13.04.2026

Принята к публикации 04.05.2026

Разработан новый метод обработки результатов емкостных измерений при определении спектров комплексной диэлектрической проницаемости материалов. Метод отличается от известных аналогов восстановлением комплексной диэлектрической проницаемости по измеренной проводимости емкостной измерительной ячейки в широкой полосе частот без применения приближения малых потерь. Проведены экспериментальное исследование метода и сравнение его точностных характеристик с таковыми для известных методов с использованием измерительных ячеек на базе коаксиальной и симметричной полосковой линий. Показана эффективность применения разработанного метода для материалов со значением тангенса угла диэлектрических потерь, превышающим 0.01, в расширенном частотном диапазоне при увеличении верхней частоты измеряемого спектра комплексной диэлектрической проницаемости не менее чем в 1.3 раза и повышении точности для его мнимой части не менее чем в 1.5 раза в сравнении с известными методами.

DOI: 10.7868/S3034564226040169

1. ВВЕДЕНИЕ

Емкостная диэлектрическая спектроскопия получила широкое распространение в различных областях и условиях применения: промышленных, бытовых и лабораторных. С помощью емкостной диэлектрической спектроскопии определяются и контролируются влажность зерна и других сельскохозяйственных материалов, почвы, строительных смесей. Проводятся также геологические исследования горных пород и минералов, выполняются мониторинг состояния источников воды и анализ воздуха на наличие загрязнений и значение уровня влажности. В промышленности методами емкостной диэлектрической спектроскопии осуществляется контроль качества изготавливаемой продукции, например керамических подложек и других диэлектрических ламинатов. В лабораторных условиях, кроме прямых диэлектрических измерений, выполняются и опосредованные, т.е. при

внешних воздействиях на диэлектрик определяются его физические свойства: температура, механические напряжения и пр.

В диэлектрической спектроскопии метод емкостных измерений [1–4] заключается в выражении комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) материала, помещенного в емкостную измерительную ячейку (ИЯ) (рис. 1а), через значения сосредоточенных элементов ее эквивалентной схемы (рис. 1б). Конструктивно емкостная ИЯ представляет собой конденсатор, область между обкладками которого, куда вводится измеряемый материал, называется рабочей. Различаются ИЯ частичного и полного заполнения, последняя отличается непосредственным подключением рабочей области к векторному анализатору цепей (ВАЦ) или иному прибору, обеспечивающему измерение комплексной проводимости. При частичном заполнении ИЯ имеет переходную область, обеспечивающую подключение рабочей области к ВАЦ

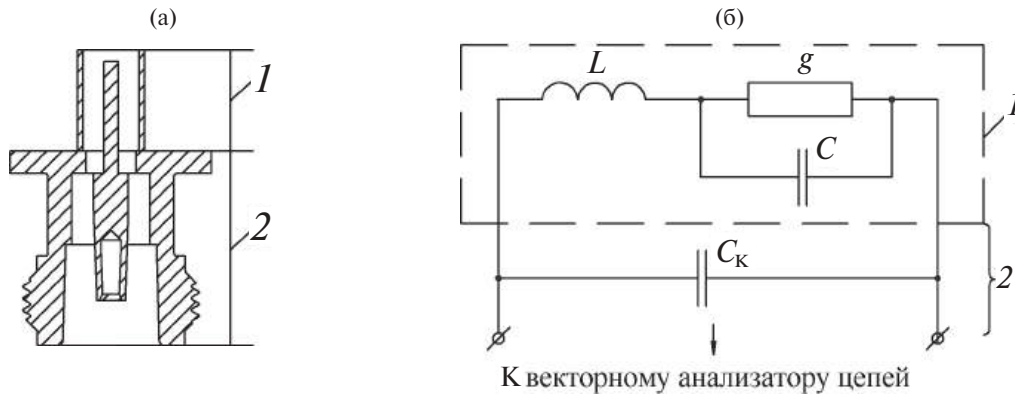


Рис. 1. Сечение коаксиальной емкостной ИЯ (а) и ее эквивалентная схема (б) с выделенными рабочей областью 1 и переходной областью 2

(рис. 1а). На рис. 1 показан пример коаксиальной ИЯ, содержащей переходную область в виде разъема N-типа (гнездо), и соответствующая этой ячейке на эквивалентной схеме контактная емкость C_k ; а также показана область измерений в виде коаксиального конденсатора, представленная на эквивалентной схеме индуктивностью обкладок конденсатора L , его емкостью C и проводимостью утечки g .

Значения действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей КДП ($\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$) выражаются через значения элементов эквивалентной цепи пустой и заполненной материалом ИЯ следующим образом:

$$\epsilon' = C/C_0, \quad (1)$$

где C и C_0 — емкость рабочей области ИЯ с материалом и без него соответственно,

$$\epsilon' = \epsilon' \operatorname{tg} \delta = \epsilon' \frac{g}{\omega C}, \quad (2)$$

где g — активная проводимость рабочей области ИЯ с материалом, $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь рабочей области ИЯ с материалом. Проводимостью и тангенсом угла диэлектрических потерь для пустой ячейки обычно пренебрегается: они полагаются равными нулю.

Значения элементов эквивалентной цепи рабочей области ИЯ (как пустой, так и заполненной материалом) определяются через значение ее проводимости Y_1 с помощью калибровочных измерений как разность $Y_1 = Y - Y_2$ проводимостей ИЯ целиком (Y) и отдельной переходной области (Y_2). В случае описываемой коаксиальной ИЯ учет проводимости контактной емкости дает формулу $Y_1 = Y - i\omega C_k$. К емкостям C и C_0 также применяется коррекция на краевые эффекты [3, 4].

Основной задачей методов емкостных измерений является установление связи между измеренной величиной проводимости Y_1 рабочей области ИЯ и значениями емкости C и активной проводимости g ее эквивалентной схемы, необходимыми для определения КДП по формулам (1), (2).

Согласно эквивалентной схеме (рис. 1б), проводимость Y_1 рабочей области ИЯ с материалом определяется по формуле

$$Y_1 = G + iB = g \frac{\omega_0^4 / \omega^4}{\operatorname{tg}^2 \delta + (\omega_0^2 / \omega^2 - 1)^2} + i\omega C \frac{(\omega_0^2 / \omega^2) [\omega_0^2 / \omega^2 - 1 - \operatorname{tg}^2 \delta]}{\operatorname{tg}^2 \delta + (\omega_0^2 / \omega^2 - 1)^2}, \quad (3)$$

где характеристическая циклическая частота $\omega_0^2 = 1/LC$, $\operatorname{tg} \delta = g/(\omega C)$, G и B — результаты измерений действительной и мнимой частей проводимости рабочей области.

Формула (3) является системой двух уравнений для мнимой и действительной частей проводимости Y . Приравняв G действительной части (3) и решая полученное квадратное уравнение для проводимости g , находим, что последняя пропорциональна квадрату емкости C . При подстановке g в виде полинома второй степени от C в мнимую часть формулы (3), приравненную к B , полученное выражение будет являться уравнением пятой степени для емкости C . Уравнение пятой и выше степеней не имеет аналитического решения [5].

Поэтому известные емкостные методы для разрешения уравнения (3) относительно C и g используют следующие приближения: 1) низкочастотное ($\omega \ll \omega_0$) и 2) приближение малых потерь ($g \ll \omega C$ или $\operatorname{tg} \delta \approx 0$).

Для метода, использующего низкочастотное приближение [1, 2], система уравнений из формулы (3) принимает вид

$$g = G, C = B/\omega. \quad (4)$$

В случае приближения малых потерь g стремится к нулю, а значение емкости имеет частотную коррекцию [3, 4], и система уравнений может быть записана следующим образом:

$$g = 0, C = (B/\omega)(1 - \omega^2/\omega_0^2). \quad (5)$$

Резонансная циклическая частота ω_p рабочей области ИЯ с материалом, на которой реактивная проводимость B , согласно формуле (3), обращается в нуль, отличается от характеристической циклической частоты ω_0 и выражена следующим образом:

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 - g^2/C^2. \quad (6)$$

Следовательно, использование в формуле (5) при частотной коррекции значения емкости C значения измеренной резонансной частоты ω_p вместо ω_0 не учитывает потерь материала. Тангенс угла диэлектрических потерь реальных материалов отличен от нуля, но им в известном методе пренебрегают. Приближенные результаты широко используются в том числе для исследования релаксационных процессов (чаще низкочастотных максвелл-вагнеровских [6, 7]), учет диэлектрических потерь в которых крайне важен.

Применение низкочастотного приближения ограничено точностью определения верхней частоты диапазона достоверных измерений (корректного определения малости отношения ω/ω_0), оно не может обеспечить широкополосных измерений КДП.

Поэтому целью данной статьи является представление и экспериментальное исследование метода точного аналитического выражения значений емкости C и активной проводимости g эквивалентной схемы рабочей области ИЯ через измеренные величины ее активной и реактивной проводимостей G и B для корректного определения КДП материалов с диэлектрическими потерями в широком частотном диапазоне емкостными методами.

2. МЕТОД

Был разработан метод, отличающийся точным решением уравнения (3) относительно g и C , поэтому он может быть применен для измерения КДП материалов с произвольным тангенсом угла диэлектрических потерь в широком диапазоне

частот (вплоть до ω_p). Сущность метода заключалась в разрешении уравнения (3) относительно тангенса угла диэлектрических потерь с последующим выражением через него g и C .

Результат деления действительной части в формуле (3) G на мнимую B определен во всем частотном диапазоне, кроме резонансной частоты, и принимает вид

$$t = \operatorname{tg} \delta \frac{\omega_0^2/\omega^2}{\omega_0^2/\omega^2 - 1 - \operatorname{tg}^2 \delta}, \quad (7)$$

где $t = G/B$.

Ранее отмечено, что величина ω_0/ω не может быть измерена, в отличие от величины ω_p/ω .

Поэтому необходимо было выразить характерную частоту ω_0 через резонансную частоту ω_p . Преобразуем выражение (7), используя формулу (6) и приняв за m величину ω_p/ω , к кубическому уравнению для $\operatorname{tg} \delta$:

$$\operatorname{tg}^3 \delta + m^2 \operatorname{tg} \delta + t(1 - m^2) = 0, \quad (8)$$

которое имеет точное аналитическое решение (например, по формуле Кардано [8]). Уравнение (8) имеет единственный действительный корень

$$\operatorname{tg} \delta = \sqrt[3]{-\frac{t(1-m^2)}{2} + \sqrt{\left(\frac{m^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{t(1-m^2)}{2}\right)^2}} + \sqrt[3]{-\frac{t(1-m^2)}{2} - \sqrt{\left(\frac{m^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{t(1-m^2)}{2}\right)^2}}, \quad (9)$$

поскольку подкоренное выражение квадратного корня положительно, а два комплексных корня (значения $\operatorname{tg} \delta$) физически не существуют.

Искомые значения активной проводимости и емкости рабочей области ИЯ могут быть выражены из формулы (3) при известном значении $\operatorname{tg} \delta$ следующим образом:

$$g = G \frac{\operatorname{tg}^2 \delta + (m^2 - 1 - \operatorname{tg}^2 \delta)^2}{(m^2 - \operatorname{tg}^2 \delta)^2}, \quad C = \frac{g}{\omega \operatorname{tg} \delta}. \quad (10)$$

Значения КДП следует восстанавливать по полученным значениям g и C аналогично известным методам по формулам (1), (2). Обход особых точек $\omega_1 = \omega_p$ и ω_2 (последняя точка соответствует нулевому знаменателю активной проводимости формулы (10)) выполнен выбором частотной сетки проводимых измерений.

Таким образом, выражения (8)–(10) дали точное аналитическое решение поставленной задачи, с их помощью могут быть восстановлены

значения КДП материала в рабочей области ИЯ при измеренных ее активной и реактивной проводимостях G и B , а также известной первой резонансной циклической частоте ω_p , значение которой получено из равенства $B(\omega_p) = 0$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Апробация разработанного метода и сравнения с известными методами были проведены на коаксиальной ИЯ (рис. 1а) с рабочей областью в виде коаксиальных цилиндров: внутреннего длиной 8 мм и диаметром 1.3 мм, внешнего длиной 9 мм с внутренним диаметром 5 мм и толщиной стенки 1 мм. Емкость рабочей области при воздушном заполнении C_0 составила 0.35 пФ, емкость переходной области составила 0.92 пФ, частота первого последовательного резонанса ИЯ $f_0 = 3.81$ ГГц. Емкостные измерения были проведены для жидкостей (заполнявших без пустот рабочую область и имевших температуру 30 °С): изопропилового спирта и диметилсульфоксида. Модели КДП жидкостей и их температурные зависимости приведены в работе [9], для диметилсульфоксида модельные значения $\operatorname{tg} \delta = 0.001\text{--}0.07$ в диапазоне частот 0.01–1 ГГц, для изопропилового спирта $\operatorname{tg} \delta = 0.015\text{--}0.94$ в диапазоне частот 0.02–2 ГГц. По относительным отклонениям значений КДП, полученных известными методами и методом из настоящей статьи, от модельных значений была проведена оценка точностных характеристик методов для материала с малыми и большими потерями.

Размеры ИЯ были выбраны так, чтобы в окрестности релаксационного процесса изопропилового спирта ($f_{rel} = 557$ МГц) были возможны емкостные измерения (проводимость рабочей области имела емкостной характер, а первый последовательный резонанс ИЯ, заполненной материалом, был выше по частоте, чем $2f_{rel}$).

Модельные частотные зависимости КДП жидкостей в соответствии с релаксационной

моделью Дебая были представлены в следующем виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i f / f_{rel}} - i \frac{\sigma}{2\pi f \varepsilon_0}, \quad (11)$$

где ε_∞ и ε_s — высокочастотный и низкочастотный пределы дисперсии КДП, ε_0 — электрическая постоянная, σ — удельная проводимость (для изопропилового спирта и диметилсульфоксида были взяты нулевые значения).

Результаты измерений модуля и фазы коэффициента отражения S_{11} от рабочей области, по которым были определены интервалы приборной погрешности, приведены на рис. 2а, б для изопропилового спирта и диметилсульфоксида в рабочей области соответственно. По приведенным значениям S_{11} с помощью известных методов [10] может быть восстановлена комплексная проводимость Y_1 рабочей области. Частотные положения первого последовательного резонанса f_p (соответствующего частоте ω_p) определены равенством аргумента коэффициента отражения минус 180°.

Измеренные величины проводимости Y_1 были обработаны тремя методами: методом из настоящей статьи, методом низкочастотного приближения и методом приближения малых потерь. Для метода приближения малых потерь ввиду отсутствия данных по активной проводимости значения мнимой части КДП были заимствованы из метода низкочастотного приближения.

Полученные спектры действительной и мнимой частей КДП приведены на рис. 3, 4 для изопропилового спирта и диметилсульфоксида. Для разработанного метода нанесен интервал приборной погрешности. Модельные значения также отмечены.

Таблица 1 содержит значения ω_v (приведенные к ω_p) верхней частоты диапазона, в котором относительное отклонение $(\delta\varepsilon'/\varepsilon')$ значений действительной части КДП ε' от данных модели Дебая не превышало 5 %, для обеих жидкостей. Приведены также данные о максимальных отно-

Таблица 1. Точностные характеристики исследуемых методов, %

Метод определения КДП	Для изопропилового спирта		Для демитилсульфоксида	
	ω_v/ω_p	$\delta\varepsilon''/\varepsilon''$	ω_v/ω_p	$\delta\varepsilon''/\varepsilon''$
Разработанный в настоящей статье	72	5	142	38
Низкочастотное приближение	55	65	31	46
Приближение малых потерь	30		69	

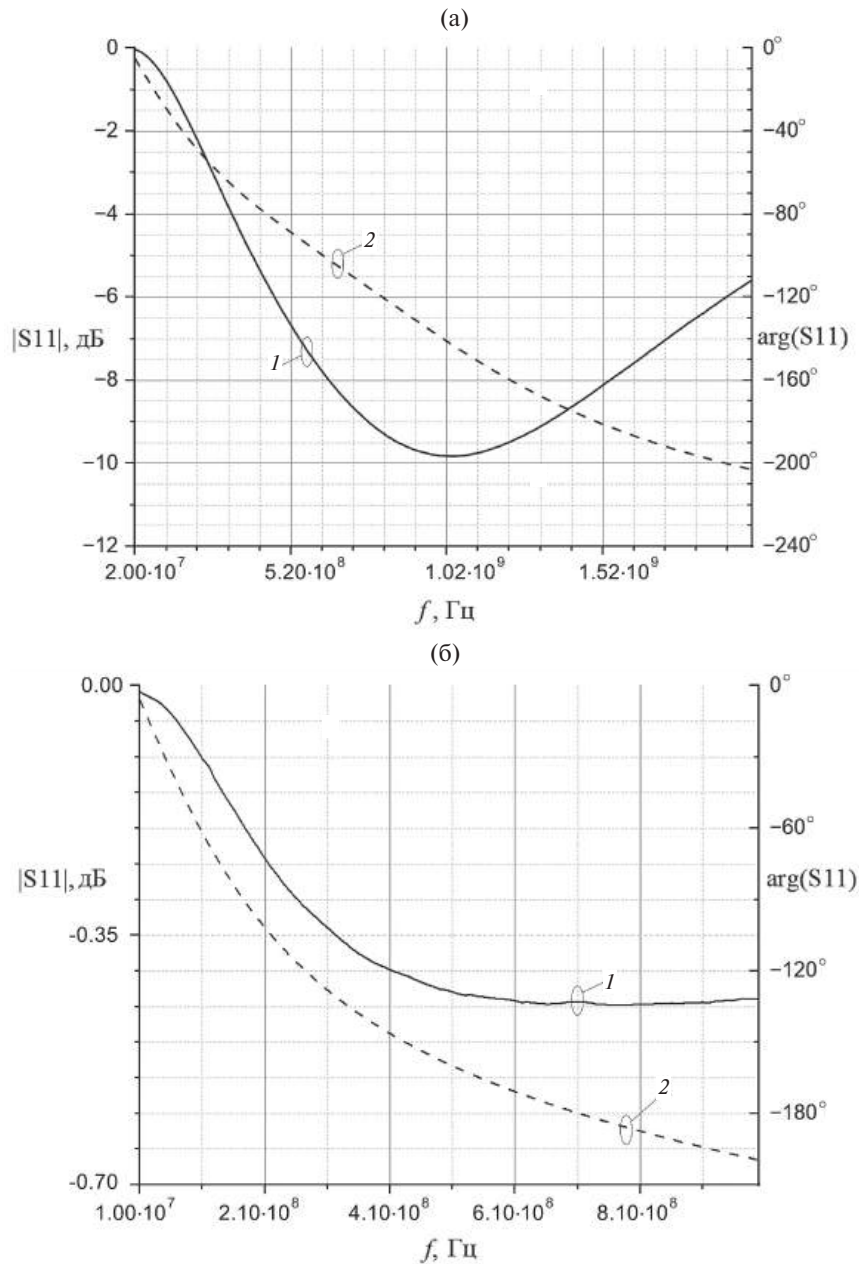


Рис. 2. Графики частотной зависимости измеренных модуля I , аргумента коэффициента отражения S_{11} от входа области измерений коаксиальной ячейки 2 , заполненной изопропиловым спиртом 99 % (а) и диметилсульфоксидом (б)

сительных отклонениях $\delta\epsilon''/\epsilon''$ мнимой части КДП в диапазоне частот, ограниченном сверху величиной f_b .

Усредненное относительное отклонение значений действительной части КДП ϵ' от данных модели Дебая для разработанного метода в частотном диапазоне до резонансной частоты ИЯ f_p ($f_b = f_p$) составило 4 и 5 % для изопропилового спирта и диметилсульфоксида соответственно. Для ϵ'' эта величина составила 6 и 22.9 % для изопропилового спирта и диметилсульфоксида соответственно.

Дополнительно были измерены водные растворы соли NaCl концентраций 0.05 и 0.5 г/л. В случае водных растворов данные относительных отклонений КДП приведены в табл. 2 для частотного диапазона до f_b , но не выше f_p . Модельные данные (11) определены по солёности и температуре (25 °C) согласно работе [11]. По данным табл. 2 видно, что с ростом солёности (проводимости и, следовательно, тангенса диэлектрических потерь) точность приближения малых потерь снижается, а точность разработан-

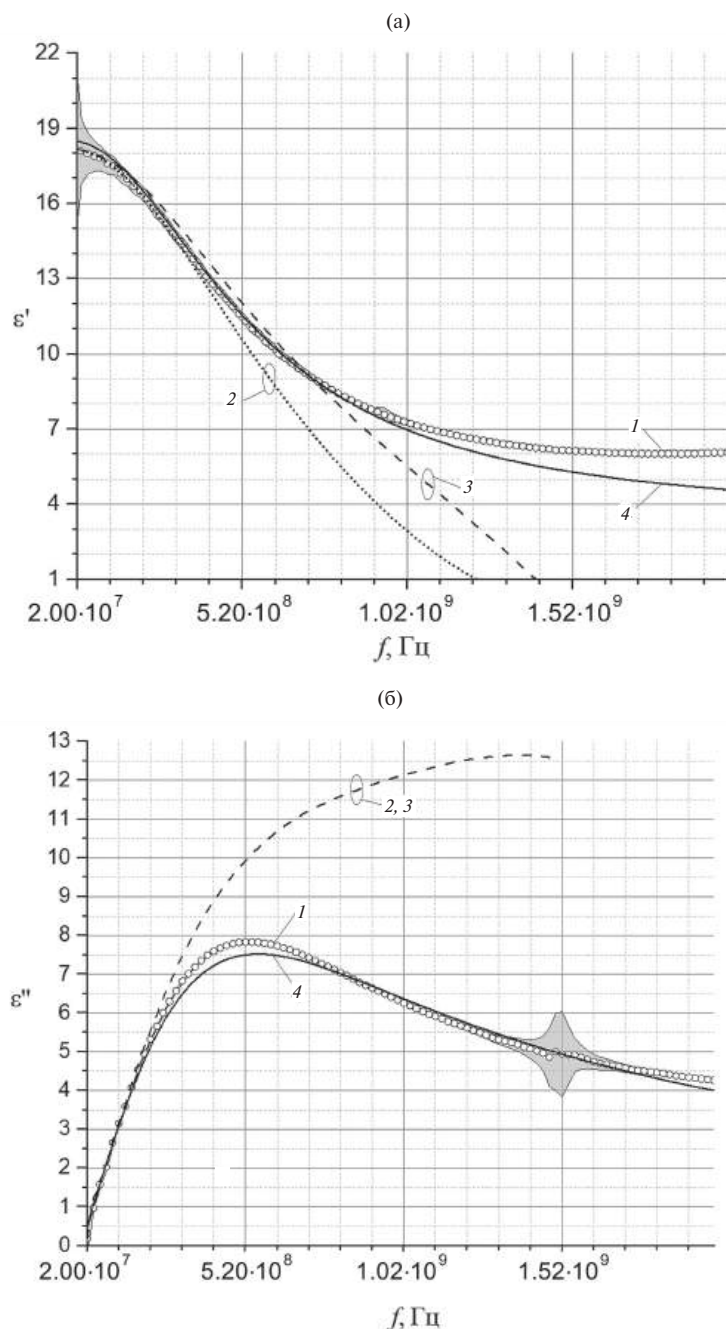


Рис. 3. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей КДП для изопропилового спирта в коаксиальной ячейке, полученные согласно методу из настоящей статьи 1, методом приближения малых потерь и низкочастотного приближения (2 и 3 соответственно), а также в рамках модели Дебая 4. Область серого цвета отмечает диапазон приборной погрешности

Таблица 2. Точностные характеристики исследуемых методов для водных растворов солей, %

Метод определения КДП	Для водного раствора соли NaCl 0.05 г/л		Для водного раствора соли NaCl 0.5 г/л	
	ω_{θ}/ω_p	$d\epsilon''/\epsilon''$	ω_{θ}/ω_p	$d\epsilon''/\epsilon''$
Разработанный в настоящей статье	190	75	189	49
Низкочастотное приближение	60	299	59	253
Приближение малых потерь	90		79	

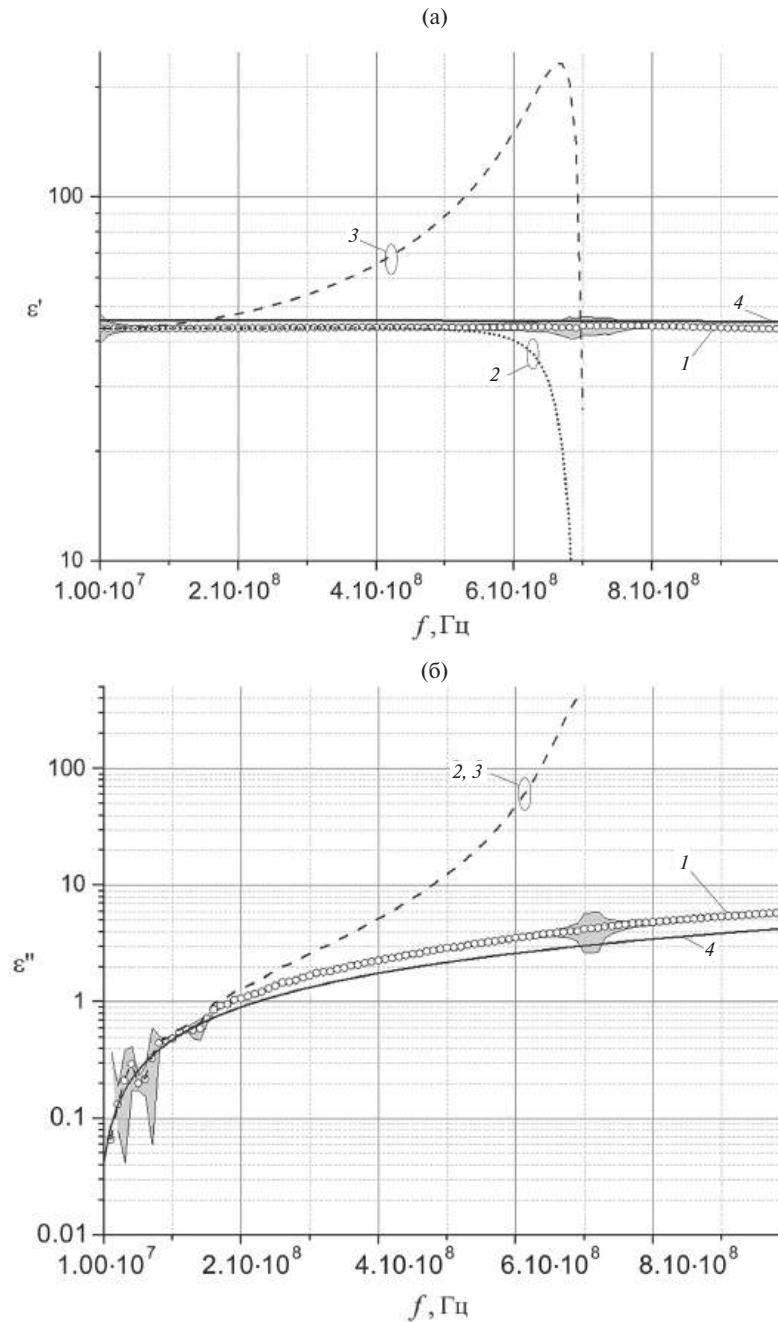


Рис. 4. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей КДП для диметилсульфоксида в коаксиальной ячейке, полученные согласно методу из настоящей статьи 1, методам приближения малых потерь и низкочастотного приближения (2 и 3 соответственно), а также в рамках модели Дебая 4. Область серого цвета отмечает диапазон приборной погрешности

ного метода растет (в большей степени, чем точность низкочастотного приближения).

Были проведены также измерения для водного раствора изопропилового спирта (1:1 по объему). Известных моделей КДП для данного раствора не получено, поэтому результат измерения дан в виде диапазона полученных значений действительной и мнимой частей КДП в табл. 3. Верхняя частота приведенных данных

для приближения малых потерь и низкочастотного приближения ограничена половиной резонансной частоты, на частотах выше наблюдаются существенные отклонения, аналогичные приведенным на рис. 3, 4, обусловленные близостью резонансной частоты. Для разработанного в настоящей работе метода верхняя частота измерений была выбрана равной резонансной. По данным табл. 3 можно сказать, что данные по

действительной части КДП, полученные с помощью приближения малых потерь и с помощью метода из настоящей работы, различаются не более чем на 5 % (относительные отклонения). Аналогично соответствуют точности измерения мнимой части КДП, полученные с помощью низкочастотного приближения и метода из настоящей работы. Таким образом, данные табл. 3 демонстрируют идентичность разработанного в настоящей работе метода уже известным, также видна повышенная широкополосность метода из настоящей работы.

Для исследования разработанного в настоящей работе метода в низкочастотном (1–100 МГц) диапазоне были выбраны измерения водонасыщенной бентонитовой глины (с объемной влажностью 98.6 %) как материала

Таблица 3. Результаты измерений смеси водного раствора соли NaCl (0.5 г/л) и изопропилового спирта (1:1 по объему) с помощью исследуемых методов

Метод определения КДП	ϵ'	ϵ''
Разработанный в настоящей статье	46.5–44.3	3.48–7.56
Низкочастотное приближение	49–61.2	3.87–7.97
Приближение малых потерь	46.5–45.8	

Примечание. Данные для низкочастотного приближения и приближения малых потерь приведены в частотном диапазоне до $0.5\omega_p$, а данные для метода из настоящей статьи – в частотном диапазоне до ω_p .

с большими потерями – посредством ИЯ на базе симметричной полосковой линии (СПЛ), описанной в работе [12]. Точность методов в этом случае оценивалась по разности результатов

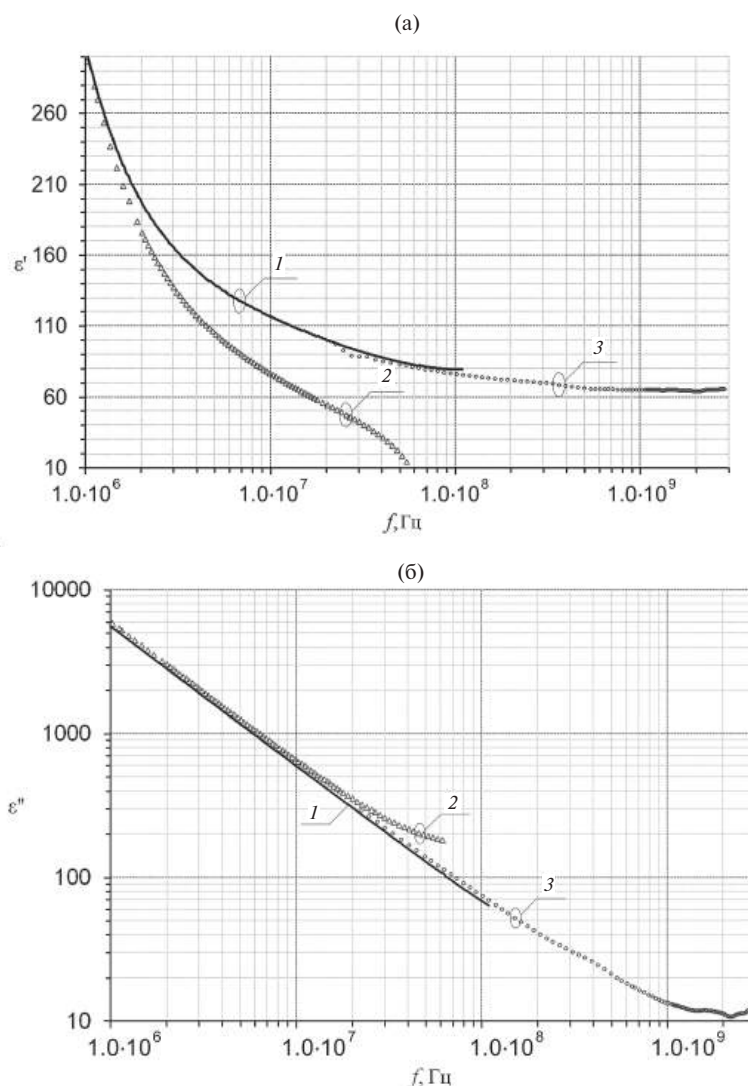


Рис. 5. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей КДП для раствора бентонитовой глины (с объемной влажностью 98.6 %) в ячейке на базе СПЛ, полученные согласно методу из настоящей статьи 1, методам низкочастотного приближения и приближения малых потерь (2 и 3 соответственно), а также высокочастотным методом 4

емкостных измерений и измерений высокочастотным методом (описанным в работе [12]), который восстанавливает значения КДП через френелевские коэффициенты на границах рабочей области (с материалом). Оценка была проведена на частоте перекрытия рабочих диапазонов низкочастотного и высокочастотного методов. Результаты измерения КДП водонасыщенной бентонитовой глины приведены на рис. 5.

Относительное отклонение значений действительной части КДП ϵ' , полученных методом из настоящей работы, от данных высокочастотного метода не превысило 1 % на частоте перекрытия (75 МГц). Аналогично отклонение значений мнимой части КДП ϵ'' , полученных методом из настоящей работы, составило 6 %. Относительные отклонения известных методов превысили 90 % как для мнимой, так и для действительной частей КДП.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку известные методы обработки емкостных измерений КДП являются предельными случаями разработанного, естественной представляется полученная идентичность методов для частот $\omega \ll \omega_p$. Для материалов с малым значением тангенса угла диэлектрических потерь (порядка 0.01) известный метод приближения малых потерь обеспечивает точные измерения в более широкой полосе, нежели метод низкочастотного приближения, но уступает методу из настоящей работы. Для материалов с большими потерями ($\tan \delta > 0.1$) известный метод приближения малых потерь оказывается менее эффективным, чем метод низкочастотного приближения. Разработанный метод обеспечивает расширение полосы проводимых измерений КДП при сохранении их точности более чем в 1.3 раза (табл. 1) по сравнению с известными. Средняя величина методической погрешности измерения КДП как мнимой, так и действительной частей в диапазоне частот до резонансной частоты ω_p ИЯ принимает значения 5 % для разработанного метода при измерении КДП изопропилового спирта. Большая погрешность определения мнимой части КДП для диметилсульфоксида обусловлена отчасти малыми значениями измеряемой величины $\tan \delta$, она наблюдается во всем частотном диапазоне и для всех исследованных методов (возможно, она связана с чистотой измеряемого материала).

Использование известных методов при исследовании релаксационного процесса изопропилового спирта обеспечивает точное определение действительной части КДП, но не позволяет достоверно оценить (ни качественно, ни количественно) мнимую часть, в отличие от метода из настоящей статьи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С ростом потерь в измеряемом материале разработанный метод превосходит по точностным характеристикам известные методы, при этом он аналогичен им для материалов с малыми потерями. Метод, разработанный в настоящей статье, может быть рекомендован к применению для измерения спектров КДП материалов с потерями как в высокочастотном (сантиметровом) диапазоне, так и в низкочастотном (метровом) диапазоне.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Омского научного центра СО РАН (номер госрегистрации проекта 125013101211-4).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bore T., Bhuyan H., Bittner T., Murgan V., Wagner N., Scheuermann A. Meas. Sci. Technol. 2017. V. 29. № 1. P. 015602.
<https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa9407>
2. Журавлев В.А., Сусляев В.И., Журавлев А.В., Коровин Е.Ю. Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 11. С. 40.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=30626638> [Zhuravlev V.A., Suslyayev V.I., Zhuravlev A.V., Korovin E.Yu. Russ. Phys. J. 2018. V. 60. P. 1893.
<https://doi.org/10.1007/s11182-018-1299-4>]
3. Брандт А.А. Исследования диэлектриков на сверхвысоких частотах. Москва: Физматгиз, 1963.
4. Gregory A.P., Clarke R.N. Meas. Sci. Technol. 2005. V. 16. № 7. P. 1506.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/16/7/013>
5. Mriminal M. Galois theory and the Abel–Ruffini theorem. The University of Chicago Mathematics REU, 2019.

6. Бобров П.П., Беляева Т.А., Крошка Е.С., Родионова О.В. Почвоведение. 2019. № 7. С. 859.
<https://doi.org/10.1134/S0032180X19050034>
[Bobrov P.P., Belyaeva T.A., Kroshka E.S., Rodionova O.V. Eurasian Soil Science. 2019. V. 52. № 7. P. 822.
<https://doi.org/10.1134/S106422931905003X>]
7. Arcone S.A., Boitnott G.E. J. Appl. Geophys. 2012. V. 81. P. 97.
<https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2011.09.005>
8. Wituła R., Słota D.J. Math. Anal. Appl. 2010. V. 363. № 2. P. 639.
<https://doi.org/10.1016/j.jmaa.2009.09.056>
9. Gregory A., Clarke R. Tables of the complex permittivity of dielectric reference liquids at frequencies up to 5 GHz. NPL Report MAT 23, Teddington, UK, 2012.
10. Carlin H. IRE Trans. Circuit Theory. 1956. V. 3. № 2. P. 88.
<https://doi.org/10.1109/TCT.1956.1086297>.
11. Stogryn A. IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1971. V. 19. № 8. P. 733.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.1971.1127617>
12. Bobrov P.P., Kostychov Yu.A., Krivaltsevich S.V., Rodionova O.V. Russ. Phys. J. 2024. V. 67. № 8. P. 1213.
<https://doi.org/10.1007/s11182-024-03243-9>

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДИЭЛЕКТРИКИ

© 2026 г. Ю.Э. Адамьян*, Г.Е. Губкин, И.Б. Кузнецов,
С.И. Кривошеев, С.Г. Магазинов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

** E-mail: wiradam@rambler.ru*

Поступила в редакцию 09.02.2026

После доработки 25.02.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлено описание экспериментальной установки для исследования влияния механического нагружения пленочных диэлектриков на их импульсную электрическую прочность. Новизна работы состоит в использовании для механического нагружения магнитно-импульсного метода, позволяющего расширить диапазон механических напряжений в образцах в область пластического течения. Система создания механической нагрузки обеспечивает уровень точности воспроизведения деформации $\pm 5\%$. Точность определения средней величины пробивного напряжения определяется статистическим разбросом свойств диэлектрика. Для создания механической нагрузки образцов используется генератор импульсных токов, питающий два многovitковых спиральных индуктора. Импульсы электрического воздействия имеют форму фронта, близкую к линейно нарастающей. Проведенная серия измерений на образцах из полиэтилентерефталатной пленки толщиной 90 мкм показала, что максимум электрической прочности примененных образцов наблюдается при уровне относительной деформации порядка 1.0–1.1 %, при котором пластичность материала еще заметно не проявляется.

DOI: 10.7868/S3034564226040177

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование пленочных диэлектриков в электротехнических объектах, подвергающихся механическому воздействию, требует знания влияния механического нагружения на электрические характеристики диэлектрика, в частности, на пробивную напряженность электрического поля. Значительная доля опубликованных материалов на данную тему посвящена квазистатическому нагружению с точки зрения как механики, так и электрического воздействия [1, 2]. В некоторых работах исследовалось также воздействие стандартного грозового импульса напряжения в сочетании со статической механической нагрузкой [3]. Общим трендом результатов, опубликованных

на данную тему, является снижение электрической прочности материала, находящегося под механической нагрузкой. Однако в ряде случаев наблюдается обратный эффект — повышение пробивного напряжения при росте механической нагрузки [4], что ставит вопросы к теоретическим исследованиям на данную тему. В процитированной работе [3] электрическая прочность полиимидных листов на переменном токе в жидком азоте при температуре 77 К значительно увеличивается по мере увеличения растягивающих напряжений.

Таким образом, продолжение сбора информации на затронутую тему является актуальным как с практической точки зрения, так и с точки зрения развития теоретических представлений в области физики диэлектриков.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью работы является создание экспериментального стенда для исследования воздействия импульсного высокого напряжения на пленочный диэлектрик, подвергнутый одноосному растяжению в квазистатическом режиме. Для создания механических нагрузок используется магнитно-импульсный метод, обеспечивающий широкий диапазон вариации амплитуды воздействия и высокую степень воспроизводимости импульса давления [5].

Задачами работы являются разработка и реализация:

- генератора импульсных напряжений с формой фронта импульса выходного напряжения, близкой к линейно нарастающей, и амплитудой, достаточной для пробоя образца на фронте импульса;

- генератора импульсных токов (ГИТ) с использованием емкостного накопителя энергии для питания индукторов системы магнитно-импульсного нагружения образца диэлектрика;

- узла нагружения образца, сочетающего в себе условия для приложения к образцу высоковольтного импульса в электрическом поле, близком к однородному, и механического растяжения образца в направлении, перпендикулярном к вектору электрического поля в области пробоя;

- системы регистрации формы импульсного напряжения на образце и механических напряжений в области воздействия электрического поля.

Необходимо также провести тестовую серию измерений с использованием пленочного диэлектрика, сопровождаемую моделированием механической части задачи для верификации измерений.

3. ОЦЕНКА ТРЕБУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исходя из известных данных о значительном статистическом разбросе пробивных напряжений пленочных диэлектриков [6, 7], мы считаем принципиальным моментом создание хорошо воспроизводимых условий как механического, так и электрического нагружения. Для выбора вида механического нагружения определяющей является возможность воспроизведения условий нагружения при пластическом течении матери-

ала. Данное условие исключает использование статического нагружения, которое применено в работах [4, 8]. С учетом этого выбран магнитно-импульсный метод механического нагружения с характерным временем приложения нагрузки порядка 1 мс и подачей высоковольтного электрического импульса в максимуме механической деформации. В предлагаемой работе рассматривалась отработка технологии проведения экспериментов с образцами, изготовленными из биаксиально-ориентированного полиэтилентерефталата (ПЭТФ).

В предварительных экспериментах без механического нагружения были опробованы конфигурации зоны разряда (толщина и ширина образца в виде полосы), обеспечивающие пробой в поле, близком к однородному, в среде трансформаторного масла. В результате были выбраны ширина образца 14 мм и толщина 90 ± 10 мкм. При этом радиус закругления полусферических электродов для приложения электрического поля соответствует ширине образца. В продольном направлении образец имеет вид ленты длиной около 200 мм, определяемой размерами узла нагружения.

Электрический пробой твердого диэлектрика в условиях стационарного электрического поля может обуславливаться различными механизмами. В области времен 10^{-10} – 10^{-6} с пробой, согласно различным точкам зрения, может быть обусловлен лавинным [9] или ионизационным [10] механизмами. Характерные времена для теплового пробоя составляет 10^{-6} – 10^2 с. Импульсные пробивные напряжения полимеров для микросекундного диапазона времени могут довольно сложным образом зависеть от времени. Для выделения зависимости условий электрического пробоя от механического напряжения в образцах на начальной стадии имеет смысл использовать область времени электрического воздействия, достаточно просто воспроизводимого экспериментально и не вызывающего серьезных проблем при измерениях. Для большинства полимеров с этой точки зрения наиболее удобными является время длительностью порядка микросекунды. Более короткое время приложения напряжения вызывают достаточно резкий рост пробивного напряжения по сравнению с квазистатическим режимом, более длительное дает возможность развития побочных процессов, связанных с ионизационными процессами в окружающей среде (жидком диэлектрике).

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

4.1. Узел нагружения образца

Центральной частью экспериментальной установки является узел нагружения образца, выполненный из диэлектрического материала (капролон). Расположение элементов узла нагружения схематически показано на рис. 1. Испытуемый образец 1 растягивается с помощью диэлектрических зажимов, которые плотно прилегают к алюминиевым дискам 5 (показана только одна из сторон симметричной системы) магнитно-импульсного нагружения. Центральная часть образца расположена между электродами 2 и 3, причем первый электрод заземлен, а второй подключен к выходу источника высоковольтных импульсов.

Для исключения пробоя по поверхности образца на заземленный нижний электрод 2 надевается диэлектрическая обечайка 6 с прорезями, обеспечивающими свободное перемещение образца. Во время эксперимента полость, образуемая нижним электродом и обечайкой, заполняется трансформаторным маслом. Магнитное давление, создаваемое индукторами 4, воздействует на диски 5, создавая в образце растягивающее механическое напряжение.

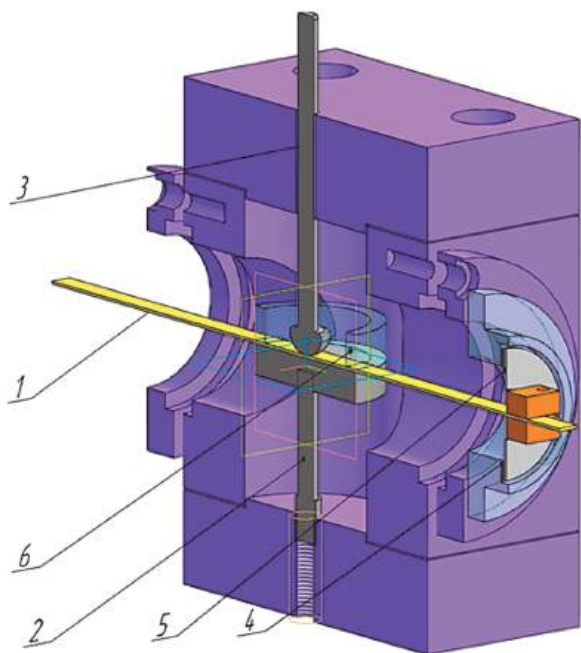


Рис. 1. Расположение элементов узла нагружения: 1 – образец, 2, 3 – электроды, 5 – алюминиевые диски, 4 – индукторы, 6 – диэлектрическая обечайка

Схема установки, приведенная на рис. 2, объединяет в себе модули механического и электрического воздействий.

4.2. Генератор импульсных напряжений

Выбор схемы и параметров генератора импульсных напряжений обуславливается соображениями согласования характеристик механического нагружения с электрическим воздействием. В этой связи приходится принимать в расчет механические и электрические характеристики используемого материала, а также геометрические размеры образца.

Данные разных авторов об электрической прочности ПЭТФ сильно расходятся [11, 12]. Данное обстоятельство, вероятно, связано с технологическими особенностями производства диэлектрика.

Выбор уровня выходного напряжения установки определяется пробивной прочностью испытуемого диэлектрика. Оценки показывают, что при пробивной напряженности диэлектрика $E_{пр} \sim 300$ кВ/мм для испытаний пленки толщиной 90 мкм достаточный уровень амплитуды косоугольного импульса не превышает 30 кВ. Для проведения испытаний был выбран временной диапазон порядка сотен наносекунд, в котором ограничена возможность развития вторичных разрядных процессов, препятствующих исследованию собственно пробоя диэлектрика, и не наблюдается существенного роста электрической прочности.

Для генерации электрического воздействия была выбрана трансформаторная схема на основе воздушного трансформатора. Разряд конденсатора C_1 емкостью 0.22 мкФ, заряжаемого до напряжения 10 кВ, осуществлялся с помощью разрядника P_1 типа РУ-62. Коэффициент трансформации $K_{тр}$ воздушного трансформатора (ВТ) равен 6. Формирование фронта импульса нужной длительности осуществляется с помощью фронтового конденсатора $C_{фр}$ на выходе генератора, состоящего из семи последовательно включенных конденсаторов емкостью 470 пФ. Для ограничения тока разряда и уменьшения уровня помех используется демпферный резистор $R_{дф}$, через который напряжение генератора прикладывается к разрядному промежутку. Регистрация осциллограмм напряжения на разрядном промежутке осуществляется компенсированным резистивно-емкостным делителем

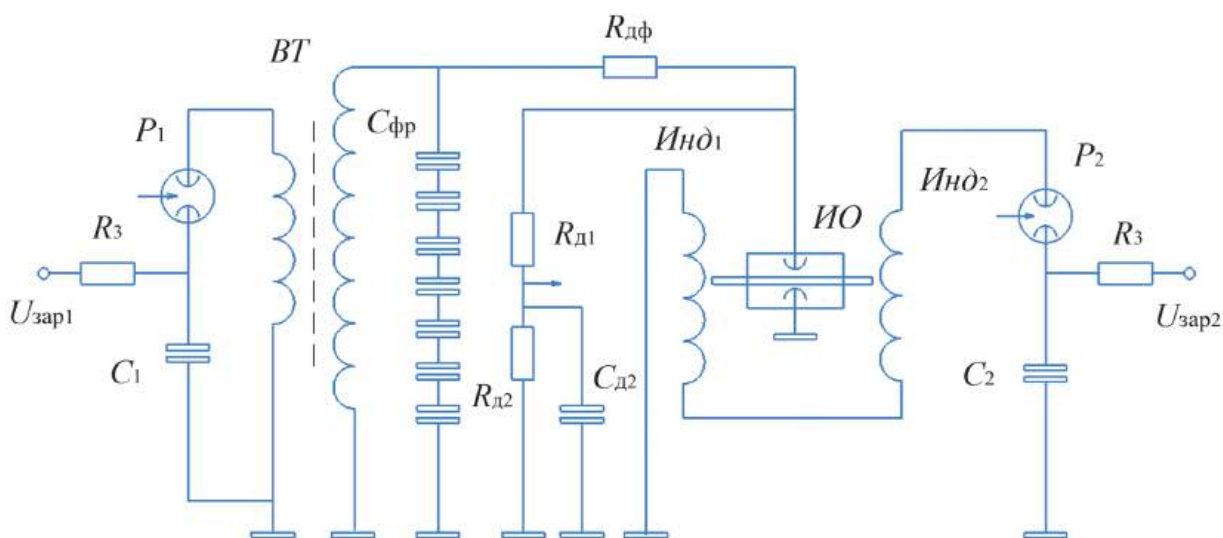


Рис. 2. Электрическая схема установки

напряжения $R_{д1}$, $R_{д2}$, $C_{д2}$ с коэффициентом деления 1800.

По данным испытаний в режиме отсутствия пробоя фронт импульса напряжения сохраняет форму, близкую к линейной, вплоть до напряжения 40 кВ, что значительно превышает ожидаемую величину электрической прочности образца. Для обеспечения воспроизводимости экспериментов зарядное напряжение конденсатора не варьировалось. Таким образом, в опытах с изменением механической нагрузки сохранялась крутизна фронта импульса напряжения, а вариация пробивного напряжения приводила к изменению длительности срезанного импульса в пределах линейности фронта. Типичная форма импульса напряжения показана на рис. 3.

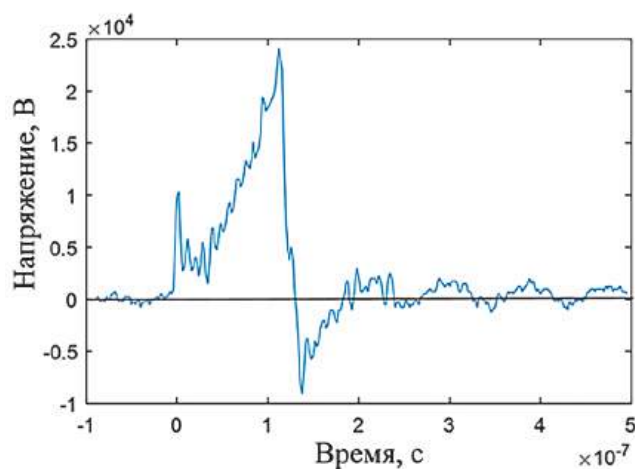


Рис. 3. Типичная форма импульса напряжения на электродах при пробое образца

Отрицательный выброс на осциллограмме после момента пробоя связан с колебательным разрядом фронтной емкости на индуктивность присоединения электродов к генератору, он не влияет на точность измерения напряжения пробоя.

4.3. Генератор импульсных токов

Для формирования механической нагрузки в образце используется ГИТ на основе емкостного накопителя энергии суммарной емкостью $C_2 = 40$ мкФ с рабочим напряжением 2–4 кВ. Максимальная запасаемая энергия $W_{\max} = 320$ Дж. Коммутация осуществляется разрядником P_2 типа РУ-69. Нагрузкой генератора являются два последовательно включенных спиральных индуктора, закрепленных по обеим сторонам модуля нагружения. При протекании тока разряда генератора кольцевые алюминиевые диски, расположенные с внешних сторон индукторов, испытывают воздействие магнитного давления со стороны магнитного поля. Механическое усилие через плотно прижатые к дискам зажимы передается образцу.

Амплитуда и форма импульса механического напряжения в центральном сечении образца определяются его размерами и механическими характеристиками материала, а также массой зажимов. Для выявления связи параметров механического нагружения с формой импульса тока индукторов при проектировании системы был проведен конечно-элементный механический расчет в среде COMSOL Multiphysics. Использовалась модель вязкоупругого деформируе-

мого материала, в качестве которого был выбран полиэтилентерефталат. Для расчета использованы данные из работ [13, 14]. Расчет показал возможность воспроизведения требуемого режима деформирования образца с однозначной связью между зарядным напряжением ГИТ $U_{зар2}$, амплитудой относительной деформации в рабочей области ε_{max} и временем ее достижения t_{max} .

При максимальном зарядном напряжении 4 кВ амплитуда разрядного тока ГИТ составляет около 16 кА, период колебаний равен 70 мкс. Декремент затухания близок к единице. Расчетная амплитуда магнитного поля между индуктором и диском достигает $B \approx 4$ Тл, что соответствует величине магнитного давления $B^2/2\mu_0 = 6.4 \cdot 10^6$ Па. Данная величина, определяющая уровень механических нагрузок на элементы индуктора и диски, далека от предельных значений допустимых механических нагрузок использованных конструкционных материалов, она не предъявляет специальных требований к технологии изготовления элементов механического нагружения. Тепловыделение в индукторах составляет около 10 Дж за импульс и не приводит к их значительному нагреву.

Вследствие недостаточно точного знания прочностных характеристик материала образца полученные путем расчета данные имеют лишь качественное соответствие с реальным процессом его деформирования. Для получения реальной зависимости ε_{max} и t_{max} от $U_{зар1}$ была проведена серия измерений с помощью тензометрического моста без приложения импульса высокого напряжения для образца размерами $200 \times 14 \times 0.09$ мм. Использованы тензометры BF350_3AA в сочетании с операционным усилителем AD8421. Система была предварительно калибрована с точностью $\pm 10\%$, определяемой точностью даваемого производителем датчиков коэффициента тензочувствительности.

Достигнутая в экспериментах максимальная амплитуда деформации в центре образца, равная 1.3 %, еще не соответствовала его разрыву, хотя в частях, близких к зажимам, наблюдались заметные остаточные деформации. Измерения показали хорошую степень воспроизводимости и позволили для каждой величины зарядного напряжения определить момент подачи импульса высокого напряжения, соответствующий вершине импульса деформации.

На рис. 4 представлены расчетные и экспериментальные кривые относительной деформации

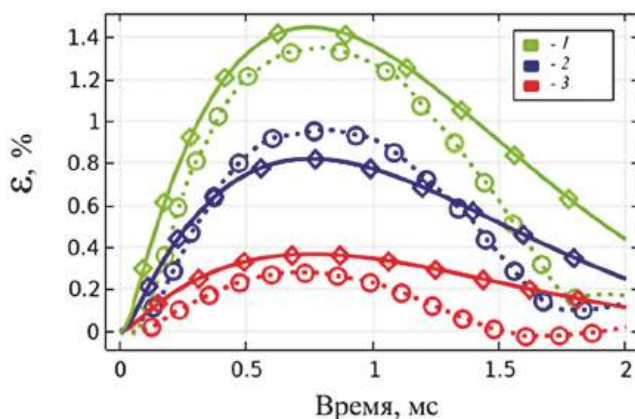


Рис. 4. Расчетные (сплошные) и экспериментальные (пунктирные) кривые относительной деформации в центре образца при следующих значениях зарядных напряжений ГИТ: 1 — 4 кВ, 2 — 3 кВ, 3 — 2 кВ

в центре образца при зарядных напряжениях ГИТ 2, 3, 4 кВ.

Сопоставление расчета и эксперимента является удовлетворительным, при этом знак разности расчетных и экспериментальных данных меняется в зависимости от напряжения. Это говорит об условном характере применимости модели вязкоупругого материала. При проведении экспериментов с подачей высоковольтного импульса для пробоя диэлектрика синхронизация разрядников P_2 и P_1 осуществлялась с учетом кривых зависимости деформации от времени, соответственно, время задержки запуска генератора импульсных напряжений менялось от 800 до 1000 мкс. К этому времени высокочастотные осцилляции импульса давления, связанные с разрядом ГИТ, полностью затухают, не оказывая влияния на результаты экспериментов по электрическому пробое.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВОЙ СЕРИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Всего было проведено 42 эксперимента, в том числе серия без механического нагружения и серия при вариации зарядного напряжения модуля механического нагружения от 2 до 4 кВ. Каждому из режимов с механическим нагружением может быть поставлена в соответствие величина относительной деформации в зоне пробоя по данным тензометрических измерений. Результаты измерений представлены на рис. 5.

В качестве полос погрешности на графике представлены величины доверительного интервала при уровне значимости $\alpha = 0.15$. Несмотря

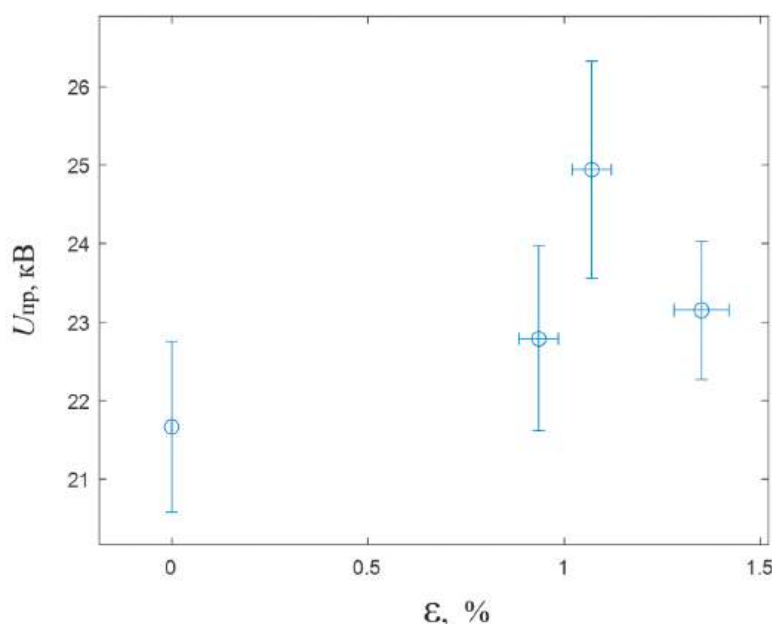


Рис. 5. Зависимость средней величины пробивного напряжения от относительной деформации при растяжении образцов

на значительный разброс пробивных напряжений в пределах заданного режима, имеется статистически значимое превышение электрической прочности образца при величине относительной деформации около 1.0–1.2 % над величиной, полученной без механического нагружения. Дальнейшее увеличение степени деформирования в данных условиях сопровождается снижением электрической прочности, остающейся, тем не менее, более высокой, чем в отсутствие механического нагружения.

При соответствующей подготовке время, затрачиваемое на проведение одного эксперимента, включая замену образца, составляло около 15 мин. Однако при планировании экспериментов следует учесть значительные временные затраты на проведение тензометрических измерений, которые можно сократить, используя адекватное компьютерное моделирование.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе работы создана экспериментальная установка, позволяющая исследовать импульсный пробой пленочного диэлектрика косоугольным импульсом напряжения с амплитудой до 40 кВ, подвергнутого воздействию растягивающего напряжения до 40 МПа. Проведенная тестовая серия экспериментов показала, что все поставленные задачи работы в целом решены. Установка позволяет реализовать кон-

тролируемое одноосное растяжение образца в диапазоне значений деформации, включающем в себя пластическое течение. Получена зависимость пробивного напряжения от величины механической деформации, имеющая достаточно хорошо выраженный максимум в практически важной области $\epsilon \sim 1\%$ (такая величина относительной деформации может соответствовать рабочему режиму при эксплуатации в упругой зоне).

Пленочная ПЭТФ-изоляция, использованная в качестве модельной, продемонстрировала увеличение пробивной прочности до 20 % при упругом деформировании. При этом чувствительность пробивной прочности к относительной деформации материала не превышает 0.4В/мк при данной толщине диэлектрика. Имеется техническая возможность усложнить схему механического нагружения за счет приложения статической или импульсной нагрузки к подвижному верхнему электроду, приблизив ее таким образом к условиям работы в магнитных системах типа многовиткового соленоида.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом» и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Федерального проекта 3, проект № FSEG-2025-0005 «Разработка конструкторских и технологических решений по

обеспечению механической прочности и охлаждению центрального соленоида токамака ТРТ».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Слуцкер А.И., Гиляров В.Л., Поликарпов Ю.И. ЖТФ. 2008. Т. 78. № 11. С. 60.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20323630>
2. Слуцкер А.И., Велиев Т.М., Алиева И.К., Алекперов В.А., Поликарпов Ю.И., Каров Д.Д. ФТТ. 2017. Т. 59. № 1. С. 183.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=28969451>
3. Song M., Cao K.N., Wang D.D., Yang X., Wei B. IEEE International Conference on Applied Superconductivity and Electromagnetic Devices. Beijing. IEEE. 2013. P. 476.
<https://doi.org/10.1109/ASEMD.2013.6780824>
4. Жога Л.В., Шнейзман В.В. ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2578.
<https://www.mathnet.ru/rus/ftt7673>
5. Алексеев Д.И. Высокоскоростное деформирование пластичных материалов магнитно-импульсным методом. Дис. ... канд. техн. наук. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 2024. 115 с.
<https://doi.org/10.18720/SPBPU/2/r25-27>
6. Semenov S.E. St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 2024. V. 17. No. 2. P. 141.
<https://doi.org/10.18721/JPM.17211>
7. Given M.J., Wilson M.P., Timoshkin I.V. et al. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2017. V. 2. № 4. P. 2115.
<https://doi.org/10.1109/TDEI.2017.006314>
8. Song M., Cao K.N., Wang D.D., Yang X., Wei B. IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2014. V. 24. № 5. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/tasc.2014.2344760>
9. Zhao L., Su J.C., Liu C.L. AIP Advances. 2020. V. 10. № 3. P. 035206.
<https://doi.org/10.1063/1.5110273>
10. Закревский В.А., Пахотин В.А., Сударь Н.Т. ЖТФ. 2017. Т. 87. № 2. С. 249.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2017.02.44133.1907>
11. Вазов В.Ф., Молдобаев К.Д. Электричество. 2009. № 12. С. 89.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=12955752>
12. Закревский В.А., Пахотин В.А., Сударь Н.Т. ЖТФ. 2019. Т. 89. № 1. С. 120.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2019.01.46972.98-18>
13. Ефимов А.В., Баженов С.Л., Бобров А.В., Гроховская Т.Е. Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2017. Т. 59. № 3. С. 234.
<https://doi.org/10.7868/S2308112017030038>
14. Род В.А., Утехин А.Н., Кондратов А.П. Вестник Воронежского государственного университета инженерных технологий. 2024. Т. 86. № 3. С. 223.
<https://doi.org/10.20914/2310-1202-2024-3-223-230>

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ТЕРМОПАР ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОЭДС МАТЕРИАЛОВ НА ПРИМЕРЕ НИКЕЛЯ

© 2026 г. Е.Н. Ткачев*, Д.И. Гапич, В.А. Кузнецов, Д.И. Фролов

*Институт неорганической химии им. А.В. Николаева
Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Лаврентьева, 3
* E-mail: etkachev@niic.nsc.ru*

Поступила в редакцию 27.04.2026

После доработки 03.06.2026

Принята к публикации 17.06.2026

Представлены результаты измерения коэффициента термоэдс никеля интегральным и дифференциальным методами различными термопарами в широком интервале температур (78–675 К). Выявлены некоторые особенности, которые необходимо учитывать при измерении коэффициента термоэдс материалов дифференциальным методом. Также нами представлены корректные калибровочные данные для термопар нихросил–нисил (тип N).

DOI: 10.7868/S3034564226040185

1. ВВЕДЕНИЕ

Перед экспериментаторами в области измерения коэффициента термоэдс различных материалов периодически встает вопрос калибровки их измерений по эталонному материалу. Паспортизованные эталоны NIST (National Institute of Standards & Technology) представлены двумя материалами: телурид висмута (сертификат SRM3451) и сплав кремний-германий (SRM3452). Помимо достаточно большой стоимости, использование таких эталонов не всегда возможно и накладывает ограничения при определенных методиках измерений. Никель в рамках настоящей работы был выбран потому, что этот металл производится с требуемой чистотой в различных формах (проволока, лента) и имеет более высокие значения коэффициента термоэдс, чем чистые платина или медь. Как ни удивительно, но измерение термоэдс чистого никеля ниже комнатной температуры очень слабо освещено в научной литературе. Нами найдена единственная работа 1969 года [1], которая посвящена данному вопросу. В основном измерения

термоэдс проведены при температурах выше комнатной [2–4]. В нашей работе мы в качестве “эталона” измерили температурную зависимость термоэдс никелевой проволоки (НП2, 99.5 %, $\varnothing = 0.12$ мм) в диапазоне от 78 до 675 К. Из полученной зависимости дифференцированием по температуре мы вычислили коэффициент термоэдс никеля. Для сравнения с эталоном мы измеряли коэффициент термоэдс ленты никеля (99.9 %, толщина 0.1 мм) дифференциальным методом с помощью различных термопар в интервале температур 78–675 К. В ходе измерения коэффициента термоэдс никеля с помощью дифференциальных термопар нихросил–нисил (тип N) выяснилось, что в ГОСТ Р 8.585-2001 (сентябрь 2010 г.) и IEC60584-1 (2013 г.) для этой термопары указаны не совсем достоверные данные. Приведенные в ГОСТ и IEC полиномы термоэдс для термопар типа N сшиты при температуре 0 °С, но производная термоэдс по температуре имеет разрыв при указанной температуре, что фактически не дает возможности использовать данную термопару при данной температуре в дифференциальной методике, так

как функция коэффициента термоэдс вблизи указанной температуры негладкая. В результате мы откалибровали термопару типа N относительно меди ниже температуры 67°C , а также относительно платины выше температуры 67°C и получили интерполяционную функцию для ее коэффициента термоэдс. Полные калибровочные данные термоэдс для термопары типа N в температурном диапазоне от -195 до 402°C приведены в приложении.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОЭДС

Образец с закрепленными на нем термопарами и градиентным нагревателем помещался в оригинальную измерительную вставку (рис. 1), в объем которой после откачки форвакуумным насосом (давление ниже 10 Па) подавался теплообменный газ (гелий). Для создания температурного хода в процессе измерения вставка плавно опускалась в транспортный сосуд Дьюара с жид-

ким азотом. Массивная медная проставка 2 предназначена для выравнивания температуры между внутренней частью вставки с образцом и внешним медным кожухом 8, т.е. снижения градиента температур при температурной развертке. Для той же цели служит и медный держатель 4 для образцов, на который навинчивается медный тепловой экран 6. Тепловой развязкой между двумя тепловыми контурами служит тонкостенная нержавеющая трубка 3. Для тепловой развязки от комнатной температуры также используется длинная тонкостенная нержавеющая трубка. Температура контролировалась калиброванным платиновым термометром сопротивления Pt100. Электросопротивление термометра измерялось четырехконтактным методом. Измерения проводились $6\frac{1}{2}$ -разрядным вольтметром Keysight 34465 A с использованием системы коммутации Rigol M302 с блоком мультиметра Rigol MC3120. Для измерений коэффициента термоэдс дифференциальным

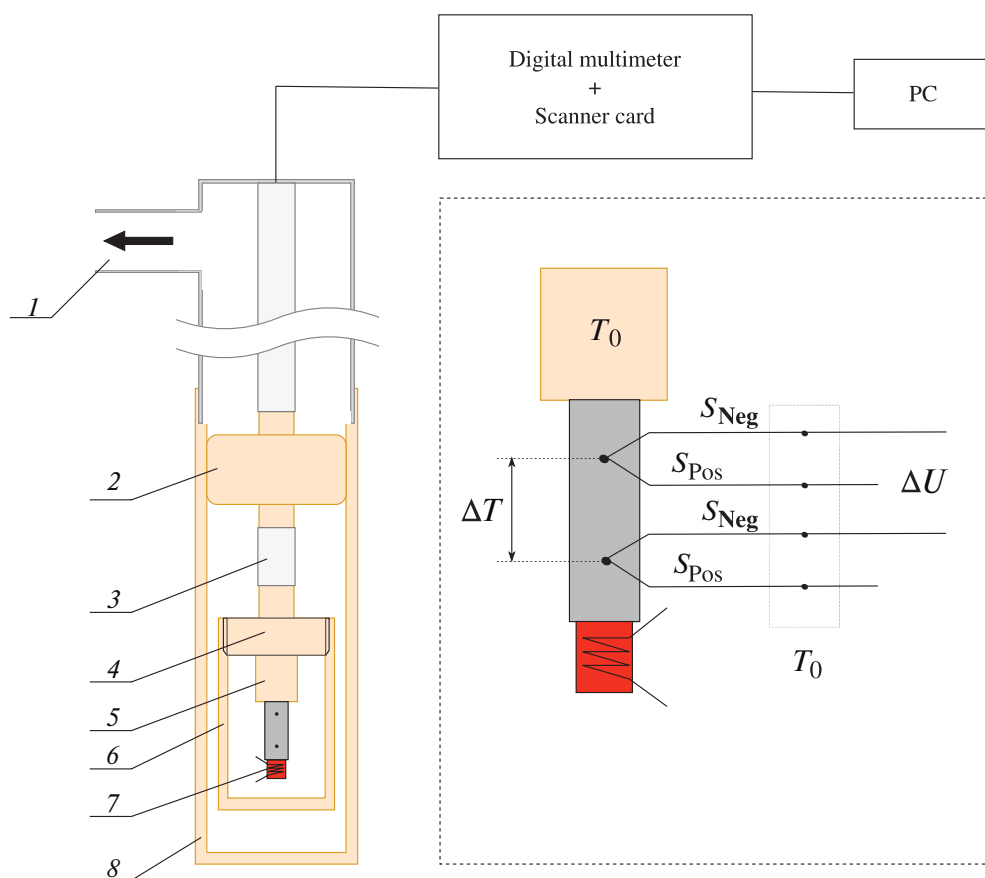


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 – выход к вакуумному насосу/баллону с газообразным гелием, 2 – медная проставка, 3 – тепловая развязка из тонкостенной нержавеющей трубки, 4 – медный держатель для образцов, 5 – сменный медный радиатор для установки образца, 6 – медный тепловой экран, 7 – градиентный нагреватель, 8 – медный кожух. На вставке – схема дифференциального метода измерения коэффициента термоэдс

методом выше комнатной температуры вставка с образцом помещалась в вакуумную печь с откачкой турбомолекулярным насосом (давление ниже $1 \cdot 10^{-3}$ Па).

Для калибровки термопарной проволоки использовалась измерительная вставка, подобная приведенной на рис. 1. Диаметр термопарных проволок составлял 0.05 мм. В данном случае температура контролировалась паспортизованным платиновым низкотемпературным образцовым термометром сопротивления ТСПН-4М. Электросопротивление термометра измерялось четырехконтактным методом при двух направлениях тока, чтобы исключить вклад термоэдс. Измерения проводились с помощью системы сбора данных Keysight DAQ970 A со встроенным $6\frac{1}{2}$ -разрядным вольтметром и мультиметром Keysight DAQM901 A. Один спай термопарной и медной проволок закреплялся на термометре ТСПН-4М с помощью серебряной пасты. Оба плеча термопары выводились из объема вставки в зону комнатной температуры. Спай холодного конца термопарной и медной проволок находился при температуре 0°C в снежной каше. Таким образом, значения термоэдс термопарной проволоки ниже температуры 67°C измерялись относительно меди, выше — относительно платины. Термоэдс проволоки никеля измерялась тем же способом (относительно платины). Для измерений термоэдс никеля термопарных проволок выше температуры 67°C вставка с образцом помещалась в печь с атмосферой воздуха.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОЭДС

Для измерения коэффициента термоэдс был использован дифференциальный метод измерения, подобный описанному в работе [5]. Методика измерения в настоящей работе заключалась в том, что на поверхности образца с помощью электропроводящей серебряной пасты закреплялись либо две термопары нихросил-нихсил (тип N, $\varnothing = 0.05$ мм), либо две термопары медь-константан (тип T, $\varnothing = 0.05$ мм). В дополнение к достаточно малому диаметру термопарных проволок дополнительно была увеличена их длина путем скручивания в спираль для увеличения их термосопротивления и повышения точности измерений. Толщина слоя пасты между спаем термопары и образцом делалась минимально возможной для достижения лучшего теплового контакта. К торцу образца под-

водился градиентный нагреватель 7 (рис. 1). Другим торцом образец закреплялся на массивный медный радиатор с помощью слоя серебряной пасты минимально возможной толщины. В качестве нагревателя выступал платиновый терморезистор Pt1000 на корундовой подложке. Таким образом, тепловой поток нагревателя создавал градиент температур $\Delta T = T_2 - T_1$, измеряемый с помощью падения напряжения на верхнем (ΔU_{up}) и нижнем (ΔU_{down}) спаях термопар. При проведении измерений термоэдс должно соблюдаться следующее условие: образец и подводящие провода термопар гомогенны, из чего следует, что их коэффициенты термоэдс зависят только от температуры. Для расчета коэффициента термоэдс образца необходимо измерить градиент температур ΔT между верхним и нижним спаями термопар и разность потенциалов между одноименными плечами термопар (ΔU_{Neg} , ΔU_{Pos}). Падение напряжения между одноименными плечами термопар будет определяться формулой [2]

$$-\Delta U_{Neg,Pos} = \int_{T_2}^{T_0} S_{Neg,Pos} dT + \int_{T_1}^{T_2} S dT + \int_{T_0}^{T_1} S_{Neg,Pos} dT, \quad (1)$$

$$-\Delta U_{Neg,Pos} = - \int_{T_1}^{T_2} (S - S_{Neg,Pos}) dT, \quad (2)$$

где T_0 — температура радиатора (вставка на рис. 1), $S_{Neg,Pos}$ — коэффициент термоэдс одного из плеч термопары, S — коэффициент термоэдс образца, который будет определяться формулой

$$S(\bar{T}) \approx -\frac{\Delta U_{Neg}}{\Delta T} + S_{Neg}(\bar{T}) = -\frac{\Delta U_{Pos}}{\Delta T} + S_{Pos}(\bar{T}), \quad (3)$$

где $\Delta T = T_2 - T_1$, а $\bar{T} = (T_2 + T_1)/2$.

Основным недостатком формулы (3) является то, что при достаточно малых значениях ΔT нужно учитывать наличие паразитных напряжений измерительной системы. Они могут возникать из-за плохого термического контакта к образцу, градиентов температур между электрическими контактами или негомогенности подводимых к образцу термопар [2, 6, 7], из-за чего формула (3) используется преимущественно в стационарном режиме измерения с большими значениями ΔT (более 10°C). При проведении измерений коэффициента термоэдс в квазистационарном режиме с постоянными нагревами и охлаждениями образца градиентным нагревателем расчеты коэффициента термоэдс по формуле (3) могут приводить к серьезной ошибке. Поэтому для выполнения преобразования фор-

мулы (2) в формулу (3) необходимо, чтобы величина ΔT была как можно меньше. В литературе для измерения коэффициента термоэдс в квазистационарных условиях стремятся создать градиент температуры, не превышающий 2°C .

Градиент температур между спаями термопар $\Delta T = T_2 - T_1$ можно определить двумя способами:

$$\Delta T = \frac{\Delta U_{up} - \Delta U_{down}}{S_{Neg}(\bar{T}) - S_{Pos}(\bar{T})}, \quad (4)$$

где ΔU_{up} — падение напряжения на термопаре, расположенной ближе к нагревателю, а ΔU_{down} — на термопаре, расположенной ближе к радиатору, и

$$\Delta T = \frac{\Delta U_{Neg} - \Delta U_{Pos}}{S_{Neg}(\bar{T}) - S_{Pos}(\bar{T})}. \quad (5)$$

Из уравнения (5) следует, что для измерения коэффициента термоэдс можно использовать всего два измерения: ΔU_{Neg} , ΔU_{Pos} . Но при этом практически невозможно точно определить $\bar{T}$, а при значениях коэффициента термоэдс образца, сравнимых с коэффициентом термоэдс одной из ветвей термопары, будет возрастать ошибка измерения, о чем будет сказано далее.

Точность измерения разности температур мы повышаем путем калибровки термопар, но при измерении разности потенциалов всегда будет присутствовать паразитное напряжение от измерительной аппаратуры. Одним из известных методов борьбы с ним является линейная аппроксимация ($ax + b$) зависимости напряжения ΔU от градиента температур ΔT в ходе одного цикла нагрева или охлаждения, создаваемого градиентным нагревателем на торце образца. Тогда формула (3) примет вид

$$S(\bar{T}) = -\frac{\partial \Delta U_{Neg}}{\partial \Delta T} + S_{Neg}(\bar{T}), \quad (6)$$

$$S(\bar{T}) = -\frac{\partial \Delta U_{Pos}}{\partial \Delta T} + S_{Pos}(\bar{T}). \quad (7)$$

В таком случае нас будет интересовать только наклон зависимости $\Delta U(\Delta T)$, а величина паразитного напряжения будет равна значению b из линейной аппроксимации.

По аналогии можно вывести формулу, где для нахождения коэффициента термоэдс образца не нужно знать конкретные значения ΔT . Путем подстановки градиента температур (5) в формулу (3) и проведения дифференцирования по ΔU_{Neg} или ΔU_{Pos} можно получить следующее уравнение:

$$S(\bar{T}) = \frac{S_{Pos}(\bar{T}) - S_{Neg}(\bar{T})}{1 - \frac{\partial \Delta U_{Pos}}{\partial \Delta U_{Neg}}} + S_{Neg}(\bar{T}), \quad (8)$$

где коэффициент термоэдс образца можно рассчитать из линейной аппроксимации зависимости ΔU_{Pos} от ΔU_{Neg} .

Для проведенных нами экспериментов на рис. 2 показана характерная линейная зависимость напряжений одноименных плеч термопар нисил/нихросил ΔU для образца никеля от создаваемого температурного градиента ΔT при температуре 301 K . Как видно на рисунке, при данной температуре большую точность определения коэффициента термоэдс образца обеспечивают расчеты по плечам нихросила ($R^2 > 0.999$).

Значения коэффициента термоэдс образца, вычисленные по формулам (6)–(8), в идеальных условиях совпадают. Если величина коэффициента термоэдс образца становится сравнимой с величиной коэффициента термоэдс термопары, то измеряемое значение ΔU становится слишком маленьким, что может давать ошибку при расчетах линейной аппроксимации ΔU_{Pos} от ΔU_{Neg} для формулы (8) и ΔU от ΔT по одной из формул (6) или (7). Из этого следует, что для получения корректного значения коэффициента термоэдс нельзя ограничиваться измерением только через одни одноименные плечи термопар, а необходимо выбирать температурные диа-

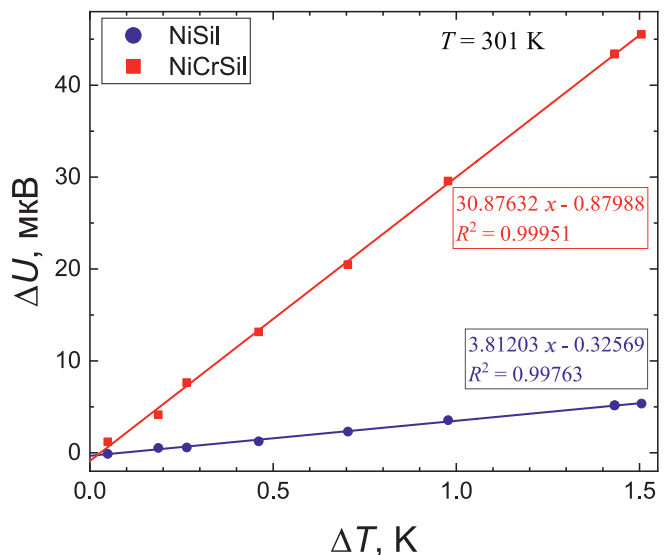


Рис. 2. Зависимости напряжений одноименных плеч термопар нисил/нихросил ΔU для образца никеля от создаваемого температурного градиента ΔT при температуре 301 K . Линиями показаны линейные аппроксимации экспериментальных данных

пазоны, где одна или другая формула дает более корректные значения.

Для понимания того, какие значения в каком интервале температур будут являться более точными, не обязательно вручную просматривать все полученные результаты. Можно воспользоваться величиной коэффициента детерминации R^2 для полученных линейных зависимостей ΔU от ΔT . Этот коэффициент показывает, насколько линейно аппроксимируются экспериментальные зависимости $\Delta U(\Delta T)$, и в большинстве случаев его значения лежат в диапазоне от 1 до 0.999. В свою очередь, если величина R^2 меньше 0.999, это может говорить о неточности измерений вследствие слишком малых измеряемых вольтметром значений напряжения или при резких изменениях температуры. Если убедиться в отсутствии этих двух факторов, то по уменьшению R^2 можно судить о деградации образца или контактов в ходе эксперимента [7, 8].

На рис. 3 приведена температурная зависимость коэффициента детерминации R^2 напряжений одноименных плеч термопар нисила $\Delta U_{\text{NiSi}}(\Delta T)$ и нихросила $\Delta U_{\text{NiCrSi}}(\Delta T)$ для образца никеля, рассчитанная из наших экспериментальных данных. Как следует из рисунка, в нашем случае необходимо использовать в расчетах коэффициента термоэдс никеля одноименные плечи нихросила, так как значение величины R^2 остается больше 0.9997 на всем температурном интервале. Для нисила значения коэффициента детерминации R^2 гораздо хуже из-за близости значений коэффициента термоэдс никеля

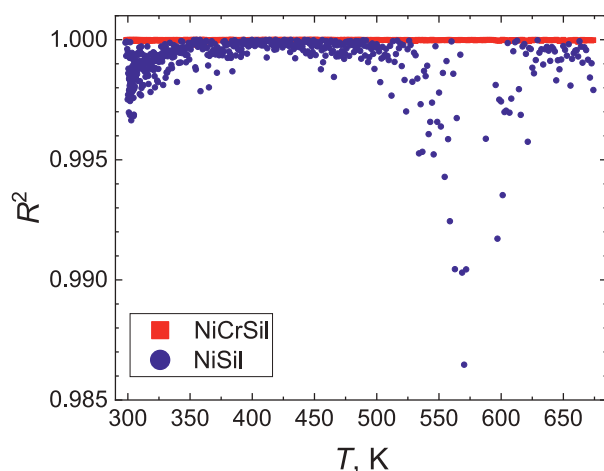


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента детерминации R^2 напряжений одноименных плеч термопар нисила $\Delta U_{\text{NiSi}}(\Delta T)$ и нихросила $\Delta U_{\text{NiCrSi}}(\Delta T)$ для образца никеля в температурном интервале от 300 до 675 К

и коэффициента термоэдс нисила, что особенно видно при температуре около 300 °С, где их значения равны (рис. 3).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В ходе измерений выяснилось, что данные для коэффициента термоэдс термопары нихросил-нисил (тип N) из ГОСТ Р 8.585-2001 или из IEC60584-1 не пригодны для дифференциальной методики измерения коэффициента термоэдс образцов, так как функция имеет разрыв 0.2 мкВ при температуре 0 °С (рис. 4). Согласно ГОСТ, сама температурная зависимость термоэдс гладкая и сшита при температуре 0 °С, но ее производная имеет разрыв в этой точке. Данные коэффициента термоэдс для термопары типа N из монографии [9] ниже температуры 0 °С совпадали с ГОСТ Р 8.585-2001, а выше 0 °С различались (рис. 4). В результате нами были откалиброваны термопарные провода типов N и T. Результирующая температурная зависимость коэффициента термоэдс для термопары типа N показана на рис. 4. В приложении мы приводим данные отдельно для каждого из плеч термопары типа N, а также аппроксимирующие полиномы для термоэдс в интервале температур от –195 до 402 °С.

На рис. 5 показаны наши экспериментальные данные температурной зависимости коэффициента термоэдс никеля в интервале от 78 до

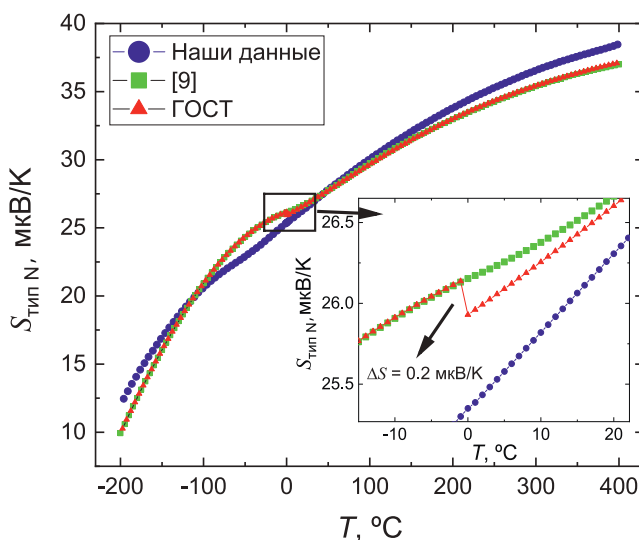


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента термоэдс термопары нихросил-нисил (тип N): круги — наши данные, квадраты — данные из монографии [9], треугольники — данные из ГОСТ Р 8.585-2001 или IEC60584-1

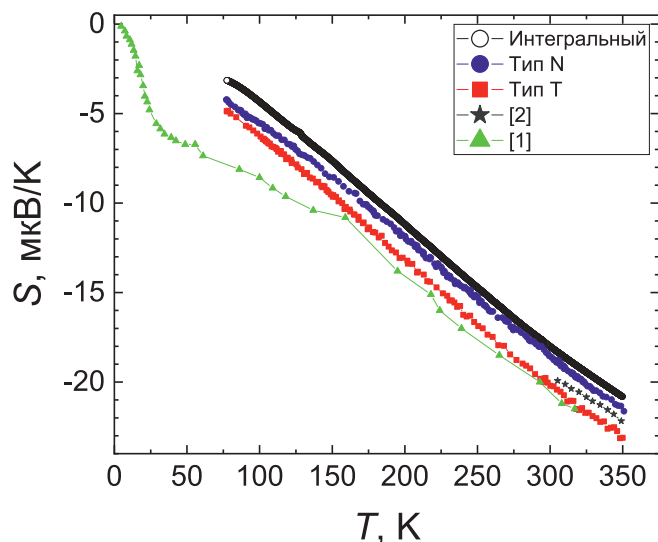


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициента термоэдс никеля в температурном интервале от 78 до 350 К: пустые кружки — наши данные, измеренные интегральным методом, заполненные кружки — наши данные, измеренные с помощью термопар нихросил-нисил (тип N), квадраты — наши данные, измеренные с помощью термопар медь-константан (тип T), треугольники — данные из работы [1], звездочки — данные из работы [2]

350 К, измеренные с помощью различных типов термопар, и их сравнение с данными из работ Каски и др. [1] и Буркова и др. [2]. Видно, что наши данные хорошо соотносятся с доступными данными других авторов. Ниже температуры 160 К данные [1] незначительно отклоняются от наших измерений. Мы не знаем, чем объяснить такое поведение зависимости, полученной в работе [1], так как три наших различных измерения не показали подобного отклонения. Значения коэффициента термоэдс никеля, измеренного дифференциальным методом с помощью нихросил-нисил термопары (тип N), наиболее близки к нашим измерениям интегральным методом, которые выступают в роли эталонных. Интегральный метод лишен недостатков дифференциальной методики и ограничен только точностью измерения термоэдс и необходимостью поддержания постоянной температуры холодного конца спая. Немного больше разница эталонных значений и значений, полученных при измерении дифференциальным методом с помощью медь-константан термопары (тип T). Мы связываем это с тем, что при использовании термопар типа T мы можем иметь большую неточность в определении градиента температур ΔT , чем при использовании термопар типа

N. Объясним более детально. При измерениях ниже комнатной температуры образец никеля находился в атмосфере гелия для обеспечения теплообмена с внешним экраном измерительной ячейки 6 (рис. 1). В термопаре T-типа коэффициент теплопроводности меди составляет почти 400 Вт/(м·К), константана равен 21–22 Вт/(м·К) при температуре 300 К; в термопаре N-типа коэффициент теплопроводности у нихросила равен 13 Вт/(м·К), у нисила составляет 24 Вт/(м·К) при температуре 300 К [9]. Соответственно, при использовании термопар T-типа теплоотвод по гелию был больше, чем при использовании термопар N-типа. В результате термопары T-типа показывали немного заниженное значение градиента температур ΔT и, соответственно, немного завышенное значение коэффициента термоэдс S никеля, что мы и наблюдаем на рис. 5. Теплоотвод по самим термопарам был минимизирован путем использования проволоки с достаточно малым диаметром и увеличения их длины скручиванием спиралью. Также существенный вклад в точность измерений градиента температур ΔT вносит качество теплового контакта между образцом и спаем термопары. Во-первых, теплопроводность пасты должна быть достаточной. Во-вторых, как мы выяснили, толщина слоя пасты должна быть минимальной. Мы проводили эксперименты с тремя серебряными пастами: ЕРО-ТЕК Н20Е, Контактол (Keller), Dotite D-550. Результаты измерения коэффициента термоэдс никеля с использованием пасты ЕРО-ТЕК Н20Е оказались наиболее воспроизводимыми: различия между разными экспериментами составляют не более 2%. При этом все три пасты дают результаты, отличающиеся друг от друга не более чем на 8% (не более ± 0.7 мкВ/К величины коэффициента термоэдс никеля при комнатной температуре). В настоящей работе приведены результаты измерения коэффициента термоэдс никеля с использованием проводящей серебряной пасты ЕРО-ТЕК Н20Е, коэффициент теплопроводности которой составляет 29 Вт/(м·К).

На рис. 6 показаны наши экспериментальные данные температурной зависимости коэффициента термоэдс никеля в диапазоне от 300 до 675 К, измеренные с помощью термопар N-типа, и их сравнение с данными из других работ [2–4]. Видно, что наши данные хорошо совпадают с данными других авторов, различия составляют не более 4% в разных температурных интервалах.

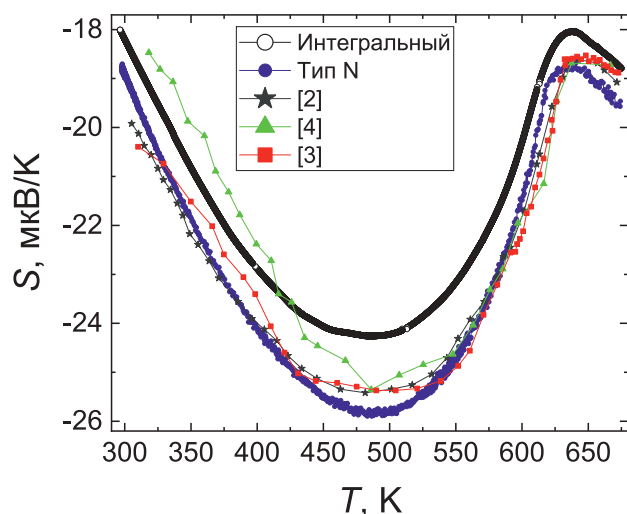


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента термоэдс никеля в температурном интервале от 300 до 675 К: пустые кружки — наши данные, измеренные интегральным методом, заполненные кружки — наши данные, измеренные с помощью термопар нихросил-нисил (тип N), звездочки — данные из работы [2], треугольники — данные из работы [4], квадраты — данные из работы [3]

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе освещены некоторые моменты, которые необходимо учитывать экспериментаторам при измерении коэффициента термоэдс материалов дифференциальным методом. Для вычисления коэффициента термоэдс образца в данной методике необходимо выбирать формулы для отрицательных (6) либо положительных (7) плеч термопар, где значение коэффициента детерминации R^2 ближе к единице. Мы показали, что теплопроводность термопары может влиять на точность измерения коэффициента термоэдс образца. Крайне важно обеспечивать хороший тепловой контакт спая термопар с образцом, например с помощью достаточно хорошо электропроводящей (теплопроводящей) пасты. Экспериментальные данные, полученные с использованием ГОСТ Р 8.585-2001 и IEC60584-1 для обработки результатов измерения коэффициента термоэдс дифференциальной методикой с помощью термопар типа N, могут содержать существенные ошибки в области температуры 0 °С. Необходимо либо предва-

рительно калибровать используемые термопары, либо пользоваться данными из монографии [9] или нашими калибровками, которые мы приводим в приложении.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИНХ СО РАН в области фундаментальных научных исследований (тема № 125021001790-0).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны А.Н. Лаврову и К.Р. Жданову за помощь и плодотворное обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Caskey G.R., Sellkyer D.J., Rubin L.G. Rev. Sci. Instrum. 1969. V. 40. № 10. P. 1280. <https://doi.org/10.1063/1.1683764>
2. Burkov A.T., Heinrich A., Konstantinov P.P., Nakama T., Yagasaki K. Meas. Sci. Technol. 2001. V. 12. P. 264. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/3/304>
3. Abadlia L., Gasser F., Khalouk K., Mayoufi M. and Gasser J.G. Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 095121. <https://doi.org/10.1063/1.4896046>
4. Ponnambalam V., Lindsey S., Hickman N.S., Tritt T.M. Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 073904. <https://doi.org/10.1063/1.2219734>
5. Бурков А.Т., Федотов А.И., Касьянов А.А., Пантелеев Р.И., Накама Т. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Т. 15. № 2. С. 173. <https://doi.org/10.17586/2226-1494-2015-15-2-173-195>
6. Borup K.A., Boor J., Wang H. et al. Energy Environ. Sci. 2015. V. 8. P. 423. <https://doi.org/10.1039/C4EE01320D>
7. Boor J. and Müller E. Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 065102. <https://doi.org/10.1063/1.4807697>
8. Dasgupta T., Yin H., Boor J., Stiewe C., Iversen B.B., Müller E.J. Electron. Mater. 2013. V. 42. P. 1988. <https://doi.org/10.1007/s11664-013-2490-6>
9. Burley N.A., Powell R.L., Burns G.W., Scroger M.G. The NICROSIL versus NISIL THERMOCOUPLE: Properties and Thermoelectric Reference Data. Washington: National Bureau of Standards Monograph, 1978.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Далее приведены аппроксимирующие полиномы для зависимости экспериментальных значений термоэдс E нихросила и нисила от температуры T . Термоэдс E выражена в вольтах, а температура в градусах Цельсия.

Коэффициент термоэдс нихросила–нисила вычисляем дифференцированием по температуре: $S = dE/dT$. Температурные зависимости коэффициента термоэдс для меди и платины можно найти, например, в работе [5]. Тогда

искомые коэффициенты термоэдс нихросила и нисила вычисляются по формуле $S_{\text{NiCrSiI, NiSiI}} = S_{\text{Cu, Pt}} - S$.

На рис. 7, 8 приведены температурные зависимости коэффициента термоэдс нихросила и нисила в интервале температур от -195 до 402°C , полученные из наших экспериментальных данных путем дифференцирования термоэдс по температуре. На нижней панели представлены отклонения интерполяционной функции от экспериментальных данных.

Таблица 1. Аппроксимирующие полиномы для зависимостей термоэдс E нихросила от температуры T в интервале от -195 до 402°C , измеренные относительно меди ниже температуры 67°C и относительно платины выше температуры 67°C

$E = \sum_i^7 A(i)T^i$ от -195 до 0°C относительно меди	$E = \sum_i^8 B(i)T^i$ от 0 до 67°C относительно меди	$E = \sum_i^9 C(i)T^i$ от 67 до 402°C относительно платины
$A(0) = 0$ $A(1) = -9.58177 \cdot 10^{-6}$ $A(2) = -8.16388 \cdot 10^{-9}$ $A(3) = 1.35209 \cdot 10^{-11}$ $A(4) = -5.66396 \cdot 10^{-14}$ $A(5) = -1.60021 \cdot 10^{-16}$ $A(6) = -6.96389 \cdot 10^{-19}$ $A(7) = -8.13146 \cdot 10^{-22}$	$B(0) = 0$ $B(1) = -9.58177 \cdot 10^{-6}$ $B(2) = -8.16388 \cdot 10^{-9}$ $B(3) = -7.02217 \cdot 10^{-13}$ $B(4) = 1.14901 \cdot 10^{-12}$ $B(5) = -2.65207 \cdot 10^{-14}$ $B(6) = 3.20129 \cdot 10^{-16}$ $B(7) = -2.01919 \cdot 10^{-18}$ $B(8) = 5.12745 \cdot 10^{-21}$	$C(0) = 0$ $C(1) = -15.29066 \cdot 10^{-6}$ $C(2) = -3.38975 \cdot 10^{-8}$ $C(3) = 1.43369 \cdot 10^{-10}$ $C(4) = -9.71662 \cdot 10^{-13}$ $C(5) = 4.67468 \cdot 10^{-15}$ $C(6) = -1.36197 \cdot 10^{-17}$ $C(7) = 2.31726 \cdot 10^{-20}$ $C(8) = -2.10995 \cdot 10^{-23}$ $C(9) = 7.85522 \cdot 10^{-27}$

Таблица 2. Аппроксимирующие полиномы для зависимостей термоэдс E нисила от температуры в интервале от -195 до 402°C , измеренные относительно меди ниже температуры 60°C и относительно платины выше температуры 60°C

$E = \sum_i^{11} A1(i)T^i$ от -95 до 0°C относительно меди	$E = \sum_i^8 B1(i)T^i$ от 0 до 60°C относительно меди	$E = \sum_i^9 C1(i)T^i$ от 60 до 402°C относительно платины
$A1(0) = 0$ $A1(1) = 1.57677 \cdot 10^{-5}$ $A1(2) = 1.68076 \cdot 10^{-8}$ $A1(3) = -9.77157 \cdot 10^{-11}$ $A1(4) = -1.2105 \cdot 10^{-12}$ $A1(5) = 4.06493 \cdot 10^{-14}$ $A1(6) = 8.32556 \cdot 10^{-16}$ $A1(7) = 5.27887 \cdot 10^{-18}$ $A1(8) = 3.24746 \cdot 10^{-21}$ $A1(9) = -1.13526 \cdot 10^{-22}$ $A1(10) = -5.16242 \cdot 10^{-25}$ $A1(11) = -7.23238 \cdot 10^{-28}$	$B1(0) = 0$ $B1(1) = 1.57677 \cdot 10^{-5}$ $B1(2) = 1.68076 \cdot 10^{-8}$ $B1(3) = -9.23451 \cdot 10^{-11}$ $B1(4) = 4.45056 \cdot 10^{-13}$ $B1(5) = 1.29572 \cdot 10^{-13}$ $B1(6) = -3.38343 \cdot 10^{-15}$ $B1(7) = 3.18793 \cdot 10^{-17}$ $B1(8) = -1.05178 \cdot 10^{-19}$	$C1(0) = 0$ $C1(1) = 1.05045 \cdot 10^{-5}$ $C1(2) = -2.13344 \cdot 10^{-8}$ $C1(3) = 3.30528 \cdot 10^{-10}$ $C1(4) = -2.796 \cdot 10^{-12}$ $C1(5) = 1.50484 \cdot 10^{-14}$ $C1(6) = -5.13937 \cdot 10^{-17}$ $C1(7) = 1.08212 \cdot 10^{-19}$ $C1(8) = -1.28468 \cdot 10^{-22}$ $C1(9) = 6.58231 \cdot 10^{-26}$

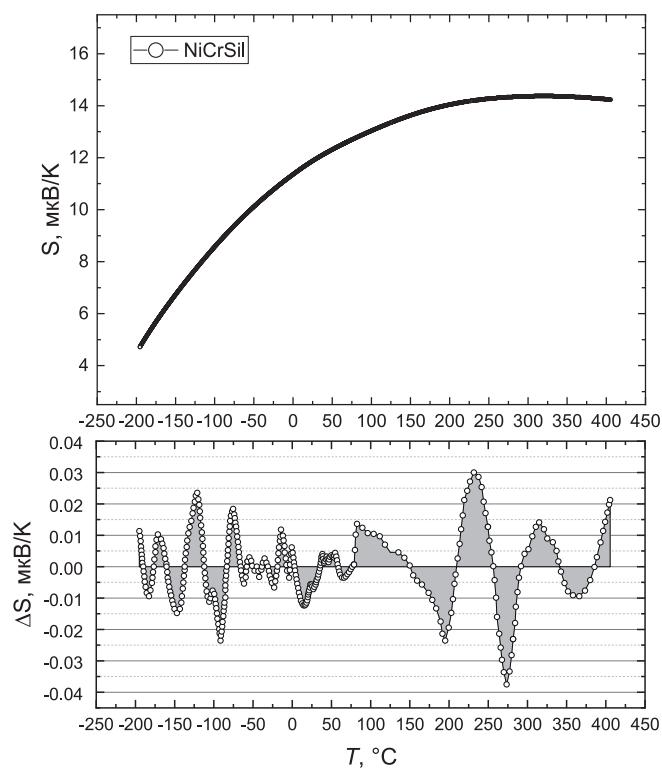


Рис. 7. Температурная зависимость коэффициента термоэдс нихросила в интервале температур от -195 до 402°C . На нижней панели представлены отклонения интерполяционной функции от экспериментальных данных

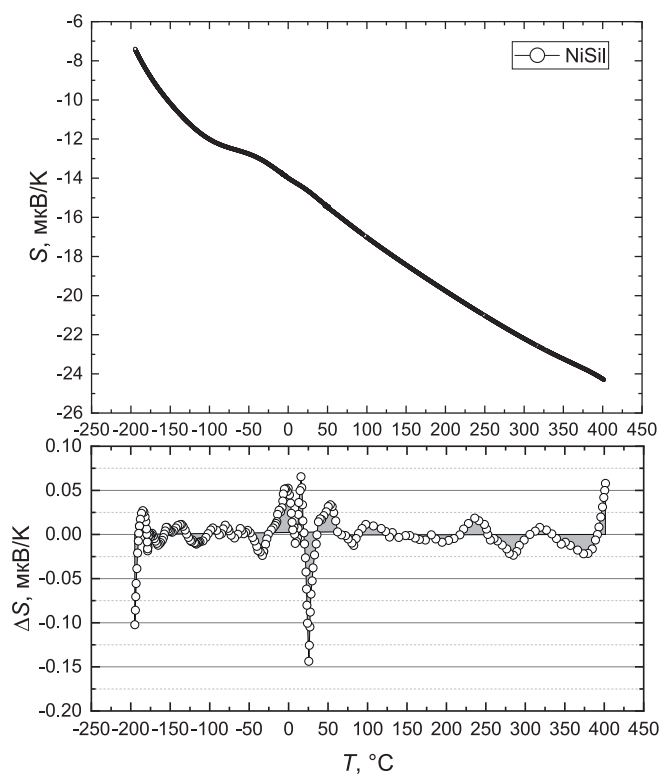


Рис. 8. Температурная зависимость коэффициента термоэдс нисила в интервале температур от -195 до 402°C . На нижней панели представлены отклонения интерполяционной функции от экспериментальных данных

УДК 621.385

ФОТОПОЛИМЕРНАЯ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ НАГРУЗКА ДЛЯ ГИРОТРОНОВ НИЗКОГО УРОВНЯ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ

© 2026 г. А.В. Кирсанов^{а, б, *}, М.Д. Проявин^а, А.А. Орловский^{а, с},
В.Е. Котомина^а, А.А. Ананичев^а

^а Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук
Российская Федерация, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^б Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Российская Федерация, 603022, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

^с Волжский государственный университет водного транспорта
Российская Федерация, 603950, Нижний Новгород, ул. Нестерова, 5а

* E-mail: alexkirs@ipfran.ru

Поступила в редакцию 05.02.2026

После доработки 07.05.2026

Принята к публикации 15.05.2026

Для измерения мощности гиротронов миллиметрового диапазона предложена, разработана и экспериментально исследована конструкция проточного водяного калориметра, в котором составные части (корпус, волноводная вставка и крышка) изготовлены методом фотополимерной 3D-печати из пластика с применением технологии последующего омеднения (CMPS). Поскольку теплопроводность пластика на три порядка ниже, чем у традиционно используемых металлов, выход такого калориметра на стационарный режим (как в процессе калибровки, так и в процессе проведения измерений СВЧ-мощности) проходит в несколько раз быстрее. В результате минимизируется влияние временных уходов температуры поступающей воды, а также температуры окружающего воздуха, что позволяет повысить точность проводимых измерений. Последнее обстоятельство особенно важно для измерения мощности импульсных гиротронов с низкой средней мощностью.

DOI: 10.7868/S3034564226040193

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность разработки гиротронов, являющихся наиболее мощными (от киловаттного и вплоть до мегаваттного уровня) источниками миллиметрового диапазона, обусловлена широким спектром их приложений. В основном для приложений требуется непрерывное квазимонохроматическое излучение. В то же время для экспериментального тестирования гиротронов-прототипов, а также новых принципов повышения частоты и мощности зачастую используется импульсный режим работы этих приборов (см., например, работы [1–3]), что облегчает условия проведения экспериментов. При этом одной из важнейших выходных характеристик гиротронов является мощность гене-

рируемого СВЧ-излучения. Существует много вариантов исполнения калориметров [4–9], однако для измерения мощности как непрерывных, так и импульсных гиротронов обычно используются калориметры проточного типа [4], в которых в качестве поглощающей среды выступает дистиллированная вода со сравнительно малой (несколько десятков микрон в миллиметровом диапазоне) толщиной скин-слоя. Вследствие этого СВЧ-излучение практически полностью поглощается, нагревая воду. Мощность излучения определяется по разнице температур входного и выходного потоков воды, а также по ее расходу.

Традиционно корпуса калориметров изготавливают из металлов. Однако существенными недостатками таких систем являются боль-

шие теплопотери из-за высокой теплопроводности металла и, как следствие, долгий выход калориметрической нагрузки на стационарное состояние, в котором и проводятся измерения мощности. Кроме того, температурные условия проведения эксперимента (температура входной воды, теплообмен с внешней средой и т. п.) за время выхода на стационарный режим могут существенно изменяться, из-за чего могут возникать значительные погрешности измерений. Особенно сильно это проявляется при измерениях мощности импульсных гиротронов с высокой скважностью и низкой средней энергией (на уровне единиц джоулей). В этой связи перспективным представляется изготовление корпусов калориметров из полимерных материалов с низкой теплопроводностью. В то же время механическая обработка сравнительно крупногабаритных изделий из полимеров является достаточно трудоемкой задачей.

В связи с изложенным выше был предложен и апробирован достаточно простой и эффективный способ изготовления корпуса калориметров миллиметрового диапазона на основе технологии 3D-печати из фотополимерного материала, теплопроводность которого на несколько порядков (в 1000 раз) ниже, чем у обычно используемых сплавов на основе алюминия. На этой основе был реализован калориметр, предназначенный для экспериментов с импульсным (длительность импульса 50 мкс) гиротроном-драйвером [2] с рабочей частотой 230 ГГц, предназначенным для экспериментов по захвату мегаваттного гиротрона того же частотного диапазона. Проведено экспериментальное тестирование разработанного калориметра, а также сравнение времени выхода на стационарную температуру при калибровке традиционного металлического калориметра и калориметра из пластика. В нашей работе подробно описаны дизайн разработанной калориметрической нагрузки и результаты экспериментов.

2. ДИЗАЙН КАЛОРИМЕТРА, ИЗГОТОВЛЕННОГО МЕТОДОМ 3D-ПЕЧАТИ

Выходное излучение мощных гиротронов миллиметрового диапазона частот обычно поступает в калориметрическую нагрузку с распределением, близким к гауссовому пучку, и горизонтальной линейной поляризацией. Для

транспортировки волнового пучка до поглощающей среды внутри калориметра должна быть создана проводящая поверхность. В настоящее время существует несколько технологий изготовления проводящих структур на основе 3D-печати, включая непосредственную печать из металлических порошков. Однако этот метод достаточно дорогой, особенно в случае печати медью, и он не позволяет обеспечить качество поверхности, требуемое для высокочастотных (десятки и сотни гигагерц) диапазонов. Указанных недостатков лишен альтернативный метод изготовления проводящих СВЧ-компонентов, использующий печать из фотоотверждающегося пластика (смолы) с последующей металлизацией (омеднением) поверхности CMPS [10, 11]. Описанный метод применялся для изготовления полимерного калориметра с использованием фотоотверждающейся смолы Gorky Liquid Reactive.

Трехмерная модель разработанного калориметра представлена на рис. 1а.

В целом эта модель близка по параметрам к традиционным измерителям мощности гиротронов, изготавливаемым из металлов. Фланец корпуса калориметра присоединяется к выходному фланцу гиротрона. Диаметр входного волновода составил 80 мм. Волноводом является специальная омедненная вставка 1, показанная на рис. 1а. В процессе ее изготовления на внутренней поверхности калориметра был наращен слой меди толщиной 0.1–0.15 мм. Следует отметить, что, в отличие от нержавеющей стали, которая в основном используется в качестве материала для калориметров, медная поверхность практически без потерь и, соответственно, без нагрева проводит СВЧ-излучение в области его поглощения в водяном канале. Поскольку тонкий слой меди окружен диэлектрическим корпусом, дополнительные тепловые потери (теплообмен с окружающей средой) в нем отсутствуют. Между волноводной вставкой с корпусом и крышкой с водяными патрубками была расположена пластина из фторопласта ФТ-4 толщиной 0.2 мм, отделяющая поглощающую СВЧ-излучение воду от пространства волновода. Изготовленные и подготовленные к сборке составные части калориметрической нагрузки (волноводная вставка, крышка и корпус) показаны на рис. 1б.

После изготовления деталей и сборки было проведено экспериментальное тестирование разработанного калориметра с целью его кали-



Рис. 1. Разработанная 3D-модель калориметра с входным волноводом диаметром 80 мм: **а** — волноводная вставка **1**; **б** — подготовленные к сборке составные части фотополимерного калориметра: волноводная вставка, крышка и корпус

бровки, а также для сравнения времени выхода на стационарную температуру с таковым у традиционного калориметра, выполненного из алюминия.

3. СХЕМА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились по схеме, представленной на рис. 2. В измерительный водяной контур калориметра **1** входят водяной насос **2**, внутренний малый теплообменник **3**, регулятор протока **4**, входной термодатчик **5**, калибровочный нагреватель **6** и термодатчик **7** выходной температуры. Поскольку постоянно работающее оборудование постепенно нагревается само и греет все в помещении вокруг, необходим внешний контур охлаждения, образованный

водяным насосом **9** и теплообменниками **3** и **10**. Данные от термодатчиков поступают в систему управления стендом **8**. Расход воды выставлялся специальным регулятором и контролировался расходомером с записью всех параметров установки в специальный файл.

Приведенная схема использовалась для калибровки разработанного фотополимерного калориметра, а также для сравнения его характеристик с характеристиками стандартного калориметра, изготовленного из алюминия. Результаты такого сравнения представлены на рис. 3, 4. При калибровке СВЧ-мощность через волновод **11** не подавалась.

На рис. 3 приведены временные зависимости измеренной мощности фотополимерного и алюминиевого калориметров. Для более заметного различия при измерениях выставлялись разные

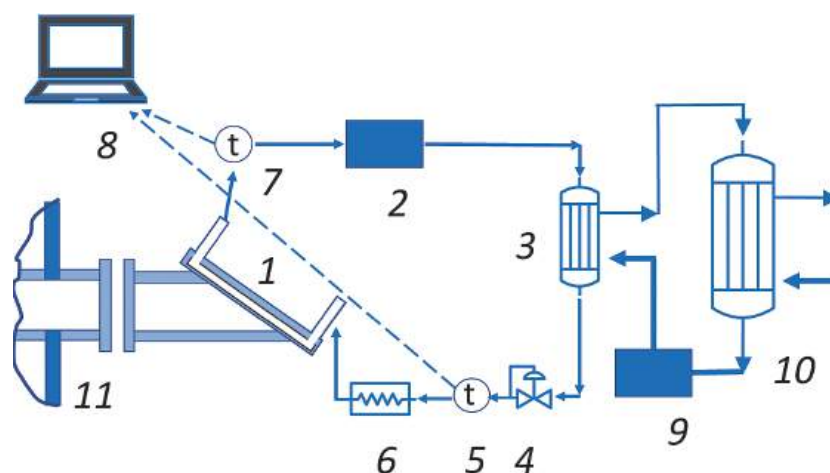


Рис. 2. Схема «водяной» части эксперимента: **1** — калориметр, **2**, **9** — водяные насосы, **3**, **10** — теплообменники, **4** — регулятор протока, **5**, **7** — датчики температуры, **6** — калибровочный нагреватель, **8** — компьютер системы управления, **11** — выходной волновод исследуемого прибора

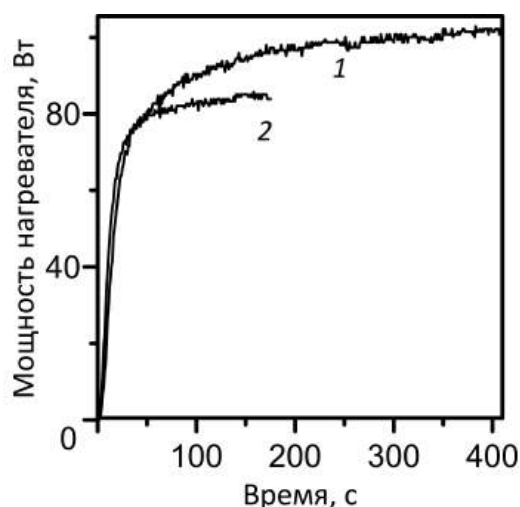


Рис. 3. Временные зависимости измеренной мощности при калибровке двух разных калориметров (показывают выход на стационарный режим): для калориметра из алюминия — кривая 1; для пластикового калориметра, изготовленного методом 3D-печати — кривая 2. Для наглядности данные представлены для разных значений протока воды при одинаковых мощностях калибровочного нагревателя. Обрыв кривых соответствует стационарному состоянию

значения протока воды при одинаковых мощностях нагревателя калибровки. Результаты измерений фиксировались только после выхода системы на стационарное состояние. Видно, что время выхода на стационарный режим для алюминиевого калориметра (кривая 1) составляет примерно 5–7 мин, тогда как для полимерного калориметра (кривая 2) это время существенно меньше (не превышает 1–1.5 мин). При такой разнице значений времени выхода на стационарное состояние снижается влияние изменений внешних параметров, таких как температура или напряжение в электрической сети.

Это непосредственно подтверждено в дополнительном эксперименте, в котором рядом с калориметрами на 3 мин включался вентилятор. Временные зависимости измеряемой мощности в этом случае для исследуемых калориметров двух типов представлены на рис. 4. Видно, что включение вентилятора рядом с металлическим калориметром (точка А на кривой 1) приводило к увеличению показаний почти на 20 %; показания восстанавливались только после выключения вентилятора (точка В на кривой 1). Такая сравнительно высокая разница была обусловлена существенной разницей температур в лаборатории (25 °С) и поступающей обо-

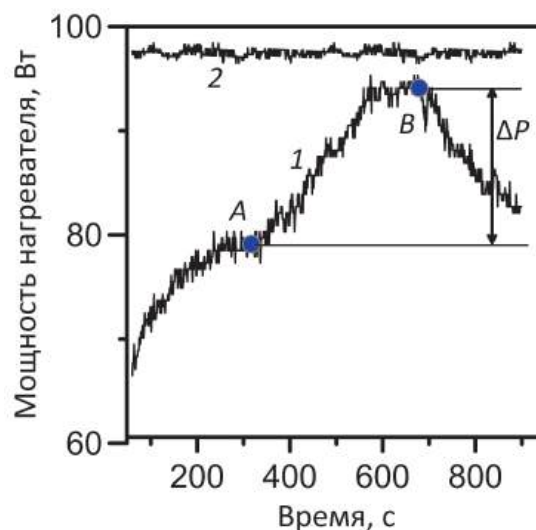


Рис. 4. Временные зависимости измеренной мощности при включении на 3 мин вентилятора рядом с металлическим калориметром (кривая 1) и фотополимерным калориметром (кривая 2). Точки А и В соответствуют моментам включения и выключения вентилятора

ротной воды (19 °С). В то же время для фотополимерного калориметра изменение температуры окружающего воздуха не оказывало влияния на проводимые измерения (кривая 2), поскольку сравнительно низкая теплопроводность полностью изолирует теплоноситель.

После калибровки разработанный фотополимерный калориметр был использован для непосредственного измерения мощности гиротрона-драйвера [2] с рабочей частотой 230 ГГц, длительностью импульса 50 мкс и скважностью 2000. Согласно расчетам, выходная СВЧ-мощность такого гиротрона может достигать 150 кВт. Эксперименты также проводились по схеме, представленной на рис. 2: в этом случае мощность от гиротрона-драйвера поступала через входной волновод 11. Калибровочный нагреватель 6 был выключен. Результаты экспериментальных измерений представлены на рис. 5, где на рис. 5а показаны временные зависимости температуры входной (кривая 1) и выходной воды (кривая 2), а на рис. 5б — восстановленная по результатам измерения зависимость СВЧ-мощности от времени. Согласно измерениям, мощность гиротрона-драйвера превышала 100 кВт. Полученные данные показали, что разработанный драйвер пригоден для экспериментов по захвату частоты мегаваттного гиротрона того же частотного диапазона.

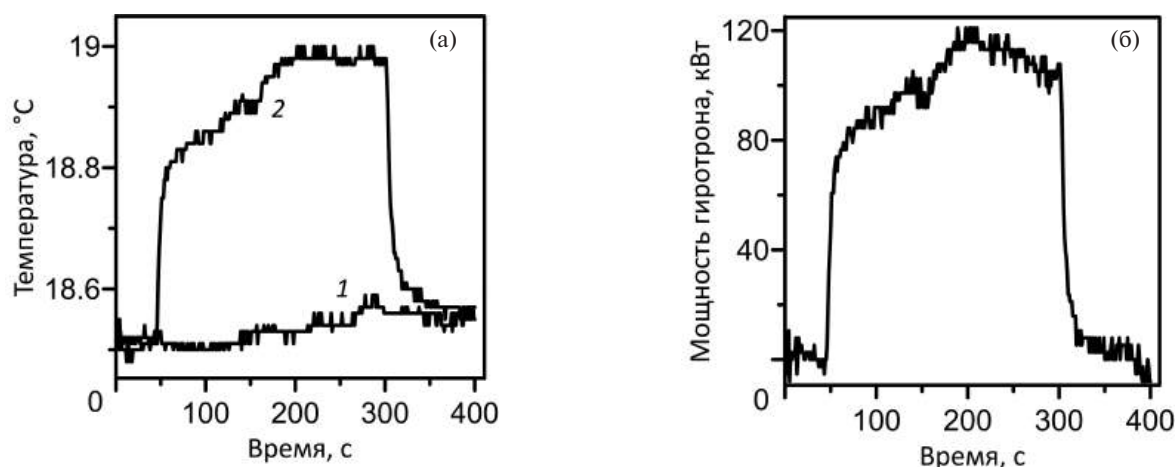


Рис. 5. Временные зависимости температуры входной (кривая 1) и выходной воды (кривая 2) (а) и СВЧ-мощности, восстановленной по результатам измерения (б)

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, в целом проведенные исследования показали перспективность изготовления калориметрических нагрузок для гиротронов малой и средней мощности методом фотополимерной 3D-печати с последующим омеднением отдельных элементов. Была полностью подтверждена правильность заложенных предположений о возможных преимуществах разработанной технологии изготовления, включая высокую скорость измерений и отсутствие зависимости полученных данных от внешних условий.

В то же время эксплуатация разработанного фотополимерного калориметра выявила ряд недостатков. В частности, платой за полученные преимущества, обусловленные низкой теплопроводностью пластика по сравнению с металлами, являются сниженные прочностные характеристики фотополимерных изделий из пластика. Низкая прочность и хрупкость пластмассы могут приводить (и приводили) к водяным протечкам и поломкам. Тем не менее проектирование, изготовление и тестирование фотополимерного калориметра для гиротрона-драйвера позволили набрать существенный опыт работы по изготовлению объемных деталей по 3D-моделям. В частности, было выявлено, что направление 3D-печати и величина термической усадки прецизионно стыкуемых деталей должны строго учитываться. Это вводит ограничения на размер изготавливаемых деталей, но может быть учтено при проектировании. Кроме того, проблемы с прочностью могут быть решены при использовании более прочного пла-

стика. На данный момент ясно, что исправление обнаруженных недостатков позволит изготавливать надежные калориметры для гиротронов, в том числе и с мегаваттной мощностью излучения в единичных импульсах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Института прикладной физики РАН в рамках проекта «Создание мощных источников электромагнитного излучения ЭЦР-диапазона» (FFUF-2022-0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ananichev A.A., Fokin A.P., Kuftin A.N. et al. IEEE Electron Device Lett. 2025. V. 46. № 11. P. 2142. <https://doi.org/10.1109/LED.2025.3604060>
2. Kirsanov A.V., Fokin A.P., Kuftin A.N. et al. IEEE Trans. Electron Dev. 2025. V. 72. № 10. P. 5759. <https://doi.org/10.1109/TED.2025.3602037>
3. Kuftin A.N., Denisov G.G., Chirkov A.V. et al. IEEE Electron Device Lett. 2023. V. 44. № 9. P. 1563. <https://doi.org/10.1109/LED.2023.3294755>
4. Kharchev N.K., Batanov G.M., Kolik L.K. et al. Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. Art. 013507. <https://doi.org/10.1063/1.4773544>
5. Vykhodtsev P.V., Klimov A.I., Rostov V.V., Tsyganov R.V., Priputnev P.V. IEEE Trans. Instrum. Meas. 2021. V. 70. P. 1. <https://doi.org/10.1109/TIM.2020.3034971>
6. Belousov V.I., Malygin V.I., Chirkov A.V., Denisov G.G., Kalynova G.I., Ilin V.I., Popov L.G. Quasi-Optical Control of Intense Microwave Transmission. Ed by J.L. Hirshfield, M.I. Petelin. NATO Sci. Ser. II: Math. Phys. Chem. V. 203. Dordrecht: Springer, 2005. P. 3. https://doi.org/10.1007/1-4020-3638-8_01

7. *Jung-Woo Ok, Seyong Choi, Byoung-Seob Lee, Jang-Hee Yoon, Jin Yong Park, Chang Seouk Shin, Mi-Sook Won.* J. Korean Phys. Soc. 2015. V. 66. № 3. P. 349.
<https://doi.org/10.3938/jkps.66.349>
8. *Lei Zhao, Weiye Xu, Handong Xu.* Proc. of SPIE. 2024. V. 13181. P. 1666.
<https://doi.org/10.1117/12.3031489>
9. *Guo Guo, Junwei Guo, Ling Gu, Xinjian Niu, Changyong Guo.* J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2018. V. 39. P. 1079.
<https://doi.org/10.1007/s10762-018-0532-0>
10. *Proyavin M.D., Kotomina V.E., Orlovskiy A.A. et al.* Micromachines. 2023. V. 14. № 10. P. 1897.
<https://doi.org/10.3390/mi14101897>
11. *Проявин М.Д., Котомина В.Е.* РФ Патент 2795771C1, 2023.

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 54.084

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ПОТЕНЦИОСТАТ-ГАЛЬВАНОСТАТ С БОЛЬШИМ ТОКОМ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ МЕТАЛЛ-ИОННЫХ АККУМУЛЯТОРОВ

© 2026 г. Е.А. Астафьев^а, А.Е. Укше^б

^а *Федеральный исследовательский центр проблем химической физики
и медицинской химии Российской академии наук*

Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семёнова, 1

^б *ООО “Центр водородной энергетики”*

Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семёнова, 1а

Поступила в редакцию 25.03.2026

После доработки 28.05.2026

Принята к публикации 05.06.2026

DOI: 10.7868/S3034564226040201

Литий-ионные, а также натрий-ионные аккумуляторы являются важнейшими компонентами современной электрохимической энергетики. Для их создания необходимо специализированное оборудование — как на этапе разработки, так и на этапе серийного выпуска [1]. В первую очередь, это нужно для выполнения большого количества циклов заряд-разряд в лабораторных условиях, а также для осуществления формiroвочных циклов на производстве.

Для решения этой задачи применяются специализированные потенциостаты-гальваностаты, называемые также циклерами. Обычно они имеют многоканальное исполнение для одновременной работы с несколькими аккумуляторами, так как в лабораторных исследованиях проведение циклического состаривания может длиться месяцами [2], а на производстве очень большое количество аккумуляторов одновременно может проходить процесс формирования.

Мы спроектировали мощный многоканальный потенциостат-гальваностат (циклер) CS-120-6. Он имеет 6 каналов, каждый рассчитан на выполнение заряда и разряда токами до 25 А. Для работы с малыми токами, от 50 мА, каждый канал имеет по два диапазона тока (25 и 6 А). Разрешение по задаваемому напряжению и току достигает 0.004 %, разрешение по регистрируемому напряжению — до 10 мкВ. Рабочий интервал напряжений при максималь-

ном токе составляет от 1 до 4.5 В, что позволяет работать с любыми типами литий-ионных аккумуляторов, в том числе и с перспективными высоковольтными.

Многоканальное исполнение позволяет эксплуатировать прибор в двух вариантах: 1) шесть независимых каналов до 25 А каждый; 2) режим параллельного включения всех каналов с током до 150 А. Параллельный режим легко включается в управляющем программном обеспечении, при этом токовые выходы переключаются со всех каналов на специализированный силовой терминал на передней панели при помощи встроенной в прибор параллельной шины и мощных коммутирующих реле в каждом канале. В параллельном включении прибор имеет три диапазона тока, 150, 25, 6 А, что позволяет проводить испытания в широком интервале токов при различных скоростях заряда-разряда.

Важнейшей особенностью циклера CS-120-6 является возможность измерения электрохимического импеданса (индивидуально в каждом канале). Эта техника крайне необходима при выполнении лабораторных исследований, например, для количественной оценки скоростей процессов интеркаляции ионов металлов в кристаллические структуры электродных материалов. На производстве же измерение импеданса позволяет быстро получить паспортную величину ESR (equivalent serial resistance,

сопротивление на частоте 1 кГц), например при осуществлении входного контроля аккумуляторов во время их сборки в батареи. Циклер CS-120-6 позволяет регистрировать спектры импеданса на частотах от 10 кГц до 100 мкГц при амплитудах возбуждающего синусоидального сигнала от 5 до 60 мВ. Это выгодно отличает его от имеющихся сегодня решений в области испытаний металл-ионных аккумуляторов. На рис. 1 приведены примеры спектров импеданса литий-ионного аккумулятора в заряженном и разряженном состояниях. Помимо этого, потенциостат CS-120-6 позволяет выполнять режимы с линейной разверткой потенциала, что тоже характерно обычно только для приборов исследовательского класса и помогает детально исследовать электродные процессы в макетах аккумуляторов в лабораторных условиях.

Исследовательские режимы удалось реализовать благодаря применению в каждом канале прибора современного управляющего микроконтроллера с ядром Cortex H7 с рабочей частотой 280 МГц, в который также встроен высокоточный двуканальный АЦП, настроенный на максимальное быстродействие 160 кГц. Пользователь может использовать его в импульсных режимах, которые, например, позволяют измерять величину омического сопротивления аккумуляторов с применением техники Δ -импульса или ступени напряжения или тока.

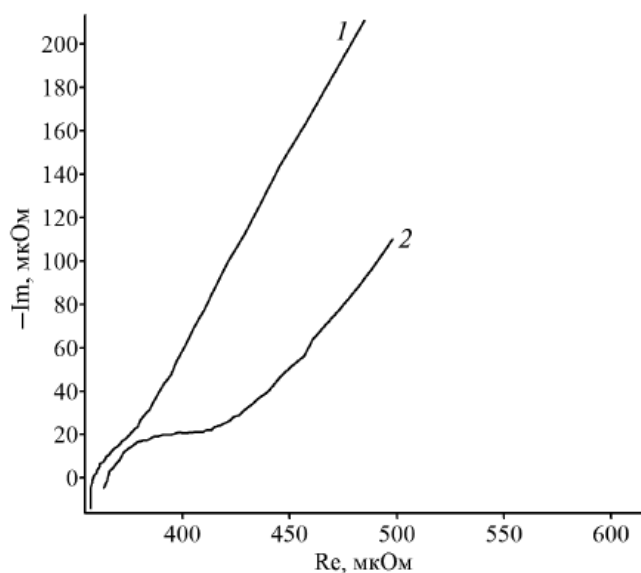


Рис. 1. Годографы импеданса для литий-ионного (Li–Fe) аккумулятора емкостью 105 А·ч, диапазон частот 0.3–300 Гц, амплитуда 10 мВ: кривая 1 – заряженный, кривая 2 – разряженный

Для удобства работы каждый канал циклера CS-120-6 имеет встроенный графический индикатор с разрешением 128×128 пикселей. На нем отображается информация о текущем состоянии – работа, измерение напряжения холостого хода, ожидание работы. Также выводятся значения текущего напряжения и тока, величина прошедшего заряда, номер цикла заряд-разряд, номер шага в нем, тип работы, а также другая информация.

Для расширения функциональных возможностей в каждый канал встроен цифровой интерфейс, позволяющий подключать специализированные внешние датчики температуры. Они позволяют измерять температуру тестируемых аккумуляторов для запуска или остановки работы при заданном значении температуры для программирования сложных экспериментов с пошаговым заданием температуры, например, в сторонней климатической камере. Измерения осуществляются при помощи гальванически изолированной термодпары с точностью до 1°C и разрешением 0.065°C .

Для собственной защиты прибор имеет ограничители по току и защиту от электростатики. Встроенные датчики температуры прибора регулируют обороты вентиляторов охлаждения, а также могут аварийно остановить работу при перегреве.

Конструктивно циклер CS-120-6 выполнен в стойном корпусе высотой 4U. Подключение к управляющему компьютеру осуществляется при помощи гальванически изолированного USB-интерфейса. Управление прибором выполняется при помощи специализированного программного обеспечения, позволяющего не только создавать самые разные программы работы, но и осуществлять первичную обработку данных. Каждый канал прибора имеет индивидуальный управляющий контроллер и встроенную энергонезависимую память на 5.3 млн точек данных, что гарантирует сохранность всех данных даже в случае отключения электричества или при потере связи с управляющим компьютером.

Таким образом, прибор CS-120-6 представляет собой мощный современный аппаратно-программный многоканальный исследовательский комплекс, не имеющий на сегодня аналогов, позволяющий с высокой точностью решать самые разнообразные современные

задачи в области разработки и тестирования металл-ионных аккумуляторов как в лабораторных условиях, так и на производстве.

ФИЦ ПХФ и МХ РАН (номер государственной регистрации 124013000692-4).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Астафьев Е.А. ПТЭ. 2018. № 2. С. 156.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218020118>
2. Astafev E.A. Meas. 2020. V. 154. P. 107492.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107492>

Адрес для справок: Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семёнова, 1, ФИЦ ПХФ и МХ РАН. E-mail: tdsipch@list.ru

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ,
НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.7868/S3034564226040219

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Васильева А.Г., Дурум А.А., Костин М.Ю., Майшеев В.А., Парменова Е.В., Питалев В.И., Полуэктов И.В., Сандомирский Ю.Е., Чесноков Ю.А., Янович А.А. Исследование фокусирующих кристаллических устройств в пучке протонов с энергией 50 ГэВ. — 10 с., 8 рис.

Получение пучков частиц на ускорителях является сложной научно-технической задачей, особенно в области Получение пучков частиц на ускорителях является сложной научно-технической задачей, особенно в области высоких энергий. Пучки частиц на крупных ускорителях обычно отклоняются и фокусируются электромагнитами (дипольными и квадрупольными элементами), где используется поперечное магнитное поле. Новый подход для этой задачи может быть реализован с помощью кристаллических элементов, обладающих как отклоняющими, так и фокусирующими свойствами. В настоящей работе сообщается о тестировании в пучке протонов ускорительного комплекса У-70 НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ двух фокусирующих кристаллов с фокусными расстояниями 6.7 м и 9.4 см. Первый кристалл оптимален для энергий частиц диапазона гигаэлектронвольт, второй может использоваться на ускорителях с энергиями меньше или порядка 1 ГэВ.

Жигарева Н.М., Мартемьянов А.Н., Ставинский А.В., Стеханов В.Н., Таэр Г.С. Метод коррекции для установок с тяжелыми кристаллами. — 8 с., 7 рис.

Целью данной работы является разработка электроники для измерения времени пролета частиц в детекторе на основе сцинтиллятора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. В качестве регистратора использовались SiPM марки SensL S13360-6050PE. Рассматривается возможность замены пассивных слоев в нейтронных 3D-детекторах, разрабатываемых для установок ускорительного комплекса NICA

в ОИЯИ, на активные, изготовленные из сцинтилляторов большой плотности.

Крившич А.Г., Андреев В.А., Гасанов М.И., Гасанов Д.М., Иванов В.Ю., Иванов Е.А., Иванова М.М., Ильин Д.С., Майсузенко Д.А., Парченко И.Н., Фетисов А.А., Филимонова Н.Н., Шабанов Г.Д. Исследование характеристик дрейфовых трубок для спектрометра PAS. — 12 с., 13 рис.

В рамках создания протонного спектрометра PAS для эксперимента R3B (ФАИР, Германия) была разработана технология изготовления трубок из алюминиевого сплава АМГ-5 с очень малой толщиной стенки (0.22–0.24) мм. Все трубки прошли выходной контроль на фирме-производителе и входной контроль в отделе трековых детекторов ОФВЭ ПИЯФ, где из них были изготовлены дрейфовые трубки. Последние прошли испытания на герметичность в вакууме. На базе этих дрейфовых трубок были собраны и испытаны два прототипа для детекторных плоскостей спектрометра: прототип № 1 (детекторные плоскости Y_1 , длина 1000 мм) и прототип № 2 (детекторные плоскости X_2 и Y_2 , длина 2500 мм). Представлены результаты испытания данных прототипов путем тестирования их работы с радиоактивными источниками ^{90}Sr и ^{55}Fe . Детально описаны измерения рабочих характеристик прототипа № 2 как более сложного в плане конструкции. Измерены токовые и счетные характеристики дрейфовых трубок, а также величина коэффициента газового усиления в дрейфовых трубках при разном давлении газовой смеси. Дано заключение о диаметре анода и о пригодности разработанной технологии к созданию спектрометра PAS.

Мусяев Р.К., Максимкин И.П., Балуев В.В., Кирдяшкин А.А., Тивикова О.А., Рыжухина А.В., Першина В.М., Буряк Е.В., Вертей А.В., Юхимчук Ал.А., Гуркин А.И., Фильчагин С.В., Вихлянцева О.П., Гуринов Н.Е., Дроздова Д.С.,

Жирунов А.А., Катаев Н.В., Пешехонова Т.В., Юхимчук Ар.А. Тритиевая инфраструктура для фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2. — 13 с., 10 рис.

Для изучения нейтронно-избыточных ядер в РФЯЦ–ВНИИЭФ разработана тритиевая инфраструктура для безопасной работы специализированного оборудования с целью наполнения физических криогенных мишеней с определенной плотностью трития (в газовых и жидких фазах) при проведении ядерно-физических исследований на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2 в ЛЯР ОИЯИ. Представлены структура и принципы работы системы тритиевого обеспечения, а также состав и функциональные возможности основных составных частей: системы очистки газовой смеси, изолированной в перчаточном боксе системы утилизации с генератором и ловушкой трития, системы наполнения с криогенной мишенью в составе транспортируемого мишенного блока и автоматизированной системы контроля и управления инфраструктурой. Рассмотрены характеристики и особенности составных частей тритиевой инфраструктуры, позволяющие осуществлять различные режимы безопасной эксплуатации, включая наполнение и охлаждение/отепление криогенной мишени.

Решетников С.Ф., Васильева А.Г., Дурум А.А., Костин М.Ю., Парменова Е.В., Полуэктов И.В., Сандомирский Ю.Е., Чесноков Ю.А., Янович А.А. Защита септума в ускорителе У -70 с помощью кристаллического устройства. — 11 с., 6 рис.

На крупных ускорителях циркулирующий пучок частиц выводится из кольца с помощью устройств, называемых септумами. Часть циркулирующего пучка наводится на апертуру септума, отделенного металлической перегородкой, и отклоняется дальше электростатическим или магнитным полем. Частицы, попадающие в перегородку, вызывают ее радиационный разогрев и создают фон на установках. Экспериментально показано, что кристаллический отклоняющий прибор, установленный на определенном расстоянии от септума, путем отражения частиц в массиве изогнутых кристаллов может уменьшить долю частиц, взаимодействующих с перегородкой, на 65 %.

Швецов В.В., Дроздов В.А., Горбунов Н.В. Имитатор сигналов для настройки систем сбора данных экспериментальных установок на реакторе ИБР-2М. — 8 с., 9 рис.

Целью настоящей работы являлась разработка испытательного стенда с имитатором сигналов реактора, прерывателей и детекторов для системы сбора данных на спектрометре фурье-дифрактометра высокого разрешения реактора ИБР-2М. Испытательный стенд обеспечивает генерирование сигналов многоканальной детекторной системы с имитацией типичного времяпролетного спектра тепловых нейтронов на фурье-дифрактометре высокого разрешения, фурье-стресс-дифрактометре и других установках. Для оценки максимальной скорости накопления данных системы MPD-32 имитатор обеспечивает формирование регулируемой интенсивности потоков для 32 детекторных сигналов и сигналов прерывателя нейтронов.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Baoqiang Du, Dunzhi Yao, Aojie Zhao. High-accuracy frequency measurement and analysis based on different frequency phase coincidences peak detection. — 19 p., 13 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The phase coincidence points generated during the distinct frequency phase comparison process have an adverse effect on the stability of the counter gate, which further directly affects the accuracy and reliability of frequency measurement equipment. However, there are still great challenges in accurately maintaining the stable triggering of the phase coincidence points to the counter gate due to the randomness of the edge-triggered pulses at the phase coincidence points. To address the problem, a high-stability frequency measurement and analysis method utilizing the peak detection of phase coincidence points is proposed. First, the reference and measured signals are synchronously detected to generate the distinct frequency phase coincidence points. Second, the phase coincidence points of different frequencies are converted into rectangular pulses with uniform pulse width. The trailing edge of these rectangular pulses is extracted upon synchronization with the system clock signal to control the counting of the phase synchronization pulses. Third, the count values of each phase synchronization pulse are stored, shifted, and

compared to detect the peak value of the phase coincidence point for distinct frequencies, which identifies the optimal phase synchronization pulse. Finally, this optimal phase synchronization pulse serves as the gate; the reference and measured signals at the gate time are quantized separately to obtain the count values. Ultimately, through data processing and analysis, the measured frequency and its precision can be accurately determined. The experimental results indicate that the frequency measurement system developed using this method achieves the frequency difference of 0.206 Hz, the frequency measurement range of 1–100 MHz, and the frequency stability of 10–14 at 1 s. In comparison to the conventional high-accuracy frequency measurement and analysis methods, the proposed method exhibits significant innovation and performance advantages. Additionally, the frequency measurement system formed by this method offers benefits such as ease of chip integration, low power consumption, reliability, and stability.

Shanhao Yu, Jing Ma, Minquan Li. Research and design of a highly isolated dual-element quad-notch MIMO antenna. — 12 p., 16 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

To address the issue of coupling between multiple antenna units in 5G communications, an isolation level of –20 dB was achieved by arranging the antenna units in an orthogonal configuration. In addition, to filter out narrowband signals present in the ultra-wideband frequency band, by etching n-shaped and U-shaped structures onto the surface of the radiating element and adding L-shaped and C-shaped parasitic elements to the radiating element, this results in four notches in the antenna's response at 3.5–4.22 GHz, 5.15–5.61 GHz, 7.3–8.2 GHz, and 9.4–10.1 GHz. To verify the experimental results, the product was manufactured and tested, and the test results showed a high degree of agreement with the simulation. The experimental results indicate that the antenna designed in this paper holds promise for application in the field of 5G communications.

Соколов Ю.М., Стоякин В.В., Сурков А.С., Трешиков В.Н., Харламов В.А. Оценка полосы рабочих частот электрооптических модуляторов на основе измерения характеристических параметров копланарных волноводов. — 8 с., 9 рис.

Предлагаемая статья посвящена вопросам расчета ширины полосы рабочих частот электрооптического модулятора, которая определяется значением максимальной рабочей частоты модулятора. Приведена формула, позволяющая оценить максимальную рабочую частоту модулятора на основе значений скорости и затухания электрической СВЧ-волны в копланарном волноводе модулятора, а также методика вычисления и измерения этих параметров и подбора согласующей нагрузки копланарного волновода.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Васильев М.Н., Васильева Т.М. Генератор многокомпонентной электронно-пучковой плазмы: разработка и испытания. — 17 с., 9 рис.

Описана экспериментальная установка, предназначенная для генерации потоков холодной сильнонеравновесной плазмы инъекцией концентрированных электронных пучков в многокомпонентные газовые и парогазовые смеси, а также в газы, содержащие конденсированную дисперсную фазу, с химическим взаимодействием компонент плазмообразующих сред. Установка прошла полный цикл поэлементных и комплексных испытаний в непрерывных и импульсно-периодических режимах генерации до- и сверхзвуковых плазменных потоков в неограниченном пространстве и цилиндрических каналах в условиях планируемых физических и технологических экспериментов.

Овчинников А.В., Ситников Д.С., Чегонов О.В., Агранат М.Б., Гоман Д.А., Гулевич А.Е. Регенеративный усилитель фемтосекундного лазера с активной средой хром-форстерит и многомодовым лазером накачки. — 11 с., 7 рис.

Представлены результаты экспериментального исследования работы регенеративного усилителя тераваттной фемтосекундной хром-форстеритовой лазерной системы при использовании лазера накачки с многомодовым пространственным распределением пучка. Наносекундный импульсно-периодический лазер с диодной накачкой и воздушным охлаждением позволял получить импульсы с длиной волны 1064 нм, длительностью около 10 нс, энергией до 160 мДж и частотой повторения 10 Гц. Показано, что при

оптимальном согласовании диаметров пучков усиливаемого излучения и накачки достигается стабильный режим усиления. При энергии накачки приблизительно 12 мДж выходная энергия составила 670 мкДж. Продемонстрирована возможность одновременного использования данного лазера для накачки регенеративного и многопроходного усилителей. После шести проходов в многопроходном усилителе была получена энергия импульса с длиной волны 1240 нм примерно 3 мДж.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Junyao Wu, Huan Cai, Yuqiu Yang, Tao Zhou, Zixuan Guo, Miao Zhang, Nianxing Hou, Wenqing Huang, Qiaoling Sun, Liangbin Deng, Geng Jiang, Bangyong Yin, Xi Jiang, Jungang Yin, Linfeng Deng. A wood moisture content measurement method based on microwave pseudo-waveguide and LSTM neural network. — 11 pp., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

This paper presents a wood moisture content measurement method based on a microwave pseudo-waveguide structure and a Long Short-Term Memory (LSTM) neural network. The magnitude and phase of scattering parameters S_{11} and S_{21} are extracted as feature inputs for the moisture content prediction model, with frequency bands optimized according to moisture content correlation. Experiments were conducted on *Platanus×acerifolia* trunk samples, where 75 datasets under different moisture content levels were obtained through stepwise drying and divided into training and test sets at a 4:1 ratio. Test results demonstrate that in ten independent predictions, the coefficient of determination (R^2) consistently exceeded 0.99, while the root mean square error (RMSE) and mean absolute error (MAE) remained below 0.01. The best prediction achieved $R^2 = 0.9986$, RMSE = 0.0057, and MAE = 0.0041. The system offers non-contact, non-destructive, and real-time operation, validating the effectiveness and high accuracy of the microwave pseudo-waveguide and LSTM neural network for wood moisture detection. The microwave measurement method and moisture content artificial neural network is promising in forestry and agriculture.

Аммосов П.П., Гаврильева Г.А., Колтовской И.И., Николаев Е.М., Юмшанов Н.Н. Наземные спектрографы для измерения вращательной температуры ОН(3–1), установленные на меридиональной сети в Якутии. — 14 с., 8 рис.

Представлены характеристики спектрографов, предназначенных для измерения интенсивности излучения полосы ОН(3–1) и определения температуры атмосферы на высоте примерно 87 км по ее вращательной структуре. Создана первая в Якутии меридиональная сеть из трех станций в широтном диапазоне 56.7°–71.5° с.ш. Основу сети составляют спектрографы Shamrock и модернизированный спектрограф на базе монохроматора МДР-12, оснащенные высокочувствительными охлаждаемыми In-GaAs-фотодиодными регистраторами. Разработанная методика измерений и обработки данных обеспечивает определение вращательной температуры с точностью до 2 К при отношении сигнал/шум более 20. Проведенные калибровочные измерения подтвердили согласованность данных, получаемых различными типами приборов сети. Установлено, что систематическая разность температур, измеренных спектрографами Shamrock и МДР-12, составляет +1.83 К при стандартном отклонении 2.64 К, что позволяет привести данные к единой шкале и обеспечить их однородность для исследования пространственно-временной изменчивости параметров мезопаузы, включая изучение отклика на 27-суточные и 11-летние вариации солнечной активности.

Балахонов Д.Г., Гуров К.О., Миндубаев Э.А., Данилов А.А. Экспериментальный модульный комплекс для многопараметрических исследований систем индуктивной передачи энергии имплантируемых медицинских приборов. — 14 с., 3 рис.

Представлен экспериментальный модульный комплекс для многопараметрических исследований систем индуктивной передачи энергии имплантируемых медицинских приборов. Для демонстрации реализуемости предложенной архитектуры изготовлен вариант экспериментального комплекса для исследования систем индуктивной передачи энергии имплантатам, обеспечивающий изменение входного напря-

жения инвертора в диапазоне 8.6–12.5 В при относительной погрешности $\pm 8.1\%$, рабочей частоты системы индуктивной передачи энергии в диапазоне 62.12–68.66 кГц при относительной погрешности $\pm 1.51\%$, высокоомной эквивалентной нагрузки в диапазоне 510–7410 Ом при относительной погрешности $\pm 2.2\%$ и шаге изменения 510 Ом, низкоомной эквивалентной нагрузки в диапазоне 1–256 Ом при относительной погрешности $\pm 5\%$ и шаге изменения 1 Ом, емкости компенсирующего конденсатора в диапазоне номинальных значений 0.1–13.23 нФ при относительной погрешности $\pm 4.67\%$ и шаге 0.1 нФ. Разработанный комплекс позволяет проводить исследование характеристик и технические испытания систем индуктивного питания с выходной мощностью, меняющейся в диапазоне от 10 мВт до 10 Вт. Таким образом, этот комплекс может быть использован при создании систем индуктивного питания для имплантируемых медицинских приборов, относящихся к различным классам по потребляемой мощности.

Воронов К.Е., Калаев М.П., Телегин А.М. Результаты космического испытания многофункциональной аппаратуры дч-01 для исследования деградации материалов и радиоэлементов в околоземном пространстве. — 12 с., 11 рис.

В статье приводится описание научной аппаратуры (ДЧ-01) предназначенной для экспериментального изучения деградации образцов поверхностных элементов космического аппарата, а также результаты лётного эксперимента по изменению спектральной прозрачности кварцевого стекла в процессе 6-летнего экспонирования на орбите.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Yuqing Liu, Fei Kou, Jizhou Han, Hongbo Qin, Yan Liu. A piezo-driven force sensor calibration device with stiffened displacement amplifier. — 11 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Easy calibration is an important stimulus for the development of low-range force sensors. This paper proposes a piezo-driven calibration device for force sensors, in which the operating stiffness is guaranteed through a stiffened displacement amplifier. The an-

alytical and experimental results show that the stiffened amplifier mechanism can significantly increase the longitudinal output stiffness and lateral resistance stiffness by 54.55 % and 568 % at the expense of a small reduction in amplification ratio. In the practical calibration, the scale factor of to-be-calibrated sensor obtained using the proposed device has a relative error of 0.54 % compared with the value from standard weights; the device has favorable advantages in compactness and usability.

Васильев А.Е., Бесов А.С., Андреев Д.О. Количественная интерпретация измерений вискозиметра Brookfield DV3TLV: пересчет скорости сдвига, поправочные коэффициенты и границы применимости. — 37 с., 13 рис.

Рассматривается практическое применение вискозиметра Brookfield DV3TLV для определения реологических характеристик различных типов жидкостей, установления диапазонов применимости входящих в комплектацию прибора измерительных систем и анализа достоверности получаемых с их помощью данных. Сравнение результатов измерений вискозиметра осуществляется с референсным реометром высокого класса MCR 302 австрийской фирмы Anton Paar. В исследование включены как ньютоновские (вода, глицерин), так и неньютоновские жидкости (гуаровые гели), демонстрирующие существенные различия в зависимости изменения вязкости от скорости сдвига. По результатам сравнения измерений на вискозиметре Brookfield DV3TLV и реометре MCR 302 рассчитаны эмпирические коэффициенты, связывающие частоту вращения шпинделя со скоростью сдвига с учетом геометрии измерительных систем. Анализ моментного критерия Рейнольдса показал повышенный вклад инерционных эффектов при измерении низковязких жидкостей на высоких скоростях сдвига. Предложенные подходы к интерпретации данных, полученных на приборе Brookfield, могут быть использованы для более точной оценки вязкости технологических жидкостей с определенной для каждой измерительной системы и режима ее работы точностью.

Яминский Д.И., Ахметова А.И., Терентьев А.Д., Советников Т.О., Яминский И.В. Пьезокерамический динамический эталон для калибровки атомно-силового микроскопа. — 11 с., 5 рис.

Продemonстрировано применение динамического пьезокерамического эталона для калибровки сканирующего зондового микроскопа. Принцип работы динамического эталона построен на модуляции горизонтального смещения измеряемого образца периодическим сигналом, которую можно осуществлять во время основного измерения топографических характеристик. Динамический эталон представляет собой управляющую плату, генерирующую модулирующий

сигнал, и подключенную к ней пьезокерамическую пластинку с известным пьезомодулем. Цель работы — развитие методов метрологического обеспечения для сканирующей зондовой микроскопии на основе предложенного пьезокерамического эталона для динамической калибровки зондового микроскопа. Полученные с помощью пьезокерамического эталона трехмерные изображения позволяют калибровать Z -перемещение сканера с точностью 1.06 ± 0.04 нм с доверительной вероятностью 95 %.