

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2022

Рекомендации авторам ПТЭ по подготовке статей к печати	5
Установки для электроразрядных технологий и их технические применения (<i>обзор</i>)	
<i>А. В. Харлов</i>	14
Широкополосные тракты усиления сигналов полупроводниковых детекторов излучения и частиц (<i>обзор</i>)	
<i>Е. А. Пурыга, А. Д. Хильченко, А. Н. Квашнин, Д. В. Моисеев, С. В. Иваненко</i>	44

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение параметров детекторов передней сцинтилляционной стенки эксперимента VM@N

*А. Г. Баранов, В. А. Басков, В. К. Василенко, Д. П. Герасимов,
Ф. Ф. Губер, В. А. Дронов, А. П. Ивашкин, А. В. Известный,
Н. М. Карпушкин, А. И. Львов, С. В. Морозов,
В. В. Полянский, Г. Х. Салахутдинов*

58

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Радиочастотный времяпролетный масс-анализатор ионов с малым расстоянием между планарными дискретными электродами

Е. В. Мамонтов, З. Ф. Громова, В. Н. Двойнин, Р. Н. Дятлов, А. Г. Шевяков

63

Определение спектра импульсного ионного пучка по осциллограммам тока и напряжения

А. И. Пушкарев

68

Влияние протока газа на эффективность плазменной системы очистки входного зеркала оптической диагностики ИТЭР “Активная спектроскопия”

А. В. Рогов, Ю. В. Капустин

77

Влияние металлических сеток на характеристики ионного пучка в лазерно-плазменном источнике

*Ю. А. Сатов, А. В. Шумиуров, А. А. Лосев,
А. Н. Балабаев, И. А. Хрисанов, А. А. Васильев*

82

Разработка зондовой системы для измерения параметров плазмы и регистрации высокоэнергетичной части функции распределения электронов

А. И. Сайфутдинов, С. С. Сысоев

92

Автоматизация установки для регистрации спектров фотолюминесценции на базе платформы Netduino	
<i>А. Л. Филатов, О. А. Бышевский-Конопко, Н. Г. Яременко, М. В. Карачевцева, Е. М. Кораблев</i>	97
Компактные пикосекундные диодные лазеры	
<i>Е. С. Вороний, К. Ф. Ермалицкая, Ф. А. Ермалицкий, А. Е. Радько, Н. В. Ржеуцкий, М. П. Самцов</i>	100
Использование метода оптического рычага для получения ударных адиабат материалов	
<i>В. И. Таржанов</i>	106
Влияние режима работы рентгеновской трубки на юстировку дифрактометра	
<i>Р. Ф. Альмухаметов, А. Д. Давлетишина, И. Т. Камалтдинов</i>	120

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Моделирование градиентной системы для безгелиевого магнитно-резонансного томографа	
<i>А. Н. Багдинова, А. С. Рыбаков, Е. И. Демихов, Т. Е. Демихов, В. В. Лысенко, В. П. Тарасов, Б. А. Шумм, Д. С. Дмитриев</i>	124

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Установка по измерению спектральной дисперсии квантового выхода	
<i>А. В. Ермачихин, Ю. В. Воробьев, Е. П. Трусов</i>	134
Установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы	
<i>В. С. Калашников, В. В. Коледов, Д. С. Кучин, А. В. Петров, В. Г. Шавров, М. С. Быбик, А. В. Несоленов</i>	139
Применение стандартной полуконтактной моды атомно-силового микроскопа для локального исследования электронной системы углеродных нанотрубок в условии вакуума	
<i>А. А. Жуков</i>	143
Экспериментальный стенд для исследования растворимости и фазовых переходов в системе “углеводород–сверхкритический CO ₂ ” в широком диапазоне давлений и температур	
<i>А. В. Радаев, А. А. Мухамадиев, А. Н. Сабирзянов</i>	148
Метод безэлектродного контактирования пьезоэлемента в иммерсионном преобразователе для использования в высокотемпературных проводящих жидких средах	
<i>О. Шаповалов</i>	154

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Устройство для регистрации физиологических параметров лабораторных животных

*В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов,
С. Д. Солнушкин, В. Н. Чихман*

159

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

162

Правила публикации в ПТЭ

165

УВАЖАЕМЫЕ АВТОРЫ И ЧИТАТЕЛИ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА”

Наш журнал открывает раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”.

Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ.

Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами.

Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как "дополнительные материалы" к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

*Редакционная коллегия журнала
“Приборы и техника эксперимента”*

РЕКОМЕНДАЦИИ АВТОРАМ ПТЭ ПО ПОДГОТОВКЕ СТАТЕЙ К ПЕЧАТИ

DOI: 10.31857/S0032816222010268

Опыт работы редакции ПТЭ показывает, что многие статьи не принимаются в печать или их невозможно опубликовать в представленном авторами виде из-за несоответствия правилам ПТЭ. Это влечет за собой неоправданно большую работу по редактированию статей как работниками редакции, так и авторами. Процесс доведения статей до состояния, которое удовлетворит потенциальных читателей журнала, приводит к росту сроков публикации. Такое положение дел указывает на то, что краткие правила для авторов, приводимые в каждом номере журнала, необходимо разъяснить и дополнить подробными рекомендациями по написанию и подготовке статей к публикации.

Редакция составила нижеследующие рекомендации, которыми настоятельно просим пользоваться при написании статей. Их выполнение позволит избежать напрасной траты сил и времени и облегчит сотрудничество авторов с редакцией, цель которого — с возможной полнотой донести суть сделанного до читателей.

1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

Статья должна соответствовать **профилю** журнала и принятым **формам публикации**, быть **оригинальной и информативной**. Несоответствие любому из этих требований ведет к отказу от публикации, который может последовать на любой стадии работы над статьей, в том числе и при положительной рецензии, так как редакция оставляет за собой право окончательного суждения о каждой статье.

1.1. Профиль журнала. ПТЭ публикует статьи, посвященные методике физического эксперимента, разработке новых установок, приборов и технологических приемов, используемых в практике исследовательских лабораторий, специализирующихся на применении физических методов во всех областях науки. Достаточно полно и конкретно тематику журнала отражает рубрикатор предметного указателя, помещаемого каждый год в № 6 журнала.

Редколлегия постоянно корректирует профиль журнала соответственно развитию науки и техники. Поэтому статья может быть отклонена,

как не соответствующая профилю, несмотря на наличие прецедента.

Для ПТЭ не подходят статьи, посвященные различным аспектам промышленной технологии. Их следует направлять в соответствующие специализированные журналы. Авторы должны также иметь в виду, что статьи по вопросам метрологии публикует журнал “Измерительная техника”, по анализу работы радиоэлектронных устройств — “Радиотехника и электроника”, “Вопросы радиоэлектроники”.

Статьи, посвященные общей технике э.в.м., не имеющие непосредственного отношения к какой-либо задаче физического эксперимента, ПТЭ не публикует. Их следует направлять в соответствующие специализированные журналы.

Существует ряд журналов, тематика которых перекрывается с тематикой ПТЭ. В таких случаях, исходя из удобства читателей, мы рекомендуем посылать статью в тот журнал, где была опубликована большая часть материалов по конкретному рассматриваемому в статье вопросу.

1.2. Формы публикации. В ПТЭ предусмотрены следующие формы публикации: обзоры, оригинальные статьи, комментарии к статьям, ранее опубликованным в ПТЭ, описания новых приборов и материалов лабораторного изготовления, статьи по тематике нового раздела ПТЭ “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”, а также рекламные объявления о выпускаемых новых приборах, специализированных выставках и научных конференциях по тематике журнала.

1.2.1. Обзоры. В ПТЭ публикуются обзоры, посвященные любым актуальным вопросам техники физического эксперимента, представляющим широкий интерес. Обзоры должны быть рассчитаны на квалифицированного читателя-физика, не имеющего, однако, значительного опыта работы в рассматриваемой конкретной области. Их основная цель — помочь читателю сориентироваться в новой для него области, оценить открывающиеся возможности и облегчить поиск публикаций, описывающих наиболее интересные решения возникающих задач. Соответственно этому обзор должен осветить следующие вопросы: области применения рассматриваемых методов и устройств; их место в ряду аналогичных

или близких методов с критическим анализом преимуществ и недостатков; описание физических принципов с анализом принципиальных и достигнутых технических пределов; краткое описание конкретных, наиболее удачных с точки зрения автора обзора практических решений, описанных в литературе. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

Следует обратить внимание на то, что обзор не должен сводиться к перечислению того, что сделано, и к библиографии. Не нужно стремиться упомянуть все известные автору работы в рассматриваемой области, а цитирование списком совершенно недопустимо. Каждая работа из списка литературы должна быть изложена в тексте в такой степени, чтобы заинтересованный читатель мог судить о целесообразности ее изучения в свете стоящих перед ним задач.

Обзоры, базирующиеся в основном на публикациях многолетней давности и рассматривающие вопросы, с достаточной полнотой освещаемые в книгах, редакцией отклоняются как неактуальные. Не публикуются и обзоры исторического характера.

Обзоры, содержание которых сводится к описанию приборов, выпускаемых промышленностью (в том числе и зарубежной), подменяющие собой каталоги и рекламную информацию, требованиям ПТЭ не отвечают и к рассмотрению не принимаются.

Авторам надо иметь в виду, что кроме прямой задачи — информировать о новой области работ — обзоры должны способствовать расширению кругозора всех читателей журнала. Поэтому редакция предъявляет высокие требования к качеству изложения материала. Это обязывает особенно тщательно подходить к написанию обзора, добиваться ясности изложения, следить за выполнением требований стилистики и грамматики русского языка.

1.2.2. Оригинальные статьи должны содержать: описание новых методических приемов, установок и приборов, создание или усовершенствование основных характеристик которых осуществлено на основе новых идей или новых физических результатов; изложение исследований работы промышленных устройств в режимах, расширяющих возможности их использования, но не предусмотренных изготовителем, и их усовершенствований или выявляющие их скрытые недостатки; описание лабораторных методов получения новых материалов, образцов для исследования (кристаллов, пленок и т.п.). Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам, решаемым физическими методами эксперимента, описанные и проиллюстрированные в статье.

Сообщения, в которых усовершенствование приборов и установок предлагается достигать простой заменой их элементов новыми аналогами, редакция ПТЭ рекомендует подготавливать для публикации в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”. Описание установок, в которых реализуются известные методы путем использования промышленных или ранее описанных приборов по их прямому назначению, а также сообщения об использовании известных методических приемов не могут являться предметом публикации.

Оригинальность представленного материала является необходимым, но не достаточным условием опубликования в ПТЭ. Принимаются только такие статьи, содержание которых может быть интересно широкому кругу исследователей. Описание установок, устройств, методов для решения частных задач или могущих быть использованными только при проведении определенных конкретных экспериментов рекомендуется присоединять к статьям, в которых описываются результаты измерений, и публиковать их в соответствующих журналах.

Оригинальные статьи должны быть написаны так, чтобы, пользуясь ими, квалифицированный читатель мог воспроизвести устройство или метод. Для этого они должны содержать исчерпывающую информацию об оригинальных решениях, дополненную ссылками на работы, из которых заимствованы известные ранее элементы.

1.2.3. В разделе Комментарии к статьям помещаются замечания по существу к статьям, ранее опубликованным в ПТЭ, и ответы авторов на них. Вопросы приоритета не могут служить темой обсуждения в журнале. Их следует разрешать в установленном законом порядке.

1.2.4. В разделе Приборы, изготовленные в лабораториях публикуется информация о новых промышленных и лабораторных разработках физических приборов и новых материалов. Она должна содержать наименование прибора (материала), краткое описание принципа действия, основные технические характеристики. Информацию о приборе можно дополнить его фотографией в рабочем состоянии; информацию о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качестве. Допускаются график или схема, характеризующие возможности прибора. Авторы статей, публикуемых в этом разделе, берут на себя обязательство сообщать заинтересованным лицам исчерпывающие сведения об описываемых приборах и материалах, для чего публикуется адрес, по которому следует обращаться за получением прибора или за дополнительной информацией. Статьи, опубликованные в разделе “Приборы, изготовленные в лаборато-

риях", не переводятся на английский язык и не включаются в переводную версию ПТЭ "(Instruments and Experimental Techniques").

1.2.5. В разделе "Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента" можно не только публиковать текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как "дополнительные материалы" к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>). Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ.

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

1.2.6. Описываемые устройства должны быть изготовлены и испытаны в эксперименте, показавшем их преимущества по сравнению с описанными ранее; эти усовершенствования нужно четко указать в статье. Редакция воздерживается от публикации статей, рассматривающих еще не осуществленную идею нового метода или прибора либо содержащих описание изобретения. Исключение составляют лишь те случаи, когда практическое осуществление предложения требует больших материальных затрат, что делает целесообразным предшествующее публичное обсуждение (пример: ускорители, телескопы).

1.2.7. Рекламные объявления должны соответствовать тематике журнала.

2. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО НАПИСАНИЮ СТАТЬИ

2.1. Объемы публикуемых материалов. Формальных ограничений на объем обзоров и оригинальных статей нет. Рекомендуется ориентироваться на объем ~30 страниц для обзора и ~8–12 страниц для оригинальной статьи. Для остальных видов публикаций установлены следующие нормы: комментарий и ответ на него – по 2 страницы и 1 рисунку; краткая информация о новых приборах – 3–4 страницы и 2 рисунка; рекламные и другие объявления – соответственно договоренности.

Редакция рекомендует авторам не разбивать существенно большую статью на несколько небольших или жертвовать полнотой изложения ради краткости. В то же время следует избегать увеличения объема приведением общеизвестных сведений или сведений, лишь косвенно относя-

щихся к теме статьи, подробных математических выкладок, излишним цитированием литературы и т.п.

Необходимость строгого выполнения требований, изложенных в предыдущем разделе, требует от авторов тщательной подготовки представляемого материала. Форма изложения диктуется конкретным материалом и индивидуальностью автора, и невозможно дать детальные рекомендации, годные для всех случаев. Поэтому рассмотрим только наиболее общие положения.

2.2. Структура статьи. Прежде всего следует обдумать структуру статьи и способ представления конкретного материала: текстовой, графической, в виде таблиц. Надо избегать приведения таблиц и рисунков, если содержащаяся в них информация может быть полностью выражена словесно. Например, фразу "Зависимость выходного сигнала от входного с точностью ...% линейна" нет нужды иллюстрировать графиком. Излишне также приводить графики функций, даваемых простыми аналитическими выражениями, и т.п. Рисунки не должны дублировать друг друга. Например, для функций от двух независимых переменных достаточно привести только одно семейство кривых, у которых одна переменная дается координатой, а другая является параметром.

Не следует приводить все полученные автором результаты, если это не увеличивает существенно информативность статьи. Так, при исследовании партии приборов, отклонение характеристик которых от идеальных или усредненных вызывается неконтролируемыми процессами, достаточно для иллюстрации привести только одну-две из них, оговорив в тексте пределы их изменений для всей партии.

Приводить структурные схемы нужно лишь для устройств со сложными связями между их частями или для устройств, составленных из блоков, большая часть которых не оригинальна и принципиальные схемы которых не приводятся. Для разъяснения структуры оригинальных приборов, для которых представление принципиальной схемы является обязательным, можно рекомендовать выделить на схеме отдельные блоки пунктирными рамками и снабдить их соответствующими обозначениями. Установки, содержащие небольшое количество приборов с простой структурной связью между ними, например составленные из последовательно включенных приборов, нетрудно описать словесно.

Таблицы следует приводить только в тех случаях, когда нужно представить одновременно различные характеристики большого числа однородных образцов или устройств либо одного устройства, работающего в различных режимах. Характеристики единичных устройств надо описывать непосредственно в тексте. Если речь идет

об одной характеристике, то графический способ ее представления предпочтителен ввиду его наглядности. Приведение таблицы в этом случае может быть оправдано, если на рисунке информация будет искажена, например при точности измерения, лучшей 1%.

2.3. Написание статьи. Текст статьи обычно должен содержать: введение; теоретическое рассмотрение конкретного способа осуществления метода или устройства; способ исследования интересующих автора характеристик; достигнутые результаты, примеры применения и рекомендации по использованию предложенного решения; список литературы; подписи к рисункам и, при необходимости, приложения. В зависимости от конкретного содержания статьи часть из этих разделов может отсутствовать или быть сведена к минимуму. Например, для прибора с очевидными областями применения вполне достаточно описания созданной конструкции и достигнутых результатов.

2.3.1. Во введении и должно содержаться краткое и деловое описание цели работы, анализ наиболее успешных альтернативных методов решения поставленной задачи, изложение требований, налагаемых спецификой эксперимента. Авторы зачастую стремятся во введении привести сведения, не имеющие прямого отношения к теме статьи, подробно описывая общие задачи, стоящие перед коллективом, в который входит автор, решающий конкретный частный вопрос. Сведения такого рода адресуются скорее не читателю, а редакции с целью убедить ее в важности статьи. Делать этого не нужно, так как вопрос о целесообразности публикации решается, исходя из оценки того, что сделано и описано автором, а не из перспективности общей задачи.

Введение не следует без нужды перегружать описанием того, что было сделано ранее, и приведением соображений, хорошо известных специалистам. Цитировать нужно только те работы, в которых были найдены наиболее удачные решения или, при примерно одинаковом уровне, опубликованные в более доступных источниках (в книгах или журналах). Из работ одних и тех же авторов желательно цитировать только наиболее полные и поздние. Введение не должно превышать 10–20% объема статьи, а во многих случаях может вовсе отсутствовать, если цель работы в достаточной мере раскрывается заглавием статьи и аннотацией.

2.3.2. Теоретическое обоснование должно содержать описание физических явлений, положенных в основу предлагаемого метода или устройства; при этом количественная сторона вопроса должна быть освещена с достаточной полнотой. Недостаточно привести только формулы, описывающие рассматриваемые процессы.

Обязательно должны быть указаны границы области их применимости и приведены численные оценки существенных величин. В тех случаях, когда автор опирается на теорию, заимствованную из других работ, не следует переписывать занимающие много места формулы с разъяснением буквенных обозначений, а надо ограничиться литературной ссылкой и приведением численных оценок.

Если теоретическое рассмотрение вопроса является одной из основных составляющих оригинального содержания статьи, то рекомендуется не приводить все промежуточные вычисления, особенно если они несложны, а указать лишь исходные и конечные результаты. Промежуточные формулы нужны только в тех случаях, если ход вычислений сложен и если промежуточные результаты имеют самостоятельный интерес. Не нужно приводить вычисления в общем виде, если окончательный результат получается при использовании упрощающих предположений. Лучше упрощения сделать в самом начале, что, как правило, облегчит вычисления и сделает их более наглядными. Необходимые громоздкие вычисления надо выносить в “Приложения”.

2.3.3. Описание способа осуществления метода или устройства является основным разделом большинства статей. Содержание именно этого раздела должно обеспечивать возможность воспроизведения описываемого предложения. Если описывается новый метод измерений, то надо привести или описать блок-схему, реализующую этот метод, с указанием всех использованных приборов, режимов их работы и параметров приборов непромышленного изготовления.

Для оригинальных электронных приборов обязательно приведение полных принципиальных схем или – для сложных приборов – принципиальных схем оригинальных блоков с указанием литературных источников, из которых заимствованы остальные узлы. Последнее, естественно, не нужно для таких общеупотребительных узлов, как источники питания, к которым не предъявляются особые требования, усилители с обычными параметрами и т.п.

Для новых конструкций должны быть описаны особенности, связанные с их воплощением; приведены эскизы приборов или их основных узлов; указаны конструктивные особенности, материал и размеры основных деталей. Фотографии следует приводить только в тех случаях, если они несут существенную информацию. Характеризуя устройства, следует избегать таких бессодержательных эпитетов, как “специальный”, “особый” и т.п., а описывать конкретно, в чем состоит особенность той или иной части.

Описывать функционирование приборов надо только в тех случаях, если оно недостаточно ясно из описания конструкции, помогает настройке прибора (например, приведение временных диаграмм работы радиосхем), если правильная работа возможна лишь в определенных режимах или требует сложной юстировки. Не надо перечислять в тексте узлы или элементы устройства, если они указаны на рисунках.

2.3.4. Описывая способ исследования характеристик устройства, надо указать методику измерений, использованные приборы и приспособления. Если получение характеристик достигается рутинными, широко распространенными способами, то этот раздел может практически полностью отсутствовать. Вообще, он должен быть в большинстве случаев весьма краток и составлять заметную часть лишь тех статей, в которых основное содержание сводится к исследованию характеристик тех или иных приборов.

2.3.5. При описании достигнутых результатов нужно привести основные технические характеристики разработанных приборов, описать количественно результаты применения разработанных методов и проведенных измерений. Все характеристики должны быть конкретными, с указанием чисел и точности измеренных величин. Недопустимо расплывчатое изложение, оперирующее такими выражениями, как “высокая точность”, “широкий диапазон”, “хорошая воспроизводимость”, “высокое быстродействие”, “повышенная стойкость” и т.п.

2.3.6. Примеры применения и рекомендации по использованию предложения нужны в тех случаях, когда описывается техническое решение, приводящее к принципиально новым возможностям или значительно расширяющее существовавшие ранее. Основная цель этого раздела — показать, что предложения, содержащиеся в статье, реально осуществлены и что соответствующие установки работоспособны и обеспечивают обещанные параметры. Это должно достигаться в самой статье или ссылками на опубликованные работы, результаты которых получены при использовании предлагаемых методов или приборов. Если в статье описывается прибор, применение которого очевидно (вольтметры, манометры и т.п.), то этот раздел может отсутствовать.

2.3.7. Список литературы должен содержать библиографические ссылки на все упоминаемые в тексте работы. Напомним, что следует цитировать только те статьи, которые действительно необходимы по существу и которые помогут заинтересованному читателю изложить более глубоко рассматриваемые вопросы. При наличии нескольких работ одних и тех же авторов достаточно сослаться на последнюю представ-

ительную публикацию, где, как правило, процитированы все предшествующие работы.

2.3.8. Подписи к рисункам должны быть такими, чтобы читатель мог понять, что представлено на рисунке, не читая текста статьи. Подпись может отсутствовать в том случае, когда основное содержание статьи сводится к описанию конкретного рисунка, например конструкции какого-либо устройства.

2.4. Подготовка статьи для отправки в редакцию. После того как статья полностью написана, можно окончательно сформулировать заглавие и приступить к составлению аннотации.

2.4.1. Заглавие должно быть кратким, конкретным и точно отражать основное содержание статьи. Не следует стремиться в заглавии отразить все аспекты статьи или без необходимости ограничивать возможные области использования описываемого устройства. Обычно это происходит, если в заглавии акцентируется внимание не на самом приборе или методе, а на цели, для достижения которой он был использован авторами. В заглавии недопустимы жаргонные выражения, аббревиатуры, использование малораспространенных, специфических или впервые вводимых в статье технических терминов, нежелательны расплывчатые эпитеты, такие как “простой”, “улучшенный” и т.п.

2.4.2. Аннотация в современных условиях, когда, как правило, полный текст доступен только за плату, приобретает особое значение. Она должна быть краткой и конкретной. Основная цель аннотации — помочь читателю определить, нужно ли ему читать всю статью. Из аннотации должно быть ясно, что именно сделано в работе, в чем ее новизна, какие использовались принципы и какие получены количественные результаты. Приведение численных характеристик (погрешности, чувствительности, быстродействия и т.п.) в особенности необходимо при описании приборов и методов, варианты которых уже известны. Как показывает опыт, обычно вполне достаточно для этого 10–15 строк текста и существенно больший объем аннотации мало целесообразен. Бессмысленны аннотации, которые представляют собой более пространственный вариант заглавия и не несут иной информации.

Аннотация должна быть понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в конце каждого номера ПТЭ помещаются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах.

2.4.3. Готовую статью рекомендуется дать прочитать кому-либо из коллег, желательно с меньшим опытом работы в рассматриваемой области. Ему легче будет судить, какие аспекты проблемы, кажущиеся автору очевидными, не нашли достаточного отражения в статье. Полезно также дать статье полежать две-три недели, после

чего еще раз внимательно прочитать самому, тщательно следя за тем, все ли требования редакции выполнены, и внести необходимые изменения. Только после этого статью можно посылать в печать. Редакция заверяет авторов, не имеющих большого опыта писания статей, что эта мера не увеличит, а значительно сократит срок публикации и дальнейшую работу автора над статьей.

3. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЬИ

3.1. Необходимо строго соблюдать все технические требования, изложенные в конце каждого номера журнала.

3.2. Текст статьи должен быть написан грамотным русским языком с соблюдением синтаксических правил. Если автор чувствует себя недостаточно уверенным в знании литературного языка, ему надо обратиться за помощью к коллегам. Редакция не всегда в состоянии привести язык к общелитературным нормам. Причина этого состоит в том, что неграмотный текст часто не допускает однозначного прочтения, и расшифровка смысла без участия автора оказывается невозможной. Каждое обращение к автору вызывает, естественно, задержку публикации.

Надо избегать чрезмерно длинных фраз, чтение которых затруднено, излишних вводных слов, расплывчатых эпитетов, жаргона и профессионализмов. Не следует перегружать статью сокращениями: наличие более трех-четырех аббревиатур (не считая таких общеупотребительных, как э.в.м., ф.э.у. и подобных) в одной статье делает ее неудобной для чтения. Все вводимые общеупотребительные термины, аббревиатуры и условные обозначения должны быть объяснены.

Текст надо разбивать на отдельные, логически связанные части красными строками. Абзац, начинающийся с красной строки, должен содержать в среднем 10–15 строк. В больших статьях целесообразно разбиение на части с заголовками. Дробление не должно быть слишком мелким: каждый озаглавленный раздел должен занимать не менее двух-трех страниц.

Используйте редактор MS Word и стилевой файл издательства. Стандартное оформление рукописи – 12 размер шрифта через 1.5 интервала. Не используйте более одного пробела – используйте абзацные отступы и табуляцию. Не заканчивайте строку нажатием клавиши “Enter” – используйте ее только для начала нового абзаца. Не набирайте кириллицу сходными по начертанию латинскими буквами и наоборот.

3.3. Все **формулы** должны быть набраны на компьютере. Выносные математические формулы (оформленные отдельной строкой) должны набираться в рамке MathType целиком. Набор

формул из составных элементов (часть формулы – таблица, часть – текст, часть – внедренная рамка) не допускается. Для формул, набранных в MathType, должны использоваться общие установки шрифтов, размеры символов и их размещения. Их принудительное ручное изменение для отдельных символов или элементов формул не допускается.

3.4. Рисунки являются, как правило, наиболее информативной частью статьи, и редакция обращает на них серьезное внимание. Частой причиной возврата автору статьи для переделки служит неудовлетворительное исполнение рисунков. Поэтому просим авторов прочитать этот раздел особенно внимательно.

При подготовке графических файлов мы просим Вас придерживаться следующих рекомендаций:

- векторные рисунки, диаграммы, схемы желательно предоставлять в формате той программы, в которой они были выполнены, или в формате EPS.

- для остальных иллюстраций желательны форматы TIFF, JPEG, GIF, оптимальное разрешение – 300 dpi.

- фотографии желательно предоставлять в двух вариантах. Первый – соответствующий бу-мажному оригиналу со всеми надписями и обозначениями; второй – чистый (без текста, обозначений и пр.). Желательный формат файлов TIFF, JPEG, GIF, оптимальное разрешение – 300 dpi. Градация серого на фотографии допускается от 9 до 93%.

Если Вы не имеете возможности подготовить графическую информацию в рамках этих рекомендаций, мы готовы принять к обработке сканированные изображения, сохраненные в форматах TIFF, JPEG, GIF, с разрешением 650 dpi.

При изготовлении рисунков нужно стремиться не усложнять их без необходимости. Авторам надо следить за четкостью изображения отдельных элементов и надписей. Точки на графиках должны иметь простую графическую форму и быть хорошо различимы. Редакция просит высылать рисунки достаточно большого формата, чтобы приводимые на них мелкие детали и надписи легко читались.

Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (~23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем 3–5 мм, отдельные точки 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 0.5–1 мм.

3.4.1. Структурные и принципиальные схемы. Отдельные элементы на схемах установок и приборов должны быть расположены компактно, без больших просветов между ними, заполняя равномерно поле прямоугольной формы. Однако, если такое расположение приводит к значительному усложнению рисунка, связью между блоками и затрудняет обзорность схемы, можно пожертвовать компактностью в пользу ясности. Не следует перегружать рисунок приведением вспомогательных блоков, таких как блоки питания, которые всегда требуются для нормального функционирования соответствующих приборов.

Надписи желательно делать прямо на блоках. Для промышленных приборов надо указать их тип, для упоминаемых в тексте – употребляемое в тексте сокращенное обозначение, при необходимости с индексом (например, *СС* – схема совпадений, *I₁₀* – схема *I* с номером 10, *СД* – синхронный детектор и т.д.), либо приводить их полное название. Дублировать на рисунке название цифрами нежелательно. Блок-схемы с номерами блоков без их названия трудны для чтения, и приводить их в таком виде не следует. Цифрами можно размечать части установок, изображаемые условными символами (детекторы, линзы, диафрагмы и т.п.).

Полную принципиальную схему целесообразно приводить лишь для простых приборов. Для сложных схем, как правило, лучше использовать смешанную схему, на которой рутинные части (например, усилители с обычными параметрами) и повторяющиеся элементы даются так же, как на структурной схеме, а принципиальные схемы приводятся только для оригинальных узлов. Если в статье приведена структурная схема, то достаточно привести принципиальные схемы только оригинальных блоков.

Не следует принципиальные схемы перегружать такими элементами, как источники питания, выполненные традиционным способом. Достаточно указания номиналов напряжений, подаваемых на соответствующие шины, и при необходимости – токов. Надо убирать с рисунков типовые цепи питания интегральных схем, все лишние надписи, например позиционные обозначения *R* и *C*, не упоминаемые в тексте. Для тривиально повторяющихся цепей, например счетных регистров, элементов дешифраторов и т.п., на рисунке надо оставлять только один-два первых и последний элементы, давая между ними разрыв с пунктирным продолжением связующих шин. При описании многоканальных приборов с параллельными идентичными каналами достаточно привести принципиальную схему одного канала, изобразив остальные условно, например в виде квадратов с соответствующим обозначением. Не нужно без

необходимости указывать распайку проводов на разъемах при описании самодельной аппаратуры, обычно это не является принципиальным, но усложняет рисунок и увеличивает занимаемую площадь.

3.4.2. Чертеж и или эскизы конструкций не следует перегружать детальным изображением второстепенных с точки зрения содержания статьи и рутинных узлов. Такими узлами являются обычно конструкции фланцев, вакуумных уплотнений, микрометры в узлах точных перемещений и т.п. В то же время должны быть изображены все существенные узлы с возможной полнотой. Как правило, надо выдерживать соотношение размеров, однако для наглядности его можно в отдельных случаях нарушать, оговорив это в тексте или подписи к рисунку. На рисунке необходимо указать основные размеры.

Рисунок должен быть пропорциональным в том смысле, что наиболее мелкие элементы должны иметь размеры не менее ~5% максимального. Чтобы показать более мелкие детали, следует привести соответствующий узел в большем масштабе. Надо иметь в виду, что полный размер рисунка при печати будет определяться наиболее мелкими деталями и необдуманно увеличенный рисунок приведет к расточительному использованию объема журнала.

Все существенные элементы устройства должны быть на рисунке помечены и названы в подписи или тексте статьи. Как правило, рисунки должны быть снабжены подписями.

3.4.3. Графики и диаграммы должны быть построены так, чтобы использовалась вся площадь рисунка. Это достигается правильным выбором системы координат. Например, зависимость вида $y = a/x$ нужно представлять в координатах (y, x^{-1}) , а не (y, x) ; $y = \exp(x)$ – в координатах $(\ln y, x)$. Так как динамический диапазон при графическом представлении информации ограничен, то в случаях, когда значения функции и(или) аргумента изменяются в больших пределах, чем ~1 : 10, надо использовать логарифмические или полулогарифмические координаты.

Автору надо помнить, что точность графического представления не превышает 1–2%. Если нужно передать информацию с большей точностью, то масштаб по соответствующей оси должен быть увеличен. Если при этом рассматриваемая величина изменяется в широких пределах, то следует представлять не саму величину, а разность между нею и подходящей простой функциональной зависимостью. Например, при малом отличии измеренных значений от линейной зависимости $y = ax$ надо строить зависимость $(y_i - ax_i)$ от x , где y_i – измеренное значение в точке x_i . Альтернативный метод представления подобной информации – таблица или словесное описание

(указание отклонения измеренных точек от алгебраической зависимости).

Однотипные зависимости, например значения $f(x, y)$, где y – параметр (это может быть и номер образца), желательно представлять на одном графике, если значения f в интересующей области из! меняются не очень значительно при изменении y . В то же время не следует на одном графике представлять более 4–5 кривых и надо следить, чтобы отдельные кривые семейства различались более чем на 5–10%. Если они располагаются более тесно, то часть промежуточных зависимостей надо опустить при условии, что они не несут принципиально новой информации.

При приведении в качестве иллюстрации записей, полученных автоматическими устройствами, надо приводить лишь информативные участки кривых. Например, если на записи представлено несколько спектральных линий, то участки нулевого сигнала протяженностью более трех-четырех ширин линии следует опускать, давая разрыв на оси. Если число линий на записи невелико, т.е. 1–3, то масштаб должен быть таким, чтобы ширина линий была сопоставима с их высотой. Если на рисунке приводится несколько последовательных записей, то надо его скомпоновать так, чтобы кривые “вкладывались” друг в друга. На рисунке не должно быть никаких посторонних обозначений, например излишне частой координатной сетки и марки диаграммной ленты, часто проявляющихся при сканировании экспериментальных записей.

При представлении распределений, полученных многоканальными приборами или компьютерными средствами следует либо опускать участки фонового сигнала, либо не приводить для них точек, а показывать их сплошной или пунктирной линией. Обычно в областях, где сигнал изменяется медленно, точки располагаются очень плотно, и, исходя из требований полиграфии, такие рисунки приходится приводить в чрезмерно большом масштабе.

На рисунках должны быть указаны оси с обозначением приводимых величин и масштабов. На графиках не нужно давать координатную сетку, если это не осциллограмма.

3.4.4. Фотографии, полученные на экспериментальных установках, например осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п., обычно отличаются низким качеством, малой контрастностью, посторонней засветкой, паразитными сигналами и т.п. Автор должен помнить, что при печати их качество может только ухудшиться. Поэтому подготовка таких материалов должна вестись весьма тщательно: осциллограммы надо фотографировать так, чтобы изображение координатной сетки не забивало полезный сигнал; нужно (на одном из пред-

ставляемых в редакцию отпечатков) показывать стрелками или каким-либо другим способом обсуждаемые детали, видимые на снимках; следует ограничивать поле, которое должно быть воспроизведено при печати, действительно информативным участком. Если качество фотографий столь низко, что возникает сомнение в возможности ее воспроизведения, то ее нужно дополнить переснятым на кальку рисунком. Во всех случаях на рисунках должен быть приведен масштаб.

3.4.5. Полутоновые фотографии и приборов или их частей представляются при публикации статей в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях” и в оригинальных статьях в тех случаях, когда они несут существенную информацию, которую нельзя или трудно выразить иным способом. Фотографии должны быть высококачественными, контрастными, с хорошо различимыми деталями. На них не должны быть изображены никакие посторонние предметы или люди. При описании установок в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях” на фотографии должны быть только приборы, разработанные автором, но не промышленного производства. Фотографировать новые электронные приборы надо в фас. Масштаб должен даваться отрезком определенной длины. Для фотографий, иллюстрирующих оригинальные статьи, на одном из отпечатков стрелками с цифрами следует указать и разъяснить в подписи или в тексте основные узлы и детали.

Возможна публикация цветных иллюстраций только в online версии журнала. Такая публикация может быть бесплатной при выполнении следующих условий.

1. Выполнение технических требований к иллюстрациям;

2. Согласие авторов на черно-белую печать из цветной версии без подготовки дополнительной черно-белой версии иллюстраций (см. Правила для авторов по подготовке электронной версии материалов на сайте <https://www.pleiades.online/en/authors/guidelines/prepare-electronic-version/>).

4. ПОРЯДОК ПРОХОЖДЕНИЯ СТАТЕЙ

Вновь поступившие статьи, соответствующие профилю ПТЭ и не содержащие очевидных нарушений требований журнала, направляются на рецензирование. Решение о приеме статьи выносится редакцией с учетом мнения рецензентов. Авторы вправе не сообщать свое имя рецензентам. Для этого они должны представить дополнительный экземпляр статьи без фамилий авторов, указания места работы и благодарностей. Комментарии к статьям направляются первоначально авторам обсуждаемых статей, которые могут пред-

ставить свой ответ. Комментарии и ответ рассматриваются далее на общих основаниях и при их приеме в печать публикуются рядом.

Если автор принятой к публикации статьи выполнил все изложенные рекомендации, то его общение с редакцией сведется к просмотру подготовленных редакцией к печати материалов и корректуры.

Статьи, подготовленные тщательно, в полном соответствии с “Правилами оформления статей” и настоящими рекомендациями и поэтому не вызывающие вопросов редактора и не нуждающиеся в доработке и правке, публикуются раньше статей, нуждающихся в исправлениях и уточнениях. В противном случае редакция будет обращаться к автору столько раз, сколько потребуется для приведения рукописи к удовлетворительному виду, или последует отказ от публикации статьи.

Редакция просит авторов помнить, что цели их совпадают: опубликовать в кратчайший срок интересную и удовлетворяющую читателей – квалифицированных специалистов – статью. Рецензенты и научный редактор являются первыми посторонними читателями, и их замечания автору необходимо воспринимать с вниманием и отвечать быстро и по существу, действуя в духе полного сотрудничества. Даже и в тех случаях, когда замечания рецензентов и редакторов представля-

ются автору ошибочными, надо осознавать, что причина их появления вызвана недостатками изложения. Поэтому любое замечание требует внесения изменений в текст статьи, снимающих возникшие вопросы. Не следует уклоняться от доработки статьи по предложению редакции, ссылаясь на то, что это приведет к превышению допустимого объема, поскольку последний не ограничен. Редакция просит авторов не задерживать доработку статей. Статьи, вернувшиеся от авторов более чем через два месяца, считаются вновь поступившими.

Если у авторов возникают вопросы к редакции, то их нужно выяснить путем переписки. Практикуемые в отдельных случаях (по инициативе авторов) телефонные звонки членам редколлегии и научным редакторам малоцелесообразны. В ПТЭ ежегодно поступают сотни статей самой разнообразной тематики, редактор не в состоянии помнить их содержание. Поэтому вряд ли он сможет сообщить автору по телефону по поводу статьи более того, что написано в письме от редакции, и дать какие-либо рекомендации сверх тех, которые изложены выше.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

УДК 533.9.07

УСТАНОВКИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ИХ ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ (обзор)

© 2022 г. А. В. Харлов*

*Институт сильноточной электроники СО РАН
Россия, 634055, Томск, Академический просп., 2/3*

**e-mail: akharlov@lef.hcei.tsc.ru*

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 08.07.2021 г.

Высоковольтная импульсная технология является одним из эффективных методов дезинтеграции и измельчения горных пород, разделения руд и синтезированных материалов, переработки строительных и упругопластических материалов. В отделе импульсной техники ИСЭ СО РАН с 2007 года ведутся исследования по разработке установок для электроимпульсных технологий. Были созданы установки с энергией от 100 Дж до 8 кДж, работающие в импульсно-пакетном режиме, с полной автоматизацией управления. Высоковольтный импульсный генератор может быть выполнен с использованием схемы Маркса или высоковольтного трансформатора. Оба варианта рассмотрены в этом обзоре. Представлены результаты проектирования и испытаний компактных генераторов, предназначенных для дробления материалов, хотя для них возможны и другие технологические применения.

DOI: 10.31857/S0032816221060173

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько десятилетий наблюдается всплеск интереса к использованию высоковольтной импульсной технологии для разрушения горных пород. Электроразрушение горных пород путем применения высоковольтных электрических импульсов является одним из эффективных методов дезинтеграции минералов [1–3]. В работе [4] исследовано разрушение гранита электроимпульсным способом для двухэлектродной системы в диапазоне изменения расстояний между электродами 10–300 мм и энергетического вклада на единицу длины межэлектродного промежутка 3.6–100 Дж/мм. В монографиях [5, 6] впервые систематизированы разработки технологий и технического оборудования на основе импульсных электрических разрядов, которые могут быть использованы для разрушения и измельчения горных пород, руд и синтезированных материалов. Основными преимуществами такой методики являются селективность процесса, высокая эффективность и возможность управления в широком диапазоне параметров [7–10]. Электроимпульсная техника дробления горных пород также рассматривается как экологичная альтернатива применению взрывчатых веществ. В работе [11] рассматривается минимизация расхода

электрической энергии в процессе фрагментации электрическими импульсами.

Основные особенности электрической фрагментации заключаются в следующем: импульсный электрический разряд (длительностью от 100 нс до нескольких микросекунд), происходящий в смеси жидкости (часто – вода) с твердым диэлектриком, нагревает искровой канал до температуры порядка 10^4 К; искровой канал расширяется и генерирует ударную волну (обычно с амплитудой 10^9 – 10^{10} Па) в окружающий твердый материал, что приводит к деформации и последующему разрушению материала [12–14]. В работе [15] было установлено, что интенсивность ударной волны тесно связана с мощностью и энергией, рассеиваемой в плазменном канале. Более длинный плазменный канал и более быстрое расширение дуги могут привести к более высокой мощности и энергии, осаждаемой в плазменном канале, что может активировать более сильную ударную волну. В работе [16] исследовано влияние проводимости воды на ток разряда и ударные волны. Установлено, что пиковое давление ударных волн постепенно уменьшается с увеличением проводимости воды. Знание и контроль электрического пробоя жидкостей очень важны для успешного применения электроимпульсной техники. В ра-

боте [17] о преимуществах извлечения алмазов с помощью высоковольтных импульсов было указано, что такие извлеченные алмазы не имели механических дефектов и были чисто отделены от кимберлитовых матриц. Недавно было проведено сравнение [18, 19] извлечения минералов импульсами высокого напряжения с обычным измельчением при одинаковом удельном энергозатрате. В этих работах было показано, что к.п.д. выше у импульсной технологии.

Даже сегодня не существует исчерпывающей теории пробоя в жидкостях, хотя этот процесс очень широко изучался на протяжении последних пятидесяти лет с момента разработки высоковольтных генераторов на основе импульсных линий формирования с жидким диэлектриком. Известные эмпирические соотношения Мартина [20, 21], описывающие электрическую прочность воды и трансформаторного масла, широко используются до сих пор (они введены более 40 лет назад!). Недавняя книга [22] посвящена описанию физических механизмов иницирования и распространения импульсных разрядов в жидкостях, а также основным законам, описывающим импульсную электрическую прочность жидкостей. Описание электрического пробоя и проводимости в жидкости рассмотрено в работах [23, 24]. К сожалению, в монографии [22] мало внимания уделено энергетическим характеристикам разряда. Обширный обзор по формированию стримеров в воде и других диэлектрических жидкостях дан в работе [25].

В 70–80-е годы в Томском политехническом институте, в Кольском научном центре АН СССР, ИСЭ СО РАН выполнены научные исследования закономерностей электрического пробоя твердых, жидких и газообразных сред. На основе результатов исследований были предложены и разработаны технические средства электроразрядных технологий. Современные направления исследований связаны с такими электроимпульсными технологическими применениями, как бурение скважин, дезинтеграция и раскрытие руд, разрушение бетона и железобетонных конструкций, утилизация электронных изделий и др. Исследовательские работы ведутся в России, Германии, Швейцарии, Японии, Китае и т.д. Достаточно полное представление по тематике можно получить по монографиям [5, 26] и приведенной там литературе. Вместе с тем ни в России, ни за рубежом производственное использование электроимпульсных установок пока еще не получило широкого распространения. Специфические требования к параметрам генератора определяются характером нагрузки, в качестве которой используется канал разряда в воде или в твердом теле. На начальных этапах фрагментации кускового материала до характерных размеров в несколько миллиметров наиболее эффективным является электроим-

пульсный (электродинамический) режим с пробоем через твердое тело. При этом одним из определяющих условий внедрения канала разряда в твердое тело, находящееся в жидкости, является высокая скорость нарастания напряжения, не менее 10^{12} В/с. Дальнейшее измельчение происходит в ударно-волновом (электрогидравлическом) режиме с прохождением разряда в воде с обрабатываемым материалом. После пробоя в твердом теле или в жидкости сопротивление плазменного канала быстро падает до единиц ом и менее за время порядка 100 нс, в течение которого происходит вложение основной доли энергии в канал разряда. Необходимым условием эффективного вложения энергии является малое внутреннее сопротивление генератора. Перечисленным требованиям в наибольшей мере отвечают генераторы импульсов с выходным каскадом в виде заряжаемого до полного рабочего напряжения емкостного накопителя, который через коммутатор и передающую линию с малой индуктивностью разряжается на рабочий промежуток камеры дробления.

Одной из главных причин, продолжительное время сдерживавшей освоение электроразрядных технологий, являлось несовершенство электротехнического оборудования. Сравнительно недавно заметный прогресс произошел в наиболее сложной проблеме – создании высоковольтных конденсаторов с высокими удельными характеристиками и ресурсом работы. Здесь можно отметить керамические конденсаторы TDK серии UHV, успешно зарекомендовавшие себя в установках по электроимпульсному дроблению. В настоящее время известны две компании, поставляющие лабораторные электроимпульсные установки для дробления. Первая – это компания SELFRAG (с 2007 г., Швейцария). Установки SELFRAG LAB (сокращение от selective fragmentation – селективное дробление) поставлены во многие лаборатории мира [27, 28]. Эта установка создана на основе генератора Аркадьева–Маркса и ее параметры таковы: рабочее напряжение 90–200 кВ, частота 1–5 Гц (в пачке импульсов), длительность фронта импульса 150 нс. Вторая – компания ImpulsTec (с 2014 г., Германия), которая разработала установки серии EHF (Electrohydraulic Fragmentation, электрогидравлическое дробление). Эти установки работают только внутри Германии в нескольких исследовательских лабораториях; они сделаны на основе прямого разряда конденсаторной батареи на электродную систему в жидкости [29], их параметры таковы: рабочее напряжение 30–50 кВ, частота 1–10 Гц, энергия импульса 100–1000 Дж, длительность фронта импульса 1.5–2 мкс.

В отделе импульсной техники ИСЭ СО РАН в течение многих лет ведутся исследования по разработке установок для электроимпульсного дробления. Были созданы установки с энергией от 100 Дж до 8 кДж, работающие в импульсно-пакетном ре-

жине, с полной автоматизацией управления [1, 30]. Около десяти установок различных версий было поставлено по контрактам в России и за рубежом. Параметры генераторов электроимпульсного дробления, разработанных в ИСЭ СО РАН, превосходят параметры генераторов компании SELFRAG и ImpulsTec. Во второй главе обзора будет дано описание физических принципов и технических аспектов электроимпульсных (э.и.) технологий, рассмотрены модели, связывающие параметры разряда с эффективностью разрушения, отмечены преимущества и недостатки метода. В третьей главе обзора будут описаны установки для электроразрядных технологий, разработанные в ИСЭ СО РАН, и проведено их систематическое сравнение с мировыми аналогами, показано преимущество установок ИСЭ СО РАН. В четвертой главе обзора описаны некоторые технологические применения и сравниваются эффективности различных режимов разрушения в зависимости от параметров разряда и разрушаемого материала. В отечественной и зарубежной литературе нет обзорных статей по этой тематике, отражающих современное состояние дел. Тематика обзора актуальна для физики плазмы, электрофизики, физики твердого тела, материаловедения и экологии.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ Э.И.-ТЕХНОЛОГИЙ

2.1. Физические принципы э.и.-технологий

2.1.1. Феноменология пробоя твердых диэлектриков

Методы электротехнологии на основе электровзрыва в конденсированной среде еще не имеют общепринятой терминологии и классификации. Процесс, использующий искровой разряд непосредственно в твердом диэлектрике, чаще всего называют электроимпульсным методом, электроимпульсной или электроразрядной технологией. В монографии [31] обобщены и наиболее последовательно изложены физические принципы э.и.-метода. По технологическим аспектам наиболее подробно положение дел освещено в упомянутых выше книгах Куреца и Цукермана [5, 6]. Феноменология единичного акта воздействия импульса напряжения на твердое тело может быть представлена следующим образом. Электрическое поле в толще твердого диэлектрика вызывает акты ионизации, происходит размножение носителей тока и, наконец, формируется канал сквозной электрической проводимости [32]. Далее в этом канале за 10^{-6} – 10^{-4} с выделяется электрическая энергия, запасенная во внешнем, обычно емкостном, накопителе; канал пробоя по мере выделения энергии расширяется, оказывая давление на окружающую среду подобно поршню и создавая переменное во времени и пространстве поле ме-

ханических напряжений. Из-за интенсивной дивергенции волн, их взаимодействия со свободными границами и неоднородностями породы это поле имеет сложный характер с большим удельным содержанием сдвиговых и растягивающих напряжений. В картине разрушения преобладают радиальные изломы, распространяющиеся от канала пробоя, и концентрические трещины. Надо подчеркнуть, что высокое содержание растягивающих напряжений является очень важным преимуществом по сравнению с механическим способом дробления, где формируются напряжения сжатия, к которым горные породы очень устойчивы [33].

Следуя указанной последовательности явлений, для электроимпульсного способа разрушения твердых тел обычно выделяют две стадии: предпробивную (процесс инициирования электровзрыва) и канальную. В первой осуществляется формирование канала сквозной проводимости в толще разрушаемого тела, во второй происходят энергетический вклад в искровой канал, преобразование электрической энергии во внутреннюю энергию продуктов канала и далее в энергию поля механических напряжений, разрушение части материала [32, 34].

2.1.2. Инициирование электровзрыва в твердых диэлектриках

В схемах э.и.-разрушения, когда воздействию напряжения в разрядном промежутке одновременно подвергаются горная порода, окружающая жидкость и граница раздела сред, необходима определенная координация уровней напряжения пробоя отдельных компонентов системы для того, чтобы инициировать разряд в горной породе. Вместе с тем из опыта применения твердой, жидкой и газообразной изоляции известно, что твердые диэлектрики обладают наилучшими изоляционными свойствами, характеризуются наибольшими рабочими градиентами напряжения, в том числе при работе на постоянном токе и промышленной частоте. Поэтому для формирования канала пробоя в толще твердых диэлектриков, окруженных жидкостью (реже газом), используют специальные сочетания условий, отдельные явления и закономерности. Перечислим основные из них.

1. Относительное снижение пробивных градиентов поля у твердых диэлектриков по сравнению с жидкостями и газами в области малых длительностей импульса 10^{-7} – 10^{-6} с.

2. Аномальное снижение импульсной электрической прочности твердых диэлектриков при малом фронте импульса (порядка 30 кВ/мкс), не совпадающее с аналогичными явлениями в жидкостях и газах.

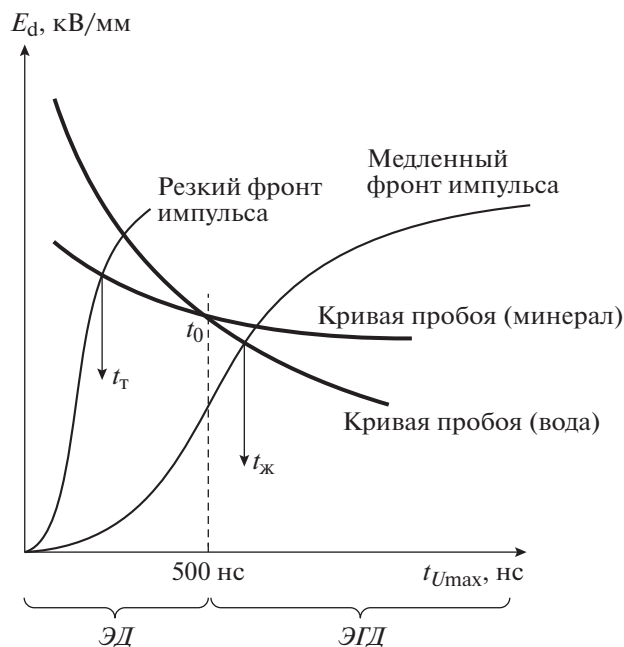


Рис. 1. Корреляция между динамической электрической прочностью E_d и временем нарастания импульса $t_{U_{max}}$. ЭД – электродинамический и ЭГД – электрогидравлический режимы пробоя.

3. Прогрессирующее снижение разрядных градиентов у твердых диэлектриков в резко неоднородном поле с ростом межэлектродного промежутка.

4. Сочетание нормального эффекта полярности у твердых диэлектриков и обратного у жидкостей при некоторой длительности импульса напряжения, например, в области крутизны 10–100 кВ/мкс для большинства горных пород и жидкостей.

5. Снижение электрической прочности твердых диэлектриков, подвергнутых воздействию тепла, ультразвука, радиации.

6. Прогрессирующее снижение пробивных градиентов в твердых диэлектриках при многоимпульсном воздействии.

Очень важным для э.и.-технологий является эффект увеличения электрической прочности жидких диэлектриков при уменьшении времени воздействия по сравнению с твердыми диэлектриками. В области малых длительностей импульса она превосходит прочность твердых диэлектриков [34, 35]. Обобщенные вольт-временные характеристики для межэлектродных промежутков с одинаковой геометрией электродной системы подобны показанным на рис. 1. Для промежутков сантиметрового диапазона точка пересечения кривых находится в области 10^{-7} – $5 \cdot 10^{-6}$ с, при этом чем выше диэлектрические свойства жидкости и чем ниже твердого диэлектрика, тем при большей длительности импульса наблюдается пересечение. При

воздействии на систему, приведенную на рис. 1, импульса с медленным фронтом $t_{ж}$ будет пробит жидкий диэлектрик, а твердый диэлектрик после среза напряжения останется электрически ненарушенным. При воздействии быстрого импульса с фронтом $t_{т}$, наоборот, подвергается пробоем твердый диэлектрик. Для импульса с фронтом на пересечении кривых t_0 пробой жидкого и твердого диэлектриков равновероятен.

Однако практически для любой пары диэлектриков, в том числе и в случае применения в качестве жидкости технической воды, при некоторых значениях длительности импульса (для воды порядка 10^{-7} с, для жидкостей на нефтяной основе – 10^{-6} с) имеется определенная вероятность пробоя твердой компоненты, достаточная для ее практического использования.

Рассматривая критические условия инициирования электровзрыва в толще твердого диэлектрика, на косоугольной волне напряжения целесообразнее оперировать не полной длительностью импульса, а фронтом импульса. В используемой сейчас терминологии [26, 31] принято разделять два режима: электродинамический (ЭД – пробой по твердому телу) и электрогидравлический (ЭГД – пробой по жидкому диэлектрику). Для косоугольных импульсов напряжения в сантиметровом диапазоне разрядных промежутков критическим фронтом импульса для пары горная порода–диэлектрическая жидкость является значение 200–500 кВ/мкс, для комплекса горная порода – техническая вода 2000–3000 кВ/мкс. Для очищенной воды критический фронт импульса около 500 нс, как показано на рис. 1.

Негативное влияние скользящих разрядов при инициировании канала пробоя в твердых диэлектриках проявляется через динамику искажения электрического поля в промежутке в процессе развития актов ионизации на поверхности раздела фаз. Одним из основных факторов, определяющих вероятность пробоя, является конфигурация электрического поля в разрядном промежутке. Для всех типов электродных систем можно изыскать приемы по усилению поля в твердом диэлектрике за счет ослабления его в окружающей среде. Но при всех мерах по усилению поля в твердом теле инициирование электровзрыва в нем для сантиметрового диапазона разрядных промежутков на фронте импульсов требует средних градиентов напряжения 50–150 кВ/см при пробое в диэлектрических жидкостях и до 300 кВ/см для пробоя прочных пород в технической воде [36].

Важным резервом уменьшения импульсной электрической прочности горных пород, руд и других объектов э.и.-технологии является прогрессирующее снижение пробивных градиентов в твердых диэлектриках при многоимпульсном воздействии напряжения [37]. Большинство ре-

зультатов относится к испытаниям при большом числе воздействий. Однако есть данные, что и в области единиц–десятков импульсов имеет место существенное снижение пробивных градиентов. Дополнительным путем снижения пробивных градиентов является использование при иницировании разрядов эффекта последовательного пробоя в многоазорном разрядном промежутке [38–40]. Таким образом, несмотря на многочисленные приемы иницирования электровзрыва в толще твердого диэлектрического тела, окруженного газом или жидкостью, техника их осуществления довольно сложна. Высокая электрическая прочность твердых диэлектриков, в том числе горных пород, руд и других объектов э.и.-технологии, часто вынуждает применять окружающую среду с повышенными диэлектрическими свойствами (жидкости на нефтяной основе, газы при больших давлениях и т.д.), что нетехнологично. Использование технической воды в э.и.-установках значительно упрощает технологию, что особенно важно для промышленных установок, но при этом требуется формирование коротких импульсов напряжения значительной амплитуды в условиях интенсивного растекания импульсных токов в воде [41].

2.1.3. Канальная стадия разряда

Рассматривая электрическую искру в твердом диэлектрике как источник разрушающих механических нагрузок, последовательность явлений после пробоя можно представить следующей схемой: выделение джоулева тепла – расширение искрового канала – формирование волн механических напряжений и поля деформаций – распространение волн – пластические релаксации в образце – зарождение и рост трещин. Для данной схемы выделим цепь последовательных групп параметров системы, каждая из которых детерминирована предыдущей, а также свойствами диэлектрика и электродной системы. В первом приближении следует назвать такие группы параметров: электрические характеристики разрядного контура; энергетические характеристики искрового канала; термодинамические и гидродинамические параметры искры; характеристики поля напряжений и деформаций в образце; параметры, отражающие интенсивность и характер нарушения сплошности объекта.

Отметим, что применительно к известным технологическим операциям, основанным на электровзрыве в твердых диэлектриках, диапазон амплитуд разрядного тока выражается величиной 10^3 – 10^5 А, длительность энерговклада 10^{-6} – 10^{-4} с. При этом характерное энергосодержание составляет 10^3 – 10^4 Дж/м, радиальный размер канала – 0.5–20 мм, длина 0.01–1 м, температура вещества в канале примерно 10^4 К, траектория подвержена

значительным статистическим флуктуациям. Экспериментальные [42] и расчетные [43] оценки давления в искровом канале дают значения 10^9 – 10^{10} Па. Канал расширяется в диэлектрике в общем случае с переменной скоростью, зависящей от динамики энергетического вклада, свойств диэлектрика, интенсивности истечения продуктов канала в окружающую среду. В области режимов, соответствующих технологическим применениям электровзрыва, наблюдаются, как правило, дозвуковые скорости расширения искрового канала. Поршневое действие канала пробоя порождает ударные волны давления [44].

2.1.4. Энергетические характеристики канала

Следуя теории электрического разряда в жидкости, можно представить уравнение энергетического баланса канала в общем виде как

$$dQ = W_{\text{вн}} + W_{\text{п}} + pdV, \quad (1)$$

где pdV – работа, совершаемая каналом разряда против окружающей среды; $W_{\text{вн}}$ – внутренняя энергия продуктов канала; $W_{\text{п}}$ – суммарные потери за счет электромагнитного излучения, теплопроводности и потока вещества из канала в окружающую среду. Рассмотрим составляющие уравнения (1). Плазма канала отдает в окружающую среду энергию в виде электромагнитного излучения. Часть этой энергии, соответствующая ультрафиолетовой области, поглощается в ближней зоне вокруг канала и расходуется на плавление и испарение вещества на стенке канала, т.е. фактически не покидает канал [45]. В микросекундном диапазоне выделения энергии излучательными потерями можно пренебречь (температура канала невысока). Кроме фотонов унос энергии через стенку канала осуществляется также за счет теплопроводности. Простые оценки показывают, что эти потери при электрическом разряде в твердых телах по порядку величины, так же как и для подводного разряда, составляют несколько процентов. Температурные поля в твердом теле, обусловленные теплопроводностью, в режимах энерговыделения практического использования электровзрыва не вносят сколько-нибудь заметных термонапряжений.

Быстрое выделение электрической энергии ведет к сильному разогреву вещества диэлектрика, его испарению, при этом число частиц в токовом шнуре заметно возрастает, вновь испаряющиеся частицы диссоциируют, ионизируются. В результате в канале образуется плотная низкотемпературная плазма, выступающая как рабочее тело, которое при расширении совершает работу над окружающей средой. Для точного расчета расширения канала и поля давлений необходимо использовать законы сохранения совместно с уравнением состояния. Такое численное реше-

ние очень затруднительно, поэтому распространены аппроксимации с нормировкой на экспериментально измеренный радиус канала $r_k(t)$ [46].

В разрядной цепи генератора канал пробоя выступает как активная электрическая нагрузка, процесс энерговыделения в которой можно описать следующими энергетическими характеристиками: разрядным током i ; падением напряжения U_k на канале разряда; его активным сопротивлением R_k ; мощностью N_k , N_k/l_k , развиваемой в канале и на единице его длины соответственно; энергией W_k , W_k/l_k , выделенной к данному моменту времени t в канале и на единице его длины l_k соответственно. Электрическое активное сопротивление R_k искрового канала является базовой величиной для построения расчетных схем устройств и процессов э.и.-технологии разрушения и обработки материалов, а также для отыскания других электрических характеристик канала. При заданных начальных параметрах разрядной цепи нелинейная величина R_k/l_k говорит о способности вещества канала к преобразованию энергии электрического поля в энергию теплового движения частиц, т.е. от R_k зависит динамика энерговыделения в объекте, подвергаемом разрушению. При расчете электрофизических установок R_k выполняет роль нагрузки для генератора импульсов.

Слабая степень теоретических знаний о кинетике плотной низкотемпературной плазмы в сочетании с практически непреодолимыми трудностями теоретического предсказания $r_k(t)$ без использования уравнения энергобаланса, включающего функцию $R_k(t)$, вынуждает искать $R_k(t)$ на эмпирической и полуэмпирической основах. Такой путь эффективен еще и потому, что техника опытного определения $R_k(t)$ с погрешностью, допустимой для практического использования результатов, проста и легко воспроизводима. Учитывая столь многочисленные факторы, определяющие активное сопротивление канала пробоя в твердом диэлектрике, трудно надеяться на универсальный подход к предсказанию $R_k(i, t)$ в широкой области вариации свойств диэлектрика и параметров разрядной цепи, тем более, если поставить задачу по отысканию несложных аппроксимаций с одним—двумя размерными коэффициентами, которые позволили бы применить аналитические методы решения переходных процессов и найти простые условия оптимизации параметров разрядной цепи генератора импульсов в э.и.-технологии.

Электропроводность σ плотной плазмы зависит от ее элементного состава, давления и температуры. Температура плазмы в широком диапазоне режимов энерговыделения и типов диэлектриков квазипостоянна, тогда как на давление и элементный состав существенно влияют свойства диэлектрика. Имеющиеся оценки [47] убедитель-

но показывают, что в области температур $T = 10^4 - 2 \cdot 10^4$ К и давлений $P \sim 10^7 - 10^9$ Па электропроводность σ зависит слабо от состава плазмы и весьма заметно от давления. При этом можно отметить, что для уровня $P = 2 \cdot 10^8$ Па, $T = 1.8 \cdot 10^4$ К (характерных величин для технологического использования импульсных разрядов в твердых диэлектриках) $\sigma \approx 1.5$ (Ом \cdot м) $^{-1}$. Характерными особенностями $\sigma(P)$ являются [47] слабый линейный рост в области $P = 10^5 - 5 \cdot 10^8$ Па и интенсивное нелинейное нарастание при $P > 5 \cdot 10^8$ Па.

Обобщая многочисленные результаты исследований электрических разрядов в жидкости, направленных на изучение зависимости гидродинамических параметров процесса от режима энерговклада, отметим следующее. Снижение длительности энерговклада и обеспечение условия для критического характера разряда — основные факторы повышения эффективности преобразования электрической энергии в энергию волны давления. Важным технически является то, что максимальный к.п.д. преобразования энергии наблюдается при критических разрядах, он достигает 20–30%. Поэтому при конструировании генераторов импульсов для электрогидравлической технологии обычно стремятся уменьшить индуктивность разрядной цепи, а длину рабочего промежутка по возможности выбирают такой, при которой достигается критический режим. Установлено, что при любом уровне энергии, введенной на единицу длины канала пробоя, имеется оптимальная длительность энерговклада, обеспечивающая максимальный технологический эффект. Этот вывод соответствует результатам исследований воздействия взрыва на горный массив. Длительность энерговклада, по крайней мере, время выделения основной доли энергии, тесно связана с характерной длительностью τ_b волны механических напряжений, генерируемых каналом пробоя. В ряде случаев оптимальным значением τ_b , обеспечивающим минимальные энергозатраты на разрушение, является время двойного пробега волны механических напряжений от канала пробоя до свободной поверхности разрушаемого материала или время распространения трещин от канала до откола на свободной поверхности. Однако задачи э.и.-технологии столь многообразны (как по объектам разрушения, масштабам разрушения в единичном акте воздействия электрического импульса, так и по требуемой степени измельчения), что оптимальная длительность энерговклада изменяется в очень широких пределах: от 100 нс (тонкое измельчение) до 100 мкс (отбойка камня от массива), а априорный выбор характерной длительности разряда — достаточно сложная проблема. Определяя при установленной (например, экспериментально) оптимальной длительности энерговклада режим изменения разрядного тока, следует по возможности исклю-

чать глубокие осцилляции тока, так как моменты перехода тока через ноль соответствуют появлению волн разгрузки вокруг искрового канала, раскрытию изломов, истечению продуктов канала в них и снижению эффективности энергоклада. Для оптимального периода $T_{\text{опт}}$ колебаний разрядного тока, вызывающего наибольшие по размерам зоны растрескивания, вклад второй и последующих осцилляций достаточно мал. Таким образом, задача оптимизации режима энергоклада состоит в установлении условий (соотношений активных и реактивных элементов), обеспечивающих максимум выделенной энергии за первую осцилляцию (в предположении $T_{\text{опт}}/2 \approx \tau_{\text{в}}$) либо в общем случае к заданному моменту времени. При этом необходимо учитывать, что лишь часть активных элементов (канал пробоя твердых диэлектриков) потребляет полезную активную энергию. Не всегда возможно технически реализовать оптимальную длительность энергоклада в э.и.-технологии. Так, вследствие большого числа последовательно включенных элементов, разнесенных в пространстве, при надежной работе изоляционных промежутков обычно не удается обеспечить $\tau_{\text{в}}$ в диапазоне 10^{-7} – 10^{-6} с.

В этом случае в разрушаемом материале не достигаются оптимальные пиковые механические нагрузки, и задачу оптимизации целесообразно свести к определению условий (соотношений активных и реактивных элементов), обеспечивающих максимальные давления в искровом канале. Это в свою очередь наблюдается при наибольшей скорости нарастания электрической мощности в искровом канале, а для максимума давления в излучаемой волне, видимо, требуется обеспечить наибольшее значение максимальной электрической мощности в искровом канале либо средней мощности за первую осцилляцию тока.

2.2. Технические аспекты э.и.-технологий

Проведенные работы выявили ряд существенных преимуществ э.и.-метода разрушения твердых тел по сравнению с традиционными механическими способами:

- относительно низкие удельные энергетические затраты, особенно для прочных и сверхпрочных материалов;
- избирательность разрушения неоднородных структур;
- отсутствие потребности в твердосплавном, алмазном и другом подобном дорогостоящем и дефицитном инструменте;
- широкие возможности по регулированию и автоматизации процесса, в том числе в направлении поиска оптимальных режимов.

Исследования технико-экономических показателей э.и.-дробления, выполненные на различ-

ных рудах, позволили выявить ряд преимуществ данной технологии по сравнению с механическим измельчением: возможность регулирования гранулометрического состава и получения узких заданных классов крупности, высокая степень избирательности разрушения, практическое отсутствие загрязнения готового продукта аппаратным железом, слабая корреляция разрушения с механическими характеристиками сырья [48].

Особенно важным достоинством способа является достигаемая при разрушении руд и кристаллосодержащих пород высокая сохранность формы кристаллов и селективность разделения компонентов руды. Благодаря этому в последующих процессах обогащения руд достигается значительное повышение извлечения полезного минерала, а при разделке пород с ограниченным кристаллосырьем, слюдяных руд и искусственной слюды за счет сохранности крупных кристаллов выход продукции в стоимостном выражении повышается на 25–35%.

Электроимпульсный способ разрушения материалов отвечает главным требованиям современности – энергетической эффективности, комплексному использованию минерального сырья, экологической чистоте.

Такие преимущества обусловлены тем, что, в отличие от разрушения при химическом взрыве, при электровзрыве источник энергии находится вне зоны превращения, а процесс ввода энергии является управляемым и определяется электрическими импедансами разрядных цепей источников. Это создает благоприятные условия для управления траекторией канала пробоя, параметрами поля механических напряжений, генерируемых вокруг канала, и в конечном счете позволяет оптимизировать удельные затраты на разрушение. Способ электроимпульсной дезинтеграции материалов с высокой технологической эффективностью апробирован на разных рудах с крупнокристаллическими включениями. Особенно перспективен способ для руд, при измельчении которых необходимо предохранить кристаллосырье от разрушения (драгоценные камни, пьезооптическое сырье, слюда) [12].

Весьма перспективным является комбинированное использование электроимпульсного разрушения, электроразрядного разупрочнения и традиционных механических способов разрушения, что открывает дополнительные возможности для повышения технологических показателей при одновременном снижении энергоемкости процессов. Применение электровзрыва в толще твердых диэлектриков наиболее перспективно для разрушения крепких и сверхкрепких минеральных образований: горных пород, руд, когда традиционные методы механического воздействия не позволяют получить высокой производительности

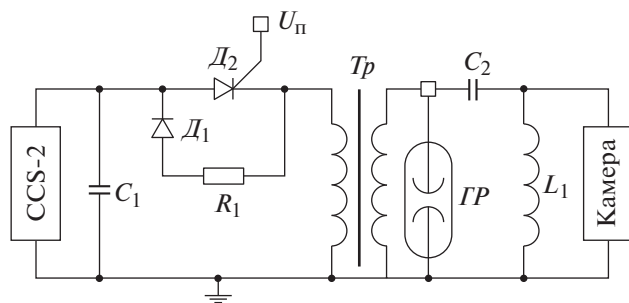


Рис. 2. Электрическая блок-схема установки.

либо требуемого технологического эффекта [4]. Физико-механические характеристики у таких материалов находятся в достаточно сильной взаимосвязи с электрической прочностью. Наиболее прочные минералы, породы не уступают по электрической прочности лучшим изоляционным материалам, вследствие чего для инициирования разряда в них требуются достаточно высокие напряжения.

3. ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО ДРОБЛЕНИЯ ИСЭ СО РАН

3.1. Генератор на энергию 0.5 кДж

3.1.1. Описание импульсного генератора

Генератор предназначен для использования в установке для исследования разрушения материалов с помощью высоковольтного импульсного разряда. На рис. 2 дана электрическая блок-схема установки, на рис. 3 показано общее расположение блоков генератора. В генераторе применена зарядка через импульсный трансформатор высоковольтного емкостного накопителя (емкостью примерно 10 нФ) до напряжения 300 кВ с последующим его подключением к нагрузке через искровой разрядник с давлением около 6 атм. Энергия импульса через коаксиальную маслонаполненную линию с волновым сопротивлением примерно 45 Ом подводится к камере для дробления. В каждом импульсе регистрируется и записывается напряжение зарядки высоковольтного (в.в.) накопителя, напряжение на электродах камеры дробления, ток в камере дробления. По этим данным рассчитывается энергия, выделяемая при разряде в камере дробления. Управление генератором и системой регистрации обеспечивается персональным компьютером.

Работа установки протекает следующим образом: по команде от системы управления источник питания CCS-2 заряжает первичный накопитель C_1 до заданного значения 1.5–2 кВ за 0.08 с; после зарядки пусковым импульсом U_n включается тиристорный ключ D_2 ; энергия от первичного накопителя C_1 передается через в.в.-трансформатор

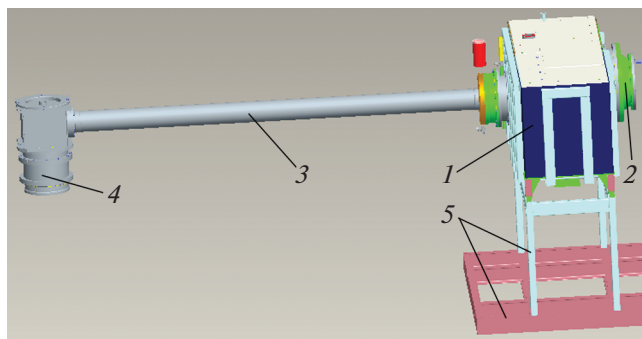


Рис. 3. Общее расположение блоков генератора. 1 – высоковольтный блок; 2 – газовый разрядник; 3 – передающая линия; 4 – камера дробления; 5 – опора.

Tr на конденсаторную батарею C_2 , заряжая ее до требуемого значения 200–300 кВ. Схема из диода D_1 (800 А, 3600 В) и резистора R_1 сопротивлением 0.08 Ом размещается параллельно тиристорам. Она улавливает часть энергии импульса, которая не была передана нагрузке в случае пробоя газового разрядника $ГР$ до максимального напряжения или в случае, когда пробоя вообще нет, и передает энергию обратно в C_1 . При напряжении, близком к максимальному, газовый разрядник $ГР$ пробивается. В это время высоковольтная конденсаторная батарея C_2 разряжается на нагрузку через линию передачи, формируя высоковольтный импульс на электродах камеры. Процесс повторяется до получения необходимого количества импульсов.

3.1.2. Низковольтный блок

Низковольтный блок генератора служит для накопления энергии импульса и передачи ее в высоковольтный блок. Его основные части – это накопительная конденсаторная батарея (C_1 , рис. 2) и тиристорный коммутатор D_2 . Батарея емкостью 300 мкФ собрана из 12 параллельно включенных конденсаторов типа GLI-2150V емкостью 25 мкФ компании Vishay Esta. Максимальное зарядное напряжение +2 кВ. Накопленная энергия – до 600 Дж. В качестве тиристоров использованы быстродействующие тиристоры ТБ-353-1000А-1800V российского производства. Импульс тока низковольтного блока имеет максимальную амплитуду 11 кА и длительность 85 мкс. Импульс передается в в.в.-блок по двум специальным кабелям SILI-CABLE LMJ 0101060697 длиной 2 м.

Блок подмагничивания служит для приведения сердечника в.в.-трансформатора в исходное магнитное состояние в паузе между импульсами. Выход блока подсоединен к выходу низковольтного блока, и ток подмагничивания 100 А постоянно протекает по первичным обмоткам высоковольт-

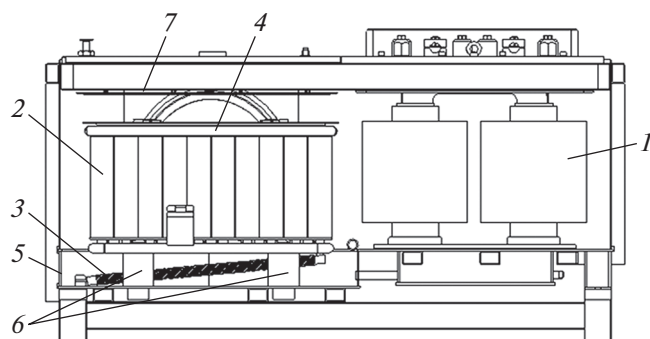


Рис. 4. Конструкция высоковольтного блока. 1 – высоковольтный импульсный трансформатор; 2 – высоковольтный емкостный накопитель; 3 – зарядный дроссель; 4 – электрод в.в.-накопителя; 5 – бак блока; 6 – опорные изоляторы; 7 – пластина емкостного делителя.

ного трансформатора. Блок контроля и управления обеспечивает следующие функции: проверку всех устройств и контактов безопасности перед разрешением на зарядку и срабатывание; регулирование задержки перед зарядкой конденсаторов в диапазоне 10 мс–10 с; управление зарядкой конденсаторов; установку времени ожидания перед следующей зарядкой при работе в режиме пачек; полный сбор параметров для каждого импульса. Система подготовки воздуха предназначена для наполнения разрядника сухим воздухом, продувки во время работы генератора и управления и сброса воздуха из разрядника по окончании работы.

3.1.3. Высоковольтный блок

Высоковольтный блок включает в себя импульсный трансформатор Tr , высоковольтную конденсаторную батарею C_2 , емкостный делитель напряжения, зарядный дроссель L_1 и искровой разрядник $ГР$ (см. рис. 2). Все указанные элементы собраны в металлическом баке, заполненном трансформаторным маслом. Конструктивно блок показан на рис. 4 и 5. Импульсный трансформатор Tr (1 на рис. 4) закреплен на плите из алюминия. Высоковольтный емкостный накопитель 2 установлен на опорных изоляторах. Зарядный дроссель L_1 (3) расположен под высоковольтным емкостным накопителем. Зарядное напряжение от трансформатора 1 подводится к электроду 4 накопителя. Этот электрод соединяется с в.в.-электродом искрового разрядника. При возникновении пробоя между в.в.-электродом разрядника и заземленным фланцем разрядника на электроде 4 появляется импульсное напряжение, которое через проходной изолятор подается на вход передающей линии. Конструкция бака, всех элементов для подвода напряжения и выводов контролирующих сигналов позволяет вакуумиро-

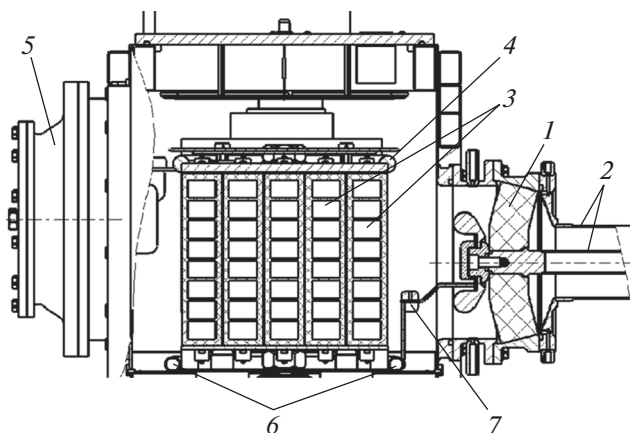


Рис. 5. Разрез в.в.-блока в плоскости оси передающей линии. 1 – изолятор передающей линии; 2 – электроды передающей линии; 3 – конденсаторы в.в.-накопителя; 4 – верх в.в.-электрода накопителя; 5 – газовый разрядник; 6 – низ в.в.-электрода; 7 – шина между в.в.-накопителем и передающей линией.

вать объем бака при заполнении его трансформаторным маслом. На верхней крышке бака имеется смотровое отверстие для контроля уровня масла в баке.

Зарядный дроссель L_1 выполнен в виде соленоида, намотанного на каркасе из стеклотекстолитовых стержней. Выводы соленоида припаяны к концевым деталям, с помощью которых соленоид соединяется с электродом высоковольтного емкостного накопителя и баком в.в.-блока. Соленоид намотан медным изолированным проводом. Диаметр медной жилы ~2 мм, диаметр изоляции 3 мм. Индуктивность дросселя примерно 200 мкГн.

Устройство трансформатора показано на рис. 6. Трансформатор подвешен на плите 7 с помощью хомута 4, захватывающего магнитный сердечник 5. Сердечник стержневого типа с разрезом намотан из ленты ЭТ3425-0.08 мм шириной 110 мм. Поперечное сечение сердечника 110×92 мм², размер окна 460×250 мм. На каждом стержне сердечника установлены одинаковые первичные и вторичные обмотки 7. Обмотки намотаны на стеклотекстолитовых каркасах и включены параллельно. Первичные обмотки – однослойные по восемь витков алюминиевой шины 4×40 мм. Концы первичных обмоток подсоединены к выводам 4 и 5.

Вторичные обмотки в.в.-трансформатора – многослойные, они намотаны на стеклотекстолитовом каркасе. Общее количество слоев – 25. Все слои, кроме последнего, намотаны проводом ПЭТВ-2 диаметром 1 мм с шагом примерно 3.5 мм. Последний слой намотан виток к витку изолированным проводом с наружным диаметром 3 мм и диаметром медной жилы 2 мм. Межслойная изоляция состоит из чередующихся слоев трансфор-

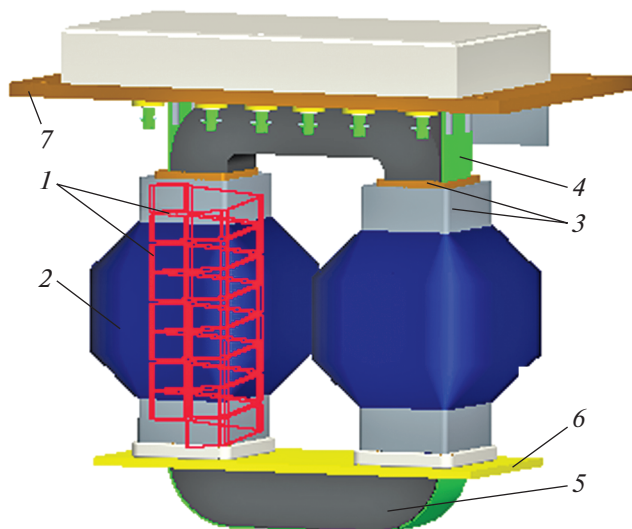


Рис. 6. Конструкция высоковольтного импульсного трансформатора. 1 – первичная обмотка; 2 – вторичная обмотка; 3 – каркасы первичных и вторичных обмоток; 4 – хомут; 5 – сердечник; 6 – текстолитовая плата; 7 – алюминиевая плита.

маторной бумаги толщиной 0.1 мм и лавсановой пленки толщиной 0.1 мм. Общая толщина изоляции между слоями обмотки 2 мм. В последних трех слоях обмотки дополнительно положена краевая изоляция из электротехнического картона, которая заполняет пространство между соседними слоями изоляции от края обмотки до внешнего края изоляции. Начала вторичных обмоток подсоединены к выводам, которые заземлены через шунты с величиной сопротивления 1 Ом. Концы вторичных обмоток подсоединены к в.в.-электроду емкостного накопителя.

Основные параметры трансформатора. Коэффициент трансформации 170; длительность импульса (полуволна) тока 85 мкс; амплитуда импульса тока первичной обмотки 10.6 кА, вторичной обмотки – 60 А; амплитуда импульса напряжения на вторичной обмотке ($U_1 = 2$ кВ) – 330 кВ; омическое сопротивление первичной обмотки ~ 0.5 мОм, вторичной обмотки – 12 Ом; потери энергии в трансформаторе за импульс ~ 15 Дж.

Высоковольтный емкостный накопитель собран из керамических конденсаторов (3 на рис. 4) UNV-12A-1700-50 (1700 пФ, 50 кВ). Конденсаторы объединены в сборки по 8 штук последовательно и залиты эпоксидным компаундом. Заливка эпоксидным компаундом усиливает механическую прочность и внешнюю электрическую изоляцию конденсаторов. Сорок восемь таких сборок (т.е. всего 384 конденсатора) установлены между стальным основанием и в.в.-электродом (4, рис. 5) из дюралюминия и стянуты двумя капролоновыми шпильками. Емкость батареи 10.2 нФ. Концевые

электроды сборок соединены с основанием и в.в.-электродом контактными проводами. Над электродом установлена дюралюминиевая пластина-экран, закрытая изоляционным барьером. Высоковольтный емкостный накопитель установлен в баке в.в.-блока на опорных изоляторах.

3.1.4. Искровой разрядник ГР

В установках для технологических применений с большой коммутируемой энергией необходимо решать проблему обеспечения надежной и стабильной работы газового разрядника в.в.-накопителя. В режимах с высокой частотой следования импульсов снижение напряжения пробоя и низкая стабильность срабатывания связаны с изменением химического состава рабочего газа, влиянием остаточной плазмы предшествующего разряда, а также нестабильностью возникновения инициирующих электронов из-за изменения состояния поверхности катода от импульса к импульсу. Разработан оригинальный частотный разрядник со стабилизацией напряжения самопробоя за счет специально создаваемого коронного разряда на электроде с отрицательным потенциалом. Так, в режиме работы разрядника с коммутируемой энергией до 500 Дж и частотой следования импульсов до 10 Гц достигнута стабильность срабатывания по напряжению на уровне 10% при времени нарастания напряжения на разряднике 100 мкс.

Конструкция разрядника приведена на рис. 7. В.в.-токовод разрядника 1 закреплен в проходном изоляторе 2 из оргстекла. Изолятор зажат между фланцами 3 и 4 и крепится к фланцу 5, приваренному к стенке бака в.в.-блока. Разрядник закрывается фланцем 6. Разрядник работает в режиме самопробоя. Пробой происходит между электродом 9, выполненным в виде цилиндра $\varnothing 6$ мм с плоским торцом, и электродом 8, который закреплен во фланце 6. В электроде 8 имеется сквозное отверстие $\varnothing 2$ мм, через которое в зону разряда подается воздух с расходом порядка 1 л/с. Сброс воздуха из разрядника происходит через отверстие во фланце 6. Объем воздуха в разряднике составляет примерно 6 л. Разрядник опрессован давлением 8 ати. Допустимое рабочее давление воздуха 6 ати. Фланцы 3 и 4 разрядника выполнены из цельного блока металла, что обеспечивает высокую механическую прочность. Зазор между электродами 8 и 9 и давление в объеме разрядника устанавливаются в зависимости от выбранного режима работы.

Такая конфигурация электрода с острой кромкой на в.в.-электроде 9 и продувкой воздухом во время работы позволила получить стабильную работу с низким разбросом пробивного напряжения во время серии выстрелов. Необходимо отметить, что при гладкой форме электродов разброс в

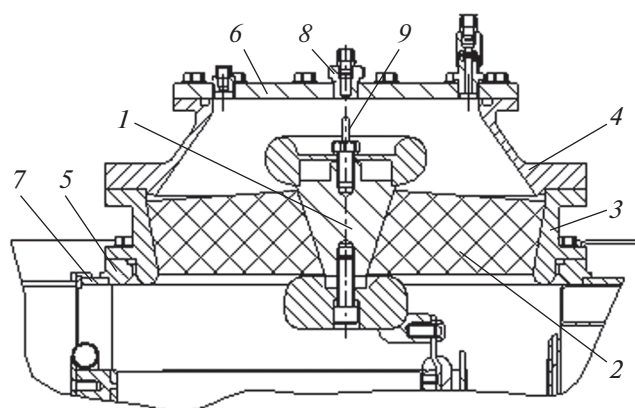


Рис. 7. Конструкция искрового разрядника. 1 – в.в.-токоввод; 2 – изолятор; 3–6 – фланцы разрядника; 7 – стенка бака; 8, 9 – электроды.

пробивном напряжении значительно выше. Такое поведение работы разрядника можно объяснить эффектом стабилизации короны, который имеет место в электроотрицательных газах, таких как воздух и элегаз, и требует наличия большого усиления электрического поля на электроде [49, 50]. В условиях постоянного тока или медленно растущего зарядного напряжения (10 мкс и более) на электроде с большим усилением электрического поля развивается пространственный заряд, который предотвращает преждевременный пробой и позволяет полностью восстановить напряжение.

После заполнения разрядника сухим воздухом (точка росы -40°C) без продувки разрядника разброс в напряжении срабатывания разрядника увеличивается с увеличением числа включений. После полной смены воздуха в объеме разрядника весь цикл повторяется. Показано, что основной причиной разброса пробивного напряжения разрядника является наработка окислов азота в его объеме [51, 52]. Предложен метод оценки потока воздуха, при котором обеспечивается стабильная работа разрядника в частотном режиме. Установлены режимы продувки воздуха, обеспечивающие стабильность срабатывания не хуже 10%.

3.1.5. Передающая линия и камера для дробления материалов

Конструкция передающей линии приведена на рис. 8. Передающая линия выполнена в виде коаксиала из труб из нержавеющей стали. Внутренний проводник имеет диаметр 40 мм, внешний – 128 мм, длина линии 2,5 м. Линия крепится к баку в.в.-блока с помощью фланца 3. Центральный проводник передающей линии закреплен на изоляторе 4. На противоположном конце линии центральный проводник соединен с токовводом 5

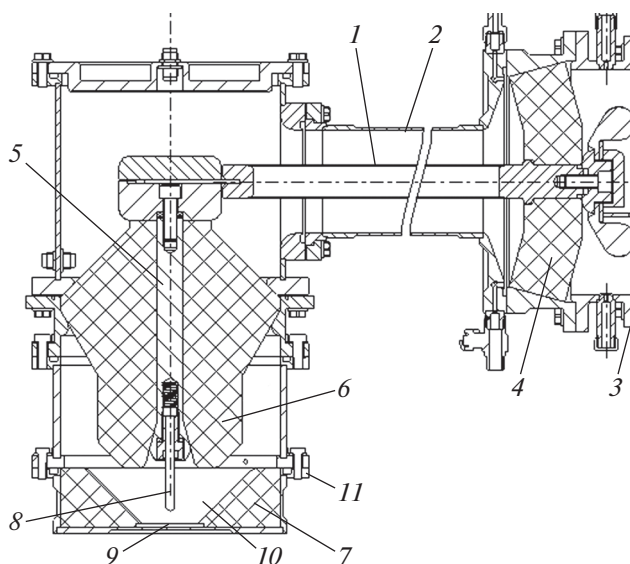


Рис. 8. Передающая линия и камера дробления материалов. 1, 2 – проводники передающей линии; 3 – фланец для соединения с в.в.-блоком; 4 – переходный изолятор; 5 – токоввод; 6 – проходной изолятор; 7 – изолятор камеры дробления; 8 – в.в.-электрод камеры дробления; 9 – заземленный электрод; 10 – полость для размещения материала; 11 – съемный фланец.

проходного изолятора камеры дробления. Линия заполняется трансформаторным маслом, при этом волновое сопротивление линии составляет около 47 Ом. Масло в передающую линию заливается автономно и не имеет связи с маслом в баке в.в.-блока.

Конструкция камеры для дробления материалов также дана на рис. 8. Материал для дробления помещается в конусной полости 10 изолятора 7. Разряд происходит между электродами 8 и 9 через обрабатываемый материал. Расположение электрода 8 регулируется через пружинное крепление, расположенное внутри токоввода 5. Все элементы камеры дробления изготовлены из нержавеющей стали, в.в.-изолятор – из блочного полиэтилена. Камера для дробления испытана при давлении 3 атм. В камере для дробления имеются следующие датчики: емкостный делитель напряжения на центральном электроде камеры, экранированный индуктивный датчик тока камеры, установленный в корпусе камеры, и изолированный индуктивный датчик тока камеры, установленный на крышке камеры.

3.1.6. Результаты экспериментов и обсуждение

Осциллограммы зарядного напряжения на высоковольтном емкостном накопителе приведены на рис. 9. Амплитуда напряжения составляет около 240 и 290 кВ для зарядных напряжений 1,5 и

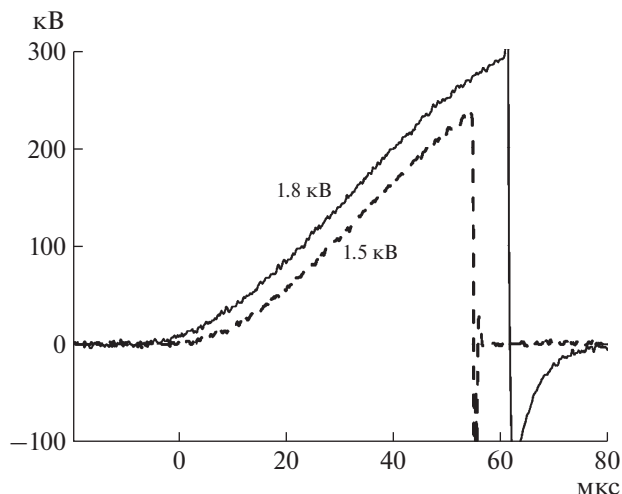


Рис. 9. Осциллограммы напряжения на высоковольтном емкостном накопителе при зарядном напряжении 1.5 и 1.8 кВ на первичном накопителе.

1.8 кВ соответственно. Кривые тока и напряжения нагрузки приведены на рис. 10а и 10б для работы на эквивалентной нагрузке и в режиме дробления породы. Напряжение и ток на рис. 10а демонстрируют экспоненциальный спад, характерный для разряда емкости на активную нагрузку. Временное поведение напряжения и тока одинаково на активной нагрузке, и там нет никакой задержки между напряжением и током. Формы сигналов в режиме дробления рис. 10б совершенно различны: в начале импульса происходит большой скачок напряжения, затем напряжение резко падает в момент полного пробоя, и ток возрастает. Амплитуда тока в режиме дробления примерно в три раза больше, чем в режиме активной нагрузки.

На рис. 11 приведены статистические функции распределения нормированного на единицу пробивного напряжения искрового промежутка при активной нагрузке 40 Ом ($f_1(U)$) и в режиме дробления породы ($f_2(U)$) серии из 1000 выстрелов с частотой 10 Гц при тех же параметрах выстрела (зарядное напряжение 1.8 кВ, давление воздуха в газовом разряднике 6.2 бар, искровой промежуток 18 мм). Анализ кривых на рис. 11 показывает, что при почти одинаковом напряжении 287 кВ пиковые значения обеих функций имеют ширину

Таблица 1. Основные результаты испытаний генератора для двух нагрузок (U_1 — зарядное напряжение, U_2 — напряжение на в.в.-накопителе)

U_1 , кВ	U_2 , кВ	Ток нагрузки, кА	
		40 Ом	Порода
1.5	240	8	20
1.8	290	10	28

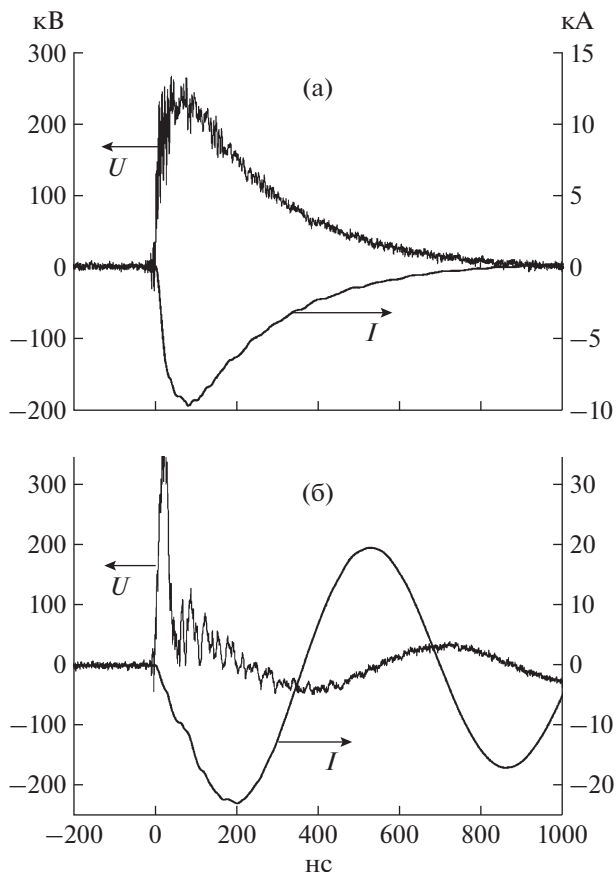


Рис. 10. Напряжение нагрузки U и ток I (зарядное напряжение 1.8 кВ) при работе: а — на эквивалентной нагрузке; б — в режиме дробления породы.

на половине максимума 8.72 кВ для режима дробления породы по сравнению с 5.6 кВ для активной нагрузки. Есть также “хвост”, удлинённый к достаточно низким напряжениям в функции распределения для режима дробления, в то время как для активной нагрузки вообще нет пробоев ниже 280 кВ. Некоторое расплывание функции распределения для режима дробления, вероятно, связано с увеличением энергии, рассеиваемой в газовом разряднике, в этом режиме. Но в худшем случае разброс пробивного напряжения в районе среднего значения 287 кВ не превышает 5%, что вполне хорошо для неуправляемого разрядника. В табл. 1 приведены основные параметры работы генератора при зарядных напряжениях 1.5 и 1.8 кВ для двух нагрузок. Фронт импульса напряжения (примерно 50 нс) одинаков для всех исследованных режимов работы.

3.2. Модификация генератора до энергии 1 кДж

3.2.1. Общее описание

Принципиальная электрическая схема генератора приведена на рис. 12. Высоковольтный ем-

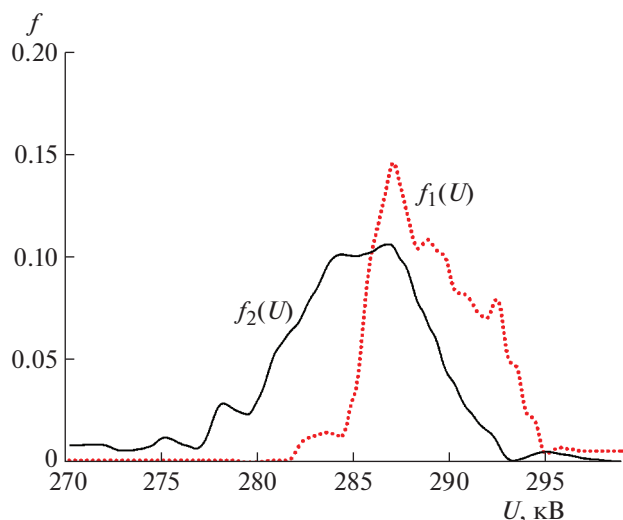


Рис. 11. Функции распределения пробивного напряжения искрового промежутка с активной нагрузкой 40 Ом ($f_1(U)$) и в режиме дробления ($f_2(U)$).

костный накопитель C_2 с емкостью примерно 20 нФ заряжается через импульсный трансформатор. После зарядки до напряжения 300 кВ в.в.-накопитель подключается к нагрузке через искровой разрядник $ГР$. Одно существенное различие от схемы на рис. 2 заключается в добавлении защитного индуктора L_2 (220 мкГн, 40 Ом) в цепь разряда в.в.-накопителя. Он гасит колебания, возникающие после основного разряда.

Батарея C_1 с полной емкостью 601.6 мкФ собрана из 128 параллельно включенных конденсаторов E53.M59-472T21 емкостью 4.7 мкФ компании Electronicon, которые конструктивно выполнены в виде четырех блоков, каждый из которых содержит по 32 конденсатора. Предусмотрена коммутация блоков для работы в режимах 0.25, 0.5 и 1 кДж. Для подключения и отключения блоков используются переключки. Предельно допустимое зарядное напряжение +2 кВ. Максимальная запасаемая энергия – 1.2 кДж.

Высоковольтный источник питания 802L 2 кВ фирмы LAMBDA осуществляет зарядку первичной накопительной конденсаторной батареи C_1 до заданного значения 1.5–2 кВ. После зарядки запускается тиристорный ключ D_2 , и энергия от первичного накопителя C_1 передается через в.в.-трансформатор Tr на высоковольтную конденсаторную батарею C_2 . Импульс тока низковольтного блока имеет максимальную амплитуду 16 кА и длительность 125 мкс.

3.2.2. Высоковольтный блок

В.в.-блок состоит из блока в.в.-трансформатора и блока высоковольтного емкостного накопи-

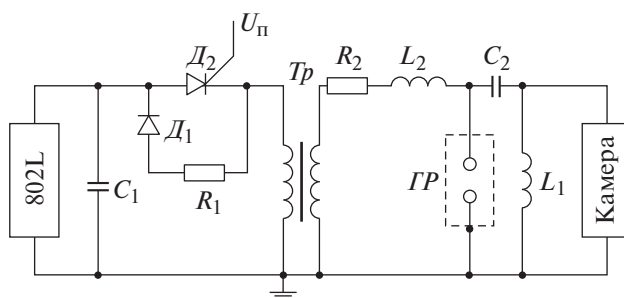


Рис. 12. Электрическая блок-схема генератора на 1 кДж.

теля, размещенных на общей раме (рис. 13). Блок в.в.-трансформатора закреплен на раме неподвижно. Блок высоковольтного емкостного накопителя установлен на регулируемых опорах и колесах, что позволяет отстыковывать блок от блока трансформатора и перемещать его по раме.

3.2.3. Блок в.в.-трансформатора

Этот блок включает в себя импульсный трансформатор и защитный дроссель. Все указанные элементы собраны в металлическом баке 1, заполненном трансформаторным маслом. Конструкция бака для трансформатора и всех элементов для подведения напряжения позволяет вакуумировать объем бака при заполнении его трансформаторным маслом. На верхней крышке бака имеется смотровое окно для контроля уровня масла в баке.

Разработан импульсный трансформатор на напряжение до 300 кВ с секционированными вто-



Рис. 13. Внешний вид высоковольтного блока. 1 – блок в.в.-трансформатора; 2 – блок высоковольтного емкостного накопителя; 3 – рама.

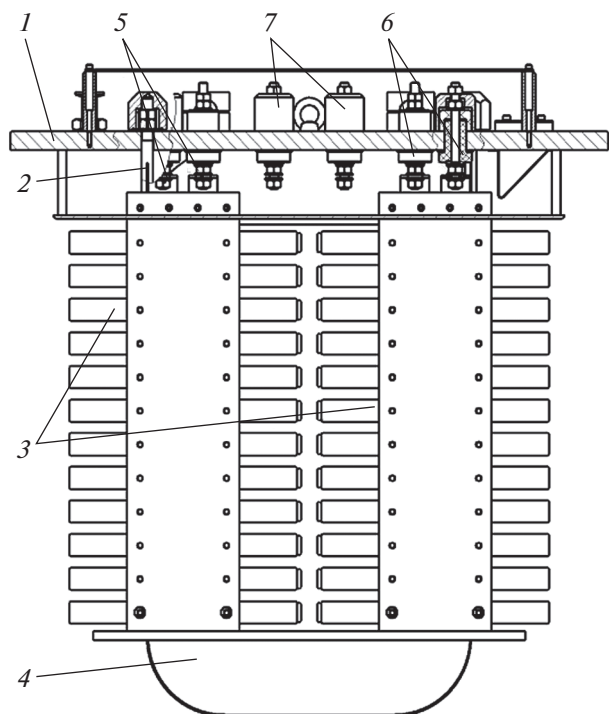


Рис. 14. Конструкция высоковольтного импульсного трансформатора. 1 – несущая плита; 2 – фиксирующий хомут; 3 – вторичные обмотки; 4 – сердечник; 5, 6 – выводы первичных обмоток; 7 – выводы вторичных обмоток.

ричными обмотками с межвитковой изоляцией конденсаторного типа. За счет секционирования обмоток в совокупности с большой межвитковой емкостью в секции достигается выравнивание напряженности электрического поля вдоль секций и снижаются перенапряжения, возникающие при переходных процессах. Конструкция трансформатора позволяет за счет увеличения числа последовательных секций масштабировать трансформатор на более высокий класс напряжения до 500 кВ при сохранении напряженности электрического поля в межвитковой изоляции.

Конструкция трансформатора представлена рис. 14. Трансформатор подвешен на плите 1 с помощью хомута 2, охватывающего магнитный сердечник 4. Сердечник стержневого типа с разрезом, он намотан из ленты ЭТ3425-0.08 мм шириной 110 мм. Поперечное сечение сердечника $110 \times 92 \text{ мм}^2$, размер окна $556 \times 250 \text{ мм}$. На каждом стержне сердечника установлены одинаковые первичные и вторичные обмотки.

Первичные обмотки 1 – однослойные, содержащие по восемь витков алюминиевой шины $4 \times 40 \text{ мм}$, они намотаны на стеклотекстолитовых каркасах. Концы первичных обмоток подсоединены к выводам 5 и 6.

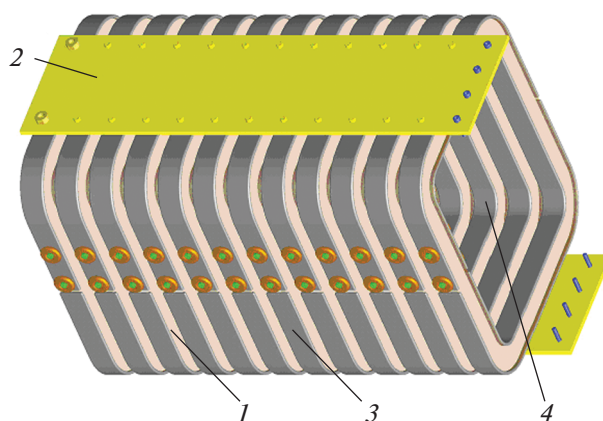


Рис. 15. Конструкция вторичной обмотки в.в.-трансформатора. 1 – секция обмотки; 2 – несущая пластина; 3 – внешний экран секции; 4 – внутренний экран секции.

Вторичные обмотки в.в.-трансформатора – секционированные (рис. 15). Каждая обмотка состоит из 12 секций 1, закрепленных на несущих стеклотекстолитовых пластинах 2. Секции объединены в 2 группы по 6 штук в каждой. Внутри группы секции соединены последовательно, а группы соединены параллельно таким образом, что верхняя и нижняя секции соединены с нулевым проводником, а высокое напряжение выводится со средних секций. Каждая секция состоит из 200 витков, намотанных алюминиевой лентой шириной 20 мм и толщиной 0.05 мм. Межвитковая изоляция – лавсановая лента шириной 30 мм и толщиной 0.1 мм. Снаружи и внутри секции установлены внешний 3 и внутренний 4 экраны, выполненные из алюминиевой шины $4 \times 30 \text{ мм}$. Начала вторичных обмоток подсоединены к выводам 7 (рис. 14), которые заземлены через шунты сопротивлением 1 Ом. Концы вторичных обмоток подсоединены к электроду защитного резистора. Использование в секциях обмотки изоляции конденсаторного типа позволило снизить напряженность в межвитковой изоляции до 2.5 кВ/мм, что практически на порядок ниже, чем в первой конструкции трансформатора (рис. 6). Секционированные обмотки в совокупности с большой межвитковой емкостью в секции позволяют уменьшить перенапряжения, возникающие при разряде высоковольтного емкостного накопителя генератора.

Импульс тока от низковольтного блока передается в в.в.-блок по двум кабелям SILICABLE. Жилы кабелей подсоединены к выводам 5 и 6 так, чтобы напряжение на вторичной обмотке имело отрицательную полярность.

Основные параметры трансформатора. Коэффициент трансформации 150; длительность импульса (полуволна) тока 110 мкс; амплитуда импульса тока: первичной обмотки 16 кА, вторичной

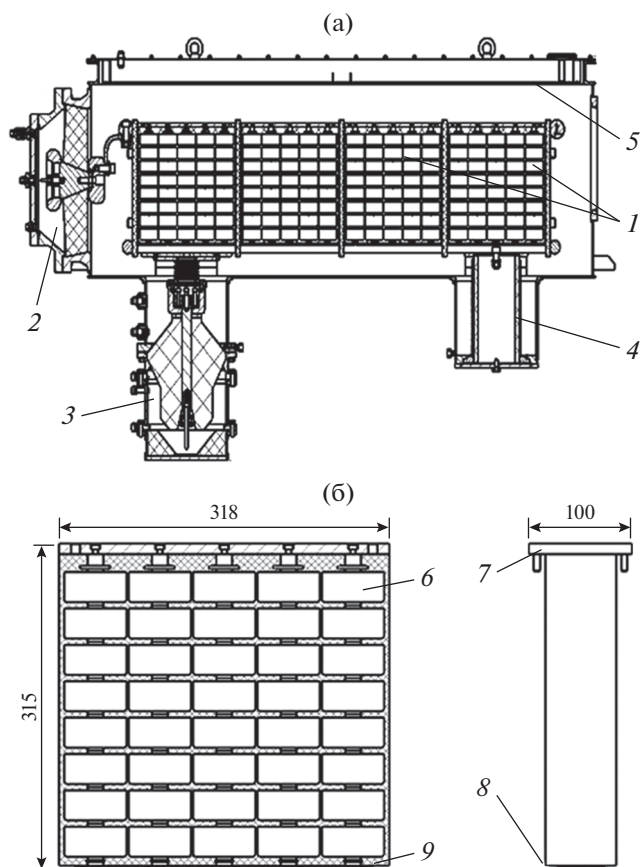


Рис. 16. Продольное сечение блока высоковольтного емкостного накопителя (а: 1 – конденсаторные сборки; 2 – искровой разрядник; 3 – узел дробления; 4 – зарядный дроссель; 5 – пластина емкостного делителя и сечение конденсаторной сборки; б: 6 – конденсаторы сборки; 7 – верхняя монтажная пластина; 8 – цанговая контактная пластина; 9 – корпус, выполненный из эпоксидного компаунда).

обмотки 60 А; амплитуда импульса напряжения на вторичной обмотке ($U_1 = 2$ кВ) – 300 кВ; омическое сопротивление: первичной обмотки ~ 0.5 мОм, вторичной обмотки 12 Ом; потери энергии в трансформаторе за импульс ~ 15 Дж.

3.2.4. Блок высоковольтного емкостного накопителя

Блок содержит высоковольтный емкостный накопитель 1, искровой разрядник 2, узел дробления 3, зарядный дроссель 4 и емкостный делитель напряжения 5 (см. рис. 16а). Все указанные элементы собраны в металлическом баке, заполненном трансформаторным маслом. На верхней крышке бака имеется смотровое окно для контроля уровня масла в баке.

Высоковольтный емкостный накопитель выполнен в виде пространственной несущей конструкции – этажерки, состоящей из четырех сек-

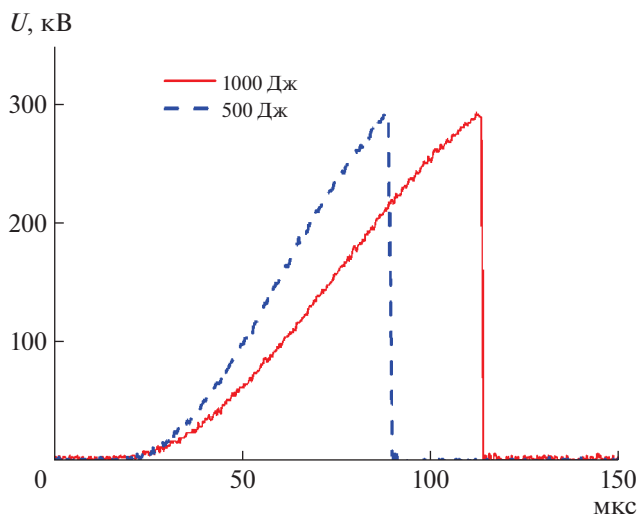


Рис. 17. Осциллограммы напряжения на высоковольтном емкостном накопителе при зарядном напряжении 1.8 кВ на первичном накопителе при запасаемой энергии, равной 500 и 1000 Дж.

ций (1). Каждая секция, в свою очередь, состоит из пяти конденсаторных блоков. Конденсаторный блок (рис. 16б) состоит из 40 керамических конденсаторов UHV-12A (1700 пФ, 50 кВ, производство компании TDK), соединенных последовательно-параллельно и залитых эпоксидным компаундом. Снизу на каждой сборке закреплена цанговая контактная пластина 8, которая обеспечивает контакт конденсаторов с нижними высоковольтными стержнями. Высоковольтный емкостный накопитель установлен в баке на четырех опорах, закрепленных шарнирно в перегородках. Дополнительной опорой накопителя служит изолятор зарядного дросселя. Всего получается 800 конденсаторов с полной емкостью батареи 21.25 нФ. Изменение емкости производится удалением или установкой части конденсаторных сборок.

Камера для дробления и разрядник в основных чертах подобны описанным выше (см. рис. 8).

3.2.5. Результаты экспериментов и обсуждение

Осциллограммы зарядного напряжения на высоковольтном емкостном накопителе приведены на рис. 17. Амплитуда напряжения составляет около 290 кВ при зарядном напряжении 1.8 кВ. Длительность импульса больше примерно на 25 мкс при 1000 Дж запасаемой энергии.

Кривые тока и напряжения нагрузки приведены на рис. 18а и 18б для работы на эквивалентной нагрузке и в режиме дробления. Напряжения и ток на рис. 18а демонстрируют экспоненциальный спад, характерный для разряда емкости на активную нагрузку, с небольшими колебаниями из-за переходных процессов. Временное поведе-

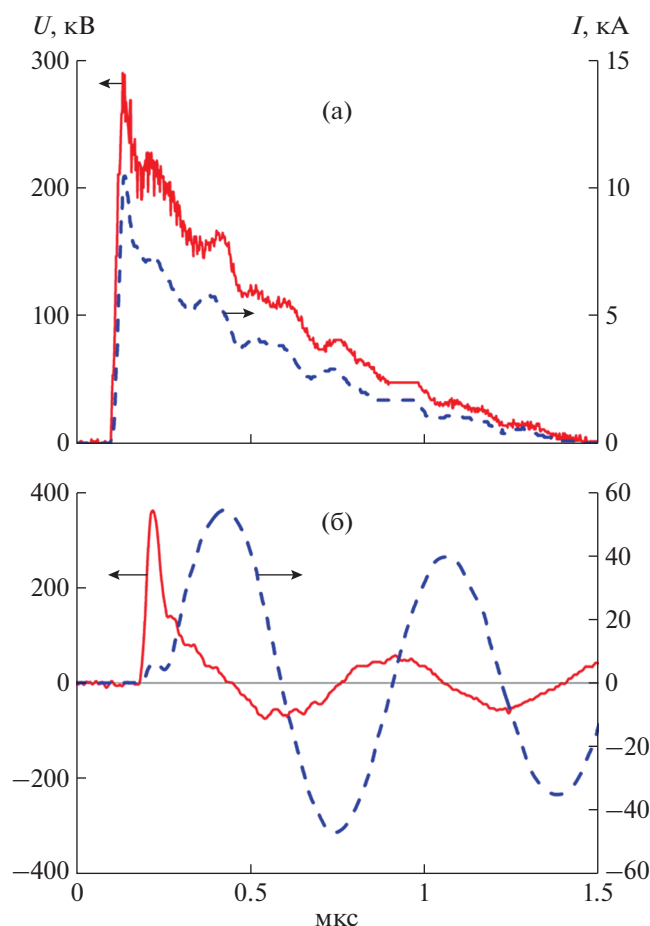


Рис. 18. Напряжение нагрузки U и ток I при работе: **а** – на эквивалентной нагрузке; **б** – в режиме дробления породы (1.8 кВ, 1000 Дж).

ние напряжения и тока одинаково на активной нагрузке, и там нет никакой задержки между напряжением и током. Формы сигналов в режиме дробления рис. 18б совершенно различны: в начале импульса происходит большой скачок напряжения, затем напряжение резко падает в момент полного пробоя, и ток возрастает. Амплитуда тока в режиме дробления почти в четыре раза больше, чем в режиме активной нагрузки. Фронт импульса напряжения (примерно 50 нс) одинаков для всех исследованных режимов работы. В табл. 2 приведены основные параметры работы генератора в зависимости от запасаемой энергии при зарядном напряжении 1.8 кВ.

Таблица 2. Параметры импульсов для режима дробления

Энергия, Дж	Зарядное время, мкс	Напряжение нагрузки, кВ	Ток нагрузки, кА
250	55	330	20
500	75	350	28
1000	110	380	50

3.3. Генератор на 8 кДж

3.3.1. Блок-схема установки

Блок-схема генератора для дробления материалов представлена на рис. 19. Установка состоит из шкафа электропитания и управления и блока импульсного генератора с камерой дробления.

Шкаф электропитания и управления содержит следующие блоки:

- высоковольтный источник питания, служащий для зарядки конденсаторов импульсного генератора;
- формирователь управляющего импульса – при срабатывании генератора формирует сигнал, поступающий в счетчик импульсов и через него в высоковольтный источник питания;
- счетчик импульсов включает высокое напряжение, осуществляет счет срабатываний генератора и выключает высокое напряжение после достижения заданного количества импульсов;
- замыкатель – элемент системы безопасности, обеспечивающий разряд конденсаторов генератора по окончании работы или в случае аварии;
- элементы воздушной системы, которые осуществляют подачу газа в разрядник генератора до заданного давления и сброс газа после пачки импульсов.

Все блоки и элементы располагаются в металлическом шкафу размером $0.55 \times 0.55 \times 1.15$ м.

Используется высоковольтный источник питания с постоянным выходным током и максимальным выходным напряжением 50 кВ, со скоростью зарядки 8 кДж/с, с отрицательной полярностью выходного напряжения серии 802L-50KV-NEG-400VAC (производство компании TDK-Lambda, США).

Блок импульсного генератора с камерой дробления выполнен в виде бака, заполненного трансформаторным маслом (рис. 20). В баке размещены генератор, собранный по схеме Маркса, опорный изолятор и узел проходного изолятора, к которому пристыкована камера дробления. Камера дробления заполнена водой и имеет полость, куда помещается разрушаемый образец. В камере имеются датчик тока, а также активный и емкостный делители напряжения.

Установка работает следующим образом. Оператор устанавливает на высоковольтном источнике питания необходимое зарядное напряжение

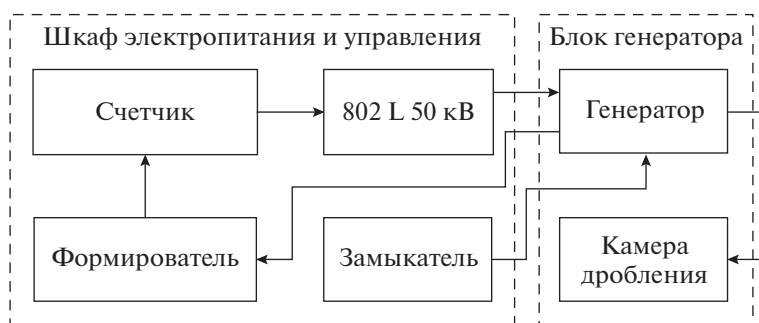


Рис. 19. Блок-схема генератора.

генератора, на счетчике — число импульсов в пачке, период срабатывания генератора и давление газа в разряднике. При подаче команды “Старт” генератор начинает работать. Высоковольтный источник питания заряжает конденсаторы генератора до 25–50 кВ за 0.2–0.9 с. При достижении напряжения самопробоя разрядники генератора импульсных напряжений пробиваются, и импульс напряжения амплитудой 200–400 кВ передается на камеру дробления. Импульсы напряжения и тока камеры, снятые с делителей и датчика тока, регистрируются осциллографом.

Генератор импульсного напряжения собран по схеме Маркса (рис. 21). В генераторе 8 ступеней C_1 – C_8 . В каждой ступени генератора используются два параллельно соединенных конденсатора ИК-100-0.4. Это конденсатор с бумажно-масляной изоляцией, пропитанной касторовым маслом. Максимальное рабочее напряжение конденсатора 100 кВ, емкость 0.4 мкФ, внутренняя индуктивность 140 нГн. Габаритные размеры конденсатора $455 \times 500 \times 150$ мм, его масса 32 кг. Ступени генератора заряжаются через зарядные дроссели $L_1 R_1$ – $L_{16} R_{16}$. Это воздушные дроссели с индуктивностью 145 мкГн и активным сопротивлением 29 Ом. Разрядники генератора S_1 – S_8 — двухэлектродные искровые разрядники, заполненные сухим воздухом. Электрическая прочность промежутков разрядни-

ков регулируется изменением в них давления воздуха. Все 8 разрядников генератора монтируются в одном корпусе из стеклоэпоксидной трубы, образуя блок разрядников.

3.3.2. Конструкция импульсного генератора

Конструкция генератора приведена на рис. 22. Конденсаторы ступеней 1 установлены в контейнере 2. Контейнер выполнен из дельта-древесины, с одной стороны он закреплен на стенке бака 8 генератора, с другой опирается на изолятор из оргстекла 6. Над конденсаторами размещается блок разрядников 3 с прикрученными к нему зарядными дросселями 4. Все ступени генератора закрыты экранами 5 из алюминия, которые соединены с низковольтными выводами конденсаторов. Зарядное напряжение к конденсаторам ступеней подводится кабелем через разъем 9. Напряжение от генератора в камеру для дробления подается через проходной изолятор 7. Корпус генератора заполнен трансформаторным маслом. Объем масла около 1.5 м^3 , масса генератора составляет примерно 2.5 т.

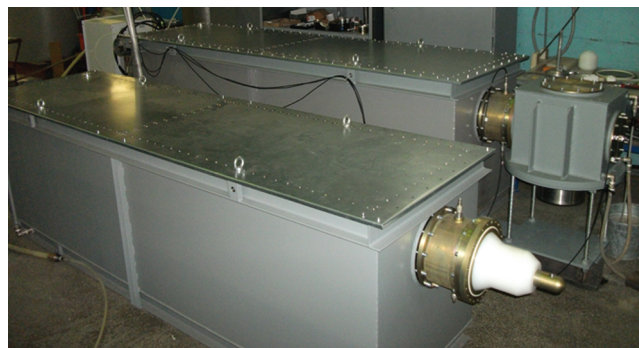


Рис. 20. Внешний вид блока импульсного генератора.

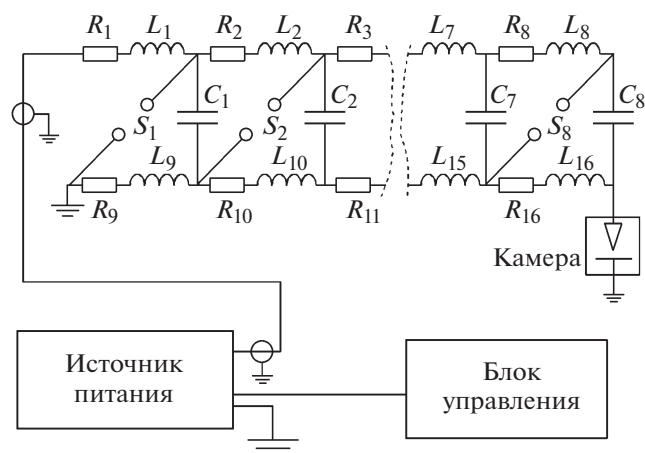


Рис. 21. Принципиальная схема импульсного генератора.

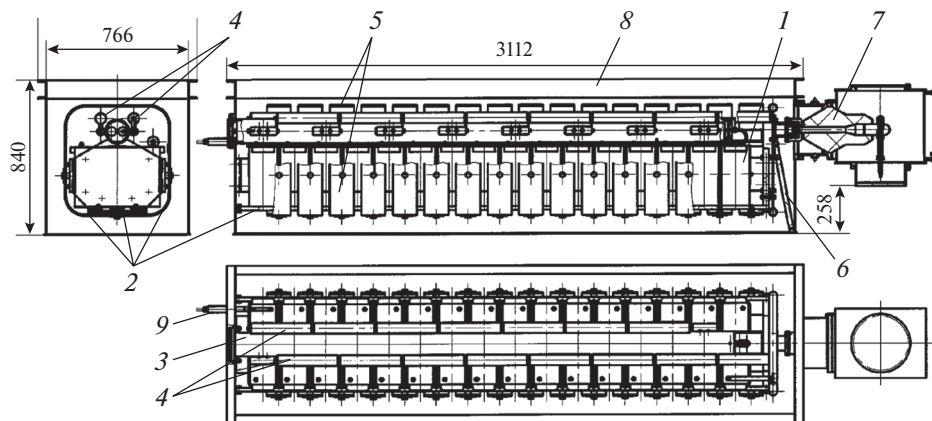


Рис. 22. Генератор с камерой дробления. 1 – конденсаторы ступеней; 2 – контейнер для конденсаторов; 3 – блок разрядников; 4 – зарядные дроссели; 5 – экраны; 6 – опорный изолятор; 7 – проходной изолятор камеры дробления; 8 – бак генератора; 9 – разъем для ввода зарядного напряжения.

3.3.3. Разрядники генератора

В генераторе используются двухэлектродные искровые разрядники, заполненные воздухом. Электрическая прочность промежутков разрядников регулируется изменением давления воздуха в них. Все восемь разрядников монтируются в одном корпусе из стеклоэпоксидной трубы $\varnothing 130$ мм, образуя блок разрядников. Электродная система разрядника приведена на рис. 23. Электроды 1 закреплены на трубе 3 болтами 5. К контактам 2 подключаются зарядные дроссели и конденсаторные шины (см. рис. 22). Уплотнительные кольца 4 из фторопласта обеспечивают герметичность объема разрядника. Величина межэлектродного зазора в разрядниках составляет 8 мм. Электроды разрядников выполнены из меди. Для защиты от про-

дуктов разряда внутренняя поверхность корпуса разрядника закрыта полосами лавсановой пленки толщиной 0.2 мм. Полосы плотно вставлены между уплотнительными кольцами 4 противоположных электродов.

3.3.4. Зарядный дроссель

Это дроссель без ферромагнитного сердечника с индуктивностью 145 мкГн и активным сопротивлением 29 Ом. Обмотка дросселя выполнена нихромовым проводом на стеклопластиковой трубе. Концы обмотки закреплены в отверстиях электродов с помощью клиньев. Сверху нихромовый провод обмотан стеклонитью, пропитанной эпоксидным компаундом. Использование в соленоиде дросселя проводника из нихрома позволяет при малых потерях энергии при зарядке конденсаторов ступеней ограничить ток при саморазряде генератора на уровне 1.5–2 кА и обеспечить достаточную механическую прочность дросселя. Минимизация рассеянных магнитных полей в сильноточных индукторах и проблемы механической прочности исследовались автором в работах [53–55]. Внутреннее пространство генератора Маркса с размещением и соединениями конденсаторов, разрядников и индукторов показано на рис. 24.

3.3.5. Конструкция камеры для дробления

Камера для дробления изображена на рис. 25. Корпус камеры для дробления 1 выполнен в виде параллелепипеда с размерами 500 × 400 × 400 мм. В цилиндре 8, который соединяет камеру дробления и генератор, установлен проходной изолятор 3 из полиэтилена, зажатый фланцем 2. Напряжение от генератора через проходной изолятор по центральному проводнику 4 подводится к электроду 5. Разряд замыкается между электродами 5 и 7. В конусной полости изолятора 6 помещается материал для дробления. Корпус заполняется во-

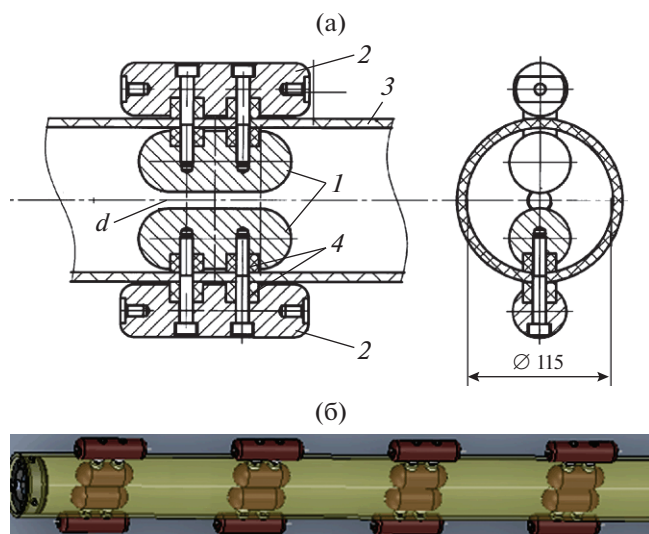


Рис. 23. Сборка электродной системы разрядника (а). 1 – медные электроды; 2 – контакты для соединения с конденсаторами; 3 – корпус; 4 – уплотнительные кольца, d – искровой зазор; б – трехмерный вид.

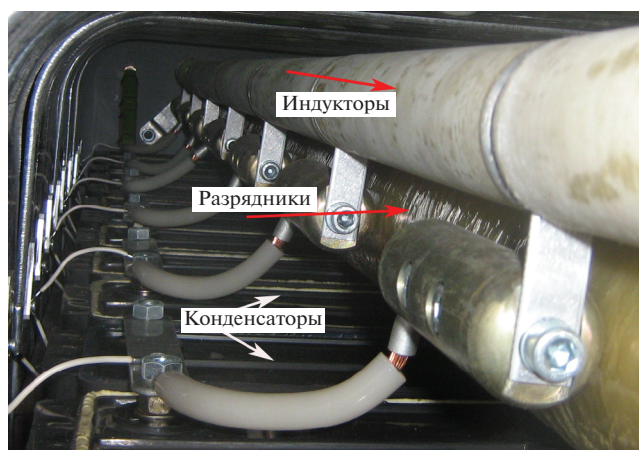


Рис. 24. Соединение конденсаторов, разрядников и дросселей в колонне генератора импульсного напряжения.

дой. В верхней части корпуса оставляется зазор с воздухом для уменьшения силы гидроудара на стенки камеры. В цилиндре 8 установлены емкостный делитель для измерения напряжения на электродах и индуктивный датчик тока. Напряжение на нагрузке после пробоя измеряется активным жидкостным делителем 12.

3.3.6. Режимы работы генератора

Генератор испытан при работе в двух режимах:

- режиме эквивалентной нагрузки;
- режиме дробления.

В режиме эквивалентной нагрузки сопротивление нагрузки образовано столбом воды между электродом и дном корпуса. Величина нагрузки составляет примерно 8 Ом. Зазор между высоковольтным электродом и дном корпуса равен 36 мм.

Конфигурация электродов камеры дробления при работе в режиме дробления материала приведена на рис. 25. Зазор между в.в.-электродом 5 и электродом 8 равен 20 мм. Испытания генератора проводились при давлениях воздуха в разрядниках генератора 1, 1.5, 2, 2.5 и 3 ата. Напряжение самопробоя разрядников при этих давлениях составляло соответственно 20, 26, 32, 39 и 45 кВ. Характер-

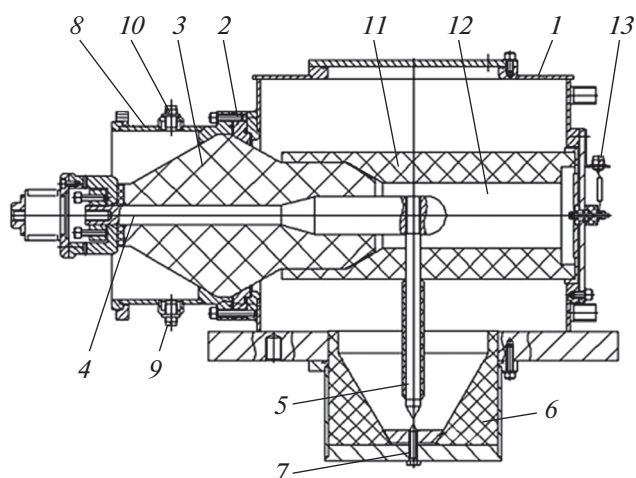


Рис. 25. Камера дробления. 1 – корпус; 2 – фланец; 3 – изолятор; 4 – центральный токопровод; 5 – высоковольтный электрод; 6 – изолятор разрядной камеры; 7 – заземленный электрод; 8 – переходной цилиндр; 9, 10 – датчики; 11 – корпус делителя напряжения; 12 – водяная колонна активного делителя; 13 – вывод делителя.

ные осциллограммы напряжения на нагрузке и тока в нагрузке с датчиков камеры дробления для этих режимов приведены на рис. 26, а в табл. 3 – основные параметры работы установки в режиме дробления. Из рис. 26б видно, что наблюдается ярко выраженная фаза в.в.-разряда с квазипрямоугольной формой импульса напряжения, в отличие от резкого пика напряжения для генераторов с меньшей энергией (рис. 10б и 18б). Из табл. 3 следует, что продолжительность высоковольтной фазы уменьшается при увеличении напряжения. Около 55% от первоначальной накопленной энергии рассеивается в зоне разряда для этого режима, остальное – в разрядниках, внутренних сопротивлениях конденсаторов и других активных элементах разрядной цепи.

3.4. Ступень линейного трансформатора

3.4.1. Общее описание и блок-схема

Не исследованным ранее подходом является использование ступени линейного трансформатора (или сборки ступеней) как генератора дроб-

Таблица 3. Основные параметры работы установки в режиме дробления (P – давление в разрядниках, U_0 – зарядное напряжение)

P , атм	U_0 , кВ	Энергия батареи, Дж	Напряжение нагрузки, кВ	Ток нагрузки, кА	Длительность в.в.-фазы, нс
1	20	1280	190	17	1000
2	32	3277	280	34	800
2.5	39	4867	340	42	600
3	45	6480	410	51	500

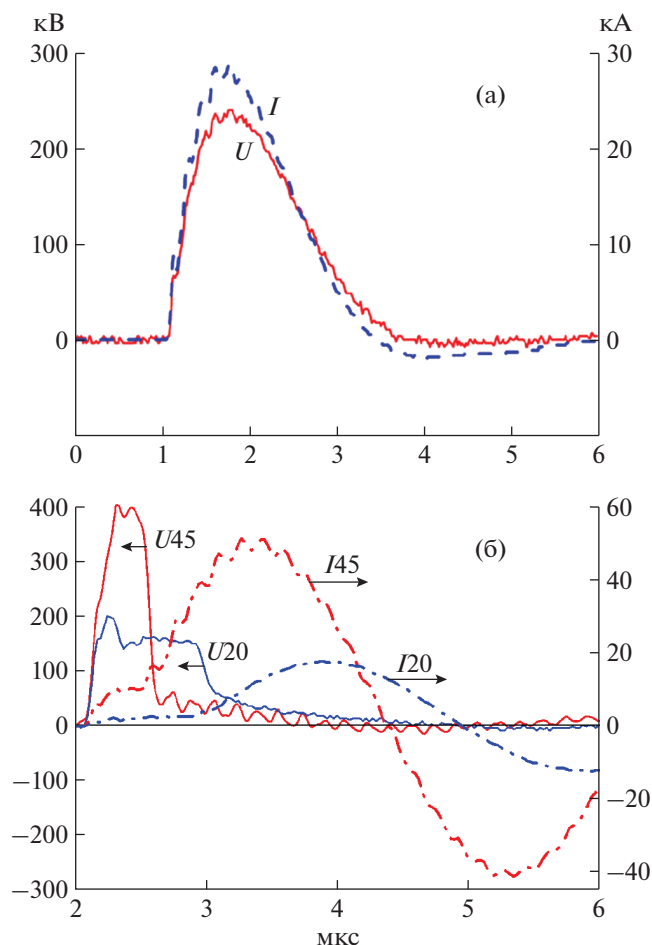


Рис. 26. Осциллограммы напряжения и тока при зарядном напряжении 20 и 45 кВ: а – в режиме эквивалентной нагрузки; б – в режиме дробления.

ления. Общий вид стэнда ступени линейного трансформатора дан на рис. 27а, а детализация конденсаторного блока с одним снятым электродом – на рис. 27б. Схема сборки для N ступеней приведена на рис. 28а. В созданной ступени один конденсатор ИК-50-3 (емкость 3 мкФ) включается многоканальным искровым разрядником 4 на два параллельно включенных индуктора б. Использован многоканальный многоззорный разрядник линейной геометрии, подобный описанному в работах [56, 57]. Конструкция индуктора подробно описана в [58, 59]. Вольт-секундный интеграл индукторов ступени примерно равен $40 \text{ мВ} \cdot \text{с}$. Вторичный виток, пропущенный через индукторы, позволяет удвоить напряжение на выходе ступени. Индуктивность разрядного контура ступени 0.12 мкГн , сопротивление 0.053 Ом . Волновое сопротивление ступени, приведенное к вторичной стороне трансформатора, составляет 0.5 Ом . Ступень испытана при зарядном напряжении 25–40 кВ. В режиме короткого замыкания получен ток 80 кА с временем до максимума около 0.9 мкс. Ступень

может использоваться для создания линейных трансформаторов для нагрузок с переменным сопротивлением со временем высокоомного состояния нагрузки меньше 0.2 мкс.

3.4.2. Особенности использования линейного трансформатора в схемах электроимпульсных технологий

Необходимо учитывать, что в генераторе по схеме линейного трансформатора длительность импульса ограничивается вольт-секундным интегралом сердечников, и изготовление генератора по данной схеме целесообразно при создании короткого импульса напряжения на нагрузке. В устройстве для электроимпульсного разрушения материалов длительность импульса высокого напряжения на электродах камер для дробления определяется временем до пробоя между электродами и может изменяться примерно от 0.1 мкс до нескольких микросекунд. Требуемая задержка в основном определяется обрабатываемым материалом: чем больше его электрическая прочность, тем больше время задержки до пробоя. Поэтому схема со ступенями наиболее перспективна для легко пробиваемых материалов, например, для отходов электроники (см. ниже разделы 4.3, 4.4).

Длительность импульса может варьироваться изменением индукторов, конденсаторов и числа ступеней. Вместо конденсатора ИК-50-3 могут быть использованы конденсаторные блоки [60, 61] или ступени LTD. Ранее нами были разработаны компактные ступени LTD с воздушной изоляцией [62–64]. Это позволяет варьировать длительность импульса, напряжение и ток нагрузки в широких пределах. На рис. 28б приведены осциллограммы при работе блока с нагрузкой 1 Ом. Напряжение достигает 40 кВ при токе 35 кА, выделившаяся энергия E равна 1.3 кДж при зарядном напряжении 35 кВ.

Основным преимуществом является то, что для одинакового энергозапаса схема со ступенью значительно проще, дешевле (примерно в три раза) и компактнее, чем описанные выше установки. Низкая цена обусловлена отсутствием большого количества дорогих керамических конденсаторов. Но для нее есть свои особенности в применениях, отмеченные здесь.

4. НЕКОТОРЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

4.1. Получение кварцевых концентратов высокой чистоты

Высокочистые кварцевые концентраты (в.ч.к.) – продукт измельчения природного кварца, очищенный от минеральных и химических примесей, с размером частиц 100–300 мкм и совокуп-

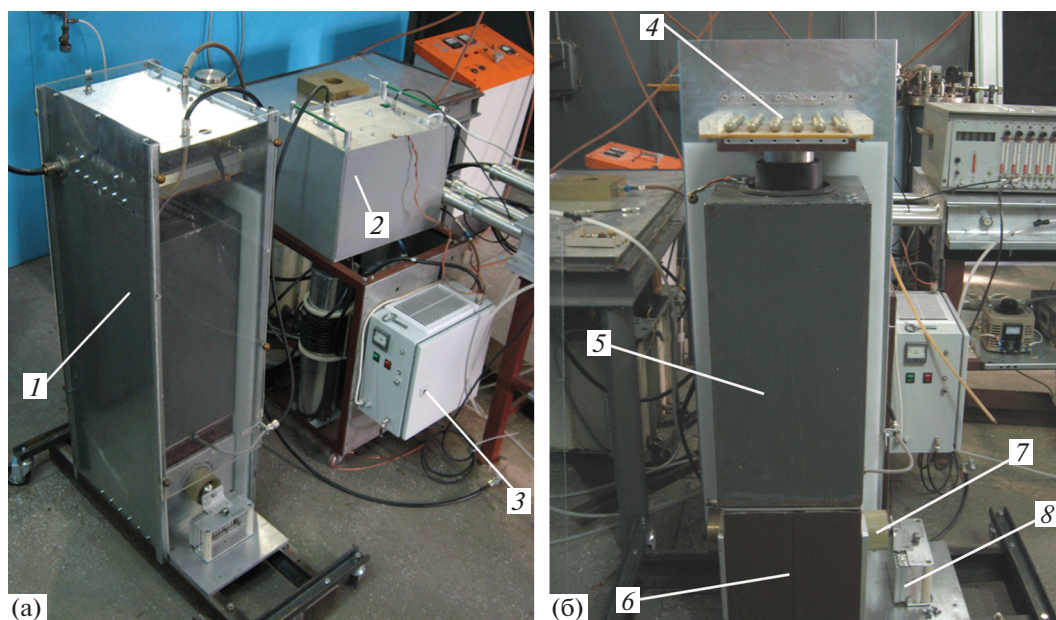


Рис. 27. Внешний вид: **а** – ступени линейного трансформатора (1 – конденсаторный блок; 2 – генератор подмагничивания; 3 – пусковой генератор), **б** – конденсаторного блока с одним снятым электродом (4 – разрядник; 5 – конденсатор; 6 – индукторы; 7 – выходной электрод; 8 – нагрузка 1 Ом).

ным содержанием примесей (массовая доля) не более 20–30 ppm. Кроме того, отдельно в составе в.ч.к. регулируется содержание ключевых примесей – бора, фосфора, щелочных металлов. Кроме в.ч.к. также существуют ультрачистые кварцевые концентраты, в которых содержание примесей не превышает 10 ppm. Актуальность проблемы обусловлена потребностями оборонной промышленности, электроники и других областей в в.ч.к. и кварцевых стеклах на их основе для изготовления радиопрозрачных обтекателей высокоскоростных летательных аппаратов, крупногабаритной оптики для оснащения мощных лазерных установок и ламп накачки, кварцевых тиглей для выращивания монокремния и мультикремния для “солнечной” энергетики, кварцевых диффузионных труб и оснастки в производстве микроэлектроники, керамических наноматериалов, термостойких огнеупорных материалов на основе кварцевого стекла для оснащения отечественных предприятий черной и цветной металлургии и др. [65].

Промышленное производство в.ч.к. осуществляется из природного кварцевого сырья, обладающего высокой химической чистотой и низким содержанием минеральных примесей, легко поддающихся удалению в процессе обогащения. При этом актуальной проблемой при создании технологии производства в.ч.к. является предотвращение или минимизация влияния процессов дробления на химическую чистоту исходного материала.

Наличие селективного метода устранения загрязняющих минералов в кварце имеет решающее

значение для достижения высокой чистоты кремниевого сырья для производства солнечных элементов из кремния. В работе [9] детально оцениваются и сравниваются эффекты электрической фрагментации с обычным механическим дроблением: в частности, для удаления мелкозернистых микроэлементов, которые часто ставят под угрозу перспективные кварцевые изделия высокой чистоты. Обсуждается также возможность комбинирования обоих методов измельчения. Исследовался объемный образец кварца гидротермальной жилы, содержащий незначительные примеси (<1%) мусковита и ортоклаза. Анализировались морфология частиц, распределение трещин и степень удаления примесных минералов методами оптической и электронной микроскопии. Электрическая фрагментация генерирует частицы со сферической геометрией и дает более высокий процент удаленных минералов. Механическое дробление, напротив, приводит к образованию удлиненных фрагментов с трещинами параллельно поверхностям фрагментов. Мусковит разрушается как по плоскостям спайности, так и по границам зерен, тогда как ортоклаз разрушается только по границам зерен. Были сделаны следующие заключения: 1) при электрической фрагментации образуется больше расколов, которые избирательно направляются в сторону минеральных включений; механическое дробление приводит к меньшему количеству расколов и их сильной поляризации параллельно границам зерен; 2) электрическая фрагментация увеличивает удаление посторонних микроэлементов и уменьшает появление внедренных частиц; 3) электри-

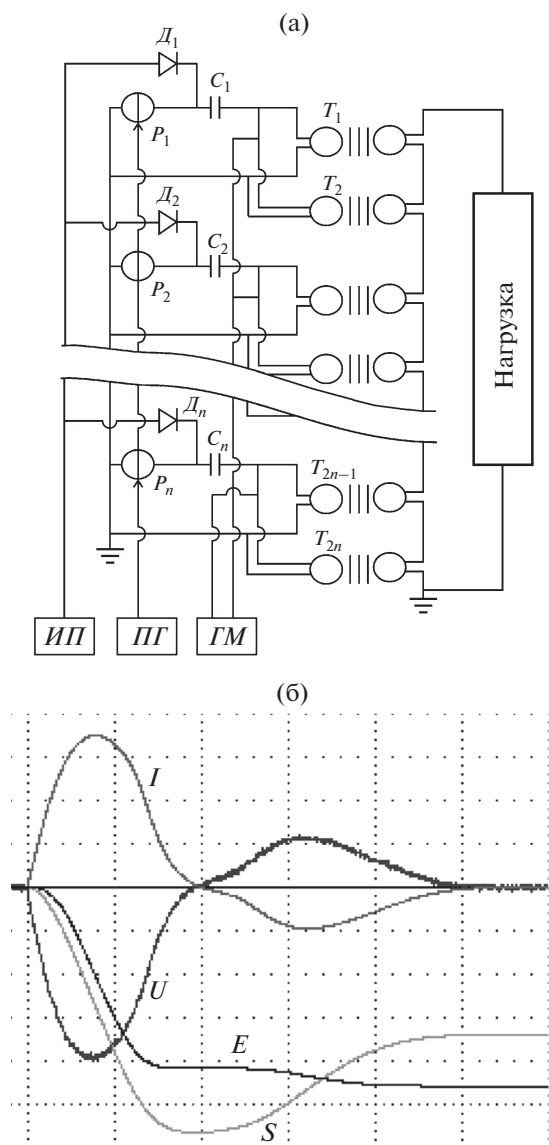


Рис. 28. Схема сборки для N последовательных ступеней (а: C – конденсаторы, T – индукторы, D – диоды, P – разрядники, $ИП$ – источник питания, $ПГ$ – пусковой генератор, $ГМ$ – генератор подмагничивания); б – осциллограммы при работе блока с нагрузкой 1 Ом при зарядном напряжении 35 кВ. Масштаб по вертикали: для напряжения $U = 10$ кВ/деление, тока $I = 10$ кА/деление, энергии $E = 0.3$ кДж/деление, вольт-секундного интеграла магнитного сердечника $S = 8$ (мВ · с)/деление; по горизонтали – 1 мкс/деление.

ческая фрагментация более выгодна для получения как более крупных удаленных частиц, так и кварца с плотной случайной сетью расколов; электрическая фрагментация требует меньше энергии для обработки.

В традиционных механических методах измельчения рабочие мелющие органы оборудования подвержены высокому абразивному износу, приводящему к интенсивному загрязнению исходного

материала. При электроимпульсном дроблении инструментом разрушения является высоковольтный электрический разряд, и вращающиеся рабочие узлы отсутствуют, что позволяет минимизировать унос массы узлов камеры дробления в измельчаемый материал [66]. В этой связи электроимпульсное дробление высокоабразивных особо чистых материалов предпочтительнее механического измельчения [67, 68].

4.2. Дробление твердых пород и композитов

В качестве примера можно привести генераторы для дробления бетона серии FRANKA (Карлсруэ, Германия) [10] – лабораторная установка FRANKA 0 с выходным напряжением до 250 кВ, энергозапасом 750 Дж и с частотой следования импульсов до 5 Гц, а также прототип промышленной установки FRANKA 2 с выходным напряжением до 350 кВ и производительностью до 280 кг/ч. Запасаемая энергия в генераторах по схеме Аркадьева–Маркса для целей электроимпульсного разрушения материалов может достигать примерно 10 кДж при выходном напряжении около 400 кВ и частоте следования импульсов около 1 Гц. Для повышения скорости нарастания напряжения на разрядном промежутке, удержания его на время задержки пробоя и увеличения эффективности вложения энергии в канал разряда на выходе генератора Аркадьева–Маркса устанавливают дополнительный обостряющий конденсатор в виде отрезка коаксиальной линии с выходным разрядником, непосредственно к которому подключают разрядную камеру.

В работе [4] проведены исследования закономерностей изменения основных характеристик электроимпульсного разрушения гранита как одной из наиболее распространенных крепких и очень крепких горных пород в широком диапазоне изменений расстояния между электродами и энергоклада на единицу длины межэлектродного промежутка. Процесс электроимпульсного разрушения горных пород – многофакторный и, в частности, зависит от свойств, строения и состава горной породы, характеристик жидкой среды, параметров импульса напряжения, механизма развития канала разряда в жидкой и твердой фазах и ряда других параметров. Одной из важных характеристик разрушения является глубина внедрения канала разряда.

Ряд работ посвящен обработке угольной руды. Уголь – это сложное вещество, содержащее множество видов минералов с широким распределением по размерам и компонентам в зависимости от сорта и месторождения. Так, в работе [8] исследована возможность дробления угля с использованием высоковольтных электрических импульсов в воздушной среде для повышения проницаемости пласта метана угольного пласта. Показано,

что напряженность пробивного поля образца угля была примерно на порядок меньше, чем у воздуха. Результаты микроанализа показали, что проницаемость метанового пласта значительно увеличивалась высоковольтными электрическими импульсами. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что электроразрядная обработка является перспективной технологией повышения выхода метана в угольных шахтах. В работе [69] проводилось сравнение электроимпульсного дробления угля с механическим измельчением. Было показано, что коэффициенты образования легких чистых фракций угля и тяжелых отходов при электроимпульсном дроблении были выше, чем при механической обработке.

Полимерные композиционные материалы (п.к.м.) обладают уникальными свойствами, благодаря чему используются во многих отраслях промышленности. По типу полимерной матрицы п.к.м. делятся на реактопласты и термопласты (потребление п.к.м. по типу полимерной матрицы в мире оценивается следующим образом: 67% – реактопласты; 33% – термопласты). Среди полимерных матриц с экологической точки зрения термопласты желательны для использования в п.к.м., однако высокие вязкость расплава и стоимость сырья являются основными ограничениями их массового применения. Термопласты также требуют дорогостоящих технологий обработки, при которой используются высокие температуры (200–400°C) и давление. Реактопласты обладают низкой вязкостью, что делает их идеальными для недорогой обработки, удобной пропитки армирующих волокон, поэтому они являются наиболее распространенными. Основной объем приходится на п.к.м., армированные стекловолокном (более 80% стеклопластика), далее следуют угле- и арамидное (арамид – ароматический полиамид) волокно. Стеклопластик является преобладающим среди полимерных композиционных материалов благодаря отличным механическим и диэлектрическим свойствам в сочетании с малой плотностью. Он широко применяется в строительстве, электроэнергетике и нефтедобывающей промышленности.

Неизбежной глобальной проблемой является растущий объем композитных отходов. В отличие от монолитного материала, гетерогенная природа композитных материалов делает переработку очень сложной задачей. В то время как термопластичные композиты могут быть легко расплавлены и переработаны, терморезистивные композиты имеют сшитые трехмерные структуры и требуют специальных процессов восстановления материала. В исследовании [70] высоковольтная фрагментация была изучена как потенциальный процесс переработки композитов. Затем она сравнивалась с механической переработкой. Исследование охватывало эффективность разделения композитных

фаз, потребность в энергии и качество вторичной переработки. При высоковольтной фрагментации получались более чистые и длинные волокна и меньшее содержание смолы, чем у механически переработанных композитов.

4.3. Извлечение стратегически важных металлов из отходов электроники

Масштаб проблемы утилизации отработанных электронных печатных плат (э.п.п.), очевидно, огромен. Э.п.п. присутствуют в большинстве электрических и электронных устройств, и когда приборы достигают своей фазы окончания срока службы, ценные и опасные материалы из них должны быть переработаны соответствующим образом. В Европе объемы переработки составляют миллионы тонн. В России, к сожалению, до сих пор значительная часть отходов электроники оказывается на свалке. Это не просто потеря ограниченных материальных ресурсов (ценных металлов), но и загрязнение природы сложным видом отходов, которые при взаимодействии с окружающей средой образуют токсины, попадающие в почву и грунтовые воды. Концентрация драгоценных металлов в печатных платах превышает их концентрацию в добываемой руде более, чем в 10 раз. Отходы э.п.п. имеют высокую потенциальную ценность, поскольку содержат до двадцати видов цветных и редких металлов. Однако отходы э.п.п. также содержат ряд токсичных тяжелых металлов, включая свинец, кадмий, ртуть и никель, а также бромированные антипирены, которые представляют потенциальную опасность для почвы, окружающей среды и биологических организмов. Повторное использование отходов э.п.п. имеет первостепенную важность для охраны окружающей среды и переработки ресурсов.

Многие технологии были разработаны и рассмотрены научным сообществом. Так, в работе [71] на 20 страницах представлен только обзор международных патентов, касающихся переработки э.п.п. (с 1990-х годов). Описаны и рассмотрены основные технологии механической обработки, извлечения и очистки металлов, эксплуатации неметаллических фракций. В обзоре [72] обсуждаются методы плазменной обработки различных металлосодержащих отходов, включая э.п.п. Применение электроразрядных технологий для утилизации отработанных э.п.п. с целью извлечения металлов начато сравнительно недавно и находится на уровне лабораторных исследований. В настоящее время разработаны физические основы ряда применений технологии электроимпульсного разрушения материалов. Однако технологические вопросы извлечения металлов из отработанных э.п.п. электроимпульсным способом пока не проработаны. Имеются отдельные статьи (по большей части ученых из Китая), по-

священные этой теме [73, 74]. Проблеме внесения аппаратных загрязнений при электроимпульсном дроблении посвящены лишь единичные исследования, что связано с ее актуальностью лишь для сравнительно узкой области технологического применения.

В работе [73] исследовалось извлечение меди из чистых печатных плат (без монтажа) электро-разрядным способом с помощью установки SELFRAG Lab. Морфология поверхности и химический состав взвешенных частиц были проанализированы с помощью сканирующей электронной микроскопии. Полученные результаты показывают, что механизм высвобождения и дробления э.п.п. в основном включает образование и расширение разрядных каналов, трансформацию ударной волны, эффектов отражения и преломления, а также физико-химических реакций в среде высокого давления; среди всех них физико-химические реакции между металлом и органикой являются специфическими явлениями, которые существуют только при использовании высоковольтных электрических для процесса дробления отходов э.п.п. Кроме того, полученные результаты также показывают, что высоковольтные электрические импульсы способствуют узкофракционной концентрации металла. В частности, производительность дробления достигает своего наилучшего уровня, когда число импульсов достигает 400, при этом в частицах размером около 2 мм было накоплено 97.92% меди. В работе [74] та же экспериментальная техника электродинамической фрагментации (э.д.ф.) была применена для более детального исследования обдирки металла от отходов э.п.п. Во фракции 3–6 мм при э.д.ф. было 84.84% от общего количества частиц, в то время как при механическом дроблении оно равнялось только 8.84%. Этот результат показал, что степень обдирки для э.д.ф.-метода была выше, чем для традиционного механического дробления для относительно крупного диапазона размеров. Эффект удаления меди увеличивается с ростом напряжения и числа импульсов. При напряжении 160 кВ и числе импульсов 300 скорость зачистки меди составляла 98.56% и 92.58% во фракциях размерами 25 и 13 мм соответственно.

В работе [75] авторы применили фрактальную теорию к исследованию дробления материалов. Существующие теории показывают, что распределение дефектов, таких как микротрещины, микропоры, и эволюция механических напряжений близки к автомодельным, а такое поведение вызывает фрактальные характеристики распределения осколков фрагментации после макроскопического разрушения материалов. В работе [76] исследовалось извлечение меди из плат с навесным монтажом (материнские платы) электро-разрядным способом с помощью установки SELFRAG Lab. Показано, что использование э.д.ф.

позволяет селективно фрагментировать материалы. Извлеченные материалы могут быть дополнительно переработаны. Целью исследования была оценка преимуществ технологии э.д.ф. для вторичной переработки печатных монтажных плат. Печатные монтажные платы были обработаны э.д.ф. с разными параметрами и молотковой мельницей для сравнительного эксперимента. Выходящие продукты характеризовались методами оптической микроскопии и растровой электронной микроскопии. Для изучения развития трещин и степени обнажения слоев меди были исследованы выборки из различных стадий э.д.ф. Различные уровни энергии, используемые при обработке э.д.ф., привели к различным степеням повреждений плат – от удаления компонентов до возмущения всей структуры и уменьшения размера частиц. Э.д.ф. привела к образованию меньшего количества мелкодисперсных частиц, однако оптимальным подходом с точки зрения энергоэффективной постобработки исследуемых плат было сочетание одноступенчатой э.д.ф. для удаления монтажных компонентов с последующим измельчением чистых плат.

4.4. Утилизация фотоэлектрических модулей

Мир все больше и больше охватывает лихорадка производства так называемой “зеленой энергии”. Государствами выделяются сотни миллиардов долларов на производство и разработку все более совершенных солнечных панелей (фотоэлектрические модули), но мало кто задумывается о том куда же девать отработавшие свой ресурс панели, хотя вопрос этот очень острый. Не стоит также забывать, что солнечные панели выходят из строя не только после длительного срока работы. Они могут быть разрушены и в результате воздействия стихийных бедствий: град, ураган, землетрясение, торнадо, тайфун и т.д. В США и Европе уже тесно столкнулись с проблемой утилизации солнечных панелей. Просто собрать их и вывезти на свалку невозможно, так как в панелях содержатся свинец и кадмий. Взять и просто переплавить стекло также нельзя, поскольку в результате плавления выделяются все те же вредные вещества.

Подробный анализ состояния фотоэлектрических технологий на 2020 г. дан в обзоре [77]. Отмечены следующие положения:

- за последнее десятилетие глобальная совокупная установленная фотоэлектрическая мощность выросла в геометрической прогрессии, достигнув в 2019 году 591 ГВт;
- быстрый прогресс был обусловлен в значительной степени улучшением эффективности солнечных батарей и модулей;

- снижение совокупных затрат на электроэнергию, которые в настоящее время, как правило, меньше, чем другие источники энергии;
- описаны критические области развития основных технологий преобразования фотоэлектрических элементов, достижения, необходимые для установки фотоэлектрических элементов в масштабе тераватт;
- обобщены ограничительные краткосрочные и долгосрочные технические проблемы и выделены прорывы, необходимые для их решения;
- определены области развития, которые окажут наибольшее влияние на фотоэлектрические технологии в ближайшие годы.

В работе [78] обсуждаются важнейшие направления развития энергетики нашей страны. Отмечается, что в 2011–2012 гг. наступил паритет стоимости энергии тепловых электростанций на органическом топливе с ветряными и солнечными станциями. С 2017 года мощности вводимых возобновляемых источников энергии в мире превысили объемы вводимых мощностей традиционной энергетики. Поэтапно происходит переход от традиционных энергетических технологий на возобновляемые источники энергии, которые становятся более выгодными с экономической точки зрения и позволяют минимизировать отрицательное воздействие энергетики на окружающую среду. Рассматривается перспективность применения комбинированных схем с использованием возобновляемых источников энергии для ее получения. К сожалению, в России пока проблемы экологии остаются на втором плане.

Современные методы разделения композитных материалов, таких как фотоэлектрические модули, включают механическое измельчение и последующее использование агрессивных химических веществ и/или термическую обработку. В последние годы наблюдается растущий интерес к изучению альтернативных методов сепарации, таких как фрагментация высоковольтными разрядами. Основным преимуществом электродинамического дробления по сравнению с механическим измельчением является его повышенная селективность в процессе разделения, что позволяет улучшить эффективность процесса в целом. Однако вопросы технологии разделения фотоэлектрических модулей электроимпульсным способом дробления пока не проработаны. Необходима разработка комплекса научно-технических решений для электроразрядной технологии разделения солнечных панелей до миллиметровой и субмиллиметровой фракций, допускающих их относительно простую сепарацию на металлы и неметаллы. Электроимпульсной переработке солнечных панелей (производство которых стремительно растет, и при сроке их службы 20 лет к 2025 году будет необходимо утилизировать десятки миллионов

тонн в год) посвящены единичные работы (первая публикация относится к 2018 г.). Первостепенная важность этого вопроса очевидна как по экономическим, так и по экологическим причинам. Проблема утилизации с каждым годом становится все острее, и если не начать решать ее сейчас, то разгрести этот солнечный мусор будет уже другое поколение.

В работе [79] метод э.д.ф. в сочетании с просеиванием и гравитационным разделением был применен к фотоэлектрической панели для селективного разделения и извлечения материалов. Сначала панель была разделена на слои стекла и подложки путем высоковольтного импульсного дробления с помощью микровзрывов или ударных волн, передаваемых в Al-электроде и Si-подложке (стадия первичного дробления). Затем стекло и подложка могут быть отделены высоковольтным импульсным дроблением. Электрод подложки может также быть отделен дальнейшим высоковольтным импульсным дроблением. После просеивания продуктов, полученных на стадии вторичного дробления слоя стекла, стекло в основном распределялось в диапазоне размерных фракций 45–850 мкм с небольшим количеством порошка кремния (Si). Однако очистка стекла (удаление порошка Si) может быть достигнута путем разделения по плотности. Основные металлы, такие как Cu, Sn и Pb, могут быть извлечены в крупногабаритной фракции (1.0–8.0 мм). Серебро (Ag), используемое в электродах, конденсировалось во фракциях продукта с размерами менее 20 мкм, 2.0–4.0 и 4.0–8.0 мм с общими содержанием более 3000 мг/кг. Однако количество серебра в этих фракциях составляло лишь 33.2% от первоначального значения в панели. Таким образом, для увеличения коэффициента извлечения серебра потребуются другие методы разделения. Разделение по плотности среды может привести к конденсации Ag из Si из стекла, и это представляет собой перспективный вариант для улучшения извлечения Ag из измельченных продуктов.

В работе [80] было проведено систематическое сравнение между различными типами режимов разряда, такими как электрогидравлическая и электродинамическая фрагментация. Целью данной работы было представление такого сравнения на основе электрогидравлической (ImpulsTec EHF-100) и электродинамической (SelFrag Lab модификация S2.1, SF) фрагментации фотоэлектрических модулей (медь-индий-кремний) для потенциального извлечения индия. После дробления отдельные фракции взвешивались, измельчались и определялось содержание индия методом рентгеновской флуоресценции. Показано, что как электрогидравлический, так и электродинамический способ подходит для эффективного разделения тонкопленочного фотоэлектрического композиционного материала на составляющие его слои.

Результат разделения не зависит от уровня напряжения, а определяется только общей приложенной энергией импульса. Как правило, генерация разрядов с более высоким напряжением требует более сложной установки, поэтому электрогидравлическая фрагментация (э.г.д.) предпочтительнее э.д.ф. при более высоких напряжениях.

В работе [81] было проведено сравнение э.г.д. с традиционным дроблением. Э.г.д. исследовалась как начальная стадия переработки фотоэлектрических модулей для облегчения извлечения ценных металлов с основной целью получения освобожденных фракций, пригодных для извлечения таких материалов, как Si, Ag, Cu, Sn, Pb и Al. В частности, демонтаж фотоэлектрических панелей с использованием ударно-волновой технологии обеспечивает большую селективность за счет концентрации целевых металлов на конкретных фракциях частиц по размерам. Такое обогащение металлов в пределах определенных фракций повышает перспективы извлечения металлов, поскольку материалы с более высокой концентрацией облегчают их последующую переработку и извлечение с помощью современных промышленных процессов. Кроме того, э.г.д.-процесс также приводит к получению высокочистых Si-содержащих фракций, которые также могут быть более легко переработаны, что делает весь подход более экономически привлекательным и еще больше расширяет возможности замкнутого цикла переработки солнечных панелей. В целом, использование э.г.д. для переработки фотоэлектрических модулей предлагает простое альтернативное решение для комбинированного быстрого демонтажа-фракционирования ценных металлических и металлоидных компонентов из отслуживших панелей.

В работе [82] обсуждались подходы с использованием э.д.ф. при различных условиях разряда. Результаты показали, что разряд через поверхность и внутреннюю поверхность фотоэлектрических панелей приводит к абляции круглых отверстий, распылению металлических частиц и появлению дендритных каналов. Средний размер частиц уменьшался с увеличением числа импульсов и амплитуды напряжения. Учитывая энергозатраты, оптимальными условиями э.д.ф. в данной работе было 160 кВ для 300 импульсов с расходом энергии 192.99 Дж/г, дробление фотоэлектрических панелей на частицы величиной в среднем 4.1 мкм (13.7% от исходного размера). По мере увеличения энергии между фракциями размером 0.1–2 мкм распределялось все больше частиц. Селективные фрагментированные продукты, такие как Cu, Al, Pb, Ag и Sn, концентрируются на исследуемых фракциях размером до 1 мкм. Наконец, обсуждалась гибридная модель энергопотребления дробления в сочетании с фрактальной теорией, из которой получена связь между энергией и средним размером частиц.

Работа [83] близка по подходам к работе [80]. В ней показано, что по мере увеличения напряженности поля и количества импульсов растет степень дробления продукта, которая сильно варьируется при различных размерах частиц. Когда высоковольтное дробление используется для разрушения фотоэлектрических панелей, трещины преимущественно образуются на границах раздела между материалами с большими различиями в диэлектрической проницаемости. Это приводит к разделению материалов в порядке $Ag > Si > \text{стекло}$. Скорость обогащения Ag была выше при условии меньшей напряженности поля и числа импульсов. Тем не менее, уменьшение напряжения и числа импульсов оказывает большее влияние на скорость восстановления. Поэтому для обеспечения восстановительного эффекта Ag зазор между электродами может быть соответствующим образом увеличен. Сортировочный тест был проведен на продукте с размером частиц менее 0.5 мкм, и было получено чистое стекло (степень 98.99%). Измельченный продукт с размером частиц 0.5 мкм был обработан сортировщиком Falcon, 93.78% серебра и 94.22% меди были успешно извлечены.

В заключение можно отметить статью [84], в которой наряду с экономическими и экологическими преимуществами солнечной энергетики рассматривается прибыльность бизнес-процессов по переработке фотоэлектрических модулей. Это позволяет, с одной стороны, сократить выбросы CO_2 в атмосферу, но инвестиции представляют собой серьезные экономические потери. Экономически выгодной переработка становится при достижении некоторого критического объема. В Германии, несмотря на то, что там вклад солнечной энергетики был выше, чем в Италии, эксперты изучают альтернативные подходы с поставкой отработанных фотоэлектрических модулей из других стран. Интересным способом решения этого компромисса является создание многофункциональных центров переработки отходов, способных обрабатывать широкий спектр отходов (включая фотоэлектрические модули).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во введении была обоснована актуальность тематики и приведен анализ современного состояния исследований в данной области (с подробным обзором исследований по этой тематике и ссылками на публикации в научной литературе). В следующем разделе дано описание физических принципов и технических аспектов электроимпульсных технологий. В частности, приведены феноменология пробоя твердых диэлектриков и особенности импульсного пробоя жидких и твердых диэлектриков. Акцентированы наиболее важные аспекты для разработки установок для электро-разрядных технологий. Также указаны основные

преимущества электроимпульсного метода разрушения твердых тел по сравнению с традиционными механическими способами, а именно, относительно низкие удельные энергетические затраты, высокая степень избирательности разрушения, слабая корреляция разрушения с механическими характеристиками сырья, широкие возможности по регулированию и автоматизации процесса.

Далее, в разделе 3 приведены результаты разработки и экспериментальных исследований генераторов электроимпульсного дробления, разработанных в ИСЭ СО РАН. Особо можно выделить генератор с коммутацией низковольтного (600 мкФ) и высоковольтного (21 нФ) накопителей для работы в режимах 0.25, 0.5 и 1 кДж. Амплитуда напряжения составляет около 290 кВ при зарядном напряжении 1.8 кВ, при этом длительность импульса больше примерно на 25 мкс при 1000 Дж запасаемой энергии. Амплитуда тока в режиме дробления почти в четыре раза больше, чем в режиме активной нагрузки. Работа проводится в импульсно-пакетном режиме с полной автоматизацией управления. Здесь же применен оригинальный импульсный трансформатор на напряжение до 300 кВ с секционированными высоковольтными обмотками с межвитковой изоляцией конденсаторного типа. За счет секционирования обмоток в совокупности с большой межвитковой емкостью в секции достигается выравнивание напряженности электрического поля вдоль секций и снижаются перенапряжения, возникающие при переходных процессах.

Также можно отметить генератор на 8 кДж. Этот генератор импульсного напряжения собран по схеме Маркса. В генераторе 8 ступеней C_1-C_8 . В каждой ступени генератора используется два параллельно соединенных конденсатора типа ИК-100-0.4. Хотя этот генератор выполнен по схеме Маркса, нестандартная конструкция коммутационного блока обеспечивает синхронное срабатывание. В генераторе используются двухэлектродные искровые разрядники, заполненные воздухом. Электрическая прочность промежутков разрядников регулируется изменением давления воздуха в них. Все восемь разрядников монтируются в одном корпусе из стеклоэпоксидной трубы диаметром 130 мм, образуя блок разрядников с взаимной подсветкой. Это один из самых мощных генераторов в мире, работающих в непрерывном режиме на частоте 0.5 Гц.

Также оригинальным подходом является использование ступени линейного трансформатора как генератора дробления. Схема со ступенями наиболее перспективна для материалов с пониженной электрической прочностью, например, для отходов электроники. Длительность импульса может варьироваться изменением индукторов, конденсаторов и числа ступеней. Основным пре-

имуществом является то, что для одинакового энергозапаса схема со ступеню значительно проще, дешевле (примерно в три раза) и компактнее, чем описанные выше установки. Но для нее есть свои особенности в применениях, отмеченные здесь.

В последней главе обзора дано описание некоторых технологических применений и проведено сравнение эффективности различных режимов разрушения в зависимости от параметров разряда и разрушаемого материала. Рассмотрено получение кварцевых концентратов высокой чистоты. Наличие селективного метода устранения загрязняющих минералов в кварце имеет решающее значение для достижения высокой чистоты кремниевых сырья для производства солнечных элементов из кремния. В ряде исследований установлены преимущества э.и.-фрагментации: образуется больше расколов, которые избирательно направляются в сторону минеральных включений; э.и.-фрагментация увеличивает удаление посторонних микроэлементов и уменьшает появление внедренных частиц; э.и.-фрагментация требует меньше энергии для обработки.

Было рассмотрено дробление твердых пород и композитов. Процесс э.и.-разрушения горных пород зависит от свойств, строения и состава горной породы, характеристик жидкой среды, параметров импульса напряжения, механизма развития канала разряда в жидкой и твердой фазах и ряда других параметров. Было установлено, что э.и.-фрагментация перспективна для обогащения руд и угля. Гетерогенная природа композитных материалов делает переработку более сложной задачей. Тем не менее, э.и.-фрагментация исследовалась как потенциальный процесс переработки композитов. Затем она сравнивалась с механической переработкой. Исследование охватывало эффективность разделения композитных фаз, потребность в энергии и качество вторичной переработки. При высоковольтной фрагментации получались более чистые и длинные волокна и меньшее содержание смолы, чем у механически переработанных композитов.

Затем была рассмотрена утилизация отработанных э.п.п. При отправлении отходов электроники на свалку происходит как потеря ценных металлов, так и загрязнение природы сложным видом токсинов. Отходы э.п.п. имеют высокую потенциальную ценность, поскольку содержат до двадцати видов цветных и редких металлов. Однако отходы э.п.п. также содержат несколько токсичных тяжелых металлов, включая свинец, кадмий, ртуть и никель, а также бромированные антипирены, которые представляют потенциальную опасность для почвы, окружающей среды и биологических организмов. Повторное использование отходов э.п.п. имеет первостепенную важность для охраны окружающей среды и переработки ресурсов. Полученные результаты показывают, что механизм

высвобождения и дробления э.п.п. в основном включает образование и расширение разрядных каналов, трансформацию ударной волны, эффектов отражения и преломления, а также физико-химических реакций в среде высокого давления. При этом физико-химические реакции между металлом и органикой являются специфическими явлениями, которые существуют только при использовании высоковольтных электрических импульсов для процесса дробления отходов э.п.п.

Утилизация фотоэлектрических модулей — это в принципе утилизация отходов электроники, но она заслуживала отдельного рассмотрения из-за масштаба проблемы, так как необходимо утилизировать миллионы и десятки миллионов тонн в год. Применению э.и.-фрагментации для утилизации фотоэлектрических модулей посвящены единичные работы. Тем не менее, уже установлено, что демонтаж фотоэлектрических панелей с использованием ударно-волновой технологии обеспечивает большую селективность за счет концентрации целевых металлов на конкретных фракциях частиц по размерам и способствует получению высокочистых Si-содержащих фракций. Селективные фрагментированные продукты, такие как Cu, Al, Pb, Ag и Sn, концентрируются на исследуемых фракциях размером до 1 мм. Показано, что по мере увеличения напряженности поля и количества импульсов увеличивается степень дробления продукта, которая сильно варьируется при различных размерах частиц. Когда высоковольтное дробление используется для разрушения фотоэлектрических модулей, трещины преимущественно образуются на границах раздела между материалами с большими различиями в диэлектрической проницаемости. Это приводит к разделению материалов в порядке $Ag > Si > \text{стекло}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0001, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 20-18-50279/20.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Vizir V.A., Kumpyak V.V., Zorin V.B., Kiselev V.N. // *Rev. Sci. Instrum.* 2010. V. 81. P. 103506. <https://doi.org/10.1063/1.3497307>
2. Lisitsyn I.V., Inoue H., Nishizawa I., Katsuki S., Akiyama H. // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 84, p. 6262. <https://doi.org/10.1063/1.368946>
3. Timoshkin V.I., Mackerzie J.W., MacGregor S.J. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2004. V. 32. P. 2055. <https://doi.org/10.1109/TPS.2004.835489>
4. Вазов В.Ф., Гафаров Р.Р., Дацкевич С.Ю., Журков М.Ю., Муратов В.М. // *ЖТФ*. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 79.
5. Курец В.И., Усов А.Ф., Цукерман В.А. // *Электроимпульсная дезинтеграция материалов*. Апатиты: Кольский научный центр, 2002.
6. Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И. // *Основы электроимпульсного разрушения материалов*. Апатиты: КНЦ РАН. 1995.
7. Andres U., Timoshkin I., Jirestig J., Stallknecht H. // *Powder Technology*. 2001. V. 114. P. 40. [https://doi.org/10.1016/S0032-5910\(00\)00260-6](https://doi.org/10.1016/S0032-5910(00)00260-6)
8. Fazhi Yan, Baiquan Lin, Chuanjie Zhu, Chang Guo, Yan Zhou, Quanle Zou, Ting Liu // *Powder Technology*. 2016. V. 298. P. 50. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2016.05.023>
9. Martello E.D., Bernardis S., Larsen R.B., Tranell G., Sabatino M.D., Arnberg L. // *Powder Technology*. 2012. V. 224. P. 209. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2012.02.055>
10. Bluhm H., Frey W., Giese H., Hoppe P., Schultheis C., Strabner R. // *IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Insul.* 2000. V. 7. P. 625. <https://doi.org/10.1109/94.879358>
11. Doiphodea P., Chaturvedi S. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 6024. <https://doi.org/10.1063/1.1366659>
12. Burkin V.V., Kuznetsova N.S., Lopatin V.V. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 185204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/18/185204>
13. Burkin V.V., Kuznetsova N.S., Lopatin V.V. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 235209. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/23/235209>
14. Inoue H., Lisitsyn I., Akiyama H., Nishizawa I. // *IEEE Electr. Insul. Mag.* 2000. V. 16. P. 19. <https://doi.org/10.1109/57.845023>
15. Yi Liu, Zhi-Yuan Li, Xian-Dong Li, Si-Wei Liu, Gu-Yue Zhou, Fu-Chang Lin // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24. P. 043510. <https://doi.org/10.1063/1.4980848>
16. Ben Liua, DeguoWanga, Yanbao Gu // *Phys. Lett. A*. 2018. V. 382. P. 49. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.10.039>
17. Andres U. // *Mineral Processing and Extractive Metallurgy review*. 1995. V. 14. P. 87. <https://doi.org/10.1080/08827509508914118>
18. Eric Wang, Fengnian Shi, Эмму Manlapig // *Minerals Engineering*. 2011. V. 24. P. 455. <https://doi.org/10.1016/j.mineng.2011.12.005>
19. Eric Wang, Fengnian Shi, Эмму Manlapig // *Minerals Engineering*. 2012. V. 27. P. 28. <https://doi.org/10.1016/j.mineng.2010.12.011>
20. Martin J.C. on *Pulsed Power* / Eds. T.H. Martin, A.H. Guenther, M. Kristiansen. NY: Plenum, 1996. P. 185. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1561-0>
21. Adler R.J. *Pulse Power Formulary*. Albuquerque (NM): North Star Research Corporation, 2002. P. 26
22. Ушаков В.Я., Клишкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. *Пробой жидкостей при импульсном напряжении*. Томск: Изд-во НТЛ, 2005.

23. *Gosse J.P.* // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1986. V. 21. P. 503.
24. *Lewis T.J.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1998. P. 306.
25. *Kolb J.F., Joshi R.P., Xiao S., Schoenbach K.H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234007. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/23/234007>
26. *Bluhm H.* Pulsed Power Systems: Principles and Applications. Springer-Verlag Berlin, 2006. P. 288–305.
27. SELFFRAG Lab. http://www.selfrag.com/pdf/products_specificationс/tech-specification.pdf
28. *Fengnian Shi, Емму Manlapig, Weiran Zuo* // Chem. Eng. Technol. 2014. V. 37. № 5. P. 765. <https://doi.org/10.1002/ceat.201300660>
29. <https://www.impulstec.com/en/products>
30. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Sinebryukhov V.A.* // J. Instrumentation. 2013. V. 8. P. P09012. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/09/P09012>
31. *Усов А.Ф., Семкин Б.В., Зиновьев Н.Т.* Переходные процессы в установках электроимпульсной технологии. СПб.: Наука, 2000.
32. *Богатенков И.М., Иманов Г.М., Кизеветтер В.Е., Костенко М.В., Кучинский Г.С., Михайлов Ю.А., Таджибаев А.И., Тиходеев Н.Н., Халилов Ф.Х., Шкуропат П.И., Шнейерсон Г.И., Янчус Г.И.* // Техника высоких напряжений. СПб.: Изд-во Петербургского энергетического института повышения квалификации, 1998.
33. *Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Завадовская Е.К., Каляцкий И.И., Кривко В.В., Панин В.Ф., Семкин Б.В., Торбин Н.Н., Ушаков В.Я., Чепиков А.Т.* // Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. Томск: Изд-во ТГУ, 1971.
34. *Бортник И.М., Верещагин И.П., Вершинин Ю.Н., Кучинский Г.С., Ларионов В.П., Пинталь Ю.С., Сергеев Ю.Г., Соколова М.В.* // Электрофизические основы техники высоких напряжений: учебник для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1993.
35. *Базуткин В.В., Ларионов В.П., Пинталь Ю.С.* Техника высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат, 1986.
36. *Усов А.Ф.* // Изв. РАН. Энергетика. 2001. № 1. С. 54.
37. *Робежко А.Л., Важов В.Ф., Ефремова Г.В., Лебедев С.М., Ушаков В.Я.* // Физика твердого тела. 1981. Т. 23. Вып. 11. С. 3360.
38. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zherlitsyn A.A., Kumpyak E.V.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2019. V. 923. P. 97. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.01.083>
39. *Kharlov A.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. P. 111502. <https://doi.org/10.1063/5.0012336>
40. *Харлов А.В.* // ПТЭ. 2021. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816220060099>
41. *Кучинский Г.С.* // Электричество. 1981. № 10. С. 41.
42. *Баятаков В.А., Ильюшенков Ю.Д., Тонконогов М.П., Шилин П.Е.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 5. С. 987.
43. *Буркин В.В., Макаров П.В., Семкин Б.В., Шубин Б.Г.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2395.
44. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* // Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
45. *Семкин Б.В., Шубин Б.Г.* // ПМТФ. 1977. № 4. С. 38.
46. *Зиновьев Н.Т., Семкин Б.В.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 3. С. 624.
47. *Ермаков В.В., Калиткин Н.Н.* // Таблицы проводимости и теплопроводности плотной плазмы 11 веществ. М.: Изд-во ИПМ АН СССР, 1978.
48. *Andres U.* // International J. Mineral Processing. 2010. V. 97. P. 31. <https://doi.org/10.1016/j.minpro.2010.07.004>
49. *Harrower J.A., MacGregor S.J., Tuema F.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 790. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/32/7/007>
50. *Beveridge J.R., MacGregor S.J., Given M.J., Timoshkin I.V., Lehr J.M.* // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 2009. V. 16. P. 948. <https://doi.org/10.1109/TDEI.2009.5211838>
51. *Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д., Кумпяк Е.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 8. С. 124.
52. *Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д., Кумпяк Е.В., Франц О.Б., Шемякин И.А.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 12. С. 137.
53. *Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Kumpyak E.V., Smorudov G.V., Tsoy N.V.* // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. P. 471. <https://doi.org/10.1017/S0263034614000408>
54. *Харлов А.В.* // ПТЭ. 2017. № 6. С. 51. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060040>
55. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zherlytsyn A.A., Kumpyak E.V., Tsoy N.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 063505. <https://doi.org/10.1063/1.4954504>
56. *Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Zorin V.B.* // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 123501. <https://doi.org/10.1063/1.2400667>
57. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kiselev V.N., Kumpyak E.V., Zorin V.B., Chupin V.V., Morozov A.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 033501. <https://doi.org/10.1063/1.2400667>
58. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Tsoy N.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 123504. <https://doi.org/10.1063/1.4937359>
59. *Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Kumpyak E.V., Tsoy N.V.* // J. Instrumentation. 2017. V. 12. P. T10009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/T10009>
60. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Smorudov G.V., Zherlitsyn A.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 013501. <https://doi.org/10.1063/1.4857475>
61. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zorin V.B., Zherlitsyn A.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 083504. <https://doi.org/10.1063/1.3193714>
62. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Smorudov G.V., Zherlitsyn A.A., Tsoy N.V., Vizir V.A.* // Laser and Particle Beams. 2009. V. 27. P. 371. <https://doi.org/10.1017/S0263034609000482>
63. *Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Zherlitsyn A.A.* // Phys. Rev. STAccel. Beams. 2013. V. 16. P. 050401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.050401>

64. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Volkov S.N., Zherlitsyn A.A., Zorin V.B., Smorudov G.V., Kiselev V.N. // Laser and Particle Beams. 2012. V. 30. P. 23. <https://doi.org/10.1017/S0263034611000632>
65. Белоусова Е.Б., Петров И.М. // Минеральные ресурсы России. Экономика и управление. 2010. № 1. С. 62.
66. Mueller G., An W., Berghofer Th., DelGiacco M., Eing Ch., Fetzner R., Flickinger B., Frey W., Giese H., Gottel M., Gusbeth Ch., Heinzl A., Hoppe P., Jianu A., Lang F. et al. // J. Korean Physical Society. 2011. V. 59. P. 3588. <https://doi.org/10.3938/jkps.59.3588>
67. Крстелев Е.Г., Калашиников Ю.Д. // ПТЭ. 2016. № 2. С. 76. <https://doi.org/10.7868/S0032816216010250>
68. Крстелев Е.Г., Седин А.А., Тугушев В.И. // Ядерная физика и инжиниринг. 2014. Т. 5. № 11–12. С. 956. <https://doi.org/10.1134/S2079562914090115>
69. Ito M., Owada S., Nishimura T., Ota T. // Int. J. Miner. Process. 2009. V. 92. P. 7. <https://doi.org/10.1016/j.minpro.2009.02.007>
70. Mativenga P.T., Shuaib N.A., Howarth J., Pestalozzi F., Woidasky J. // CIRP Annals – Manufacturing Technology. 2016. V. 65. P. 45. <https://doi.org/10.1016/j.cirp.2016.04.107>
71. Rocchetti L., Amato A., Beolchini F. // J. Cleaner Production. 2018. V. 178. P. 814. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2018.01.076>
72. Changming D., Chao S., Gong X., Ting W., Xiang W. // Waste Management. 2018. V. 77. P. 373. <https://doi.org/10.1016/j.wasman.2018.04.026>
73. Duan C.L., Diao Z.J., Zhao Y.M., Huang W. // Minerals Engineering. 2015. V. 70. P. 170. <https://doi.org/10.1016/j.mineng.2014.09.018>
74. Chenlong Duan, Jun Han, Shen Zhao, Zhonglin Gao, Jinpeng Qiao, Guanghui Yan // Waste Management. 2018. V. 77. P. 603. <https://doi.org/10.1016/j.wasman.2018.06.003>
75. Yuemin Zhao, Bo Zhang, Chenlong Duan, Xia Chen, Song Sun // Powder Technology. 2015. V. 269. P. 219. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2014.09.006>
76. Rémi Martino, Cédric Iseli, Stoyan Gaydardzhiev, Martin Streicher-Porte, Alexander Weh // Minerals Engineering. 2017. V. 107. P. 20. <https://doi.org/10.1016/j.mineng.2018.05.015>
77. Wilson G.M. J. // Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. P. 493001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab9c6a>
78. Зайченко В.М., Соловьев Д.А., Чернявский А.А. // Окружающая среда и энерговедение (ОСЭ). 2020. № 1. С. 33. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3738026>
79. Akimoto Y., Iizuka A., Shibata E. // Minerals Engineering. 2018. V. 125. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.mineng.2018.05.015>
80. Pestalozzi F., Eisert S., Woidasky J. // Recycling. 2018. V. 3. P. 13. <https://doi.org/10.3390/recycling3020013>
81. Nevala S.M., Hamuyuni J., Junnila T., Sirvio T., Eisert S., Wilson B.P., Serna-Guerrero R., Lundström M. // Waste Management. 2019. V. 87. P. 43. <https://doi.org/10.1016/j.wasman.2019.01.039>
82. Bai-Peng Song, Meng-Yao Zhang, Yue Fan, Ling Jiang, Jun Kang, Ting-Tao Gou, Cheng-Lei Zhang, Ning Yang, Guan-Jun Zhang, Xiang Zhou // Waste Management. 2020. V. 101. P. 180. <https://doi.org/10.1016/j.wasman.2019.10.015>
83. Pengfei Zhao, Junwei Guo, Guanghui Yan, Guangqing Zhu, Xiangnan Zhu, Zhenxing Zhang, Bo Zhang // J. Cleaner Production. 2020. V. 257. P. 120442. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2020.120442>
84. Cucchiell F., D'Adamo I., Rosa P. // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2015. V. 47. P. 552. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.03.076>

УДК 681.2.084

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ТРАКТЫ УСИЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ (обзор)

© 2022 г. Е. А. Пурьга^{а,*}, А. Д. Хильченко^а, А. Н. Квашнин^а,
Д. В. Моисеев^а, С. В. Иваненко^а

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

*e-mail: e.a.puryga@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 27.08.2021 г.

После доработки 10.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Работа посвящена разработке усилительных трактов плазменных диагностик, значительная часть которых в качестве датчиков использует полупроводниковые детекторы, формирующие токовые сигналы малой интенсивности. Особенностью указанных диагностик является осциллографическая форма фиксации сигналов датчиков. В тандеме с детекторами для усиления и нормализации сигналов датчиков используются широкополосные трансимпедансные усилители на основе операционных усилителей. Рассматриваются принципы построения таких усилительных трактов с учетом факторов, влияющих на их итоговые шумовые и частотные характеристики. Приводятся практические примеры построения усилительных трактов корпускулярных и нейтронных диагностик плазмы, а также диагностики томсоновского рассеяния, используемых на плазменных установках Института ядерной физики СО РАН.

DOI: 10.31857/S0032816222010207

ВВЕДЕНИЕ

При проведении исследований в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза (у.т.с.) широко используются диагностики, ориентированные на фиксацию пространственных распределений параметров плазмы и их временной динамики и на формирование сигналов обратной связи, обеспечивающих стабилизацию положения плазменного шнура в магнитной ловушке, формирование необходимых радиальных профилей его плотности и температуры, а также интенсивности реакций синтеза. К числу таких диагностик можно отнести сверхвысокочастотные (с.в.ч.), оптические, рентгеновские, корпускулярные и иные диагностики, ключевая особенность измерительных трактов которых сопряжена с необходимостью фиксации сигналов датчиков в осциллографической форме. Сложившаяся на сегодня структура элементарного измерительного тракта включает в свой состав датчик, широкополосный усилитель, быстродействующий аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.), цифровой узел на основе программируемой пользователем вентильной матрицы или процессора, формирующе-

го результаты измерений с помощью исполняемых в режиме реального времени процедур цифровой обработки сигналов, а также интерфейсный узел, передающий результаты серверу диагностики и/или соответствующему контроллеру. Значительная часть измерительных трактов, применяемых в исследованиях по физике плазмы и у.т.с., в качестве детекторов использует полупроводниковые диоды, формирующие под воздействием попадающего в их апертуру излучения или частиц широкополосный токовый сигнал малой интенсивности. Для усиления и нормировки таких сигналов традиционно используются трансимпедансные усилители на основе малошумящих широкополосных операционных усилителей (о.у.) [1]. Схема такого усилителя тракта приведена на рис. 1.

ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА НА ОСНОВЕ ТРАНСИМПЕДАНСНОГО УСИЛИТЕЛЯ

При идеальности характеристик базового о.у. выходное напряжение трансимпедансного усилителя определяется величинами сопротивления обратной связи и тока фотодиода:

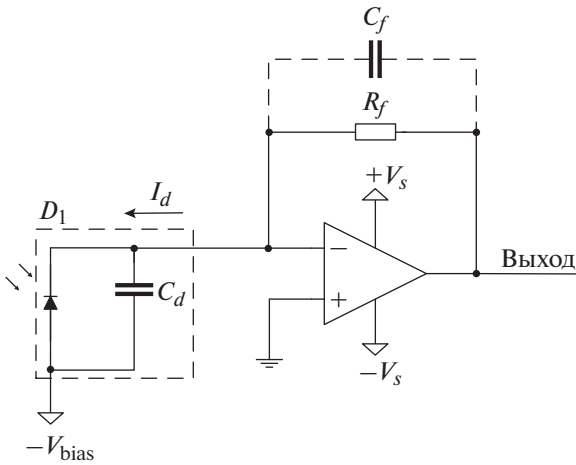


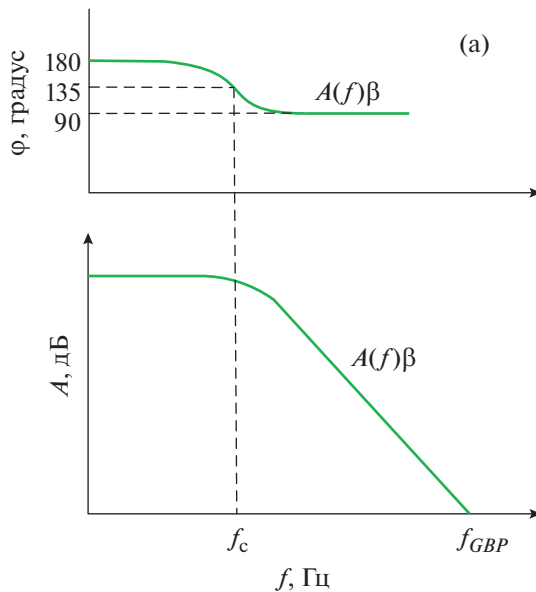
Рис. 1. Упрощенная схема трансимпедансного усилителя в тандеме с полупроводниковым фотодиодом.

$$e_0 = i_{sig} K_{\infty} = i_{sig} R_f, \quad (1)$$

где i_{sig} – ток полупроводникового детектора, R_f – сопротивление в цепи обратной связи (рис. 1).

Для реальных о.у. это соотношение справедливо только для области низких и средних частот, в которых их коэффициент усиления с разомкнутой обратной связью $A(f)$ велик и фактически постоянен. С ростом частоты $A(f)$ уменьшается:

$$A(f) = \frac{A_0}{1 + j\frac{f}{f_c}}, \quad (2)$$



где f_c – частота среза усилителя. Как следствие, в соотношении (1) появляется дополнительный элемент – коэффициент погрешности $\frac{\beta A(f)}{1 + \beta A(f)}$ [2]:

$$e_0 = i_{sig} K_u = i_{sig} K_{\infty} \frac{\beta A(f)}{1 + \beta A(f)} = i_{sig} R_f \frac{1}{1 + \frac{1}{\beta A(f)}}, \quad (3)$$

где β – коэффициент обратной связи усилителя. На рис. 2а представлены амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики усилителя (а.ч.х. и ф.ч.х.) при нулевой входной емкости. В этом случае коэффициент обратной связи β представлен константой, а петлевое усиление $\beta A(f)$ с ростом частоты так же, как и а.ч.х. усилителя, спадает с темпом 20 дБ/декада. Максимальный фазовый сдвиг выходного сигнала составляет 90°. При отличной от нуля входной емкости усилителя, представленной в виде суммы трех компонент:

$$C_{общ} = C_d + C_{in} + C_{dif}, \quad (4)$$

где C_d – емкость фотодиода, C_{in} – входная емкость инвертирующего входа усилителя, C_{dif} – дифференциальная емкость между его входами, характер поведения а.ч.х. и ф.ч.х. кардинально меняется (рис. 2б).

Происходит это из-за того, что коэффициент обратной связи β становится частотнозависимым:

$$\beta = \frac{X_{C_{общ}}}{R_f + X_{C_{общ}}} = \frac{1}{1 + j2\pi f R_f C_{общ}}, \quad (5)$$

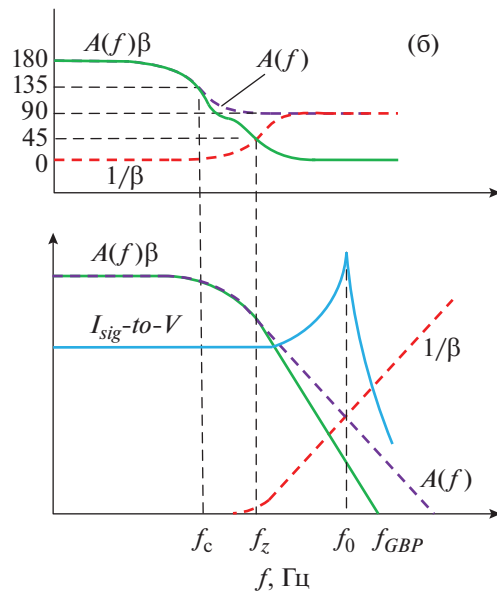


Рис. 2. Амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики усилителя: а – при $C_{общ} = 0$, б – при ненулевой входной емкости; f_{GBP} – частота единичного усиления трансимпедансного усилителя.

в результате чего петлевое усиление описывается двухполюсной функцией:

$$A(f)\beta = \frac{A_0}{\left[1 + \frac{jf}{f_c}\right] (1 + j2\pi f R_f C_{\text{общ}})} \quad (6)$$

Появление дополнительного полюса на частоте $f_z = \frac{1}{2\pi R_f C_{\text{общ}}}$ приводит к спаду $A(f)\beta$ в области высоких частот с темпом 40 дБ/декада и дополнительному набегу фазы 90° (рис. 2б). Суммарный набег фазы в момент пересечения графиков $A(f)$ и $1/\beta$ становится близким к 180° . Из-за этого переходный процесс приобретает колебательный характер, а на графике коэффициента передачи трансимпедансного усилителя $I\text{-}to\text{-}V$ появляется резонансный пик.

Предотвратить переход усилителя в колебательный режим можно, уменьшив общий набег фазы за счет уменьшения величин R_f и $C_{\text{общ}}$. Свести к нулю входную емкость, основной компонентой которой является емкость фотодиода, практически невозможно. Уменьшение же номинала сопротивления обратной связи сопряжено с падением коэффициента передачи, что нежелательно.

Традиционный способ стабилизации работы трансимпедансного усилителя основан на использовании корректирующей емкости C_f , подключаемой параллельно к резистору обратной связи R_f (рис. 1). Корректирующая емкость меняет характер поведения коэффициента обратной связи β :

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{X_{C_{\text{общ}}}}{R_f \parallel X_f + X_{C_{\text{общ}}}} = \frac{X_{C_{\text{общ}}}}{\frac{R_f X_f}{R_f + X_f} + X_{C_{\text{общ}}}} = \\ &= \frac{1 + j2\pi f R_f C_f}{1 + j2\pi f (C_{\text{общ}} + C_f) R_f}, \end{aligned} \quad (7)$$

который в области высоких частот при $R_f \gg X_f$ описывается выражением

$$\beta \approx \frac{1}{1 + \frac{C_{\text{общ}}}{C_f}} \quad (8)$$

На рис. 3 приведен график ф.ч.х. усилителя при использовании корректирующей емкости. Она совместно с сопротивлением обратной связи на графике $\beta A(f)$ на частоте $f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$ формирует дополнительный “ноль”, снижающий результирующий набег фазы.

На рис. 4 приведены графики а.ч.х. и ф.ч.х. при фиксированном R_f и разных номиналах C_f . На

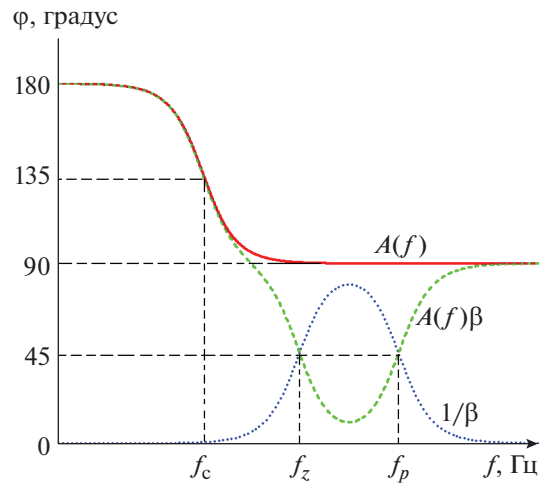


Рис. 3. Фазочастотная характеристика при использовании корректирующей емкости.

рис. 4а коэффициент усиления $1/\beta$ выходит на плато на уровне примерно $1 + \frac{C_{\text{общ}}}{C_f}$ намного раньше

точки пересечения с а.ч.х. усилителя $A(f)$, что соответствует условию $f_p \ll f_0$. Как следствие, запас по фазе в их точке пересечения, соответствующей частоте f_0 , имеет величину более 45° . При этом на интервале $f_0 - f_p$ график $A(f)\beta$ изменяет скорость спада с 40 до 20 дБ/декада. Резонансный пик на кривой коэффициента передачи $I_{\text{sig-to-V}}$ отсутствует или имеет малую величину. В случае выхода коэффициента усиления $1/\beta$ на плато в момент пересечения с графиком $A(f)\beta$ при $f_p = f_0$ (рис. 4б) запас по фазе составляет 45° . На кривой коэффициента передачи $I_{\text{sig-to-V}}$ появляется явно выраженный резонансный пик, соответствующий частичной фазовой компенсации. При $f_p > f_0$ (рис. 4в) фазовая компенсация практически отсутствует, запас по фазе составляет менее 45° , а амплитуда резонансного пика фактически совпадает с его амплитудой при отсутствии корректирующей емкости.

По существу C_f стабилизирует работу трансимпедансного усилителя за счет сужения полосы его рабочих частот. Оптимальная величина корректирующей емкости, соответствующая запасу по фазе в петле обратной связи усилителя в 65° , определяется как

$$C_f = \frac{1}{2\pi(0.707)f_c R_f} \quad (9)$$

Шумы фотодиода и трансимпедансного усилителя являются факторами, прямо влияющими на результирующий амплитудный динамический диапазон детектора. В силу относительно малой ширины запрещенной зоны полупроводниковых

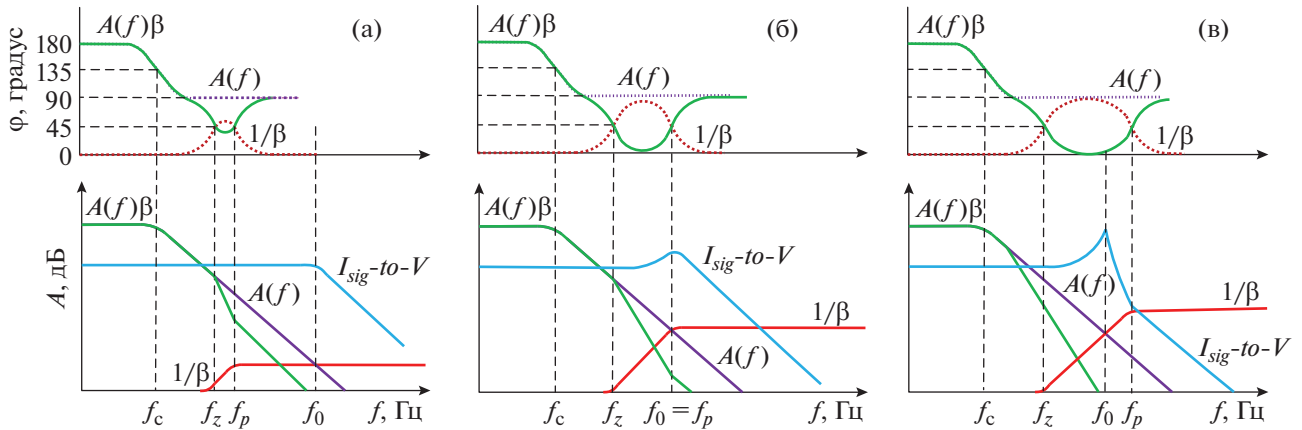


Рис. 4. Графики а.ч.х. с различными номиналами корректирующих емкостей.

фотодиодов (единицы вольт) и высокой энергии фиксируемых ими фотонов и иных частиц (десятки килоэлектронвольт—единицы/десятки мегаэлектронвольт) количество порождаемых в области $p-n$ -перехода носителей заряда оказывается, как правило, большим, что предопределяет большую величину отношения сигнального тока к темновому. Поэтому шум темнового тока полупроводниковых фотодиодов в большинстве значимых для физики плазмы и у.т.с.-приложений не является фактором, ограничивающим рабочий динамический диапазон детектора. Определяющий вклад в это ограничение вносят шумы усилителя.

На рис. 5 приведена эквивалентная схема частотно компенсированного трансимпедансного усилителя со всеми источниками шума. Зависимость его выходного напряжения от частоты определяется как

$$e_0(f) = i_{sig}K_u(f) + e_{noiseout}, \quad (10)$$

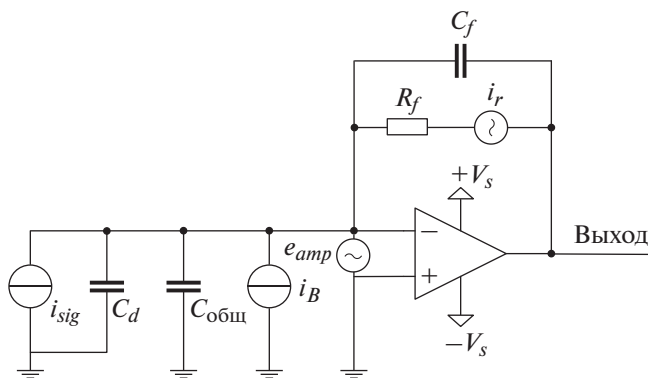


Рис. 5. Эквивалентная схема частотно компенсированного трансимпедансного усилителя.

где i_{sig} – сигнальный ток, $K_u(f)$ – коэффициент передачи трансимпедансного усилителя, а $e_{noiseout}$ – шумовая компонента сигнала на его выходе:

$$e_{noiseout} = \sqrt{e_{rmsi}^2 + e_{rmsR}^2 + e_{rmsamp}^2} = \sqrt{R_f^2 \pi q I_B f_p + 2\pi k T R_f f_p + e_{rmsamp}^2}. \quad (11)$$

В этом выражении e_{rmsR} – среднееквадратичное значение (RMS) шумовой компоненты напряжения на резисторе обратной связи R_f , e_{rmsi} – шум, обусловленный шумовой компонентой входного тока усилителя I_B , протекающей через резистор обратной связи R_f , e_{rmsamp} – среднееквадратичное значение остальных компонент шума, приведенное к входу трансимпедансного усилителя.

Первая составляющая в выражении (11) представляет собой дробовой, а вторая – тепловой шум. Обе эти компоненты можно охарактеризовать как “белый” шум. В случае, если петлевое усиление $|A(f)\beta| \gg 1$, полоса пропускания этих компонент будет ограничена фильтром низких частот, образованным емкостью C_f и резистором обратной связи R_f , с частотой среза $f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$. Если же входная емкость $C_{общ}$ велика, то дробовой и тепловой шум также будут частотно зависимы [3].

Напряжение шума, приведенное к входу усилителя, определяется через спектральную плотность e_{amp} и коэффициент усиления A_{noise} :

$$e_{rmsamp}^2 = \int_0^{f_{GBP}} A_{noise}^2(f) e_{amp}^2 df, \quad (12)$$

где

$$A_{noise} = \frac{1 + j2\pi f R_f (C_{общ} + C_f)}{1 + j2\pi f R_f C_f} \frac{1}{1 + \frac{jf}{f_0}}, \quad (13)$$

$f_0 = \frac{f_{GBP} C_f}{C_f + C_{общ}}$, f_{GBP} – частота единичного усиления трансимпедансного усилителя.

На рис. 6 сплошной линией отмечен график коэффициента усиления шума A_{noise} , штриховой и штрихпунктирной линиями – графики коэффициента передачи усилителя с разомкнутой петлей обратной связи $A(f)$ и коэффициента обратной связи усилителя $1/\beta$ соответственно. В области 1 коэффициент усиления шума мал и постоянен, поэтому основной интерес для нас представляют области 2–4.

В области частот от $f_z = \frac{1}{2\pi R_f (C_f + C_{общ})}$ до

$f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$ коэффициент усиления шума растет со скоростью 20 дБ/декада. А в области 4, где $A_{noise} = A(f)$, коэффициент усиления шума спадает со скоростью 20 дБ/декада вплоть до частоты f_{GBP} . В области 3 он выходит на плато и приобретает величину около $1 + \frac{C_{общ}}{C_f}$. Это позволяет нам

рассматривать среднеквадратичное значение напряжения шума в диапазоне от f_z до f_0 или от f_p до f_{GBP} как

$$\begin{aligned} e_{rmsamp}^2 &\approx \left(\frac{1 + C_{общ}}{C_f} \right)^2 e_{amp}^2 (f_z - f_0) = \\ &= \left(\frac{1 + C_{общ}}{C_f} \right)^2 e_{amp}^2 (f_p - f_{GBP}). \end{aligned} \quad (14)$$

При работе трансимпедансного усилителя с фотодиодами большой площади преимущественный вклад в $C_{общ}$ вносит емкость диода C_d . С ростом C_d растет и величина коэффициента усиления шума. В области высоких частот, начиная с

$$f_{dominate} = \frac{1}{2\pi e_{amp} C_{общ}} \sqrt{2q i_{sig} + i_{amp}^2 + \frac{4kT}{R_f}}, \quad (15)$$

в трансимпедансном усилителе доминирующим оказывается шум, обусловленный входным напряжением шума о.у. e_{amp} . Соотношение (15) однозначно указывает на то, что для уверенного детектирования широкополосных сигналов необходимо использовать фотодиоды с минимально возможной величиной емкости C_d , а также широкополосные о.у. с $i_{amp} \ll \sqrt{2q i_{sig}}$, обладающие предельно малыми приведенным ко входу напряжением шума e_{amp} и входной емкостью $C_{общ}$. Резистор в цепи обратной связи R_f задает величину

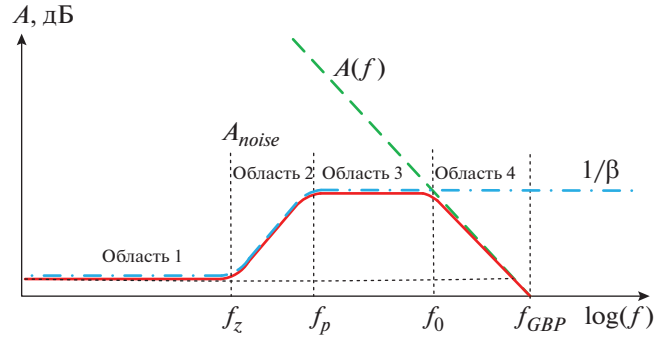


Рис. 6. Спектральная плотность входной шумовой компоненты e_{amp} .

коэффициента передачи трансимпедансного усилителя в области низких и средних частот. Обычно он имеет большой номинал и в силу этого практически не оказывает существенного влияния на шумовые характеристики усилителя. Выполнить же ключевое условие – минимизировать величину подключенной к входу усилителя паразитной емкости – удается не всегда. К исключениям можно отнести детекторы на основе $p-i-n$ - и лавинных фотодиодов с малой площадью активной зоны и широкополосных о.у.

ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ С МАЛОЙ ЕМКОСТЬЮ ПЕРЕХОДА

Однако даже для детекторов с малой емкостью перехода реализовать необходимую для многих приложений полосу рабочих частот при приемлемом отношении сигнал/шум на его выходе чрезвычайно трудно. Объясняется это характеристиками современных широкополосных о.у. и сложностью учета паразитных факторов при проектировании на их основе трансимпедансных усилителей. В связи с этим более привлекательными выглядят появившиеся недавно однокристалльные аналоги трансимпедансных усилителей, интегрирующие в своем составе о.у., элементы петли обратной связи и цепи коррекции. Примером может служить усилитель OPA857 от Texas Instruments, который при резисторе обратной связи с сопротивлением 20 кОм и величине входной емкости 1.5 пФ обеспечивает усиление сигнала в полосе рабочих частот от 0 до 105 МГц [4]. При этом величина приведенного к входу усилителя шумового тока, учитывающего и составляющую вида $e_{amp} C_{общ}$, не превышает 15 нА (RMS). OPA857 ориентирован на работу с лавинными или $p-i-n$ -фотодиодами, имеющими относительно малую площадь активной зоны и соответственно величину емкости перехода C_d до 4.7 пФ. Важно то, что в указанном диапазоне изменения емкости этот усилитель

устойчив, а его а.ч.х. с замкнутой петлей обратной связи остается практически плоской. Изменяются лишь значение верхней граничной частоты полосы пропускания (от 105 до 80 МГц) и, в относительно небольшом диапазоне (от 15 до 23 нА), величина приведенного к входу усилителя шумового тока. Уникальная совокупность указанных параметров позволяет использовать ОРА857 в составе широкополосных детекторов излучения, например, характерных для диагностики томсоновского рассеяния, ориентированной на измерение плотности и температуры электронной компоненты плазмы в магнитных ловушках [5].

Ключевые особенности диагностики томсоновского рассеяния таковы: малая длительность зондирующего импульса (в диапазоне 1–20 нс) при отношении мощностей зондирующего и рассеянного излучений на уровне 10^{-15} , наличие мощного фонового излучения плазмы, а также излучения лазера, отраженного от стенок вакуумной камеры, попадающих в апертуру детектора. Выделить полезный сигнал в этом случае возможно только при работе измерительных трактов в осциллографическом режиме.

В частности, в диагностике томсоновского рассеяния на аксиально-симметричной магнитной газодинамической ловушке (ГДЛ) Института ядерной физики СО РАН [6] в качестве источника излучения используется неодимовый лазер, генерирующий импульс с энергией 1.7 Дж и длительностью около 10 нс. Лазер работает в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 10 Гц. Оптическая система диагностики ориентирована на измерение температуры плазмы в шести пространственных точках. Каждой точке соответствует свой измерительный тракт, включающий в свой состав спектрометр с шестью фотодетекторами. Количество фотонов в импульсе рассеянного плазмой зондирующего излучения в каждой пространственной точке составляет примерно $(2-3) \cdot 10^4$, что соответствует примерно $5 \cdot 10^3$ фотонам, попадающим в апертуру детектора. Величина сигнального тока детектора, в качестве которого используется лавинный фотодиод S11519-15 фирмы Hamamatsu, определяется как

$$I_{sig} = \frac{M\eta en_{PH}}{t} \approx 2 \text{ мкА}, \quad (16)$$

где M – коэффициент лавинного усиления (25), η – квантовая эффективность фотодетектора на длине волны лазерного излучения (1.06 мкм), e – заряд электрона, t – длительность лазерного импульса, n_{PH} – количество фотонов. Используя указанные параметры, можно оценить среднеквадратичное значение шумового тока фотодиода:

$$i_{лфд} = \sqrt{2e(I_{sig}M + I_T M^2)f_{лфд}} \approx 63 \text{ нА}, \quad (17)$$

где I_T – темновой ток лавинного фотодиода (он примерно равен 9 нА), $f_{лфд}$ – частота среза его коэффициента передачи (примерно 100 МГц).

На рис. 7 приведена схема усилительного тракта детектора диагностики томсоновского рассеяния. Она трехкаскадная. Первый каскад усиления построен на основе трансимпедансного усилителя ОРА857. Емкость перехода лавинного фотодиода, подключенная к его входу, имеет величину примерно 3 пФ. Обусловленный ею, а также паразитными емкостями инвертирующего входа усилителя ($C_{общ}$), ток шума (RMS), приведенный к этому входу, не превышает 18 нА во всей полосе рабочих частот (0–100 МГц). Величина приведенной к входу ОРА857 шумовой компоненты тока, с учетом одноименной составляющей тока фотодиода, равняется

$$i_{дет} = \sqrt{i_{лфд}^2 + i_{усил}^2} = \sqrt{63^2 + 18^2} = 65.5 \text{ нА}. \quad (18)$$

Видно, что основной вклад в $i_{дет}$ вносит шумовая компонента тока лавинного фотодиода $i_{лфд}$. Она же определяет и величину результирующего отношения амплитуды сигнала к среднеквадратичному значению шума, характеризующую разрешение детекторного узла:

$$S/N = \frac{I_{sig}}{i_{дет}} \approx 30.5. \quad (19)$$

Результат приемлемый, но не впечатляющий. Следует заметить, что он соответствует полосе рабочих частот детектора 0–100 МГц, которая с физической точки зрения в диагностике томсоновского рассеяния является избыточной. Дело в том, что для определения температуры плазмы в данной диагностике необходимо знать уширение спектральной линии зондирующего излучения, обусловленное его рассеянием на энергичных электронах. Решить эту задачу можно двумя способами: восстанавливая форму спектральной линии рассеянного излучения по амплитудам сигналов рассеяния, фиксируемых детекторами в наборе соседних окон спектрометра, либо по интегральным значениям этих сигналов. Очевидно, что с метрологической точки зрения второй способ является предпочтительным, так как в его рамках эффективно подавляются высокочастотные компоненты наложенных на сигналы рассеяния шумов и наводок. Операция интегрирования с радиотехнической точки зрения эквивалентна процедуре фильтрации высокочастотных компонент сигнала, в нашем случае – снижению до приемлемого уровня верхней граничной частоты полосы пропускания усилительного тракта. Выполняется эта операция во всех каскадах усилительного тракта: в трансимпедансном усилителе и промежуточном каскаде усиления – с помощью корректирующих емкостей в цепях обратной связи, в выходном каскаде – за счет его построения

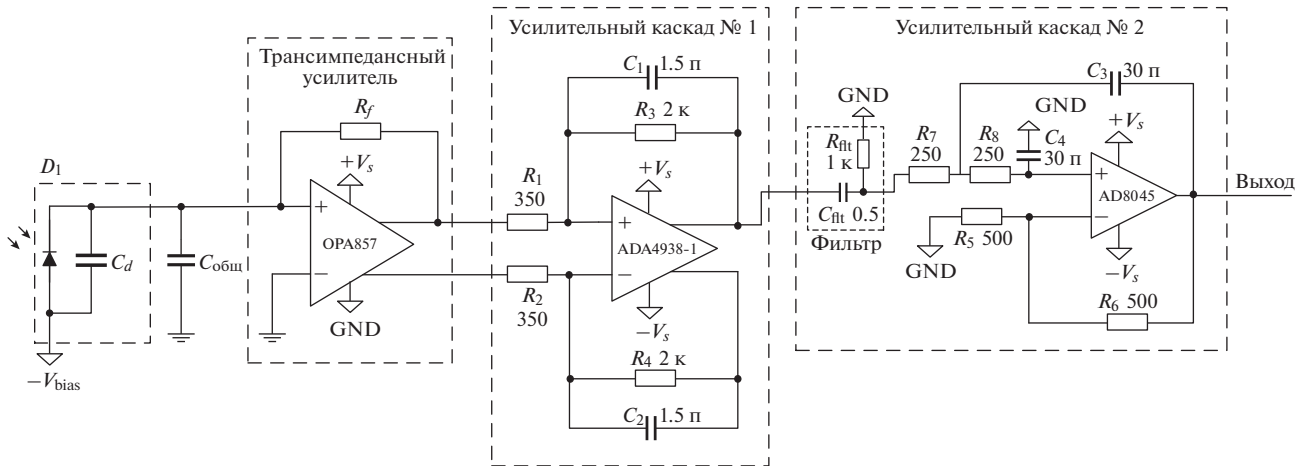


Рис. 7. Усилительный тракт для диагностики томсоновского рассеяния на установке ГДЛ.

на основе активного двухполюсного фильтра. Частоты среза а.ч.х. указанных звеньев и элементов идентичны и равны 60 МГц, что обеспечивает крутизну спада а.ч.х. усилительного тракта в высокочастотной области на уровне 80 дБ/декада. Сигнальная полоса пропускания при этом ограничена сверху (на уровне -3 дБ) частотой 26 МГц, а полоса частот усиления шума – частотой 29.5 МГц. Эти значения практически в четыре раза меньше значений аналогичных частот среза элементов усилительного тракта без цепей коррекции и фильтрации. За счет этого почти в два раза улучшается результирующее отношение сигнал/шум на выходе усилителя – с 30 до 60. Последующие процедуры обработки сигналов детекторов возлагаются на тракты их оцифровки и цифровой фильтрации. На рис. 8 приведены выходные сигналы детекторов диагностики томсоновского рассеяния, полученные в реальном эксперименте при длительности импульса зондирующего излучения около 50 нс. Временной сдвиг сигналов друг относительно друга обусловлен конструкцией спектрометра.

ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ С БОЛЬШОЙ ЕМКОСТЬЮ ПЕРЕХОДА

При попытке использовать в детекторе фотодиод с большей площадью перехода и, соответственно, с большей паразитной емкостью C_d характеристики усилительных трактов, строящихся на основе трансимпедансных усилителей, резко ухудшаются. Сначала, пропорционально величине этой емкости, начинает расти амплитуда шумовой компоненты выходного сигнала, а затем, при превышении этой емкостью некоторого критического значения, усилитель теряет устойчивость и перестает выполнять свои функции.

Поэтому расширить полосу пропускания усилительного тракта, работающего в тандеме с фотодиодом, обладающим относительно большой емкостью перехода, можно лишь за счет изменения схемотехники этого тракта, например, используя “каскадную” схему его построения (рис. 9), в которой функции приемника фототока выполняет транзистор, включенный по схеме с общей базой. Относительно низкое входное сопротивление этого транзистора в паре с емкостью фотодиода формируют на а.ч.х. усилительного тракта полюс с частотой среза $f_c = \frac{1}{2\pi C_d r_e}$, где r_e – динамическое сопротивление эмиттерного перехода. Коллекторная же цепь транзистора, нагрузкой которой яв-

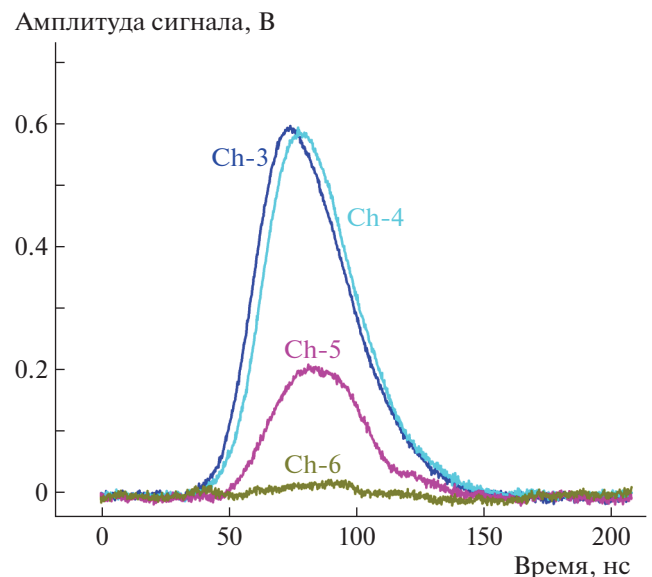


Рис. 8. Сигналы детекторов диагностики томсоновского рассеяния установки ГДЛ.

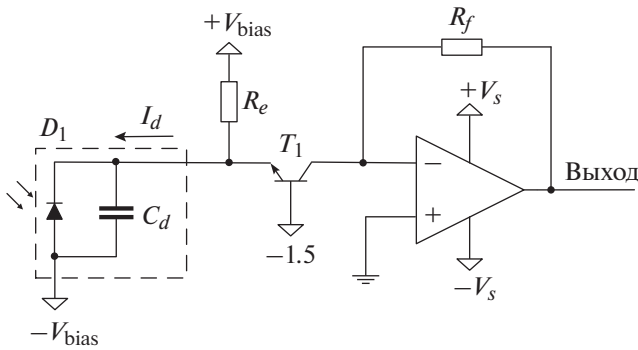


Рис. 9. Каскодная схема усилителя фототока.

ляется инвертирующий вход трансимпедансного усилителя, имея близкий к единице коэффициент передачи сигнала тока, эффективно изолирует этот вход от емкости фотодиода.

По существу в каскодной схеме емкость фотодиода на входе классического трансимпедансного усилителя замещается емкостью перехода коллектор–база транзистора, которая может иметь величину в доли пикофарад. Как следствие, трансимпедансный усилитель в полном объеме реализует совокупность своих лучших характеристик: широкую полосу пропускания и малую величину приведенной к его входу токовой шумовой компоненты. Основным элементом, определяющим не только полосу пропускания, но и шумовые характеристики каскодного усилителя, становится входной транзистор, а точнее – величина его тока покоя I_0 . Она определяет величину входного динамического сопротивления эмиттерного перехода $r_e = \frac{\Phi}{I_0}$, где $\Phi = \frac{kT}{e} \approx 25$ мВ при комнатной температуре, а также постоянную времени входной цепи $t = r_e C_d = \frac{\Phi}{I_0} C_d$. Величина шумового тока коллектора тоже зависит от тока покоя I_0 как $I_n = \sqrt{2eI_0 F}$. Здесь F – верхняя граничная частота полосы пропускания сигнального тракта. В последнем выражении не учитывается влияние на величину шума сопротивления базы транзистора, поскольку его вклад при величинах $I_0 \ll 1$ мА пренебрежимо мал. Величины шумового тока транзистора I_n и его тока покоя I_0 связаны друг с другом простой зависимостью:

$$I_n = I_0 \sqrt{\frac{e}{\pi \Phi C_d}} = 1.42 I_0 \cdot 0.001 \sqrt{\frac{1}{C_d}}, \quad (20)$$

где C_d – величина емкости фотодиода в единицах пикофарад. Из этого соотношения следует, что при емкости фотодиода 10 пФ и среднеквадратичном значении шумового тока транзистора, сопоставимом с шумовым током трансимпедансно-

го усилителя (15 нА), величина I_0 не должна превышать 36 мкА. При этом верхняя граничная частота полосы пропускания входного тракта, из-за относительно большой величины входного сопротивления транзистора ($r_e \approx 700$ Ом), ограничена величиной 23 МГц. Ценой увеличения тока покоя транзистора до 100 мкА ее можно увеличить до 64 МГц при одновременном росте величины шумовой токовой компоненты входного каскада (до 45 нА) и результирующей величины шумового тока (RMS), приведенного к входу усилителя, до 47 нА. При амплитуде сигнального тока фотодиода 10 мкА результирующее отношение сигнал/шум достигает примерно 212, что уже приемлемо для многих приложений. Таким образом, каскодная схема усиления эффективна при работе с фотодиодами, обладающими емкостью на уровне десятка пикофарад. Возможность же ее использования с фотодиодами, обладающими большей емкостью перехода, все еще остается под большим вопросом. Попробуем модифицировать эту схему с тем, чтобы она была способна решать поставленную задачу. Очевидно, что для снижения влияния емкости фотодиода на характеристики усилителя необходимо избавиться, если не полностью, то хотя бы частично, от самой этой емкости. Сделать это можно, запретив ее перезарядку сигнальным током. Для этого достаточно с помощью вспомогательных элементов стабилизировать величину напряжения на фотодиоде – например, с помощью повторителя напряжения и схемы смещения уровня сигнала, поддерживающих равенство перепадов напряжения на обоих его выводах (рис. 10).

Такое решение рассматривалось в работе [7]. Оно базируется на передаче перепада напряжения с эмиттера входного транзистора, к которому подключен сигнальный вывод фотодиода, на его второй вывод. Для этого используются эмиттерный повторитель напряжения на транзисторе T_2 и резистивно-емкостная цепь смещения уровня его выходного сигнала R_3, R_4, C_2 . Указанные элементы исключают перезаряд паразитной емкости фотодиода C_d в диапазоне частот, в котором величина выходного сопротивления транзистора T_2 намного меньше реактивного сопротивления этой емкости: $r_e \ll X_{C_d}$. Поэтому при фиксированной величине емкости фотодиода расширить полосу рабочих частот модифицированной каскодной схемы усиления можно лишь за счет уменьшения величины r_e , что эквивалентно увеличению тока покоя I_{0T_2} транзистора T_2 . При этом следует иметь в виду, что рост тока покоя I_{0T_2} неизбежно приводит к росту тока базы I_{bT_2} транзистора T_2 , который из-за необходимости стабилизировать величину шумовой компоненты входного каскада на уровне $\sqrt{2eI_{0T_2} F}$ должен быть намного меньше тока по-

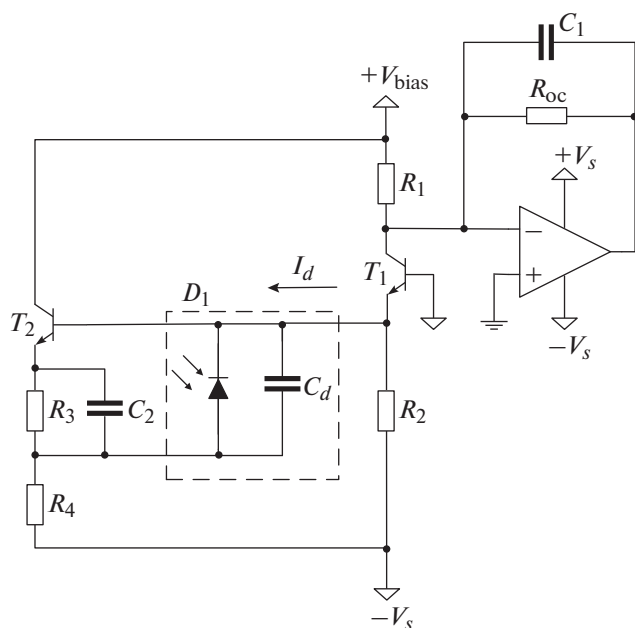


Рис. 10. Использование эмиттерного повторителя для исключения перезарядки емкости фотодиода сигнальным током.

коя входного каскада I_{0T_1} . Это противоречие разрешается при построении повторителя на основе биполярного с.в.ч.-транзистора с большим коэффициентом усиления по току или на основе малошумящего высокочастотного полевого транзистора с высокой крутизной, например, ATF55143. В случае биполярного транзистора полоса рабочих частот усилителя на основе модифицированной каскадной схемы увеличивается по сравнению с ее предыдущей версией в I_{0T_2}/I_{0T_1} раз при сохранении величины спектральной плотности шумовой компоненты на уровне, близком к $\sqrt{2eI_{0T_1}}$, вплоть до частоты $F = \frac{\sqrt{I_{0T_2}/I_{0T_1}}}{2\pi r_e C_d}$. Начиная с этой частоты ток покоя транзистора T_2 начнет вносить определяющий вклад в шумовую компоненту тока, приведенную к входу трансимпедансного усилителя. Аналогичные соотношения, при замене r_e на $1/s$, где s — крутизна передаточной характеристики, справедливы и в случае построения повторителя сигнала на основе полевого транзистора.

Модифицированная каскадная схема усиления фототока использована на установке ГДЛ в диагностике интенсивности потока протонов, порождаемых в рамках ядерной реакции: $D + D = p + T + 4.032 \text{ МэВ}$.

Корпускулярная диагностика плазмы основана на фиксации интенсивности потока частиц, возникающих в процессе взаимодействия плазмы с инжектируемыми в нее пучками нейтральных

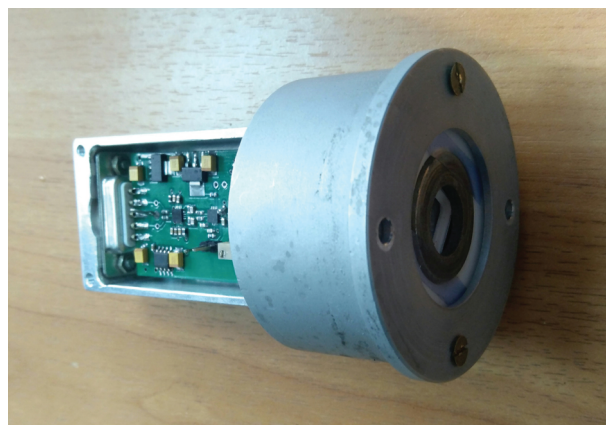


Рис. 11. Детектор интенсивности потока протонов.

атомов. Особенность установки ГДЛ заключается в том, что концентрация захваченных частиц в центральном пробкотроне относительно мала, однако в области пробок их плотность существенно возрастает. Как следствие, интенсивность частиц, фиксируемых диагностикой, может изменяться в широких пределах, что предполагает необходимость работы измерительных трактов как в счетном (при малой плотности плазмы), так и в осциллографическом режиме (высокая плотность плазмы), в котором характер поведения интенсивности потока частиц, покидающих плазму, фиксируется во времени.

В корпускулярной диагностике на установке ГДЛ протоны фиксируются кремниевым диодом D1A производства фирмы СНИИП-ПЛЮС (Россия, Москва) с площадью поверхности 100 мм^2 , имеющим при напряжении смещения 40 В емкость обратного смещенного перехода, по порядку равную 100 пФ . Диод из-за интенсивного взаимодействия протонов с остаточным газом, формирующим “шубу” плазменного шнура, и с материалом стенок вакуумной камеры располагается вместе с коллиматором в вакуумном объеме. С усилителем-формирователем (рис. 11), размещаемым вне этого объема в экранированном блоке, диод сопрягается с помощью вакуумно-плотного разъема и проводных соединений длиной до нескольких сантиметров.

При энергии образования электрон-дырочной пары 3.66 эВ каждый протон, образовавшийся в плазме в рамках $D-D$ -реакции, порождает в кремниевом диоде заряд, примерно равный 100 фКл . Столь малая величина этого заряда, относительно большая емкость диода и тяжелые условия его эксплуатации — ключевые факторы, определяющие схемотехнику усилителя-формирователя.

Этот усилитель состоит из двух последовательно включенных компонент: из модифицированного каскадного усилителя (рис. 12) и выходного

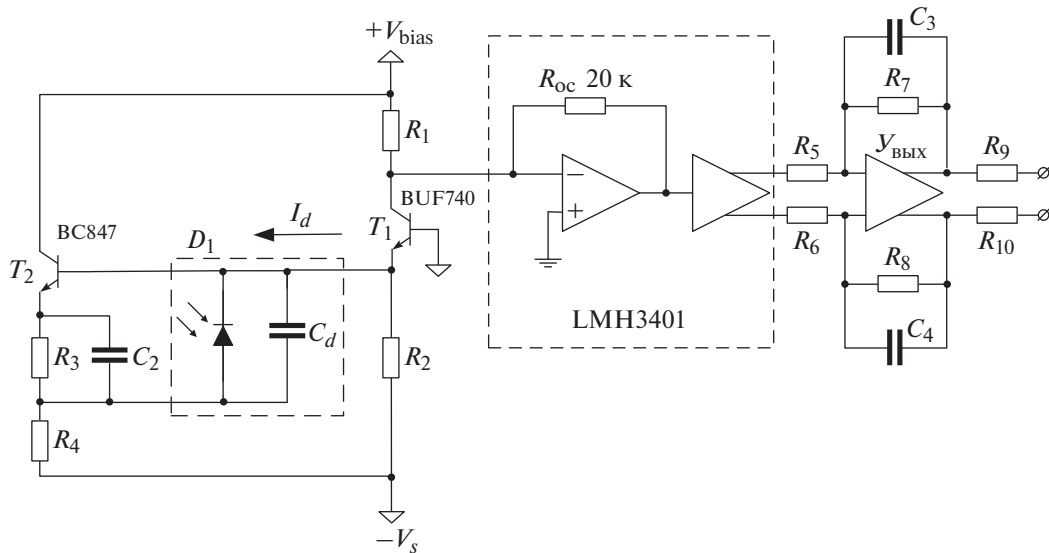


Рис. 12. Схема усилителя-формирователя для детектора интенсивности потока протонов.

усилителя-формирователя $U_{\text{ВЫХ}}$, построенного на основе о.у. с дифференциальными входами и выходами. Верхняя граничная частота LMH3401 при паразитной входной емкости на уровне примерно 1.5 пФ и величине эквивалентного сопротивления обратной связи 20 кОм достигает 250 МГц. В этой полосе частот приведенная к его входу величина шумового тока (RMS) не превышает 49 нА. Входной каскад каскодного усилителя построен на основе малощумящего с.в.ч.-транзистора BUF740 (T_1) с током покоя $I_{0T_1} = 25$ мкА, а каскад стабилизации напряжения на фотодиоде — на основе высокочастотного транзистора BC847 (T_2) с током эмиттера 1 мА.

Полоса рабочих частот каскодного усилителя, в которой приведенная к входу спектральная плотность шумовой компоненты тока постоянна и определяется величиной тока I_0 , ограничивается сверху величиной

$$F = \frac{\sqrt{I_r}}{2\pi r_c C_d} = \frac{\sqrt{1}}{2 \cdot 3.14 \cdot 25 \cdot 10^{-9}} = \frac{6.32}{6.28 \cdot 25 \cdot 10^{-9}} = 40 \text{ МГц.} \quad (21)$$

В этой полосе частот величина шумовой компоненты входного тока для всего усилителя, с учетом приведенных ранее оценок для каждого каскада, не превышает 27 нА (RMS), что соответствует отношению сигнал/шум на уровне 370. Проблема в том, что полоса рабочих частот каскада с общей базой и трансимпедансного усилителя намного шире. Поэтому, чтобы получить искомый результат и исключить влияние на результи-

рующее отношение сигнал/шум тока покоя эмиттерного повторителя и в.ч.-компоненты шумового тока входного транзистора и трансимпедансного усилителя, полоса рабочих частот усилительного тракта ограничивается с помощью вспомогательного фильтра. Роль фильтра выполняет выходной формирователь, построенный на основе дифференциального усилителя. Он подобно активному фильтру детектора диагностики томсоновского рассеяния ограничивает сверху полосу пропускания рабочих частот усилительного тракта частотой среза F и увеличивает коэффициент передачи последнего в 5 раз. Задают указанную частоту среза резистивно-емкостные звенья контуров обратной связи выходного каскада усилителя-формирователя.

На рис. 13 представлен сигнал-отклик описанного усилителя на попадание в апертуру детектора α -частицы с энергией около 5 МэВ. Также на рисунке приведена осциллограмма сигнала-отклика на попадание такой же α -частицы в детектор с аналогичным усилителем-формирователем и кремниевым диодом D4.5А, имеющим в четыре раза большую площадь активной зоны и, соответственно, величину паразитной емкости перехода C_d .

ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ УДАЛЕННО

Детекторы на основе искусственного алмаза, в отличие от кремниевых, — радиационно стойкие, работают при больших напряжениях смещения (сотни вольт), благодаря высокой подвижности носителей и малой ширине p - n -перехода имеют субнаносекундную длительность сигнала-откли-

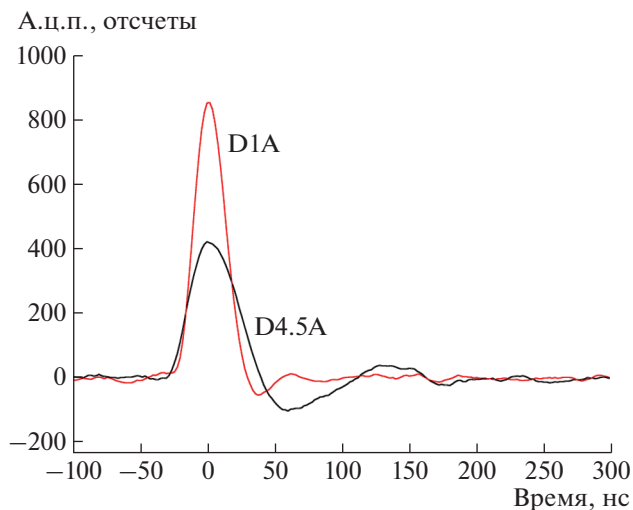


Рис. 13. Сигнал-отклик при попадании в аперттуру детектора α -частицы.

ка, обладают приемлемым для термоядерных приложений энергетическим разрешением (на уровне процента и менее). Атомы углерода алмазного детектора имеют относительно большое сечение взаимодействия с высокоэнергичными нейтронами. Детекторы на их основе благодаря конструктивным особенностям характеризуются намного меньшим сечением взаимодействия с энергичными γ -квантами. В силу этого алмазные детекторы используются для регистрации нейтронных событий на установках, характеризующихся тяжелой радиационной обстановкой и, соответственно, интенсивными потоками термоядерных нейтронов. Примерами могут служить WEST (Франция, Кадараш), JET (Великобритания, Калхэм), ITER (Франция, Кадараш). Вместе с коллиматорами и элементами электромагнитной защиты детекторы размещаются в непосредственной близости от экспериментального комплекса и сопрягаются с предусилителями-формирователями, вынесенными за элементы биологической защиты, линиями на основе радиационностойкого кабеля длиной до нескольких десятков метров (рис. 14).

По этим же линиям на детекторы от соответствующих источников через балластные сопротивления подается напряжение смещения. Входы

предусилителей изолированы от кабельных линий и источников напряжения смещения по постоянному току развязывающими емкостями [8].

Суммарный заряд, порождаемый термоядерным нейтроном (14 МэВ) в результате ядерных реакций в алмажном детекторе, относительно невелик – чуть более 100 фКл. При прохождении по длинной кабельной линии связи из-за дисперсии исходный субнаносекундный сигнал-отклик детектора трансформируется в импульс тока длительностью 10–15 нс, что предопределяет возможность его работы с нейтронными потоками достаточно высокой интенсивности ($\geq 10^7$ событий/с). Реализуется эта возможность в том случае, если постоянная времени интегрирования τ усилителя-формирователя соизмерима с характерной длительностью импульса тока на выходе кабельной линии, а его входное сопротивление r равно характеристическому сопротивлению этой линии. Эти условия предопределяют не только высокое значение частоты среза а.ч.х. предусилителя, но и необходимость исключения отражений в сигнальном тракте и, как следствие, относительно большую величину спектральной плотности шумового тока, генерируемого согласующим резистором или его эквивалентом на приемном конце кабельной линии связи. При согласовании линии резистором номиналом 50 Ом спектральная плотность шумового тока имеет большую величину $i \approx \sqrt{\frac{4kT}{R}} = 18 \frac{\text{пА}}{\sqrt{\text{Гц}}}$. На интервале интегри-

рования, длительность которого соизмерима с характерной длительностью импульса на выходе кабельной линии (15 нс), она формирует шумовой заряд величиной около 2.6 фКл, который лишь в 35–40 раз меньше заряда, формируемого термоядерным нейтроном при попадании в алмазный детектор. Как следствие, энергетическое разрешение сигнального тракта оказывается плохим. Несколько улучшить положение дел позволяет замена резистивного согласования кабельной линии на его менее шумящий аналог. Функции последнего может выполнять динамическое сопротивление r_c перехода база–эмиттер транзистора, включенного по схеме с общей базой (рис. 15).

Такое согласование, благодаря зависимости динамического сопротивления перехода эмит-

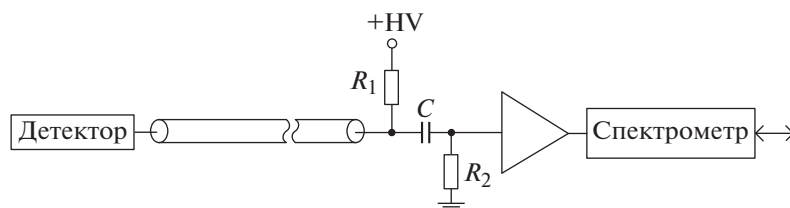


Рис. 14. Схема измерительного тракта нейтронной диагностики на основе алмазного детектора.

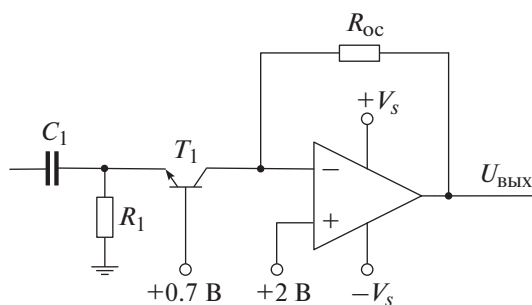


Рис. 15. Использование сопротивления r_e в качестве согласующего сопротивления.

тер–база транзистора r_e от тока эмиттера I_e ($r_e = \varphi/I_e$, где φ – температурный потенциал), при токе эмиттера транзистора $I_e = 0.5$ мА позволяет в $\sqrt{2}$ раз уменьшить шум, обусловленный резистивным согласованием. Видно, что каскодная схема усилителя-формирователя сигнала в tandem с алмазным детектором, как и в предыдущих случаях, обладает определенными преимуществами. Она снижает уровень приведенной к входу усилителя-формирователя шумовой компоненты, но не обеспечивает стабильности входного сопротивления. Обусловлено это тем, что динамическое сопротивление перехода эмиттер–база транзистора модулируется сигнальным током алмазного детектора. Как следствие, в зависимости от амплитуды сигнала меняется и уровень его отражения на приемном конце кабельной линии. Учитывая случайный характер сигналов, формируемых алмазным детектором, можно сделать заключение, что уровень отражений прямо влияет на результирующее отношение сигнал/шум, нивелируя выигрыш, полученный за счет изменения схемы согласования кабельной линии. Таким образом, на первый план в усилителе-формирователе сигналов алмазного детектора выходит задача минимизации уровня модуляции его входного сопротивления сигнальным током. Решить эту задачу позволяет входной каскад на транзисторах разной проводимости T_1 и T_2 , включенных по схеме с общей базой (рис. 16).

Сигнал с кабельной линии на переходы эмиттер–база этих транзисторов подается через развязывающие емкости, изолирующие их от источника напряжения смещения. По отношению к источнику сигнала эти переходы включены параллельно. Динамическое сопротивление каждого из них величиной 100 Ом реализуется при токе покоя эмиттера $I_0 = 0.25$ мА. Изменения сигнального тока в эмиттерной цепи транзисторов одинаковы и равны $I_0/2$, но противоположны по знаку. Поэтому сопротивления переходов эмиттер–база транзисторов под воздействием сигнального тока изменяются практически на одну и ту же величину,

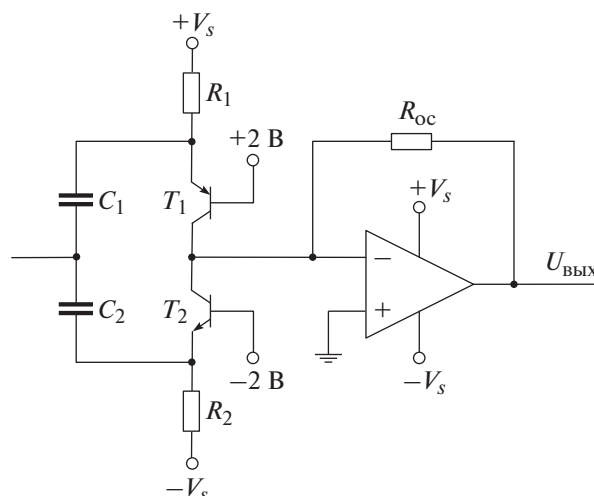


Рис. 16. Модифицированная схема согласования с кабельной линией.

но, но в разную сторону. В транзисторе, в котором сигнальный ток суммируется с током покоя, это сопротивление уменьшается, а во втором, в котором сигнальный ток вычитается из тока покоя, это сопротивление растет. Поскольку переходы база–эмиттер транзисторов включены параллельно по отношению друг к другу, указанные изменения их динамических сопротивлений фактически компенсируют друг друга. Как следствие, модуляция входного сопротивления усилительного тракта сигнальным током эффективно подавляется. Что касается отношения сигнал/шум, то его величина остается неизменной. Обусловлено это тем, что вдвое меньшие токи покоя в двухтранзисторной схеме согласования совместно формируют такой же шумовой ток, как и ток покоя ее однотранзисторного аналога. Относительно низкое отношение сигнал/шум на входе и большие, зависящие от загрузки детектора, флуктуации положения нулевой линии сигналов на выходе усилительного тракта – ключевые факторы, влияющие на результирующее энергетическое разрешение нейтронной диагностики. Снизить влияние первого из них, как это уже отмечалось ранее, можно за счет фильтрации высокочастотных компонент выходного сигнала усилительного тракта, а второго – за счет устранения из этого сигнала “усредненной” на интервале его регистрации составляющей. Последнее действие эквивалентно исключению из сигнала его низкочастотных спектральных компонент. Напрашивается очевидный вывод: основные процедуры по обработке выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики желательно выполнять с его цифровым эквивалентом, представленным в спектральной или, что по сути одно и то же, амплитудно-частотной форме.

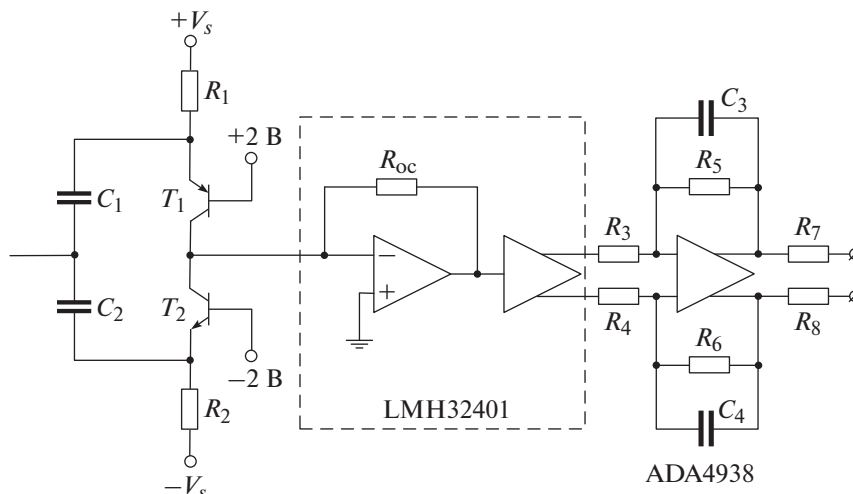


Рис. 17. Схема усилительного тракта нейтронной диагностики.

Вернемся к усилительному тракту. Для того, чтобы указанные выше процедуры обработки стали реальными, он должен сформировать выходной сигнал с максимально возможным отношением сигнал/шум, пригодный для оцифровки быстродействующим а.ц.п. Поскольку результат работы нейтронной диагностики представляется в виде энергетического спектра частиц или интенсивности потока нейтронов с определенной энергией, попавших в апертуру детектора, определяющее влияние на результирующие характеристики усилительного тракта оказывают два ключевых фактора. Это предельно допустимая нагрузка детектора и максимально возможная длительность его выходного сигнала, исключая резкий рост мертвого времени диагностики из-за наложения событий. При загрузке детектора в несколько миллионов событий в секунду, что типично для нейтронных диагностик многих плазменных установок, характерная длительность выходного сигнала усилительного тракта детектора на полувысоте лежит в диапазоне 20–70 нс. Более широкие сигналы предпочтительны, поскольку необходимое для их формирования ограничение полосы пропускания усилительного тракта в области высоких частот трансформируется в увеличение результирующего отношения сигнал/шум. Кроме того, в случае “длинных” сигналов существенно ослабляются требования к быстродействию а.ц.п., преобразующих текущие амплитудные значения этих сигналов в цифровой эквивалент.

Схема усилительного тракта нейтронной диагностики, за исключением входного каскада, повторяет схему усилителя диагностики томсоновского рассеяния. Она приведена на рис. 17. Его основной каскад усиления построен на основе трансимпедансного усилителя LMH32401, кото-

рый при сопротивлении резистора обратной связи 20 кОм в полосе частот от 0 до 250 МГц имеет приведенную к входу спектральную плотность шумового тока $I_n = 3.2 \frac{nA}{\sqrt{Гц}}$. По величине она на-

много меньше спектральной плотности шумового тока согласующего каскада и поэтому практически не оказывает влияния на результирующее отношение сигнал/шум усилителя-формирователя (естественно, при условии, что его полоса пропускания ограничена сверху указанной ранее частотой среза). Решает эту задачу выходной каскад усилителя-формирователя, построенный на основе о.у. с дифференциальными входами ADA4938. Ограничивают полосу пропускания сигнального тракта на заданном уровне корректирующие емкости в цепях его обратной связи.

Результирующая длительность выходного сигнала и отношение сигнал/шум зависят от номиналов корректирующих емкостей. На рис. 18 приведена характерная осциллограмма выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача построения усилительных трактов для полупроводниковых детекторов плазменных диагностик, несмотря на кажущуюся простоту, не является тривиальной. На итоговую характеристику сигнал/шум усилительного тракта, а также на его частотные характеристики, помимо параметров трансимпедансного усилителя (входной ток, входное напряжение, полоса пропускания и т.д.), существенное влияние оказывают входная емкость детектора, дифференциальная емкость и входная емкость на неинвертирующем входе усилителя. Методы решения данной задачи сильно

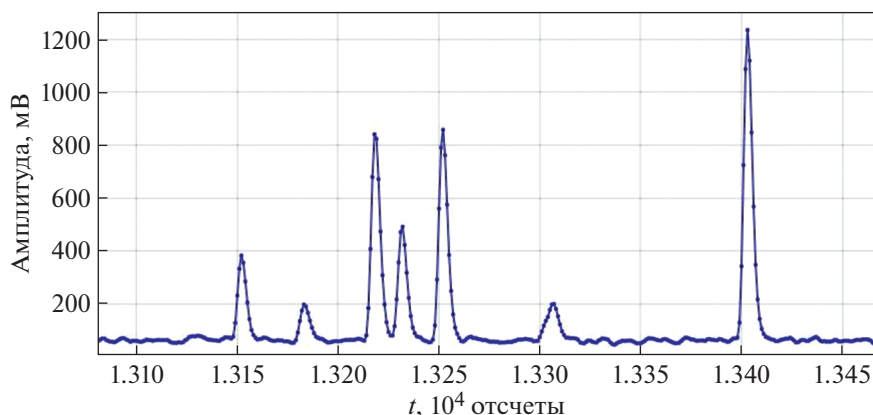


Рис. 18. Осциллограмма выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики. Отсчет а.д.п. — 4 нс.

зависят от целей, которых стремится достигнуть разработчик: увеличение полосы пропускания или увеличение отношения сигнал/шум. В большинстве случаев необходимо прийти к компромиссу между допустимой полосой пропускания в конкретной задаче и соответствующей величиной отношения сигнал/шум.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФ № 21-79-20201.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jerald G.* Gain Technology Corporation, McGraw Hill Professional, 1996. P. 252.
2. Texas Instruments, application report sboa122 – November 2009. https://www.ti.com/lit/an/sboa122/sboa122.pdf?ts=1633412199726&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F
3. *Достал И.* Операционные усилители. М.: Мир, 1982.
4. OPA857, Texas Instruments, December 2013—revised August 2016, ti.com. https://www.ti.com/lit/ds/sym-link/opa857.pdf?ts=1633413283858&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F
5. *Puryga E.A., Ivanenko S.V., Khilchenko A.D., Kvashnin A.N., Zubarev P.V., Moiseev D.V.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. Iss. 6. P. 2883. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2910795>
6. *Иванов А.А., Приходько В.В.* // Успехи физ. наук. Приборы и методы исследований. 2017. Т. 187. № 5. С. 547. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>
7. *Philip C.D.* // Optics & Photonics News. April 2001. V. 12. Iss. 4. P. 44. <https://doi.org/10.1364/OPN.12.4.000044>
8. *Nikolaeva D., Portone S., Mironova E., Semenov I., Golachev V., Khilchenko A., Zubarev P., Tolokonsky A.* // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series. 1094. 2018 P. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012007>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРОВ ПЕРЕДНЕЙ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ СТЕНКИ ЭКСПЕРИМЕНТА VM@N

© 2022 г. А. Г. Баранов^a, В. А. Басков^b, В. К. Василенко^c, Д. П. Герасимов^a,
Ф. Ф. Губер^a, В. А. Дронов^b, А. П. Ивашкин^a, А. В. Известный^a, Н. М. Карпушкин,
А. И. Львов^b, С. В. Морозов^a, В. В. Полянский^b, Г. Х. Салахутдинов^{c,*}

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

^b Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

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

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 20.07.2021 г.

После доработки 02.08.2021 г.

Принята к публикации 21.08.2021 г.

Приведены результаты измерений световыхода и неоднородности светосбора прототипов сцинтилляционных детекторов с поперечными размерами 75×75 мм и 150×150 мм, являющихся элементами сцинтилляционной стенки в установке эксперимента VM@N, предназначенной для измерения зарядов легких фрагментов в столкновениях тяжелых ионов. Измерения были выполнены на электронном пучке синхротрона “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

DOI: 10.31857/S0032816222010025

ВВЕДЕНИЕ

Для определения центральности и ориентации плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях в планируемых экспериментах на установке VM@N (Barionic Matter at Nuclotron) [1], расположенной на выведенном пучке “Нуклотрона” сооружаемого ускорительного комплекса НИКА в ОИЯИ (Дубна), предполагается использовать новый передний адронный калориметр FNCal [2], который уже собран и установлен на этой установке. Пучковое отверстие калориметра FNCal будет перекрываться кварцевым годоскопом, который позволит измерять заряд фрагментов [3], пролетевших в отверстие калориметра. Как показывают результаты моделирования, в этом случае центральность столкновений можно определить из двумерной корреляции между выделенной энергией в калориметре и суммарным зарядом фрагментов, измеренным годоскопом.

В настоящее время исследуется возможность выполнения на установке VM@N отдельных измерений нейтральной и заряженной компонент спектаторной материи. Это позволит более детально исследовать уравнение состояния ядерной материи с высокой барионной плотностью, что также важно для понимания свойств материи в

нейтронных звездах и в процессе коллапса массивных звезд в астрофизике [4].

Для выполнения таких исследований планируется модернизировать существующий передний адронный калориметр с целью использования его в основном для определения энергии нейтронов-спектаторов. Для измерения заряженных компонент спектаторной материи предлагается создать новую сцинтилляционную стенку, структура которой описана в следующем разделе.

ДЕТЕКТОРНАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ
VM@N ДЛЯ РАЗДЕЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ФРАГМЕНТОВ
И НЕЙТРОНОВ

Предлагаемая новая схема расположения передних детекторов установки VM@N показана на рис. 1. Из модулей центральной части существующего калориметра FNCal будет собран калориметр ZDC (Zero Degree Calorimeter), состоящий из 36-ти модулей с поперечными размерами 15×15 см. Данный калориметр будет установлен на расстоянии ~ 9 м от мишени, расположенной на входе анализирующего магнита VM@N, как показано на рис. 1, справа. При номинальном токе в магните пучок заряженных ионов, а также

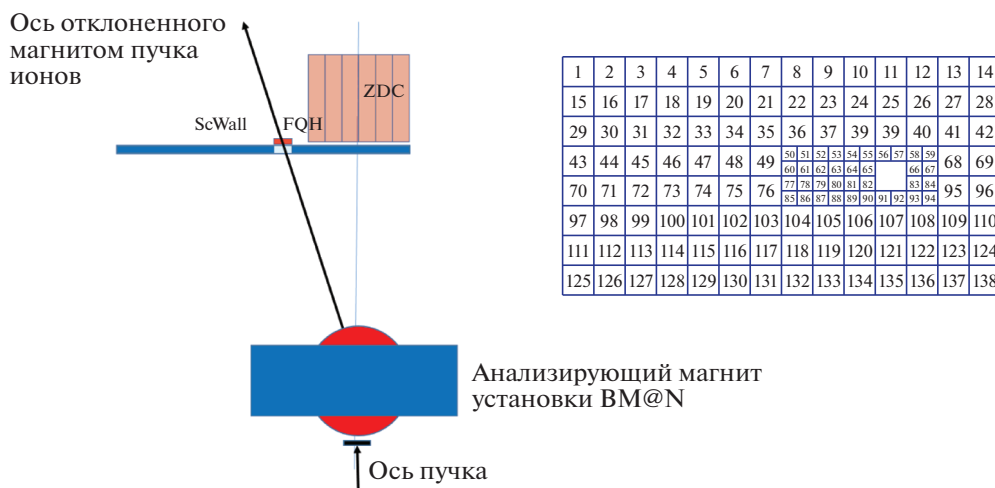


Рис. 1. Слева – схема расположения передних детекторов установки BM@N (вид сверху): ZDC – передний адронный калориметр для измерения энергии нейтронов; ScWall и FQH – сцинтилляционная стенка и передний кварцевый годоскоп для измерения заряженных фрагментов соответственно (другие детекторные системы установки BM@N на рисунке не показаны); справа – схема сцинтилляционной стенки ScWall.

полученные в мишени заряженные фрагменты отклоняются на достаточно большой угол в горизонтальной плоскости и не попадают в ZDC. Таким образом, ZDC будет в основном измерять энергию нейтронов, попавших в калориметр. Заряженные фрагменты, рожденные в мишени и также отклоненные магнитом, детектируются большой сцинтилляционной стенкой ScWall (Scintillation Wall). Поперечный размер ScWall выбран с учетом результатов моделирования и составляет 270×120 см. В центре стенки расположено пучковое отверстие размером 15×15 см, в которое проходят невзаимодействующие в мишени ионы пучка. Сцинтилляционная стенка будет состоять из 36-ти малых сцинтилляционных детекторов с поперечными размерами 75×75 мм, расположенных вокруг пучкового отверстия, и 134-х больших детекторных ячеек с поперечными размерами 15×15 см (см. рис. 1, справа). Толщина сцинтилляционных ячеек составит 10 мм.

Как показывают результаты моделирования, в ZDC, помимо нейтронов, будет попадать небольшое количество заряженных частиц, в основном протонов и пионов, рожденных в мишени. Сцинтилляционная стенка будет также перекрывать всю входную поверхность ZDC, что позволит использовать ее в качестве вето-детектора для заряженных частиц, попавших в калориметр.

Ионы пучка и заряженные фрагменты из мишени, проходящие в пучковое отверстие ScWall, будут измеряться передним кварцевым годоскопом FQH (Forward Quartz Hodoscope), который установлен сразу за ScWall.

КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРНЫХ ЯЧЕЕК

Для определения параметров детекторных элементов ScWall было изготовлено четыре прототипа сцинтилляционной детекторной ячейки. Для этого использовались сцинтилляторы на полистирольной основе, полученные экструзионным способом компанией “Унипласт” (г. Владимир, Россия).

В двух больших ячейках размером $150 \times 150 \times 10$ мм выполнена спиралеобразная канавка для укладки спектросмещающего (WLS – Wavelength shifting) оптоволоконна. Два других сцинтиллятора размером $75 \times 75 \times 10$ мм имеют кольцеобразную канавку. Геометрии канавок определяются необходимостью иметь радиус закругления WLS-оптоволоконна более 2.5 см, что позволит избежать потери света при его транспортировке по волокну. В канавку вклеены оптоволоконна WLS Y11(200) S-type диаметром 1 мм производства компании Kuraray [5]. Оптический контакт между сцинтиллятором и оптоволоконном обеспечивается клеем EJ500 производства фирмы Eijep Technology [6]. Один конец оптоволоконна, вклеенный в сцинтиллятор, покрыт светоотражающей серебряной краской, а второй конец вклеен в оптический разъем, размещенный в торце сцинтиллятора. Данный разъем также используется для крепления фотодетектора к торцу оптоволоконна.

Сцинтилляционные ячейки имеют различные типы отражателей. Одна пара большой и малой ячеек обернута в белое полотно TYVEK, изготовленное из полиэтилена высокой плотности. Другая пара большой и малой ячеек имеет диффузионный отражатель, образованный в результате

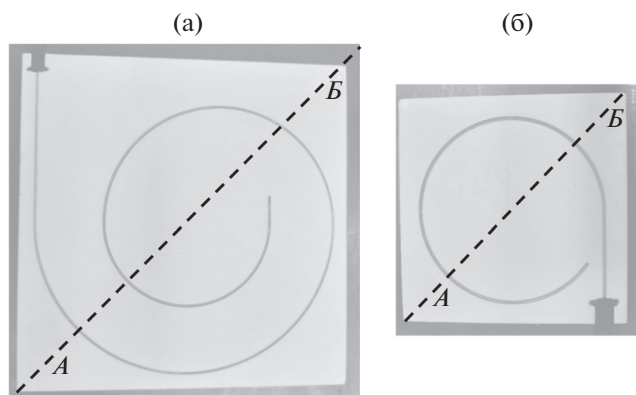


Рис. 2. Фотографии большой (а) и малой (б) сцинтилляционных ячеек. Штриховой линией *АВ* показана траектория сканирования электронным пучком по диагонали ячеек.

травления специальным химическим раствором поверхности детекторов в процессе производства сцинтиллятора.

На рис. 2 показаны фотографии образцов большой и малой сцинтилляционных ячеек, покрытых диффузионным отражателем.

Исследования сцинтилляционных ячеек проводились с помощью космических мюонов и на электронном пучке. В этих тестах свет с оптоволоконка считывался кремниевым фотоумножителем MPPC S13360-1325CS производства компании Hamamatsu (Япония). Данные фотодетекторы имеют площадь активной области $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$, квантовую эффективность 25% и коэффициент усиления $7 \cdot 10^5$. Сигнал с фотодиода поступал на дополнительный усилитель с полосой пропускания 300 МГц и коэффициентом усиления ~ 200 . Затем форма сигнала с усилителя оцифровывалась аналого-цифровым преобразователем DT5742 производства компании CAEN.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Четыре сцинтилляционные ячейки различных размеров и с разными отражателями были исследованы на тестовом пучке электронов с энергией 280 МэВ синхротрона ФИАН “Пахра” [7]. Основной задачей проводимых тестов было исследование влияния геометрии канавок с вклеенным WLS-оптоволоконком и типа отражателя на величину и неоднородность световых выходов в детекторах.

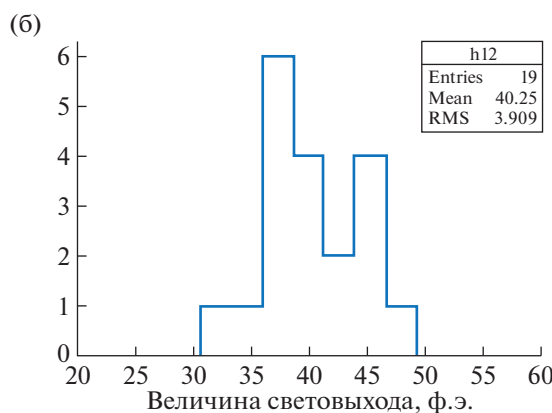
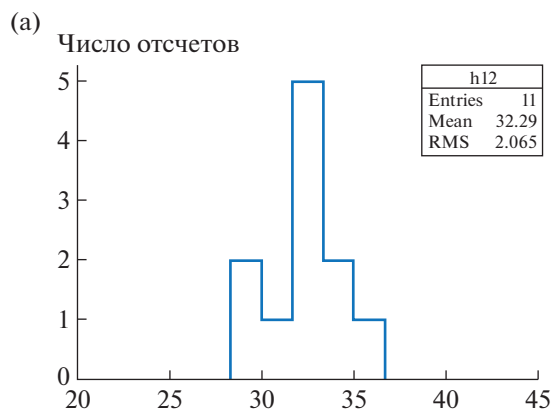
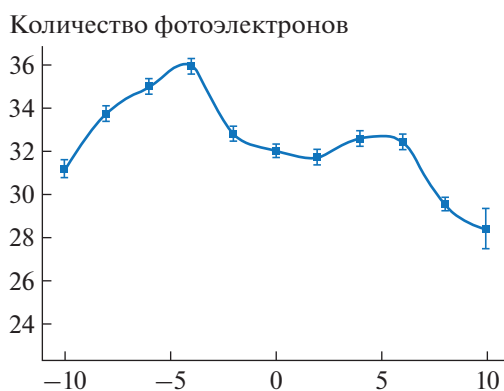


Рис. 3. Результаты измерений большой сцинтилляционной ячейки, покрытой отражателем TYVEK (а) и диффузионным отражателем (б): слева — зависимость светового выхода от точки прохождения пучка по диагонали детектора; справа — гистограмма распределения светового выхода по всем измеренным точкам ячейки.

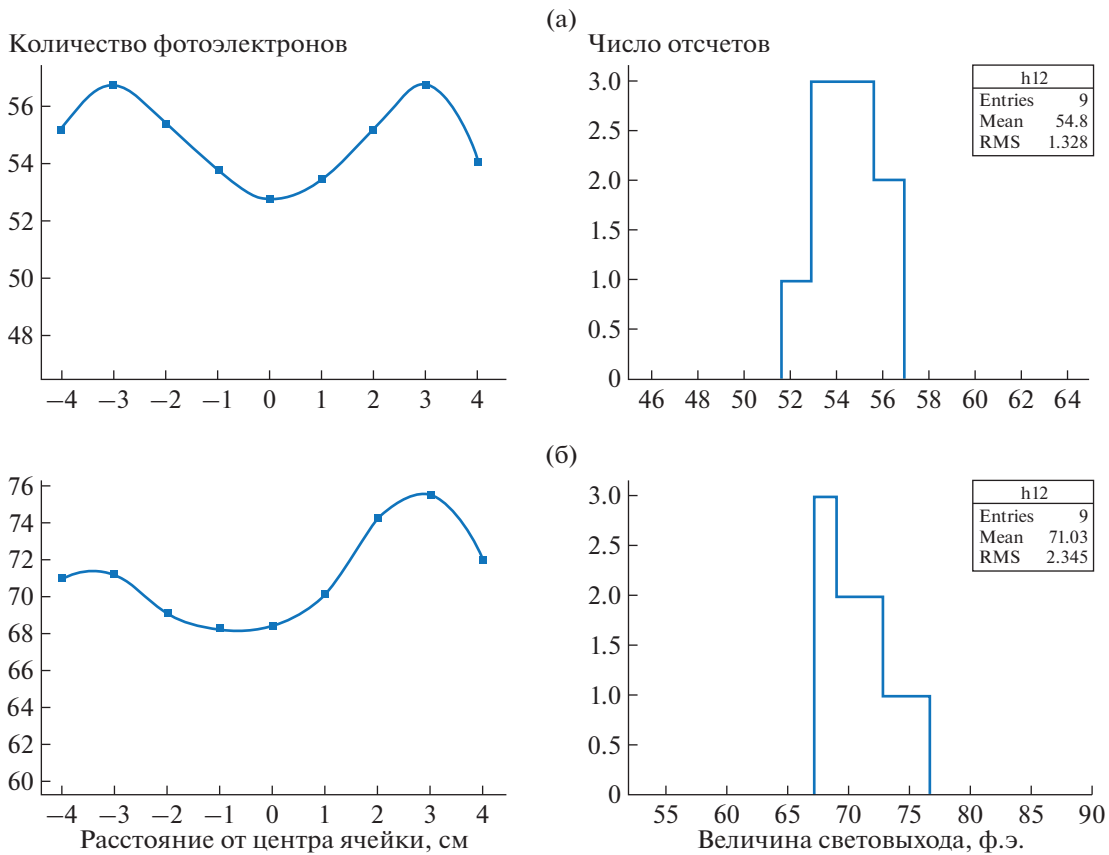


Рис. 4. Результаты измерений малой сцинтилляционной ячейки, покрытой отражателем TYVEK (а) и диффузионным отражателем (б): слева — зависимость светового выхода от точки прохождения пучка по диагонали детектора; справа — гистограмма распределения светового выхода по всем измеренным точкам ячейки.

Триггерным сигналом являлся сигнал от прохождения электронов через два пучковых счетчика размером $10 \times 10 \times 5$ мм каждый. Сцинтилляционные ячейки последовательно помещались на несущую платформу, способную перемещаться в вертикальной и горизонтальной плоскостях перпендикулярно направлению пучка. Сканирование электронным пучком проводилось по диагонали ячеек от точки А до точки В (см. рис. 2).

Результаты измерений больших сцинтилляционных ячеек, покрытых TYVEK и диффузионным отражателями, представлены на рис. 3. Согласно рисунку, в случае диффузионного отражателя световой выход выше и составляет в среднем около 40 фотоэлектронов. Этот же параметр для отражателя TYVEK равен 32 фотоэлектронам. Однако неоднородность светосбора в последнем случае составляет около 6%, что почти в 2 раза лучше, чем для ячейки, покрытой диффузионным отражателем.

Характерные пики на зависимостях световых выходов от точки прохождения пучка электронов соответствуют пересечению пучком канавки с WLS-оптоволоконном. В этом случае локальный свето-

сбор становится заметно выше благодаря большей эффективности захвата света оптоволоконном.

Измерения были выполнены также для малых сцинтилляционных ячеек. Результаты измерений показаны на рис. 4 для TYVEK и диффузионного отражателей. Как и в случае с большими детекторами, в случае диффузионного отражателя световой выход выше и составляет в среднем около 71 фотоэлектрона. Световой выход для отражателя TYVEK приблизительно равен 55 фотоэлектронам. Неоднородность светосбора составляет около 2.4% для TYVEK и 3.2% для химического отражателя.

Как и в случае больших ячеек, наблюдаются характерные пики на зависимостях световых выходов от точки прохождения пучка электронов, соответствующие пересечению пучком канавки с WLS-оптоволоконном, что отражает большую эффективность захвата света оптоволоконном в данной локальной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований сцинтилляционных детекторных ячеек для передней

стенки, создаваемой для регистрации протонов и легких ядерных фрагментов, рождаемых в ионных столкновениях в эксперименте BM@N. Детекторы имеют различные геометрические размеры и покрыты отражателями разных типов. Показано, что величина и неоднородность световых выходов сильно зависят как от геометрии канавки с вклеенным WLS-оптоволоком, так и от типа отражателя.

Измерения на тестовом пучке электронов показали, что диффузионный отражатель, образованный в результате травления специальным химическим раствором поверхности сцинтиллятора, обеспечивает световой выход почти на 30% выше, чем отражатель TУВЕК. Пространственная неоднородность светосбора в малой сцинтилляционной ячейке составляет 2–3% для отражателей обоих типов. Однако в большой ячейке с диффузионным отражателем неоднородность светосбора составляет около 10%, что будет создавать проблемы с идентификацией заряженных ядерных фрагментов. Вместе с тем высокий световыход, на уровне 70 фотоэлектронов, является избыточным и приводит к ограничению динамического диапазона микропиксельных фотодиодов.

Полученные результаты показывают, что отражатель TУВЕК является наиболее предпочти-

тельным для использования в качестве светового отражателя во всех сцинтилляционных ячейках передней стенки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* // PoS(CORFU2018). 2019. P. 188. <https://doi.org/10.22323/1.347.0188>
2. *Guber F., Finogeev D., Golubeva M., Ivashkin A., Izvestnyy A., Kapishin M., Karpushkin N., Morozov S., Petukhov O.* // JINST. 2020. V. 15. C05020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05020>
3. *Casserty M., Turner N., O'Sullivan J., Bruen M., Bullock H., Atkinson S., Kelly-Quinn M.* // JINST. 2020. V. 15. C09028. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C09028>
4. *Senger P.* // Particles. 2021. V. 4. P. 214. <https://doi.org/10.3390/particles4020020>
5. Kuraray Plastic Scintillating Fibres, <http://kuraray-psf.jp/psf>
6. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-500.pdf
7. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 5. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>

РАДИОЧАСТОТНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-АНАЛИЗАТОР
ИОНОВ С МАЛЫМ РАССТОЯНИЕМ МЕЖДУ ПЛАНАРНЫМИ
ДИСКРЕТНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ© 2022 г. Е. В. Мамонтов^а, З. Ф. Громова^б, В. Н. Двойнин^а,
Р. Н. Дятлов^{а,*}, А. Г. Шевяков^а^а Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина
Россия, 390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1^б Рязанский государственный медицинский университет им. академика И.П. Павлова
Россия, 390026, Рязань, ул. Высоковольтная, 9

*e-mail: kaitp@list.ru

Поступила в редакцию 06.07.2021 г.

После доработки 07.08.2021 г.

Принята к публикации 13.08.2021 г.

Рассмотрен метод масс-разделения ионов по времени пролета в двумерном линейном высокочастотном поле с возвратным дрейфом по одной координате и малыми колебаниями по другой координате. Равномерное движение ионов в направлении отсутствия поля обеспечивает пространственное разделение входов и выходов анализатора. За счет сокращения расстояния между планарными дискретными электродами разрешение возросло в 2 раза. Разработан и исследован экспериментальный образец анализатора с разрешением 550.

DOI: 10.31857/S0032816222010074

ВВЕДЕНИЕ

Времяпролетное разделение ионов по удельному заряду m/e (m – масса иона, e – его заряд) в радиочастотных линейных электрических полях, образуемых ионно-оптическими системами (и.о.с.) с планарными дискретными электродами, является эффективным средством высокоскоростного и точного микроанализа вещества [1–3]. В работах [4–6] дано теоретическое обоснование использования быстроосциллирующих полей с линейной возвращающей силой для времяпролетного (TOF) разделения частиц по отношению e/m , а в работе [1] приведены результаты экспериментальных исследований опытного образца радиочастотного времяпролетного масс-спектрометра (TOF MS RF – Time-of-flight Mass Spectrometry Radio Frequency) с планарными дискретными электродами. Теория и эксперимент показали возможность использования технологии планарных дискретных электродов с распределенными резисторно-емкостными делителями напряжения для создания серийных TOF MS RF для рутинных анализов с разрешением до 10^3 и скоростью сканирования 10^4 – 10^5 атомных единиц массы/с (а.е.м./с). Разработанная в работе [2] модель TOF MS RF имеет ограничения по разрешению из-за особенностей конструкции масс-анализа-

тора. Минимальное расстояние $2x_a = 2x_0$, где x_0 – начальная координата ионов [2], между входной и выходной щелями анализатора соответственно, начальные $-x_0$ и конечные x_0 координаты ионов ограничены размерами по оси X ионного источника и вторичного электронного умножителя (в.э.у.). Реально достижимое минимальное расстояние составляет $2x_a = 20$ мм, что соответствует начальным координатам $x_0 = -10$ мм и размеру анализатора $x_a = 18$ мм. При этом происходит заметная расфокусировка ионов и разрешение не превышает $R_{0,5} < 300$ ($R_{0,5} = m/\Delta m$, где Δm – ширина массового пика, определенного по уровню 0.5). Кроме того, от размера x_a зависит геометрический параметр анализатора $r_0 = \sqrt{2x_a y_a}$, рост которого требует увеличения амплитуды высокочастотного питающего напряжения. Поэтому для усовершенствования TOF MS RF параметр x_a анализатора необходимо уменьшать. Вариантом решения этой проблемы является расположение входной и выходной щелей на оси Z анализатора. В этом случае реализуются минимальные начальные координаты ионов $x_0 \approx 0$ и минимальный размер x_a и.о.с. Разработке метода TOF MS RF с дрейфом ионов по осям Y и Z посвящена данная работа.

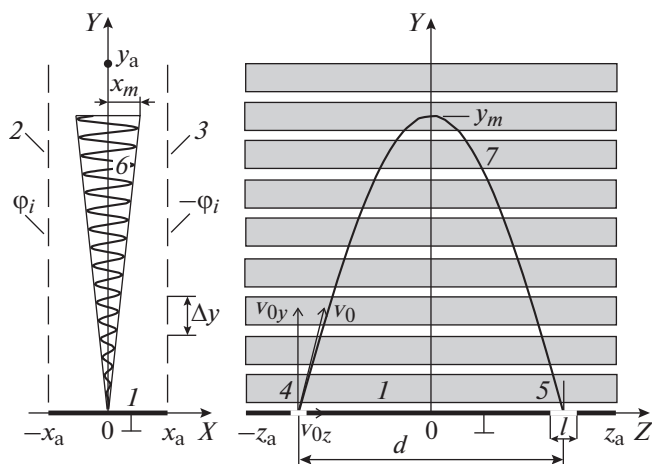


Рис. 1. Ионно-оптическая система радиочастотного масса-анализатора с дрейфом ионов по осям Y и Z . 1 – плоский заземленный электрод с щелями 4 для ввода и 5 для вывода ионов; 2, 3 – планарные дискретные электроды; 6, 7 – траектории движения ионов в плоскостях $z = z_0$ и $x = x_0$.

1. ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ РАДИОЧАСТОТНЫЙ МАСС-АНАЛИЗАТОР С ДРЕЙФОМ ИОНОВ ПО ОСЯМ Y И Z

Рассмотренный в работе [1, 2] метод TOF MS RF предполагает дрейф ионов во время масс-анализа по координатам x и y . При этом за время t_A анализа иона с массой m [2] по оси X происходит изменение знака начальной координаты x_0 , а по оси Y возвратный дрейф ионов от начальной координаты $y_0 = 0$. При этом поле по оси Z отсутствует и движение в этом направлении происходит с тепловыми скоростями $v_{0z} = v_T$. Ввиду малых скоростей v_T движения ионов по оси Z в этом случае не оказывает заметного влияния на процесс масс-анализа. Смена знака координаты $-z_0$ в цикле анализа на z_0 обеспечивает пространственное разделение устройств ввода и регистрации ионов. В предлагаемом анализаторе разделение устройств ввода-вывода ионов осуществляется по оси Z и начальные координаты по оси X могут быть малыми, $x_0 \approx 0$. Поскольку поле вдоль оси Z отсутствует, движение ионов в этом направлении может быть только за счет начальной скорости v_{0z} , которую они получают при вводе в анализатор.

Схема и.о.с. масс-анализатора с устройством ввода ионов, реализующая этот режим, представлена на рис. 1.

Планарные электроды (1 – заземленный и 2, 3 – с дискретно-линейными распределениями на них высокочастотных напряжений $u_i = -u_i = \Delta u \cos \omega t$, где $\Delta u = V/n$, V и ω – амплитуда и частота питающего напряжения, n – число дискретных элементов электродов, $i = 1, 2, \dots, n$) создают в рабочей

области и.о.с. $|x| < (x_a - \Delta y)$, $y < (y_a - x_a)$, $|z| < (z_a - x_a)$ двумерное высокочастотное поле с распределением потенциала

$$\varphi(x, y) = \frac{2V}{r_0^2} xy \cos \omega t. \quad (1)$$

Движение ионов в поле потенциала (1) описывается системой уравнений [7]

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} - \frac{q\omega^2}{4} y \cos \omega t = 0, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} - \frac{q\omega^2}{4} x \cos \omega t = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $q = 4eV/r_0^2 \omega^2 m$ – параметр Маттье.

Решение системы уравнений (2) является полигармоническим с частотами $\omega \pm r\Omega_s$, где $r = 0, \pm 1, \pm 2$, а $\Omega_s = \sqrt{2eV}/r_0^2 \omega m$ – секулярная частота. Амплитуды гармоник $C_{\pm 2r}$ с ростом номера r быстро убывают. При $q < 0.3$ колебания ионов приближенно можно описывать гармоническими функциями с секулярной частотой

$$\begin{aligned} x(t) &\approx x_0 \cos \Omega_s t + \frac{v_{0x}}{\Omega_s} \sin \Omega_s t, \\ y(t) &\approx y_0 \cos \Omega_s t + \frac{v_{0y}}{\Omega_s} \sin \Omega_s t, \end{aligned} \quad (3)$$

где x_0, y_0 и v_{0x}, v_{0y} – начальные координаты и скорости ионов по осям X и Y .

В рассматриваемом режиме ионы вводятся в анализатор с начальными параметрами $x_0 \approx 0, y_0 = 0, z = z_0$ и $v_{0x} = v_T$. Скорости v_{0y} и v_{0z} по осям Y и Z задаются в ускорителе ионов. При этом в первом приближении можно считать, что

$$\begin{aligned} x(t) &\approx 0, \\ y(t) &\approx \frac{v_{0y}}{\Omega_s} \sin \Omega_s t, \\ z(t) &= v_{0z} t. \end{aligned} \quad (4)$$

За половину периода секулярной частоты $t_A = T_s/2 = \pi/\Omega_s$ ионы по оси Y совершают в квадратурном высокочастотном поле возвратный дрейф, а по оси Z – равномерное движение со скоростью v_{0z} . Скорость v_{0y} в направлении возвратного дрейфа Y определяется размером y_a и.о.с.: $v_{0y} < \Omega_s y_a$, а в направлении оси Z расстоянием d между входной щелью и выходным окном в.э.у. $v_{0z} = \pi d/\Omega_s$.

Из формулы (4) следует, что во время дрейфа координаты ионов по оси Y изменяются незначи-

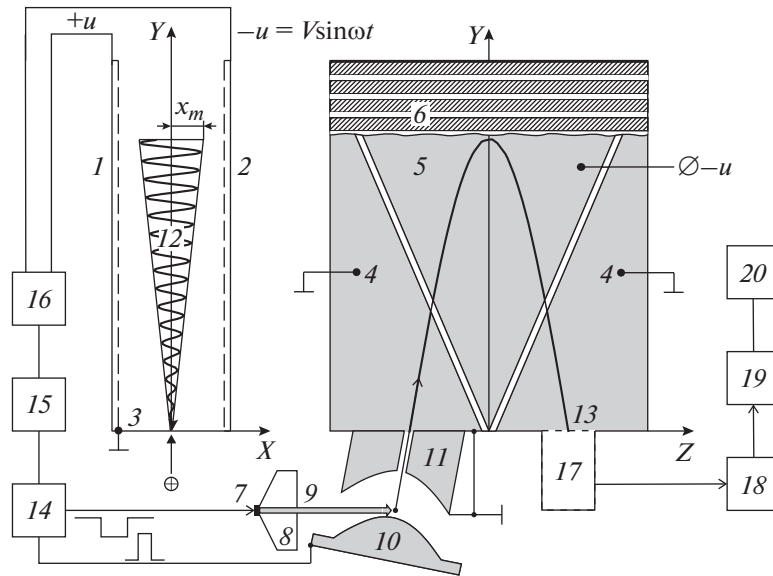


Рис. 2. Структурная схема экспериментального TOF радиочастотного масс-анализатора ионов с дрейфом ионов по осям Y и Z . 1, 2 – планарные дискретные электроды; 3 – планарный заземленный электрод с щелью для ввода ионов; 4 и 5 – металлизации обратных поверхностей заземленных и с высокочастотным потенциалом электродов; 6 – металлизации дискретных поверхностей электродов; 7 – катод электронного источника; 8 – фокусирующий электрод; 9 – цилиндрический поток ионизирующих электронов; 10, 11 – гиперболические электроды – ускорители ионов; 12 – траектории ионов; 13 – полупрозрачное окно для вывода ионов на регистрацию; 14 – генератор импульсов ионизации и ускорения; 15 – устройства управления; 16 – высокочастотный генератор; 17 – в.э.у.; 18 – широкополосный усилитель; 19, 20 – осциллограф и п.э.в.м.

тельно, а их скорости равны тепловым, $v_x \approx v_T$. Поэтому параметр x_a планарной и.о.с. может быть минимизирован при условии $x_a \geq \Delta y + x_m$, где $x_m = qy_a/2$ – амплитуда высокочастотных составляющих колебаний по оси X (рис. 2).

Поле по оси Z отсутствует, и ионам в этом направлении необходимо задать начальную скорость v_{0z} . Для этого ось Y симметрии ускорителя в плоскости YZ наклоняется относительно оси Y анализатора на малый угол

$$\alpha = \arctg \frac{d}{\pi y_a} \approx \frac{d}{\pi y_a}. \quad (5)$$

В этом случае ионы за время t_A возвратного дрейфа по оси Y переместятся по оси Z от входной щели до входного окна в.э.у.

Из-за разброса начальных координат Δy ионы в ускорителе приобретают различные энергии. Их допустимый диапазон определяется выражением

$$\frac{W_{0y \max}}{W_{0y \min}} = \left(\frac{1 + l/2d}{1 - l/2d} \right)^2, \quad (6)$$

где l – размер входного окна в.э.у. по оси Z .

Максимальная энергия ввода ионов ограничена размером анализатора y_a :

$$W_{0y \max} = \frac{l^2 V^2 y_a^2}{r_0^2 \omega^2 m}. \quad (7)$$

Диапазон энергий $\Delta W = W_{0y \max} - W_{0y \min}$ ограничивает разброс начальных координат ионов в ускорителе:

$$\Delta y = \frac{r_0^2 \Delta W}{l U_y y_0}. \quad (8)$$

В качестве ускорителя в ионном источнике используется гиперболический конденсатор (рис. 3), осуществляющий временную фокусировку на входе анализатора пакета ионов с разбросом Δy начальных координат [6]. Ионы 3 образуются с начальными координатами $y_0 \approx 0.9r_{01}$ и тепловыми скоростями v_T в бесполовом пространстве ускорителя под действием цилиндрического, диаметром Δy , пучка ионизирующих электронов. Время ионизации составляет $t_{и} = (0.01 \dots 0.03) T$, где T – длительность одного цикла анализа. Далее к электроду 1 прикладывается короткий, длительностью t_y и амплитудой U_y , импульс ускорения $p = U_y t_y$, под действием которого ионы ускоряются в направлении входной щели 5. При постоянном p скорости $v_{0y} \sim 1/m$, приобретаемые ионами в ускорителе, согласуются с требуемой зависимостью скорости от массы на входе анализатора.

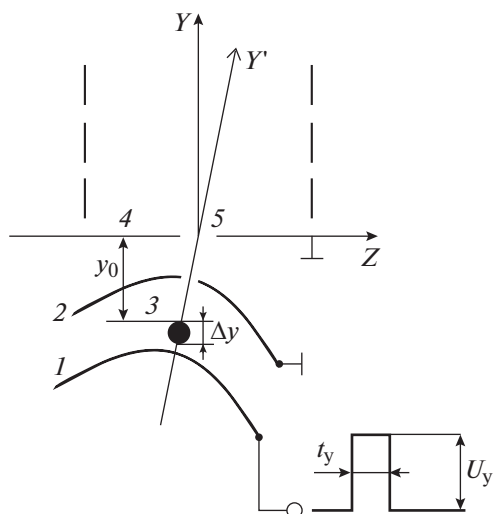


Рис. 3. И.о.с. ускорителя ионов. 1, 2 – гиперболические электроды с $r_{01} \approx 2r_{02}$; 3 – область образования ионов; 4 – заземленный электрод анализатора с входной щелью 5.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ TOF MS RF С ВОЗВРАТНЫМ ДРЕЙФОМ В ЛИНЕЙНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ И ДРЕЙФОМ В БЕСПОЛЕВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ОТ ВХОДА К ВЫХОДУ АНАЛИЗАТОРА

Для оценки эффективности времяпролетного разделения заряженных частиц в линейном по осям X и Y высокочастотном поле с дрейфом ионов в бесполево по оси Z пространстве был разработан и исследован экспериментальный TOF MS RF, структурная схема которого приведена на рис. 2. Ионно-оптическая система, формирующая в рабочей области $|x| < (x_a - \Delta y)$, $y < (y_a - x_a)$ и $|z| < (z_a/2 - x_a)$ высокочастотное поле (1), состоит из планарных электродов 1–3, расположенных в плоскостях $x = \pm x_a$ и $y = 0$. На рис. 2 серым цветом показана металлизация обратных сторон дискретных электродов 1, 2 размером 140×100 мм по осям Y и Z , которые соответственно выполнены на диэлектрических пластинах толщиной 1 мм нанесением на их рабочие и обратные поверхности металлизаций: на рабочие поверхности в виде параллельных оси Z полосок б шириной 1.9 мм с зазором между полосками 0.1 мм, а на обратной поверхности в форме треугольников 4, 5. Между поверхностями 4 и 5 электродов 1 и 2 приложены противофазные высокочастотные напряжения с амплитудой $V = 0.1–0.2$ кВ и частотой $f = 1$ МГц. Основанием и.о.с. является плоский заземленный электрод размером 19×100 мм с щелью 3 размером 4×1 мм для ввода и полупрозрачным окном 13 размером 10×20 мм для вывода ионов. Под действием высокочастотного питающего напряжения от генератора 16 в рабочей области анализатора $|x| < 7.5$ мм, $0 \leq y \leq$

≤ 120 мм, $|z| < 42$ мм формируется поле с линейным распределением высокочастотного потенциала по осям X и Y и нулевым потенциалом в оси Z . Анализируемые ионы с начальными координатами $y_0 = -(10 \pm 0.5)$ мм образуются в ускорителе ионного источника под действием цилиндрического ($\varnothing 1$ мм) пучка электронов 9, формируемого пушкой Пирса 8. Время ионизации задается длительностью ионизирующего импульса $t_{и} = 1–5$ мкс, а энергия ионизации – его амплитудой $U_{и} = 50–100$ В. Затем ионы импульсно ускоряются в линейном поле, образованном гиперболическими электродами 10, 11 с параметрами $r_{01} = 12$ мм, $r_{02} = 6$ мм. Величина импульса ускорения $p = t_y U_y$ устанавливается его длительностью $t_y = 0.1–0.3$ мкс и амплитудой $U_y = 100–500$ В. Ось Y' ускорителя наклонена в направлении оси Z на угол $\alpha = 7.2^\circ$, что обеспечивает движение ионов во время масс-анализа от входной щели к окну в.э.у. Гиперболический ускоритель осуществляет временную фокусировку на входе анализатора ионов только с разбросом Δy начальных координат, но не обеспечивает фокусировку ионов по начальным скоростям. При этом разрешающая способность масс-анализатора ограничивается в источнике ионов величиной

$$R_{и} < \frac{\pi y_a}{y_0} \sqrt{\frac{W_{0y}}{W_T}}, \quad (9)$$

где W_T – тепловая энергия ионов. Для экспериментального TOF MS RF разрешение ограничено величиной $R_{и} = 2500$.

Дрейф ионов в анализаторе в течение времени $t_A = \pi r_0^2 \omega m / \sqrt{2} e V$ завершается их выводом на регистрацию через полупрозрачное окно 13. При расстоянии между щелью и окном $d = 50$ мм и длине окна $l = 20$ мм энергетический диапазон анализируемых ионов составляет $W_{\max}/W_{\min} = 2.25$.

Минимальная масса (а.е.м.) анализируемых ионов ограничена колебаниями по оси X . Для экспериментального TOF MS RF она определяется соотношением

$$M_{\min} = 0.02V. \quad (10)$$

Динамический диапазон системы регистрации ионов из в.э.у. диодного типа 14880, широкополосного усилителя с коэффициентом усиления $K = 60$, цифрового осциллографа и п.э.в.м. составляет 10^3 , минимальная длительность выходных импульсов – 25 нс. С помощью устройства управления 15 устанавливаются параметры высокочастотного питания анализатора, развертки масс и режима регистрации без накопления и с накоплением результатов измерений. Откачка вакуумной системы производилась турбомолекулярным насосом Agilent Technologies TPS-compact. Верхний предел рабочих давлений анализа-

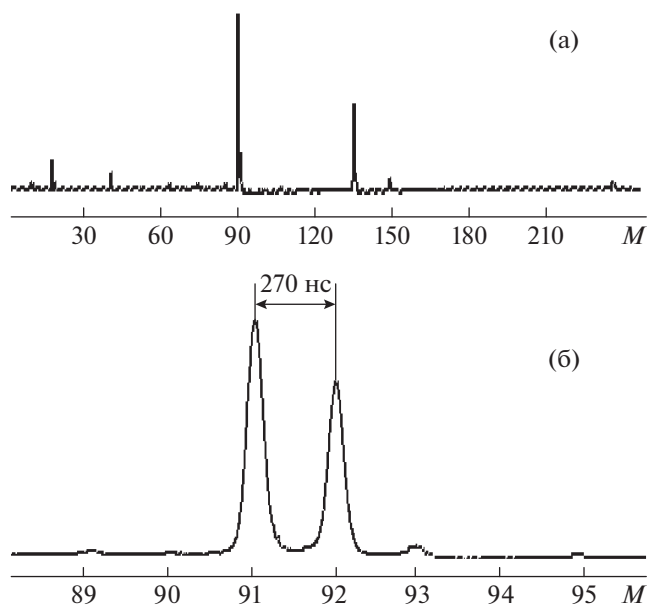


Рис. 4. Обзорный спектр (а) остаточной атмосферы в смеси с толуолом и спектр (б) толуола.

тора составлял $5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Трансмиссия ионов близка к 100%.

На рис. 4 приведены спектры смеси остаточного газа в камере после откачки до давления $5 \cdot 10^{-6}$ Торр и напуска толуола до давления $7 \cdot 10^{-6}$ Торр, полученные в экспериментальном TOF MS RF: на рис. 4а – спектр в диапазоне 30–210 а.е.м.; на рис. 4б – фрагмент спектра в диапазоне 89–95 а.е.м. На рис. 4б $\Delta t = 270$ нс – расстояние между массовыми пиками $M = 91$ и $M = 92$, $\Delta t_{0.5} = 50$ нс – длительность массовых пиков по уровню 0.5. Разрешающая способность анализатора с параметрами $r_0 = 48.8$ мм, $x_a = 8.5$ мм, $V = 1$ кВ, $f = 1$ МГц по толуолу составляет $R_{0.5} \approx 550$. Больше в 2 раза разрешение по сравнению с экспериментальным TOF MS RF с дрейфом ионов по осям X и Y достигнуто за счет уменьшения начальных координат ионов с $x_0 = 10$ мм до $x_0 < 2$ мм и увеличения размера y_a и о.с. анализатора со 100 до 140 мм. Уменьшение размера x_a анализатора

также способствовало снижению амплитуды высокочастотного питания и расширению массового диапазона TOF MS RF.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка TOF MS RF с дрейфом ионов по осям Y и Z является дальнейшим усовершенствованием метода времяпролетного разделения заряженных частиц по удельному заряду в квадрупольных быстроосциллирующих полях, образуемых планарными дискретными электродами. Усовершенствование достигнуто изменением направления движения ионов от входа до выхода анализатора. Дрейф в бесполом пространстве по оси Z позволил уменьшить более чем в 2 раза размер анализатора по оси X и в 5 раз начальные координаты x_0 ионов. В результате разрешающая способность анализатора повысилась в 2 раза, улучшились его геометрические и конструктивные параметры. Усовершенствованная схема TOF MS RF может быть использована для разработки и внедрения на рынок масс-анализаторов ионов для рутинных анализов с разрешением $R_{0.5} \approx 10^3$ и массовым диапазоном до 10^3 а.е.м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мамонтов Е.В., Гуров В.С., Журавлев В.В., Двойнин В.Н., Дягилев А.А., Грачев Е.Ю., Громова З.Ф. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 82. <https://doi.org/10.7868/S0032816215030234>
2. Мамонтов Е.В., Гуров В.С. Радиочастотные времяпролетные масс-анализаторы ионов. М.: Горячая линия – Телеком, 2012.
3. Мамонтов Е.В. Патент на изобретение 2497226 РФ. Класс МПК H01J 49/22 // Оpubл. 27.10.2013. Бюл. № 30.
4. Yavor M. // Advances Imaging and Electron Physics. 2010. V. 157. P. 381.
5. Мамонтов Е.В., Кирюшин Д.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 8. С. 63.
6. Голиков Ю.К., Краснов Н.В., Бубляев Р.А., Туртия С.Б., Беляев К.А. // Научное приборостроение. 2018. Т. 18. № 4. С. 97.
7. Мак-Лаклан Н.В. Теория и происхождение функций Матге. М: Изд-во иностр. лит-ры, 1953.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ПУЧКА ПО ОСЦИЛЛОГРАММАМ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

© 2022 г. А. И. Пушкарев^{а,*}

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

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 03.09.2021 г.

Принята к публикации 05.09.2021 г.

Представлен алгоритм расчета энергетического спектра импульсного ионного пучка, генерируемого ускорителем прямого действия. Расчет спектра ионов выполнен по осциллограммам ускоряющего напряжения, экспериментальной плотности ионного тока, одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра и полному току в диоде. Приведены результаты исследования спектра ионов, генерируемых ускорителем ТЕМП-4М (250–300 кВ, 150 нс). Получено хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных как по экспериментальной плотности ионного тока, так и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра. Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии ионного пучка за импульс, расхождение спектров не превышает 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Погрешность расчета спектра ионов по полному току в диоде значительно больше.

DOI: 10.31857/S0032816222010086

1. ВВЕДЕНИЕ

Распределение электронов или ионов по энергии в пучке (энергетический спектр) является важным параметром генератора заряженных частиц. Спектр электронов определяет кинетику и селективность химических реакций в плазмохимических процессах, инициированных с использованием электронных пучков [1]. Состав и энергетический спектр ионов в пучке влияют на профиль их распределения по глубине мишени при легировании [2], на формирование радиационных дефектов в мишени при имитационном радиационном облучении [3, 4], на синтез изотопов в ядерных реакциях [5] и др. Поэтому оперативный контроль энергетического спектра заряженных частиц важен при реализации различных пучково-плазменных технологий [6].

Способ измерения состава ионов в пучке при их ускорении в электрическом поле и последующем пространственном разделении в поперечном магнитном поле впервые предложен в 1913 г. Дж. Томсоном. При анализе импульсного ионного пучка (и.и.п.) с использованием спектрометра Томсона можно получить информацию не только о составе, но и об энергетическом спектре ионов [7]. В спектрометре Томсона параметры пучка получают на основе анализа треков в пластике CR-39 [8, 9]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени. Кроме того, кор-

ректную информацию можно получить только при исследовании параметров пучка за один импульс, что затрудняет контроль изменения состава и спектра и.и.п. в серии импульсов. Использование фоточувствительных полупроводниковых матриц в спектрометре Томсона [10] затруднено из-за высокого уровня электромагнитных помех в высоковольтных генераторах и.и.п. Кроме того, этот спектрометр не обеспечивает оперативного контроля параметров ионного пучка без остановки облучения мишени.

Для анализа состава импульсного ионного пучка чаще всего используют пространственное разделение различных ионов по пути дрейфа от диода до регистрирующего устройства (времяпролетная диагностика) [11]. Первый времяпролетный анализатор был сконструирован в 1955 г. [12]. Времяпролетная диагностика также обеспечивает анализ спектра ионов, в том числе и в серии импульсов [13]. Однако даже у легких ионов (протонов, ионов углерода, азота и др.) при энергии 300 кэВ скорость дрейфа не превышает 0.8 см/нс, что приводит к значительной задержке осциллограммы плотности ионного тока относительно осциллограммы ускоряющего напряжения. Это вносит погрешность в расчет спектра при длительности импульса менее 100 нс. Кроме того, времяпролетная диагностика также не обеспечивает неразрушающего оперативного контроля параметров и.и.п.

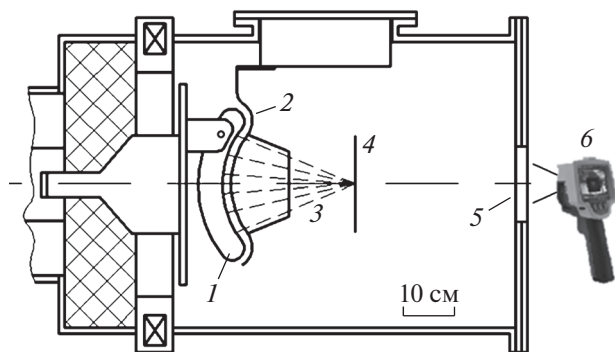


Рис. 1. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-4М. 1 – анод; 2 – катод; 3 – ионный пучок; 4 – мишень; 5 – оптическое окно; 6 – тепловизор.

В работе [14] предложено использовать многосеточный спектрометр для измерения энергетического спектра и.и.п. (20–40 кэВ, 18–30 нс). На входной сеточный электрод подается отрицательный потенциал для удаления электронов из ионного пучка. На другой сеточный электрод подается линейно растущий положительный потенциал U , который отсекает от коллектора ионы с энергией меньше zU , где z – заряд иона. Однако для измерения спектра ионов с энергией 200–300 кэВ требуются высоковольтный источник напряжения отсечки, высоковольтный ввод в диодную камеру и спектрометр с высоковольтной изоляцией электродов, что значительно усложняет диагностику и.и.п. Кроме того, как показано в работе [15], отрицательный потенциал на металлической сетке, погруженной в плазму, вызывает перезарядку ионов. Ускоренные ионы превращаются в атомы при перезарядке с атомами газа, десорбированного с сетки [16]. Многосеточный спектрометр не регистрирует атомы, поэтому процесс перезарядки может вносить значительную погрешность в результаты измерения спектра ионов, так как сечение перезарядки зависит от энергии ионов [16–18]. К тому же многосеточный спектрометр также не обеспечивает оперативного контроля параметров пучка без остановки облучения мишени.

Цель выполненных исследований – разработка неразрушающего метода определения энергетического спектра и.и.п., генерируемого ускорителем прямого действия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования энергетического спектра и.и.п. выполнены на ускорителе ТЕМП-4М [19], состоящем из генератора Маркса, двойной формирующей линии, системы стабилизации режима работы и вакуумного ионного диода с магнитной са-

моизоляцией электронов. Схема диодного узла приведена на рис. 1.

Анод полуцилиндрической фокусирующей конфигурации выполнен из графита и имеет радиус 14 см, длину 20 см и ширину 10 см. Катод изготовлен из металлической полосы шириной 5 см, длиной 25 см и толщиной 2 мм с радиусом изгиба 13 см. В катоде выполнены пазы размером 0.4×2 см, прозрачность катода 70%. Размеры зазора анод–катод (8 мм в начале диода и 10 мм в конце диода) выбраны из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением двойной формирующей линии (4.9 Ом). Исследования проводились в режиме формирования двух импульсов: первый (плазмообразующий) отрицательный (450–500 нс, 200–300 кВ) и второй (генерирующий) положительный (150 нс, 250–300 кВ).

Для измерения плотности ионного тока использовали коллимированный цилиндр Фарадея (к.ц.Ф.) с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.2$ Тл), диаметр коллимирующего отверстия 1.3 мм. В части экспериментов использовали двухсекционный к.ц.Ф. с расстоянием между коллимирующими отверстиями 1 см. Для определения состава и.и.п. использовали времяпролетную диагностику [13]. Плотность энергии и.и.п. измеряли с помощью тепловизионной диагностики [13] при регистрации теплового отпечатка и.и.п. тепловизором Fluke Ti10 через выходное окно (плоская пластина из BaF_2), расположенное на фланце диодной камеры. В качестве мишени использовали фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм.

На рис. 2 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения (кривая 1) и плотности ионного тока (кривая 2), полученные при размещении к.ц.Ф. на расстоянии 13 см от диода, в фокусе. Также на рис. 2 показана расчетная плотность тока ионов C^+ (кривая 3). Для каждого момента времени (с шагом 1 нс) генерации и.и.п. по величине ускоряющего напряжения рассчитывали плотность тока ионов C^+ и величину задержки прихода этих ионов в к.ц.Ф. [13].

3. ЛОКАЛЬНЫЙ СПЕКТР ИОНОВ

Спектр импульсного пучка электронов можно рассчитать по осциллограммам ускоряющего напряжения и электронного тока [20]. Однако определить спектр всех ионов и.и.п. невозможно из-за влияния электронов в пучке. Дело в том, что для эффективной транспортировки и фокусировки ионного пучка необходимо обеспечить его зарядовую нейтрализацию электронами для предотвращения рассыпания в результате кулоновского расталкивания ионов. Но при регистрации ионов с помощью цилиндра Фарадея или токового шунта все электроны необходимо удалить из и.и.п. Для этого используют поперечное магнитное по-

ле, которое проникает в плазму только на глубину скин-слоя [21, 22]. Однако глубина скин-слоя в нейтрализованном ионном пучке, формируемом ускорителем ТЕМП-4М, составляет 4–6 мм [13], и при диаметре и.и.п. 5 см удалить все электроны невозможно. Поэтому необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает только часть исследуемого пучка. После удаления электронов эта часть пучка попадает на коллектор к.ц.Ф. Диаметр коллимирующего отверстия в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой не должен превышать 3 мм для эффективного удаления всех электронов из ионного пучка, генерируемого ускорителем ТЕМП-4М. При этом по показаниям к.ц.Ф. мы можем рассчитать только локальный спектр ионов для незначительной части и.и.п.

Локальный спектр ионов рассчитывали тремя способами: по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока; по осциллограмме ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока; по осциллограммам ускоряющего напряжения и полного тока в диоде. Два последних способа являются неразрушающими и обеспечивают контроль параметров и.и.п. в течение времени облучения мишени. Первый способ определения спектра ионов использован для оценки погрешности остальных двух способов.

3.1. Расчет по экспериментальной плотности ионного тока

Для эффективной фокусировки и транспортировки и.и.п. мы используем металлический экран, установленный на катоде (см. рис. 1). Этот экран не позволяет расположить к.ц.Ф. ближе 10 см от катода. Скорость ионов C^+ с энергией 250–300 кэВ в области дрейфа до к.ц.Ф. не превышает 0.3 см/нс, что приводит к значительной задержке осциллограммы плотности ионного тока относительно осциллограммы ускоряющего напряжения (см. рис. 2). Для устранения задержки регистрации ионов осциллограмму плотности ионного тока корректировали в программе OriginPro 9.0 [23] – смещали по временной шкале на среднее время дрейфа ионов от диода до к.ц.Ф. По скорректированной осциллограмме рассчитывали локальный спектр ионов аналогично спектру электронов [20] следующим образом.

1. В программе OriginPro строили синхронные осциллограммы ускоряющего напряжения $U(t)$ и скорректированной плотности ионного тока.

2. В электронной таблице программы OriginPro рассчитывали энергию ионов $E = zU$ и флюенс $n(E)$, $см^{-2}$, ионов с этой энергией:

$$n(E) = \frac{j_{\text{эксп}}(U)\Delta t}{z},$$

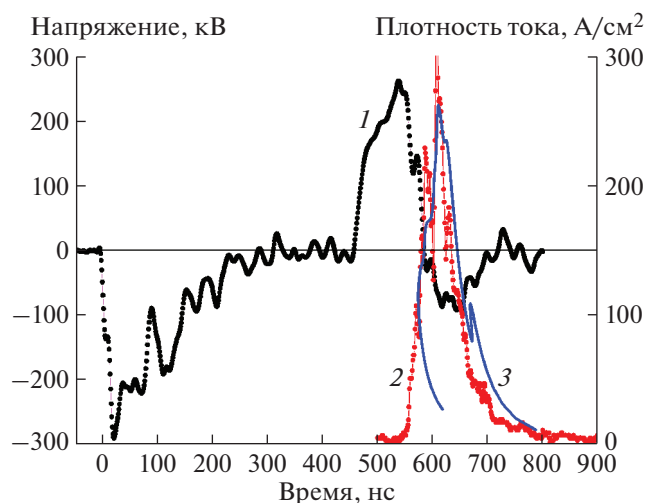


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2); расчетная плотность тока ионов C^+ (3).

где $j_{\text{эксп}}$, A/cm^2 – плотность ионного тока; z , Кл – заряд иона; Δt , с – временной шаг измерения ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, $\Delta t = 1$ нс для осциллографа Tektronix TDS 2024B.

3. В электронной таблице сортировали синхронно значения энергии и флюенса ионов в порядке увеличения энергии (“Sort columns/ascending”) и строили зависимость флюенса ионов от энергии (локальный спектр ионов). На рис. 3 показан локальный спектр ионов без сглаживания.

4. Локальный спектр ионов интегрировали по энергии, что позволило суммировать ионы с одинаковой энергией, которые генерируются в течение переднего и заднего фронтов импульса ускоряющего напряжения. В результате получен интегральный спектр ионов $n_{\text{инт}}$, $кэВ/см^2$:

$$n_{\text{инт}}(E) = \int_0^E n(E)dE.$$

Результаты расчета интегрального спектра ионов показаны на рис. 4.

5. Аппроксимировали интегральный спектр ионов полиномом третьей степени. Погрешность аппроксимации не превышала 5%.

6. В программе OriginPro рассчитывали сглаженный локальный спектр ионов дифференцированием интегрального спектра (см. рис. 3, кривая 2).

Флюенс ионов, рассчитанный по осциллограмме плотности ионного тока (интеграл плотности ионного тока, деленный на заряд иона) для экспериментальных данных на рис. 2 (кривая 2), составил $1.2 \cdot 10^{14} см^{-2}$. Флюенс, рассчитанный по

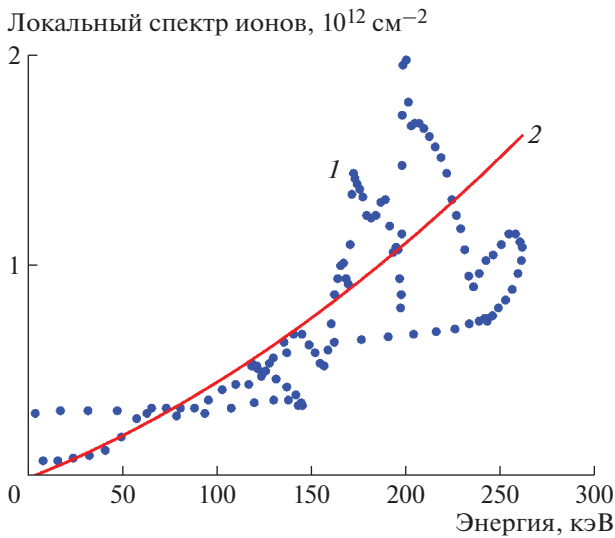


Рис. 3. Локальный спектр ионов без сглаживания (1) и после дифференцирования интегрального спектра (2). Расчет по экспериментальной плотности ионного тока.

локальному спектру ионов (сумма по всему спектру), равен $1.15 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Расчет по экспериментальной плотности ионного тока является прямым методом определения спектра и.и.п., но содержит систематические погрешности и не обеспечивает оперативного контроля параметров ионного пучка без остановки облучения мишени. Расчеты показали, что быстрые ионы, которые генерируются в диоде в течение переднего фронта ускоряющего напряжения при $U > 150 \text{ кВ}$, на пути дрейфа до к.ц.Ф. догоняют медленные ионы, которые генерируются в течение переднего фронта импульса при меньшем напряжении (см. рис. 2, кривая 3 в интервале значений $t = 570\text{--}640 \text{ нс}$). При этом они регистрируются к.ц.Ф. одновременно, что вносит погрешность в расчет спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока. Кроме того, из-за разной скорости ионов осциллограмма плотности ионного тока расширяется, что также вносит погрешность в расчеты спектра.

Для импульсных пучков ионов, содержащих легкие (протоны или дейтроны) и более тяжелые (C^+ или N^+ , Cu^+ , Fe^+) ионы, результаты расчета спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока содержат дополнительную погрешность из-за задержки регистрации легких ионов по сравнению с расчетными значениями [24]. Задержка протонов с энергией 250–300 кэВ составила 40–50 нс на пути дрейфа 14–16 см. При энергии дейтронов 1 МэВ на пути их дрейфа 45 см задержка составила 16 нс [25]. Задержка регистрации легких ионов связана с их торможением объемным зарядом и.и.п. (отрицательным из-за из-

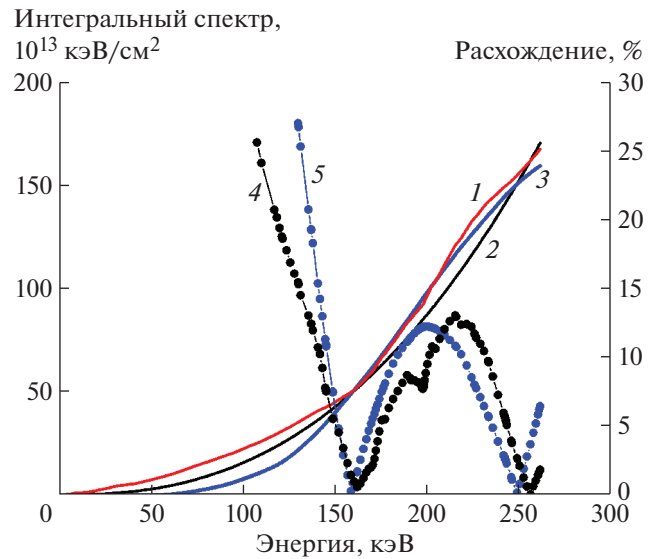


Рис. 4. Интегральные спектры ионов, рассчитанные: 1 – по экспериментальной плотности ионного тока, 2 – по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 3 – по полному току в диоде. Расхождение относительно спектра, рассчитанного по экспериментальной плотности ионного тока: 4 – спектра, рассчитанного по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 5 – по полному току в диоде.

быточной концентрации низкоэнергетических электронов) в области дрейфа от диода до к.ц.Ф. [24].

3.2. Расчет по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра

Погрешности расчета спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока устраняются при расчете плотности ионного тока по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра [22]. В режиме ограничения ионного тока зарядом ионов в зазоре анод–катод, с учетом уменьшения зазора из-за расширения анодной плазмы и эффекта плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [26], плотность ионного тока $j_{\text{расч}}$, А/см^2 , в фокусе диода будет равна

$$j_{\text{расч}}(t) = \frac{4K_0 \epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \frac{U^{3/2}}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}, \quad (1)$$

где m_i и z – масса и заряд иона соответственно; v – скорость расширения анодной плазмы; t_0 – момент изменения полярности ускоряющего напряжения ($t_0 = 450 \text{ нс}$ на рис. 2); K_0 – коэффициент, учитывающий усиление плотности ионного тока по сравнению с расчетом по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра и фокусировку и.и.п.

Коэффициент K_0 определяли из сравнения расчетной плотности ионного тока с экспериментальными данными (см. рис. 2), его значение было постоянным в течение импульса.

Результаты расчета интегрального спектра ионов по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра показаны на рис. 4 (кривая 2). Расчет выполнен по алгоритму расчета спектра ионов, описанному в разд. 3.1. На рис. 5 приведены рассчитанные разными способами локальные спектры ионов, а также их расхождение относительно спектра, рассчитанного по экспериментальной плотности ионного тока. Расчет выполнен по соотношению:

$$\Delta Sp [\%] = 100 \left| \frac{Sp_1 - Sp_2}{Sp_1} \right|, \quad (2)$$

где Sp_1 – локальный спектр ионов, рассчитанный по экспериментальной плотности ионного тока; Sp_2 – локальный спектр ионов, рассчитанный по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра.

Выполненные исследования показали хорошее совпадение локальных спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5). Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., расхождение спектров не превышало 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов.

3.3. Расчет по полному току в диоде

После приложения напряжения к вакуумному диоду и образования катодной и анодной плазмы ускорение электронов и ионов в зазоре анод–катод происходит одновременно. При высокой плотности электронного и ионного токов проявляются коллективные эффекты, и ток ограничивается объемным зарядом в зазоре анод–катод [22]. Как следует из одномерного соотношения Чайлда–Ленгмюра, максимальная плотность тока протонов в режиме ограничения объемным зарядом составляет 2.3% от плотности электронного тока, плотность тока более тяжелых ионов еще ниже (см. соотношение (1)). Поэтому по полному току в диоде можно рассчитать только спектр электронов, а не ионов. Эти спектры могут значительно различаться в ионном диоде с магнитной изоляцией электронов. Однако выполненные исследования показали высокую корреляцию энергии и.и.п. с полным зарядом, который переносится в диоде в течение генерации пучка (интеграл полного тока в диоде в течение второго импульса) [19]. Коэффициент детерминации (adj. R-Square в программе OriginPro) энергии пучка с полным зарядом равен 0.98. Поэтому расчет спектра ионов

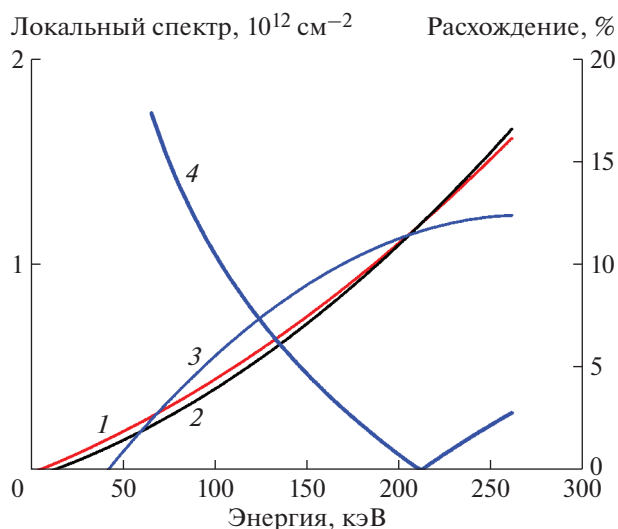


Рис. 5. Локальные спектры ионов, рассчитанные: 1 – по экспериментальной плотности ионного тока, 2 – по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 3 – по полному току в диоде; 4 – расхождение спектров 1 и 2.

по полному току в диоде может дать корректные результаты.

Результаты расчета интегрального спектра ионов по полному току в диоде показаны на рис. 4 (кривая 3). Анализ выполнен по алгоритму, описанному в разд. 3.1. Расчет дает интегральный спектр ионов в относительных единицах и для сопоставления с локальными спектрами ионов, рассчитанными по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, введен поправочный коэффициент. Он учитывает долю ионного тока в полном токе диода и долю ионного тока, измеряемого к.ц.Ф.

Выполненные исследования показали, что расхождение интегральных спектров ионов при расчете по полному току в диоде и по экспериментальной плотности ионного тока не превышает 15% для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Погрешность расчета локального спектра ионов по полному току значительно больше, чем по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5).

4. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ И.И.П.

Результаты измерения плотности энергии и.и.п. подтверждают корректность расчета локального спектра ионов. Плотность энергии и.и.п. $q_{\text{эксп}}$, Дж/см², определяли с помощью тепловизионной диагностики по соотношению [13]:

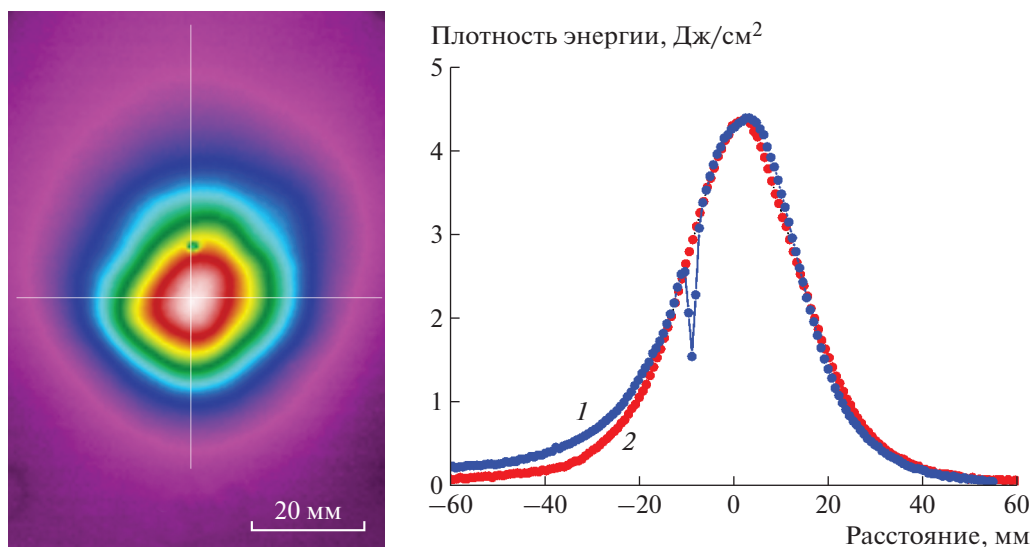


Рис. 6. Слева – термограмма и.и.п.; справа – распределение плотности энергии в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях.

$$q_{\text{эксп}}(x, y) = K_1 K_2 K_3 c_v d \rho \Delta T(x, y), \quad (3)$$

где c_v , Дж/(г · К) – удельная теплоемкость материала мишени; d , см, и ρ , г/см³ – толщина и плотность мишени; ΔT , К – увеличение температуры мишени после облучения; K_1 – коэффициент прозрачности оптического окна, для окна из ВаF₂ толщиной 8 мм $K_1 = 1.4$ [13]; K_2 – коэффициент, учитывающий вклад радиационных дефектов, для мишени из нержавеющей стали $K_2 = 1.22$ [13]; K_3 – коэффициент, учитывающий вклад абляции материала мишени, он зависит от плотности энергии и.и.п. и описывается эмпирическим соотношением [13]. Для мишени из нержавеющей стали $K_3 \approx 1$ при плотности энергии и.и.п. менее 4 Дж/см².

Результаты тепловизионной диагностики и.и.п. показаны на рис. 6.

Плотность энергии и.и.п. q , Дж/см², можно рассчитать по локальному спектру ионов суммированием (по всему спектру) произведений флюенса ионов с энергией E на их энергию:

$$q = \sum_i S p_i E. \quad (4)$$

Результаты расчета плотности энергии и.и.п. представлены в табл. 1.

Плотность энергии и.и.п. q , Дж/см², определялась как интеграл произведения ускоряющего напряжения на расчетную плотность ионного тока:

$$q_{\text{расч}}(t) = \int_{t_0}^{\infty} U(t) j_{\text{расч}}(t) dt = \frac{4 K_0 \epsilon_0 \sqrt{2z}}{9 \sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t) dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}. \quad (5)$$

Для экспериментальных данных, представленных на рис. 2, плотность энергии и.и.п., рассчитанная по соотношению (5) для ионов С⁺, составила 4 Дж/см².

Плотность энергии и.и.п. также рассчитывали интегрированием произведения ускоряющего напряжения на скорректированную экспериментальную плотность ионного тока. Для экспериментальных данных, представленных на рис. 2, она составила 3.3 Дж/см² ± 18%.

Плотности энергии и.и.п., рассчитанные по локальному спектру ионов, а также по расчетной и экспериментальной плотности ионного тока, совпадают в пределах погрешности методики. Расчет плотности энергии и.и.п. по плотности ионного тока и по локальному спектру ионов дает

Таблица 1

Тепловизионная диагностика	Плотность энергии и.и.п., Дж/см ² , рассчитанная по				
	$S p_1$	$S p_2$	$S p_3^*$	соотношению (5)	экспериментальной плотности тока
4.3 ± 6%	3.7	3.6	3.5	4	3.3 ± 18%

* соответствует расчетам локального спектра по полному току в диоде.

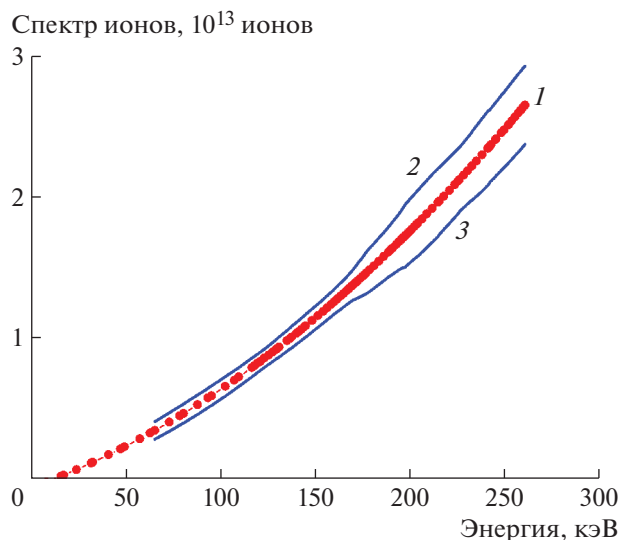


Рис. 7. Полный спектр ионов, генерируемых диодом за импульс, (1) и доверительный интервал (2 и 3), учитывающий погрешности расчета спектра.

более низкие значения по сравнению с тепловизионной диагностикой за счет вклада в нагрев мишени быстрых атомов, которые формируются при перезарядке ионов [27, 28]. Расчет спектра ионов выполнен по показаниям к.ц.Ф., который регистрирует только ионы.

5. ПОЛНЫЙ СПЕКТР ИОНОВ

Спектр ионов по экспериментальной плотности ионного тока рассчитывали по небольшой части (менее 5%) ионов пучка. Полный спектр ионов за импульс можно получить при умножении локального спектра ионов на отношение полной энергии и.и.п. к плотности энергии в точке измерения плотности ионного тока. Полную энергию и.и.п. рассчитывали интегрированием распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка (см. рис. 6). Результаты расчета полного спектра ионов показаны на рис. 7.

Полная энергия и.и.п., рассчитанная по полному спектру ионов суммированием (по всему спектру) произведения количества ионов с энергией E на их энергию, для данных, представленных на рис. 7, составила 58 Дж. Полная энергия и.и.п., рассчитанная интегрированием распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка (см. рис. 6), равна 64 Дж. Расчет полной энергии и.и.п. по спектру ионов дает заниженные значения за счет вклада в нагрев мишени быстрых атомов.

Для анализа корректности расчетов полного спектра ионов мы выполнили измерение плотности ионного тока в двух точках и.и.п. в течение одного импульса (рис. 8). Плотность ионного то-

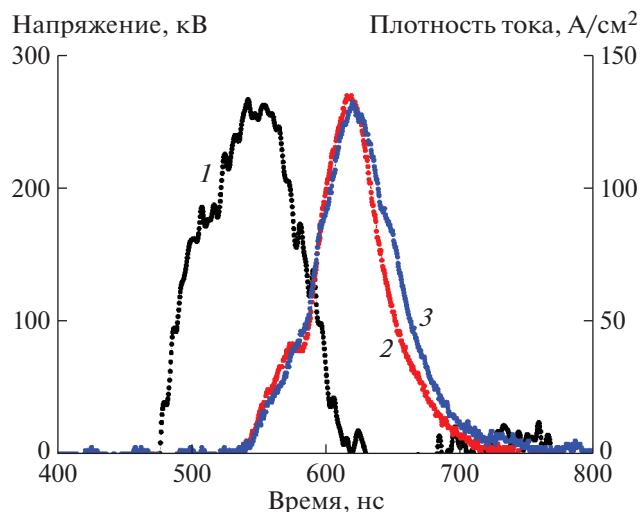


Рис. 8. Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения (второй импульс) и 2, 3 – плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф.

ка измеряли двухсекционным к.ц.Ф. с магнитной отсечкой электронов. Расстояние до диода составляло 13 см, расстояние между коллимирующими отверстиями – 1 см. На рис. 9 приведены локальные спектры ионов, рассчитанные по плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф.

Выполненные исследования показали, что локальные спектры ионов в разных точках ионного пучка различаются не более чем на 15%. На рис. 7 показан доверительный интервал для полного спектра ионов за импульс. Он определен с учетом расхождения спектров, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одно-

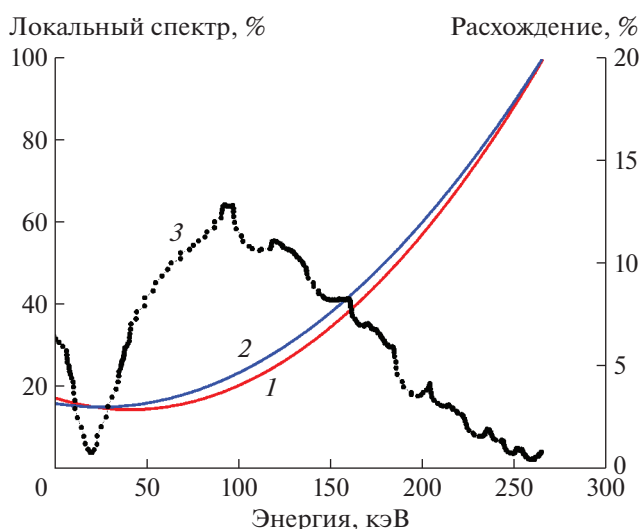


Рис. 9. Нормированные локальные спектры ионов, рассчитанные по плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф., (1 и 2) и расхождение этих спектров (3).

мерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5), а также с учетом расхождения локальных спектров ионов по сечению и.и.п. (см. рис. 9).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный алгоритм расчета энергетического спектра импульсного ионного пучка, генерируемого ускорителем прямого действия, позволяет оперативно и с низкой погрешностью контролировать спектр пучка в течение облучения мишени. Для контроля спектра ионов не требуются ни дополнительное оборудование, ни длительная обработка результатов измерений. Методика апробирована на ускорителе ТЕМП-4М (250–300 кэВ, 150 нс) при расчете спектра ионов тремя способами: по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока; по осциллограмме ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока; по осциллограммам ускоряющего напряжения и полного тока в диоде.

Выполненные исследования показали хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной и расчетной плотностям ионного тока. Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., расхождение спектров не превышает 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Расхождение спектров ионов, рассчитанных по полному току в диоде и по плотности ионного тока, значительно больше.

Исследования показали, что генерация и.и.п. идет синхронно по рабочей поверхности анода и локальные спектры ионов в разных точках ионного пучка различаются не более чем на 15% для одного импульса. Это подтверждает корректность расчета полного спектра ионного пучка по плотности ионного тока и полной энергии и.и.п.

Спектр ионов, рассчитанный по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока, использован для оценки погрешности других способов расчета спектров. Этот метод расчета спектра содержит систематические погрешности, но их вклад не превышает 10%, так как выполненные исследования показали хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-38-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984.

- Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C.* Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013.
- Was G.S.* Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and alloys. Springer, 2017.
- Zinkle S.J., Snead L.L.* // Scripta Materialia. 2018 V. 143. P. 154. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2017.06.041>
- Изотопы: свойства, получение, применение. В 2 т. / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: Физматлит, 2005.
- Shen J., An H.H., Liu H.Y., Remnev G.E., Nashilevskiy A.V., Li D.Y., Zhang J., Zhong H.W., Cui X.J., Liang G.Y., Qu M., Yan S., Zhang X.F., Zhang G.L., Yu X., Le X.Y.* // Laser and Particle Beams. 2016. V. 34. Issue 4. P. 742. <https://doi.org/10.1017/S0263034616000707>
- Kojima S., Inoue Sh., Dinh H.Th., Hasegawa N., Mori M., Sakaki H., Yamamoto Y., Sasaki T., Shiokawa K., Kondo K., Yamanaka T., Hashida M., Sakabe S., Nishikino M., Kondo K.* // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. 053305. <https://doi.org/10.1063/5.0005450>
- Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M.* // Journal of Applied Physics. 1965. V. 36. P. 3645. <https://doi.org/10.1063/1.1703059>
- Azooz A.A., Al-Nia'emi S.H., Al-Jubbori M.A.* // Computer Physics Communications. 2012. V. 183. P. 2470. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.06.011>
- Kasuya K., Watanabe M., Ido D., Adachi T., Nishigoria K., Ebine T., Okayama H., Funatsu M., Sunami H., Wu C., Hotta E., Miyamoto S., Yasuie K., Nakai S., Kawata S., Okada T., Niu K.* // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 44. P. 319. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(98\)00292-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0)
- Mamyrin B.A.* // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. P. 251. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(00\)00392-4](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(00)00392-4)
- Wiley W.C., MacLaren I.H.* // Rev. Sci. Instr. 1955. V. 26. № 12. P. 1150. <https://doi.org/10.1063/1.1715212>
- Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В.* // ПТЭ. 2020. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
- Быстрицкий В.М., Быстрицкий Вит.М., Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2017. Т. 48. Вып. 4. С. 530. http://www1.jinr.ru/Pepan/v-48-4/05_Bystritski.pdf
- Grigoriev S.N., Melnik Yu.A., Metel A.S., Volosova M.A.* // Journal of Applied Physics. 2017. V. 121. 223302. <https://doi.org/10.1063/1.4985249>
- Novikov N.V., Teplova Ya.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 194. 082032. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/194/8/082032>
- Bransden B.H., McDowell M.R.C.* Charge exchange and the theory of ion-atom collisions. Clarendon Press, 1992.
- Толстихина И.Ю., Шевелько В.П.* // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. С. 267. <https://ufn.ru/ru/articles/2018/3/b/>
- Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P.* // Review of scientific instruments. 2014. V. 85. 073303. <https://doi.org/10.1063/1.4883177>

20. *Pushkarev A., Prima A., Ezov V., Miloichikova I., Petrenko E.* // Laser and particle beams. 2021. 8815697. <https://doi.org/10.1155/2021/6630259>
21. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
22. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
23. <https://www.originlab.com>.
24. *Pushkarev A., Zhu X.P., Zhang C.C., Prima A., Li Y., Egorova Yu., Lei M.K.* // Review of Scientific Instruments. 2019. V. 90. Issue 10. 103303. <https://doi.org/10.1063/1.5116598>
25. *Renk T.J., Schall M., Cooper G.W.* Sandia Report SAND2009-8165. 2009. <https://pdfs.semanticscholar.org/8a81/6af20a5eae799e88f9403a8-da9d38d241f6b.pdf>
26. *Humphries S.* Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
27. *Pointon T.D.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 2879. <https://doi.org/10.1063/1.344193>
28. *Desjarlais M.P.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 4696. <https://doi.org/10.1063/1.343827>

ВЛИЯНИЕ ПРОТОКА ГАЗА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЫ ОЧИСТКИ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР “АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ”

© 2022 г. А. В. Рогов^{a,b,*}, Ю. В. Капустин^{a,b}

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^b Частное учреждение “ИТЭР-Центр”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, стр. 3

*e-mail: alex-rogov@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.07.2021 г.

После доработки 10.08.2021 г.

Принята к публикации 20.08.2021 г.

Представлены результаты исследования влияния протока газа через область разряда и близкого к разрядной ячейке расположения стенок диагностического порта на эффективность плазменной системы очистки входного зеркала оптической диагностики “Активная спектроскопия”, разрабатываемой в России для реактора ИТЭР. Эксперименты проводились на полноразмерном функциональном макете разрядной ячейки, работающей на постоянном или однополярном импульсном токе, электрически изолированной от стенок вакуумной камеры. Материал макета входного зеркала – Мо. Рабочий газ – Аг. Использовалась вакуумная установка с динамической стабилизацией давления рабочего газа. Отсутствие протока газа через область разряда и близость стенок диагностического порта ИТЭР к разрядной ячейке моделировались размещением разрядной ячейки внутри коробчатого газодинамического обтекателя, помещенного в вакуумную камеру. Эксперименты с протоком газа при большом расстоянии от разрядной ячейки до стенок вакуумной камеры проводились без использования обтекателя. Выявлено, что отсутствие протока газа при малом удалении элементов разрядной ячейки от стенок вакуумной камеры увеличивает эффективность очистки.

DOI: 10.31857/S0032816222010098

ВВЕДЕНИЕ

В разрабатываемых для международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР системах оптической диагностики входное зеркало, принимающее излучение непосредственно из термоядерной плазмы, является наиболее уязвимым элементом. Для периодического удаления загрязнений, формирующихся на его отражающей поверхности в процессе эксплуатации, в состав диагностической системы должна входить встроенная плазменная система очистки на основе ионного распыления с использованием высокочастотного газового разряда [1, 2] или катодного распыления, работающая на постоянном или среднечастотном импульсном токе [3, 4].

Для очистки зеркал от загрязнений предусматривается специальный режим с повышением давления рабочего газа в вакуумной камере установки до 1–7 Па. В качестве рабочих газов в ИТЭР допустимо использование H_2 , D_2 , He, Ne, Ar и смеси этих газов [5]. При этом рассматриваются сценарии использования систем очистки как при

отключении тороидального магнитного поля установки, так и в его присутствии [6].

В диагностике “Активная спектроскопия” в периоды ее бездействия для предотвращения загрязнения первого зеркала предусмотрена защитная шторка, в закрытом положении исключающая прямой поток материала из рабочей камеры установки на отражающую поверхность входного зеркала. В режиме плазменной очистки зеркала шторка также будет находиться в закрытом положении. Этим обеспечивается снижение выноса продуктов эрозии в рабочую камеру установки и уменьшение загрязнения первой стенки тяжелыми примесями.

Все диагностические системы ИТЭР расположены в диагностических портах, а входные зеркала размещают в непосредственной близости от первой стенки реактора. Для обеспечения радиационной защиты сверхпроводящих магнитов объем выреза в диагностическом порту для размещения элементов узла входного зеркала должен быть минимальным. По этой причине очистка

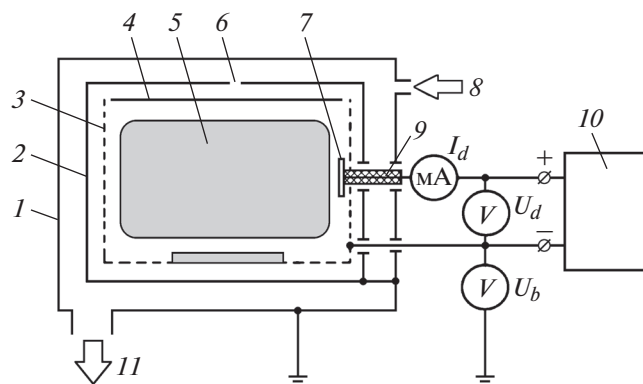


Рис. 1. Схема эксперимента по моделированию вакуумных условий в диагностическом порту ИТЭР. 1 – стенки вакуумной камеры; 2 – стенки газодинамического обтекателя; 3 – сетчатый катодный электрод; 4 – макет защитной шторки; 5 – область локализации чистящего разряда; 6 – перепускное отверстие; 7 – дисковый анод; 8 – напуск газа; 9 – изолятор; 10 – источник питания; 11 – патрубок откачной линии.

входного зеркала происходит в замкнутом объеме. Кроме распыления катодных элементов разрядной ячейки системы очистки, одним из которых является входное зеркало, также могут распыляться стенки диагностического порта, расположенные вблизи разрядной ячейки. Эффект распыления приводит к изменению состава и давления газа, а повышенное давление – к обратному рассеянию и термализации потока распыленных частиц, что может существенно повлиять на эффективность удаления загрязнений. Эти факторы необходимо учитывать при разработке плазменных систем очистки зеркал. Форма вакуумной камеры в зоне размещения разрядной ячейки должна соответствовать геометрии стенок диагностического порта в области размещения системы очистки при отсутствии протока газа.

При использовании стандартного технологического вакуумного оборудования применяется динамическая регулировка давления путем изменения потока натекающего газа при работающей системе вакуумной откачки. За счет того, что в заданном диапазоне давлений (1–7 Па) длина термализации распыленных атомов много меньше характерных размеров вакуумной камеры, значительная часть продуктов эрозии будет вместе с газом удаляться системой вакуумной откачки. Опубликованные ранее экспериментальные данные для различных вариантов плазменных систем очистки были получены именно в режиме протока газа через зону разряда без учета расположения разрядной ячейки относительно стенок вакуумной камеры [4].

В связи с вышеизложенным исследование влияния наличия протока газа через область разряда и близкого к разрядной ячейке расположе-

ния стенок диагностического порта на эффективность системы плазменной очистки зеркал оптической диагностики является весьма актуальной задачей.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБОРУДОВАНИЕ

Экспериментальные исследования проводились на полномасштабном функциональном макете разрядной ячейки системы плазменной очистки входного зеркала диагностики “Активная спектроскопия” [7], разрабатываемой в России для реактора ИТЭР. Моделирование размещения элементов системы очистки в диагностическом порту ИТЭР и вакуумных условий (отсутствие протока газа через зону газового разряда) проводилось на типовой вакуумной установке с использованием замкнутого газодинамического обтекателя коробчатой формы, изготовленного из листовой нержавеющей стали [3]. Вакуумная камера имела размеры $\text{Ø}340 \times 200$ мм; использовалась безмасляная система откачки на основе спирального и турбомолекулярного насосов. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Использование замкнутой конфигурации полого катода обеспечивает режим газового разряда с осциллирующими электронами. Это существенно повышает степень ионизации плазмы, что приводит к снижению разрядного напряжения при том же токе разряда [8]. Плазма локализуется внутри полого катода, а его внутренние стенки, одной из которых является входное зеркало, подвергаются интенсивному распылению. Изготовление полого катода из конструкционного материала входного зеркала (Mo) обеспечивает сохранение элементного состава отражающей поверхности как в условиях преимущественного распыления, так и при наличии пересадки распыленного материала внутренней стенки полого катода. Сетчатая конструкция стенок полого катода обеспечивает свободный выход продуктов эрозии из разрядной ячейки и их осаждение на стенках диагностического порта и узла входного зеркала. Размещение разрядной ячейки и газодинамического обтекателя в вакуумной камере установки наглядно представлено в [3].

Габариты разрядной ячейки $240 \times 150 \times 120$ мм. Сетчатые катодные электроды выполнены из молибдена толщиной 1 мм с шестигранными ячейками с характерным размером 5 мм. Ширина перемычек 1.5 мм [3]. Диаметр изготовленного из Mo внутреннего анодного электрода 20 мм. Расстояние между сеткой и стенками обтекателя равно 20 мм, что соответствует актуальной конструкции узла входного зеркала диагностики “Активная спектроскопия”. За счет этого моделировались условия распыления стенок диагностического порта ионами и атомами перезарядки, вышедши-

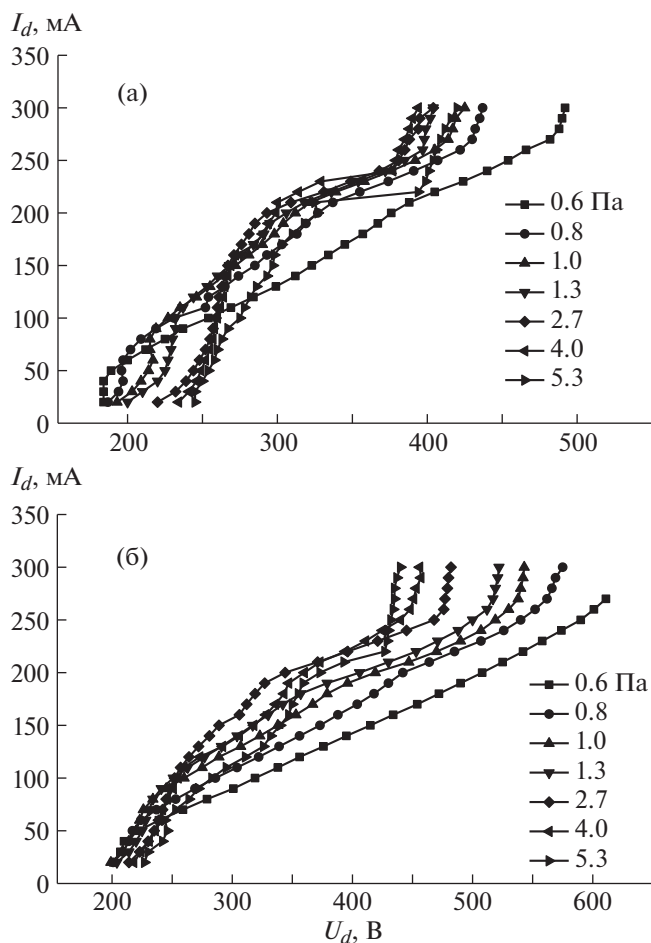


Рис. 2. Семейство вольт-амперных характеристик чистящего разряда в диапазоне давлений p_{Ag} от 0.6 до 5.3 Па при наличии (а) и без (б) газодинамического обтекателя.

ми из разрядной ячейки, а также влияние этого процесса на эффективность очистки. Предложенный подход позволил моделировать вакуумные условия в диагностическом порту ИТЭР с использованием стандартной малогабаритной вакуумной установки.

Сравнительные эксперименты при наличии газового протока и относительно большом (≈ 70 мм) удалении разрядной ячейки системы очистки от стенок вакуумной камеры проводились с той же разрядной ячейкой, но без газодинамического обтекателя. Во всех экспериментах в качестве рабочего газа использовался Ar.

Контроль распыления полноразмерного макета входного зеркала с габаритными размерами 100×100 мм проводился методом взвешивания с использованием аналитических весов CAS CAUW 220D (точность взвешивания ± 0.01 мг).

В качестве источника питания использовался аналоговый блок питания, обеспечивающий режим стабилизации выходной мощности.

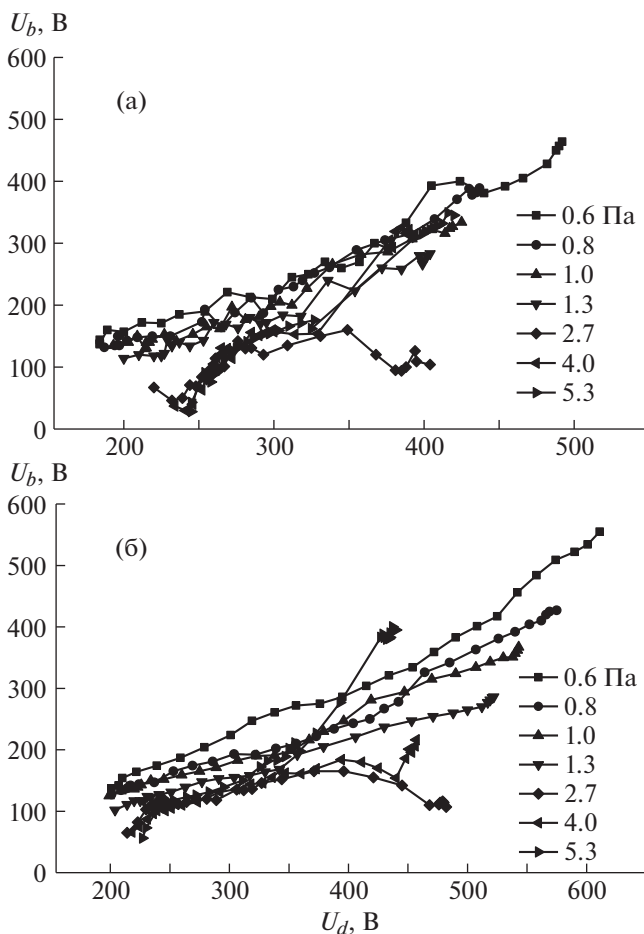


Рис. 3. Зависимость потенциала автосмещения от напряжения разряда в диапазоне давлений p_{Ag} от 0.6 до 5.3 Па при наличии (а) и без (б) газодинамического обтекателя.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерение вольт-амперных характеристик разряда проводилось в диапазоне давлений 0.6–5.3 Па как при наличии, так и без газодинамического обтекателя. Результаты представлены на рис. 2.

При удержании плазмы в изолированной разрядной ячейке между ее сетчатым катодом и заземленными стенками вакуумной камеры формируется разность потенциалов (потенциал автосмещения) U_b , обеспечивающая торможение ионов, вышедших из зоны ионизации. Результаты измерения зависимости потенциала автосмещения от напряжения разряда представлены на рис. 3.

С учетом того, что максимальная энергия (в электронвольтах) бомбардирующих катод ионов мало отличается от напряжения разряда, максимальную энергию ионов, бомбардирующих стенки диагностического порта, можно оценить как:

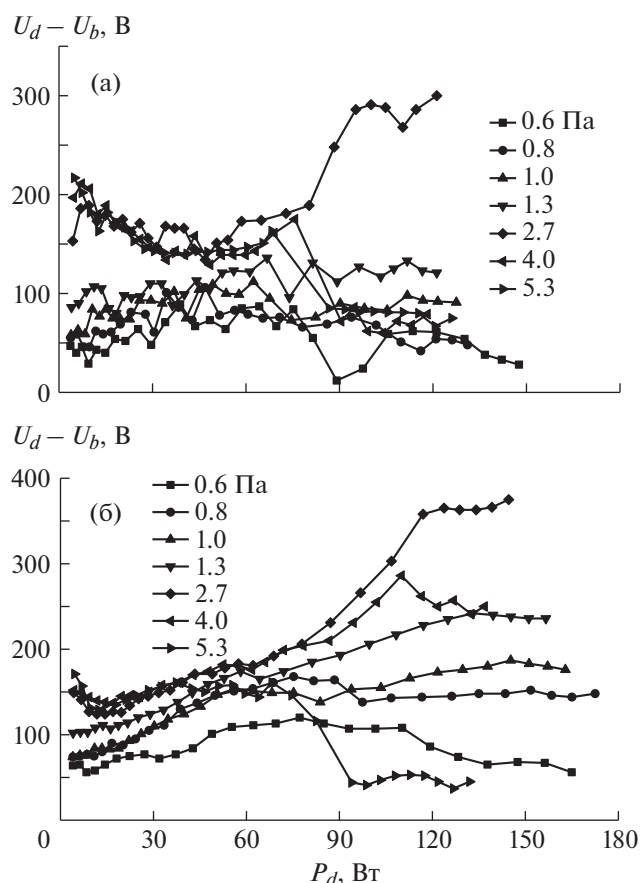


Рис. 4. Зависимость разности между напряжением разряда и потенциалом автосмещения от мощности разряда в диапазоне давлений Ar от 0.6 до 5.3 Па при наличии (а) и без (б) газодинамического обтекателя.

$$E_i = e(U_d - U_b), \quad (1)$$

где U_d – напряжение разряда, U_b – потенциал автосмещения. Следует учитывать, что из-за рассеяния на рабочем газе при транспортировке до стенки диагностического порта эта энергия может существенно уменьшиться. В распылении внешних стенок также могут участвовать нейтралы перезарядки, поступающие из плазмы и не подверженные действию тормозящего потенциала. Результаты измерений зависимости разности напряжения разряда и потенциала автосмещения от мощности разряда представлены на рис. 4.

По результатам взвешивания макета входного зеркала до и после распыления рассчитывалась приведенная энергетическая эффективность K_p распыления зеркала:

$$K_p = \Delta m / (P_d T_d S), \quad (2)$$

где Δm – разница масс до и после распыления, P_d – мощность разряда, T_d – время распыления, S – площадь распыляемой поверхности. Этот параметр удобен для сравнения энергетической эф-

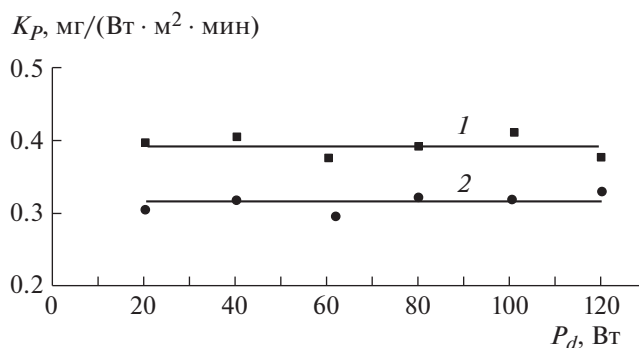


Рис. 5. Зависимость приведенной энергетической эффективности K_p распыления макета Мо-зеркала от мощности разряда при наличии (1) и без (2) газодинамического обтекателя при давлении аргона 5.3 Па.

фективности работы различных систем очистки вне зависимости от их конструктивных особенностей и размеров зеркала. Измерения проводились при давлении аргона 5.3 Па. Результаты показаны на рис. 5.

Используя K_p , можно рассчитать среднюю скорость распыления поверхности зеркала:

$$V_S = K_p P_d / \rho, \quad (3)$$

где V_S – скорость распыления, K_p – приведенная энергетическая эффективность распыления, ρ – плотность распыляемого материала.

Результаты расчета средней скорости распыления макета Мо-зеркала при наличии и без газодинамического обтекателя представлены на рис. 6.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- для рассматриваемого типа разрядных ячеек приведенный коэффициент энергетической эффективности распыления не зависит от мощности разряда, поэтому скорость очистки зеркала прямо пропорциональна мощности разряда;

- при близком расположении стенки диагностического порта к разрядной ячейке и отсутствии протока газа через зону разряда скорость очистки зеркал примерно на 20% выше, чем в режиме газового протока с большим удалением стенок вакуумной камеры от разрядной ячейки при том же давлении рабочего газа в вакуумной камере;

- в режиме с газовым протоком средняя энергия ионов, распыляющих стенки диагностического порта, выше, чем при его отсутствии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показали, что для системы очистки с электрически изолированной разрядной ячейкой в виде замкнутого сетчатого полого катода близкое ее расположение к зазем-

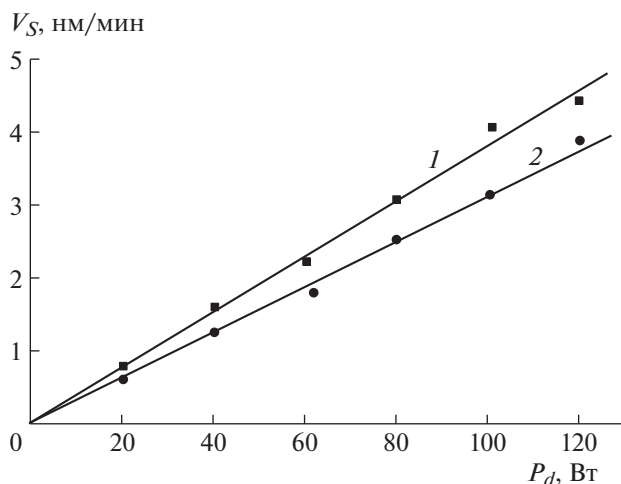


Рис. 6. Зависимость скорости V_s распыления Мо-зеркала от мощности разряда при наличии (1) и без (2) газодинамического обтекателя при давлении аргона 5.3 Па.

ленным стенкам диагностического порта в отсутствие газового протока обеспечивает увеличение скорости очистки примерно на 20% по сравнению с режимом газового протока при большом удалении от стенок вакуумной камеры при той же мощности разряда. Этот факт можно объяснить тем, что поток распыленных атомов, вышедших из разрядной ячейки, не успевает термализоваться и осаждается на стенках вакуумной камеры. В результате уменьшается обратный поток материала на очищаемую поверхность входного зеркала, и эффективность очистки увеличивается [9].

Приведенная энергетическая эффективность распыления для Мо составляет примерно $K_p \approx 0.4$ мг/(Вт · мин · м²) и остается постоянной в

рассмотренном диапазоне мощностей разряда при фиксированном давлении рабочего газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moser L., Marot L., Steiner R., Reichle R., Leipold F., Vorpahl C., Le Guern F., Walach U., Alberti S., Furno I., Yan R., Peng J., Ben Yaala M., Meyer E. // Physica scripta. 2017. V. 2017. № T170. P. 014047. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8f30>
2. Dmitriev A.M., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Kochergin M.M., Koval A.N., Kurskiev G.S., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Mukhin E.E., Razdobarin A.G., Samsonov D.S., Solokha V.V., Tolstyakov S.Yu., Andrew P., Leipold F., Shigin P.A., Reichle R., Bukhovets V.L., Gorodetsky A.E., Markin A.V., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.Kh., Chernakov An.P., Chernakov Al.P., Chernakov P.V., Chernozumskaya T.V., Kobelev A.A., Smirnov A.S., Marzinovskiy I.A. // Physica scripta. 2017. V. 2017. № T170. P. 014072. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa95e5>
3. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 60. <https://doi.org/10.31857/S0032816221030332>
4. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 3. С. 240.
5. Ben Yaala M., Moser L., Steiner R., Butoi B., Dinca P., Petersson P., Marot L., Meyer E. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59 (9). P. 096027. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2d31>
6. Moser L., Steiner R., Leipold F., Reichle R., Marot L., Meyer E. // J. of Nucl. Mat. 2015. V. 463. P. 940. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.087>
7. Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Нургалеев М.Р., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Науменко Н.Н., Тугаринова С.Н., Серов С.В., Деньщиков Д.С. // ВАНТ. Серия: термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 1. С. 95.
8. Gas Discharges: Fundamentals & Applications / Ed. by de Amorim Filho J. Trivandrum, Kerala: Transworld research network, 2007. P. 175–190.
9. Пеннинг Ф. Электрические разряды в газах. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1960. С. 69.

ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЕТОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННОГО ПУЧКА В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ ИСТОЧНИКЕ

© 2022 г. Ю. А. Сатов^{a,b}, А. В. Шумшуров^a, А. А. Лосев^{a,*}, А. Н. Балабаев^a,
И. А. Хрисанов^a, А. А. Васильев^a

^a Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25

^b Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: Anton.Losev@itep.ru

Поступила в редакцию 26.05.2021 г.

После доработки 07.07.2021 г.

Принята к публикации 19.08.2021 г.

В рамках разработки лазерно-плазменного источника для инжектора тяжелых ионов исследовано влияние металлических сеток на характеристики потока частиц, экстрагируемых из плазмы. Плазма из углерода и вольфрама создавалась при облучении мишеней импульсами CO₂-лазера при плотности потока ~10¹¹ Вт/см². Влияние металлических сеток на поток ионов оценивалось по сигналам детектора-анализатора энергетического спектра ионов, измерениям полного ионного тока и эмиттанса ионного пучка на выходе экстракционной системы. Обнаружено существенное влияние геометрических параметров сетки и массового числа ионов на характеристики формируемого пучка. Полученные результаты качественно объясняются распылением материала сетки высокоэнергетической “головкой” ионного пучка и последующим воздействием образованного “облака” атомарного газа на его прохождение.

DOI: 10.31857/S0032816222010116

1. ВВЕДЕНИЕ

Как показали исследования генерации многозарядных ионов в лазерной плазме, концентрация энергии лазерного излучения высокой мощности в малых объемах позволяет создать высокотемпературную плотную плазму с рекордной степенью ионизации атомов. Такая плазма, расширяясь в вакуум, существенно ускоряется за счет гидродинамического давления и возникающих электрических полей [1]. Последующее разделение зарядов в системе экстракции создает импульсный источник ионов с большим количеством частиц в импульсе и высокой степенью ионизации. Особенностью лазерно-плазменного источника ионов является возможность генерации ионных токов малой длительности и высокой интенсивности, что находит соответствующее применение в научных исследованиях и прикладных задачах. В частности, такой источник позволяет существенно упростить схему ускорения заряженных частиц за счет однооборотной инжекции в синхротрон.

Длительность импульсов может составлять единицы микросекунд, а соответствующие плот-

ности тока будут равняться долям ампер на квадратный сантиметр. Это накладывает соответствующие условия на систему экстракции пучка заряженных частиц из плазмы, которая осуществляется с помощью внешнего электрического поля [2, 3]. Напряженность этого поля должна превышать внутриплазменные поля, возникающие при разделении зарядов, и ее величина определяет плотность тока ионов в соответствии с законом Чайлда–Ленгмюра [4].

Возможны два подхода к экстракции пучка ионов из нестационарного плазменного потока. В первом случае сетка на экстракционном электроде не устанавливается. Тогда плазменный мениск не будет стационарным во времени, а будет отслеживать временные вариации параметров налетающей плазмы. Флуктуации границы ионоотбора могут привести к существенному росту эмиттанса ионного пучка. Во втором случае на экстрагирующем электроде, находящемся под положительным потенциалом, устанавливается сетка. Граница ионоотбора фиксируется на сетке и является стационарной во времени. Однако при таком подходе она не является однородной, а определяется структурой и периодом ячеек сетки, что также приводит к росту эмиттанса экстраги-

руемого пучка ионов [5]. Кроме того, в этом случае происходит распыление материала сетки под действием высокоэнергичных ионов [6], что приводит к образованию “облака” атомарного газа в области прохождения пучка.

Вместе с тем в литературе отсутствует экспериментальный материал о влиянии металлических сеток на энергетический спектр ионов, их зарядовый состав и эмиттанс ионного пучка. Исключением составляет работа [7], где впервые приведены данные, подтверждающие заметное влияние сетки в экстракционном электроде на характеристики ионов. В предлагаемой работе получена дополнительная информация о влиянии этих процессов на генерацию пучков ионов в лазерно-плазменном источнике.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Выходной пучок лазера 1, подроб-

но описанного в работах [8, 9], имеет кольцевую форму в соответствии с используемым неустойчивым резонатором конфокального типа с внешним фокусом. Параметры резонатора: длина $L = 123$ см, увеличение $M = 2.7$, внешний световой диаметр $d = 30$ мм. С помощью системы из пяти плоских медных зеркал 2 пучок транспортируется на расстояние около 30 м до входного окна 3 в камеру взаимодействия 6 и фокусируется с помощью сферической линзы 4 ($F/D \approx 10$) на поверхность мишени 5 под углом 30° к ее нормали в пятно с пиковой плотностью потока излучения в центре $q \approx 10^{11}$ Вт/см². Исследуемые мишени из углерода и вольфрама устанавливаются на цилиндрической поверхности драйвера 5, который поворачивается на небольшой ($\sim 0.8^\circ$) угол после каждого акта облучения для достижения наилучшей воспроизводимости характеристик плазмы. Ось времяпролетной трубы 8, в которую расширяется плазма, совпадает с нормалью к поверхности мишени. Исследуемые металлические сетки в анализаторных измерениях размещались на расстоя-

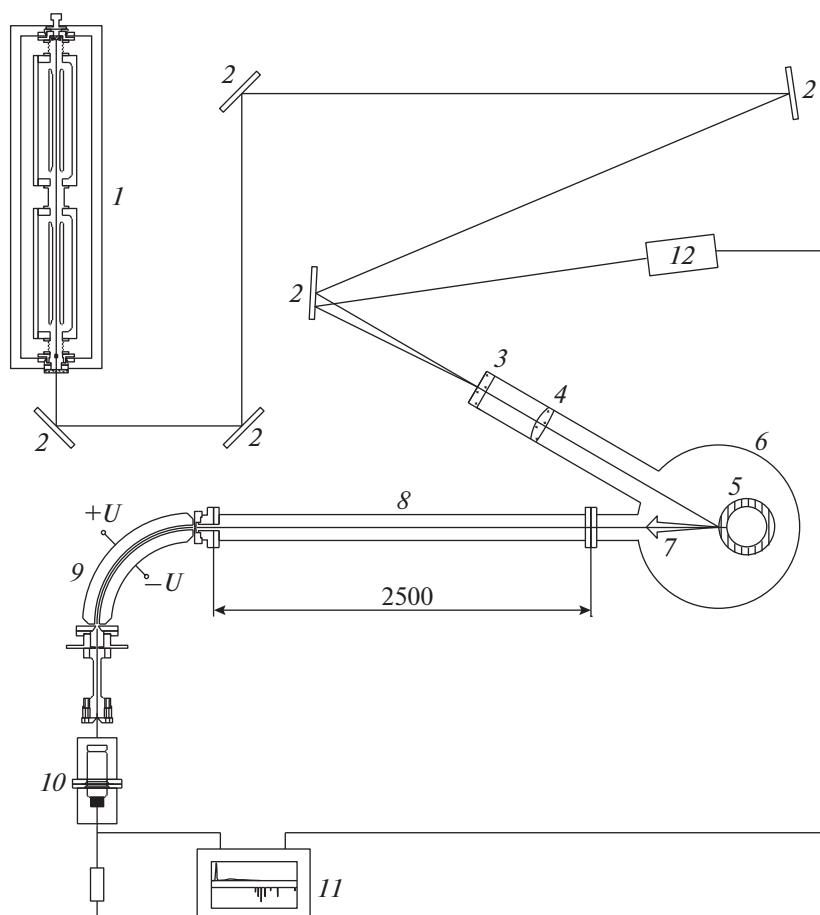


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для генерации ионов и измерения энергетического спектра. 1 – лазерный генератор; 2 – плоские зеркала; 3 – оптическое вакуумное окно; 4 – сферическая линза; 5 – углеродная мишень; 6 – вакуумная камера; 7 – поток плазмы; 8 – дрейфовая труба; 9 – цилиндрический дефлектор; 10 – в.э.у.; 11 – двухканальный осциллограф; 12 – детектор лазерного излучения. Размеры даны в миллиметрах.

нии 3.14 м от мишени, а при измерении полного тока и эмиттанса — на первом электроде системы экстракции (2.64 м).

Система высоковольтной экстракции лазерного источника, состоящая из трех электродов фокусирующей геометрии с потенциалами +60, –10 и 0 кВ, описана в работе [10]. В данных экспериментах на высоковольтном экстракционном электроде устанавливалась диафрагма с отверстием 10 мм в диаметре, что при межэлектродном зазоре 40 мм позволяло проводить экстракцию ионного пучка без установки сетки.

Исследование зарядового состава потока плазмы 7 проводилось с помощью времяпролетного анализатора, сочетающего дрейфовое пространство (трубу) 8 и электростатический цилиндрический дефлектор 9 для заряженных частиц [11]. Поток частиц регистрировался вторично-эмиссионным умножителем (в.э.у.) серии 143ЕМ (10). Данные записывались с помощью многоканального широкополосного осциллографа 11 одновременно с сигналом импульса лазера, получаемого с детектора 12. Дрейфовое расстояние от поверхности мишени до детектора составляло 4125 мм. Энергетические спектры ионов с разным значением заряда или, в зависимости от представления, парциальные токи, средний заряд и другие характеристики потока плазмы восстанавливались по сигналам в.э.у. для отдельных серий измерений, соответствующих дискретному набору энергий настройки $E_0 = GzU_0$ [эВ] ($G \approx 20$ — геометрический фактор цилиндрического дефлектора, z — заряд иона, U_0 — напряжение на пластинах анализатора, по условиям эксперимента изменяемое от 6 до 150 В). Затем средние значения, полученные по десяти последовательным измерениям, аппроксимировались некоторой кривой, среднеквадратический разброс принимался за ошибку измерений. Учет зависимости коэффициента вторичной эмиссии от заряда и энергии углеродных ионов проводился по данным работы [12], а для ионов вольфрама — по неопубликованным результатам измерений, выполненных в ИТЭФ.

В отдельных экспериментах со статистикой из 25-ти измерений проводилась регистрация полного ионного тока цилиндром Фарадея, расположенным сразу за системой экстракции, первый электрод которой находился на расстоянии 2640 мм от мишени. К этой длине приводились все представляемые далее данные. Средние значения восстановленных парциальных токов корректировались по измеренному току с весом, соответствующим измерениям энергоанализатором, для всех значений заряда ионов в каждой временной точке (т.е. для каждой энергии). Обработка первоначальных данных и указанные операции проводились с помощью разработанного компьютерного кода.

Условия проведения экспериментов и измерений характеристик ионов поддерживались одинаковыми, исключение касалось только размеров входной и выходной щелей анализатора (80 и 80 мкм для мишени из углерода, 500 и 500 мкм для мишени из вольфрама), для согласования величин сигналов с линейным диапазоном детектора. Приведенные в работе сравнительные данные о потерях ионов при пролете в анализаторе вычислялись по амплитудам сигналов в.э.у., напряжение питания которого поддерживалось постоянным.

Поперечный эмиттанс определяется как площадь, занимаемая частицами пучка в пространстве $x-x'$ (или $y-y'$), где x — поперечное положение, $x' = v_x/v_z$ — угол наклона (v_x и v_z — поперечная и продольная скорости соответственно). Измерение поперечного эмиттанса пучка проводилось по известной методике, согласно которой на пути пучка устанавливается устройство, состоящее из маски с небольшими отверстиями и сцинтиллятора, отнесенного на известное расстояние. Получаемые на сцинтилляторе изображения записываются с помощью камеры на основе прибора с зарядовой связью (п.з.с.-матрица) [13]. Характеристики пучка извлекаются из получаемых изображений в соответствии с соотношениями, выведенными в работе [14], с помощью компьютерной программы, разработанной авторами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Предварительно были исследованы характеристики ионов углерода и вольфрама без установки сеток на пути разлета плазмы, что позволило определить условия, в которых находятся элементы системы экстракции. Согласно рис. 2, на котором приведены энергетические спектры потока ионов углерода, энергия генерируемых ионов углерода простирается от нижней границы регистрации, примерно равной 0.1 кэВ для C^+ и 0.7 кэВ для C^{6+} , до энергий более 5 кэВ для наиболее представленных ионов, таких как C^{3+} , C^{4+} . Эти же экспериментальные данные в форме парциальных токов представлены на рис. 3 после совместной обработки с данными цилиндра Фарадея. Как видно, максимальная плотность тока соответствует иону C^{3+} , процентное содержание частиц этой кратности ионизации также максимально и составляет 34% от полного числа. Содержание ионов C^{4+} составляет 27%. На рис. 4 приведена зависимость среднего заряда пучка ионов углерода от времени прилета в систему экстракции, рассчитанная по экспериментальным данным. Она, в частности, показывает характерную для лазерного источника закономерность: рост степени ионизации частиц сопровождается одновременно ростом их энергии разлета.

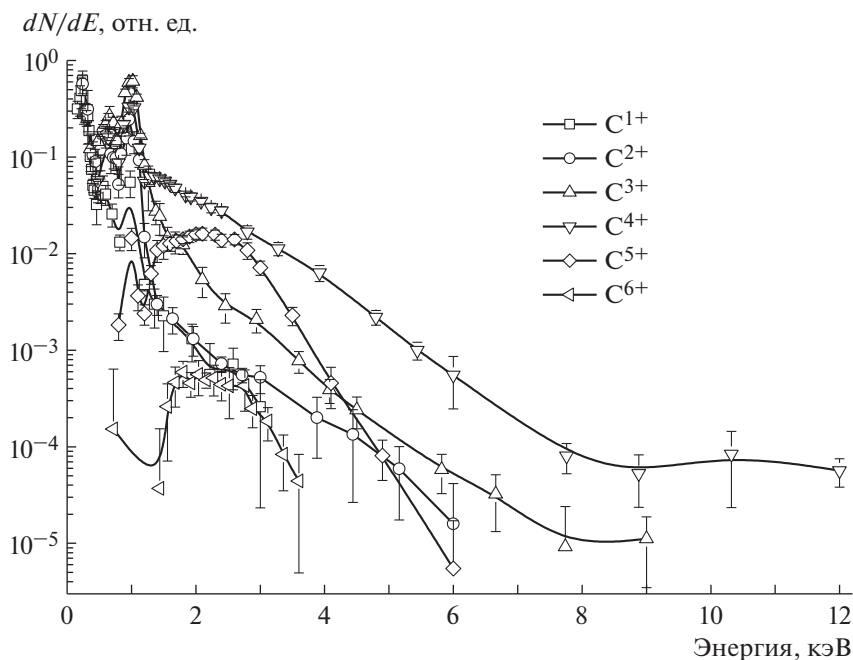


Рис. 2. Энергетические спектры разлета ионов углерода.

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить плотность плазменного потока, который воздействует на исследуемые сетки. Максимальную плотность плазменного потока углеродной мишени с энергией ионов около 3 кэВ на входе в систему экстракции можно оценить как

$nV \approx 1.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($n = n_e/z_{\text{ср}}$, где $z_{\text{ср}}$ – средний заряд, n_e – электронная плотность).

Результаты обработки данных анализаторных измерений по генерации ионов вольфрама приведены в аналогичных, как и для углерода, представлениях (рис. 5–7). Энергия ионов вольфрама

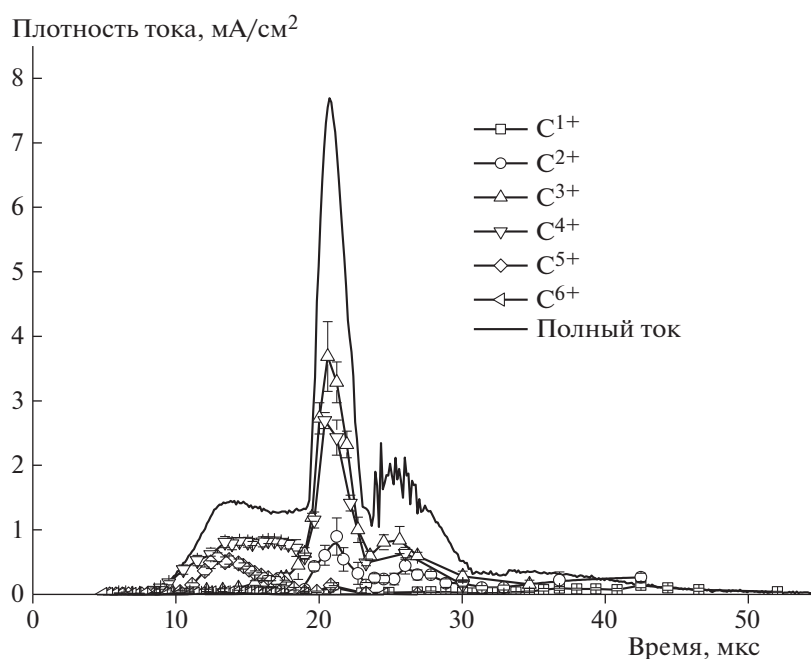


Рис. 3. Плотность полного тока (сплошная кривая) и восстановленных парциальных токов ионов углерода (см. обозначения на поле рисунка) на длине дрейфа 2.64 м.

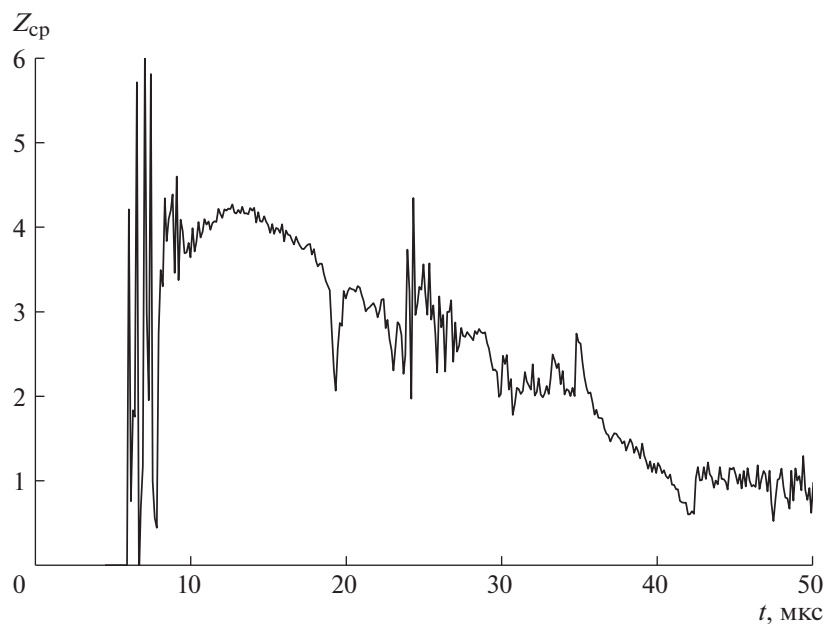


Рис. 4. Временная зависимость среднего заряда ионов углерода на входе в систему экстракции.

меняется от сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт для низкозарядной группы ионов ($W^+ - W^{5+}$), энергия высокозарядной группы ($W^{6+} - W^{12+}$) достигает десятков килоэлектронвольт. Последняя образует на сигнале тока ясно выраженный лидирующий пик (рис. 6) с ампли-

тудой плотности тока около 120 мкА/см^2 . Ток низкозарядной группы достигает существенно большей величины, а интегральное число частиц этих зарядовых состояний составляет подавляющую часть (примерно 95%) всех частиц. Средний заряд в пучке ионов вольфрама (рис. 7), как и для

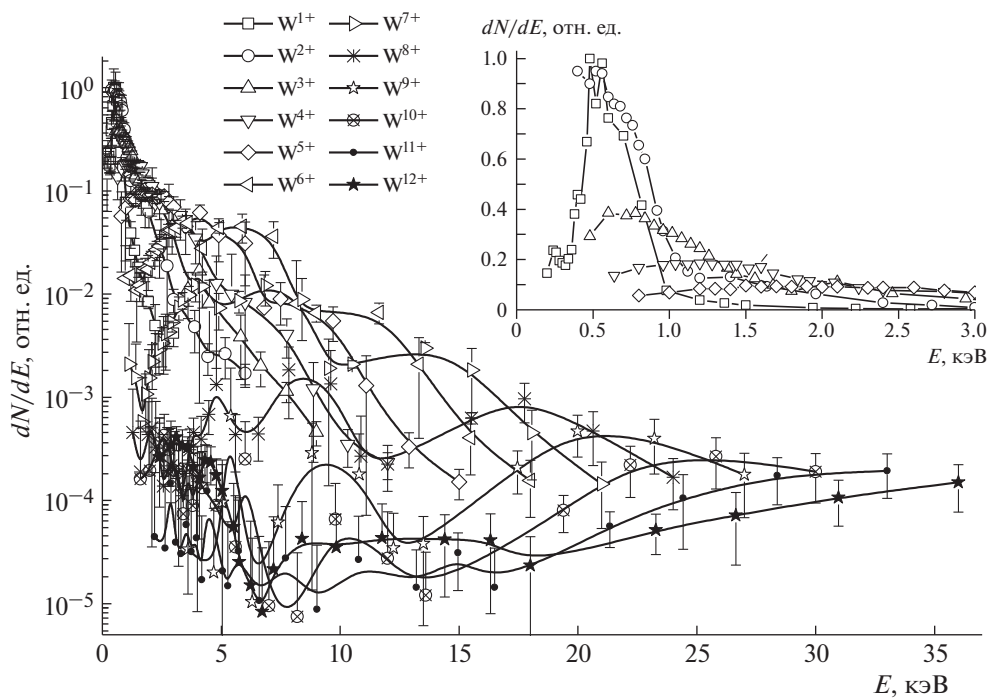


Рис. 5. Энергетические спектры разлета ионов вольфрама.

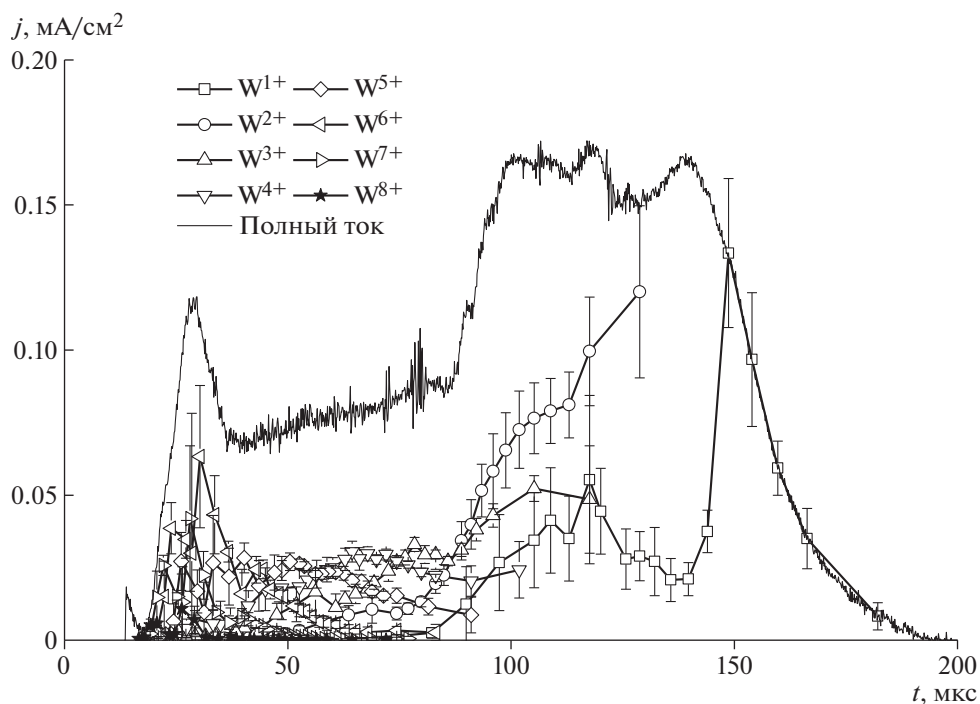


Рис. 6. Плотность полного тока (сплошная линия) и восстановленных парциальных ионных токов вольфрама (см. обозначения на поле рисунка) на длине дрейфа 2.64 м.

углеродного пучка, принимает максимальное значение в лидирующей части и монотонно снижается с уменьшением энергии ионов. Плотность потока плазмы вольфрамовой мишени на входе в систему экстракции для частиц с энергией 1 кэВ

можно оценить как $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а для частиц с энергией 10 кэВ — как $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Аналогичные измерения были проведены при введении в поток плазмы металлических сеток из различных металлов и сплавов. Приведены ха-

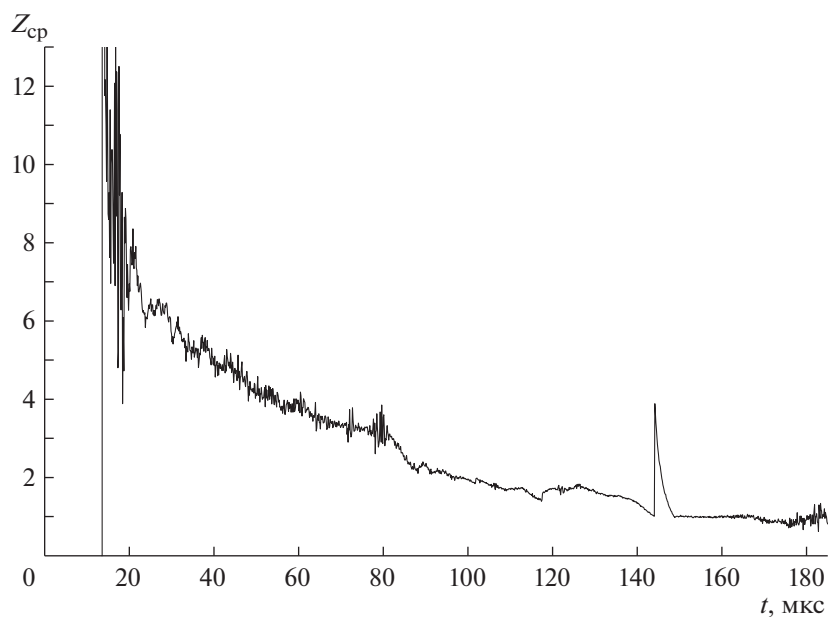


Рис. 7. Временная зависимость среднего заряда ионов вольфрама на входе в систему экстракции.

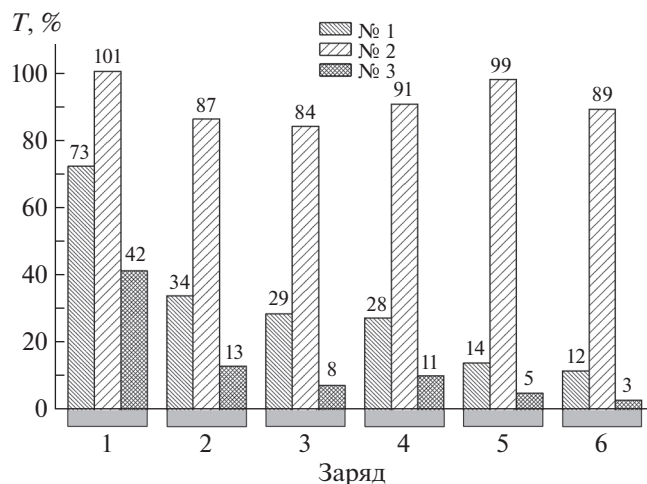


Рис. 8. Трансмиссия ионов углерода с разным зарядом через анализатор для разных сеток. Левый столбик – сетка № 1, центральный – № 2, правый – № 3.

рактерные результаты, полученные для трех сеток из тугоплавких материалов с геометрическими параметрами, указанными в табл. 1.

Данные по прохождению ионов углерода с разным значением заряда через электростатический дефлектор приведены на рис. 8. За 100% для каждого значения заряда принята величина сигнала в отсутствие сетки. Следует отметить существенные потери ионов при наличии сетки, которые нарастают с увеличением заряда иона и с уменьшением межпроволочного расстояния (периода). Геометрическая прозрачность сетки существенного влияния не оказывает. Для ионов вольфрама эффект снижения трансмиссии через анализатор (рис. 9) еще более значительный, даже для редкой сетки.

Измерения полного тока за системой экстракции также показали наличие влияния вносимых в плазменный поток сеток. На рис. 10, 11 приведены данные сравнительных измерений с сетками

Таблица 1. Геометрические параметры сеток

Номер сетки	Прозрачность T , %	Период d , мкм
№ 1	90	500×500
№ 2	96	2000
№ 3	98	83

Таблица 2. Результаты измерения эмиттанса ионного пучка по уровню 68% числа частиц

Номер сетки	ϵ_x ср.кв., $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	ϵ_y ср.кв., $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
№ 1	184	226
№ 2	122	130

№ 1 и № 2 (конструкция сетки № 3 не позволяла установить ее в экстракционный электрод). Хотя амплитудные значения полных токов и “медленной” части пучка оставались неизменными в пределах ошибки измерений, форма тока в лидирующей части, образованной высокозарядной компонентой, существенно меняется. Плотность тока в этой части углеродного пучка (см. рис. 10) уменьшается в полтора раза для редкой сетки (см. рис. 10в) и в три раза – для частой (см. рис. 10б). Падение полного тока происходит в основном вследствие соответствующего уменьшения парциальных токов C^{4+} и C^{5+} без существенного изменения их временной формы.

Изменения формы тока ионов вольфрама более сложны (см. рис. 11): так, при использовании частой сетки ионы W^{6+} и W^{7+} с максимальной энергией пропадают совсем. Применение редкой сетки, как показывает сравнение рис. 11а и рис. 11в, не приводит к подобным потерям.

Для сравнения влияния сеток № 1 и № 2 на характеристики формируемого пучка ионов углерода были проведены измерения эмиттанса пучка на выходе системы экстракции. В табл. 2 приведены значения эмиттанса по уровню 68% частиц в случае использования сеток № 1 и № 2. Видно, что в случае более редкой сетки эмиттанс углеродного пучка в двух измеренных плоскостях минимален.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Использование сеток в конструкции электродов позволяет стабилизировать область отбора ионов из плазмы, однако приводит к появлению в этой области препятствия, подобного остаточному газу. Дело в том, что, ввиду достаточно высо-

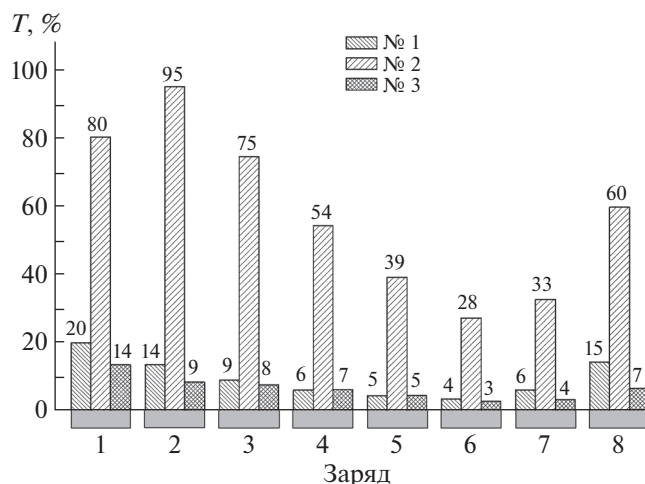


Рис. 9. Трансмиссия ионов вольфрама с разным зарядом через анализатор для разных сеток. Левый столбик – сетка № 1, центральный – № 2, правый – № 3.

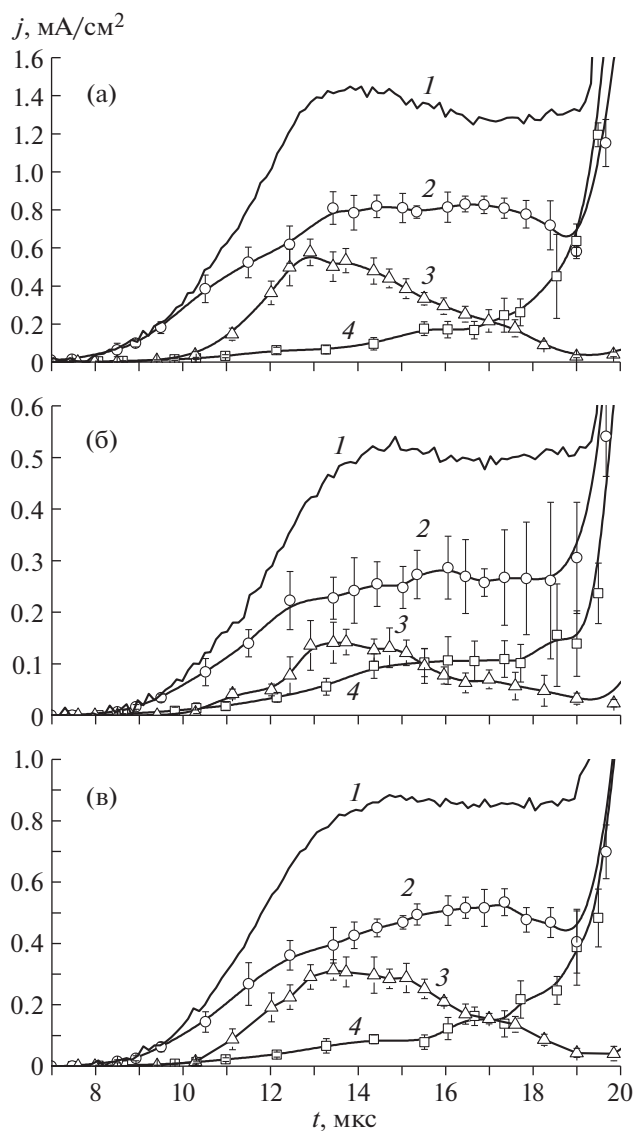


Рис. 10. Плотность тока лидирующей части пучка ионов углерода при отсутствии экстракционной сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в). 1 – полный ток, 2 – C^{4+} , 3 – C^{5+} , 4 – C^{3+} .

кой плотности и энергии частиц, поток плазмы, а в дальнейшем пучок ионов способны, кроме десорбции и вторичной электронной эмиссии с поверхности, эффективно распылять материал элементов системы экстракции. Типичная энергия ионов, генерируемых в лазерной плазме и имеющих наибольшую кратность ионизации, находится в диапазоне от сотен электронвольт до десятков килоэлектронвольт, что соответствует высоким коэффициентам распыления материалов. Так, для ионов легких элементов, таких как магний, коэффициент распыления равен нескольким единицам, а для тяжелых, таких как золото, эта величина может достигать десятков единиц

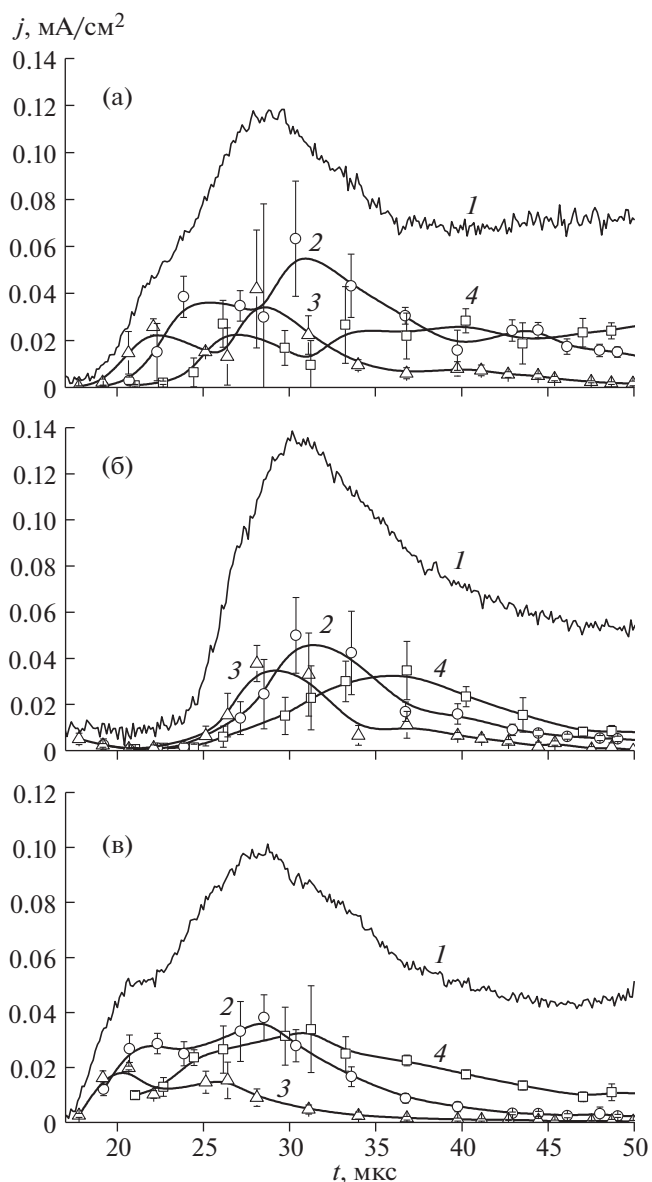


Рис. 11. Плотность тока лидирующей части пучка ионов вольфрама при отсутствии экстракционной сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в). 1 – полный ток, 2 – W^{6+} , 3 – W^{7+} , 4 – W^{5+} .

для ионов с энергией несколько килоэлектронвольт [6].

Модель описания исследуемого процесса должна включать динамику распыления материала элемента сетки налетающим потоком частиц и расширения продуктов в область прохождения пучка, а также элементарные процессы взаимодействия сгустка плазмы и потока ионов с этим препятствием, включая рассеяние, перезарядку или рекомбинацию частиц. Модель усложняется тем, что в интересующей области взаимодействия одновременно происходит и разделение зарядов

плазмы. Разработка такой модели выходит за рамки данной экспериментальной работы, которая направлена, в первую очередь, на получение практических рекомендаций для разработки системы экстракции, в особенности для генерации высокозарядных пучков ионов тяжелых элементов. Полученные результаты обсуждаются только на качественном уровне.

Эффект воздействия сетки на прохождение пучка определяется, во-первых, плотностью потока частиц и их энергией, что обуславливает эффективность распыления сетки и энергетическое распределение атомов продукта распыления и, в конечном итоге, плотность атомарного “облака” в области прохождения пучка, а во-вторых, сечениями элементарных процессов взаимодействия ионов пучка с распыленными атомами. Согласно представленным в работе данным, искажение пучка легких ионов углерода при введении экстракционных сеток значительно слабее, чем пучка тяжелых ионов вольфрама, несмотря на существенно бóльшую плотность потока частиц. Это вполне объясняется существенно меньшими коэффициентами распыления материалов ионами углерода по сравнению с ионами вольфрама. Очевидно также, что условия наибольшего искажения пучка реализуются на головке, где заряд и энергия ионов максимальны и вызывают более эффективное распыление [6]. Что касается геометрических характеристик сеток, то плотность образующегося атомарного газа должна зависеть от расстояния между проволочками сетки (периода) и слабее – от распыляемой площади (геометрической прозрачности сетки). Материал сетки, по-видимому, также играет существенную роль в указанных процессах, однако такое исследование выходит за рамки данной работы.

Рассмотрение применяемой схемы электростатического дефлектора позволило получить оценку акцептанса этой системы, который для ионов в плоскости, проходящей вдоль щелей анализатора, составил 30–40 мм · мрад, а в перпендикулярной щелям плоскости – 5–7 мм · мрад. Анализатор, таким образом, представляет собой жесткий фильтр отбора по углам влета ионов, и приведенные данные по трансмиссии через анализатор можно рассматривать как оценку степени рассеяния пучка в пространстве перед входной щелью.

Данные на рис. 8, 9 показывают, что потери ионов в анализаторе, действительно, нарастают при переходе от легких ионов к тяжелым, особенно они значительны для наиболее энергичной и высокозарядной компоненты пучков, кроме того, они существенно зависят от периода сетки, но не от геометрической прозрачности. В реализованных в работе условиях генерации ионных пучков выбор сетки с периодом 2 мм является приемле-

мым с точки зрения снижения потерь, по крайней мере, для легких ионов углерода.

В реальной схеме источника потери ионов из-за введения сетки в экстракционный электрод также регистрируются по сигналам полного тока ионов и восстановленных парциальных токов (см. рис. 10, 11). Хотя амплитудные значения полного тока и интегральное число частиц, определяемые ионами относительно низких зарядовых состояний, не меняются в пределах ошибки измерений, потери в головной части ионного пучка заметны, в особенности для высших зарядовых состояний, генерируемых в лазерной плазме. Например, для ионов C^{4+} уменьшение амплитуды для частой сетки (№ 1) составляет 65% (см. рис. 10б), а для редкой (№ 2) – 35% (см. рис. 10в), для ионов C^{5+} – соответственно 75% и 50%. Для пучка ионов вольфрама (см. рис. 11) изменения головной высокозарядной компоненты еще более существенны. Так, наиболее быстрая компонента ионов W^{6+} , W^{7+} исчезает полностью. Также, судя по форме парциальных токов, наблюдается перераспределение частиц по времени, которое существенно зависит от геометрии сеток. По-видимому, такое перераспределение частиц в пучке можно объяснить перезарядкой или рекомбинацией ионов в области взаимодействия с распыленным материалом.

Сравнение эмиттанса пучка ионов углерода для сеток № 1 и № 2 (см. табл. 2) показывает заметный его рост для частой сетки, даже в случае усреднения всего пучка по времени. Это также объясняется рассеянием пучка на распыленном материале сетки, что приводит к повышению фазового объема пучка. Этот эффект, как видно из измерений полного тока, может приводить даже к выводу траекторий частиц в межэлектродном экстракционном промежутке за рабочую апертуру, по крайней мере, для головной части пучка наиболее высокозарядных ионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальными методами показано, что при генерации многозарядных ионов из лазерной плазмы при плотности потока облучения 10^{11} Вт/см² введение в конструкцию системы экстракции сетки на высоковольтном электроде может приводить к потерям головной, наиболее многозарядной и энергичной компоненты пучка. Эффект возрастает с ростом массы ионов, их заряда и энергии разлета. В указанных условиях прямые потери для легких ионов углерода практически несущественны, однако фазовый объем пучка при введении сеток с малым периодом проволочек заметно увеличивается. Для ионов вольфрама высокозарядная группа ионов с наибольшей

энергией в значительной степени исчезает из полного тока.

Значительное снижение нежелательного влияния металлической сетки в системе экстракции может быть достигнуто при оптимизации геометрических параметров сетки, в первую очередь, за счет увеличения периода расположения проволок, образующих сетку.

При повышении плотности потока излучения на мишени и соответственно увеличении энергии ионов и плотности потока плазмы потери в высокозарядной группе ионов, по-видимому, будут возрастать, что необходимо принимать во внимание при разработке тяжелоионных источников многозарядных ионов.

Более детальное исследование наблюдаемых эффектов требует развития моделирования процессов, сопровождающих формирование ионного пучка в лазерно-плазменном инжекторе частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Макаров К.Н., Розанов В.Б., Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 10. С. 886.
2. Быковский Ю.А., Козырев Ю.П., Рыжих С.В., Сильнов С.М., Елесин В.Ф., Дымович В.И. А.с. № 324938 СССР // БИ. 1974. № 7.
3. Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Макаров К.Н. Патент RU 2191441 С2 // БИ. № 29. 2002.
4. Форрестер А.Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
5. Kropachev G.N., Alexeev N.N., Balabin A.I., Kulevoy T.V., Nikolaev V.I. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. № 2. P. 02B907. <https://doi.org/10.1063/1.3670349>
6. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша, пер. с англ. под. ред. В.А. Молчанова. М.: Мир, 1984. Глава 4.
7. Alekseev N.N., Balabaev A.N., Khrisanov I.A., Kulevoy T.V., Losev A.A., Satov Yu.A., Shumshurov A.V., Vasilyev A.A. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. № 3. P. 033304. <https://doi.org/10.1063/1.5128599>
8. Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Лосев А.А., Хрисанов И.А., Перух В.К. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 83. <https://doi.org/10.7868/S0032816216020257>
9. Alekseev N.N., Balabaev A.N., Vasilyev A.A., Satov Yu.A., Savin S.M., Sharkov B.Yu., Shumshurov A.V., Roerich V.C. // Laser and Particle Beams. 2012. V. 30. № 1. P. 65. <https://doi.org/10.1017/S0263034611000693>
10. Kulevoy T., Alekseev N., Balabaev A., Barabin S., Kantsyrev A., Khrisanov I., Losev A., Orlov Yu., Rudskoy I., Satov Yu., Shumshurov A., Vasilyev A. // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 2011. № 1. P. 040015. <https://doi.org/10.1063/1.5053289>
11. Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Лосев А.А., Балабаев А.Н., Хрисанов И.А., Макаров К.Н., Перух В.К. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 108. <https://doi.org/10.7868/S0032816217030247>
12. Cano G.L. // J. Applied Physics. 1973. V. 44. № 12. P. 5293.
13. Parker J.R., Allison P.W., Mueller D.W., Stevens R.R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1971. V. 18. № 3. P. 936.
14. Zhang M. Emittance formula for slits and pepper-pot measurement. Tech. Report. Fermilab, 1996.

РАЗРАБОТКА ЗОНДОВОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ЧАСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2022 г. А. И. Сайфутдинов^{а,*}, С. С. Сысов^б

^а Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ
Россия, 42011, Казань, ул. Карла Маркса, 10

^б Санкт-Петербургский государственный университет
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

*e-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.
После доработки 22.08.2021 г.
Принята к публикации 06.09.2021 г.

Разработана на основе внешнего модуля а.ц.п./ц.а.п. (а.ц.п. — аналого-цифровой преобразователь, ц.а.п. — цифроаналоговый преобразователь) зондовая система, которая позволяет определять все основные параметры плазмы постоянных и импульсных газовых разрядов. Ее управление осуществляется в операционной среде Windows с помощью программы, разработанной на языке C++. Зондовая система может быть использована для диагностики плазменных устройств, а также быть составной частью современных микроплазменных анализаторов газовых смесей.

DOI: 10.31857/S0032816222010219

ВВЕДЕНИЕ

Локальная диагностика неравновесной газоразрядной плазмы, позволяющая определять потенциал плазмы, концентрацию электронов, их температуру, а также функцию распределения электронов, является важнейшим экспериментальным этапом физики плазмы [1–11]. Она позволяет судить о правильности понимания процессов, протекающих в газоразрядной плазме, и прогнозировать свойства разрабатываемых генераторов плазмы и приборов на ее основе. Наиболее простым и надежным инструментом локальной диагностики плазмы является зонд Ленгмюра, представляющий собой небольшой металлический электрод, погруженный в плазму [1–6]. Зонд соединяется с источником питания, позволяющим поддерживать на нем различные потенциалы, как положительные, так и отрицательные. Измеряя ток, идущий при этом на зонд, мы получаем так называемую зондовую характеристику, дающую сведения о параметрах плазмы [1–6].

Необходимо отметить, что идеи зондовой диагностики плазмы, а именно измерение высокоэнергетической части нелокальной функции распределения в плазменной области отрицательного свечения тлеющего разряда в буферном инертном газе с примесями, нашли применение и в основе разработки микроплазменных анализаторов газовых смесей [11–14].

На сегодняшний день существуют различные коммерческие зондовые системы, например система MFPA фирмы Plasma Sensors [15, 16], система Impedans [17] одноименной фирмы или система Hiden ESPION фирмы Hiden Analytical Ltd [18]. Они позволяют в режиме реального времени измерять зондовые характеристики и определять из них все основные параметры плазмы. Отметим, что системы Impedans и ESPION чувствительны к шумам при определении высокоэнергетической части функции распределения электронов (ф.р.э.), что требует изготовления специальных фильтров, усилителей при комплексной диагностике газоразрядной плазмы [15, 19]. Кроме того, главным минусом всех вышеперечисленных систем являются чрезвычайная дороговизна и достаточно большие размеры, что исключает возможность их использования в качестве составных частей в микроплазменных газоанализаторах [10–14].

В связи с вышесказанным в работе была поставлена следующая цель — разработать компактную зондовую систему, позволяющую измерять зондовые характеристики и определять основные параметры плазмы, включая ф.р.э., в постоянных и импульсных газовых разрядах.

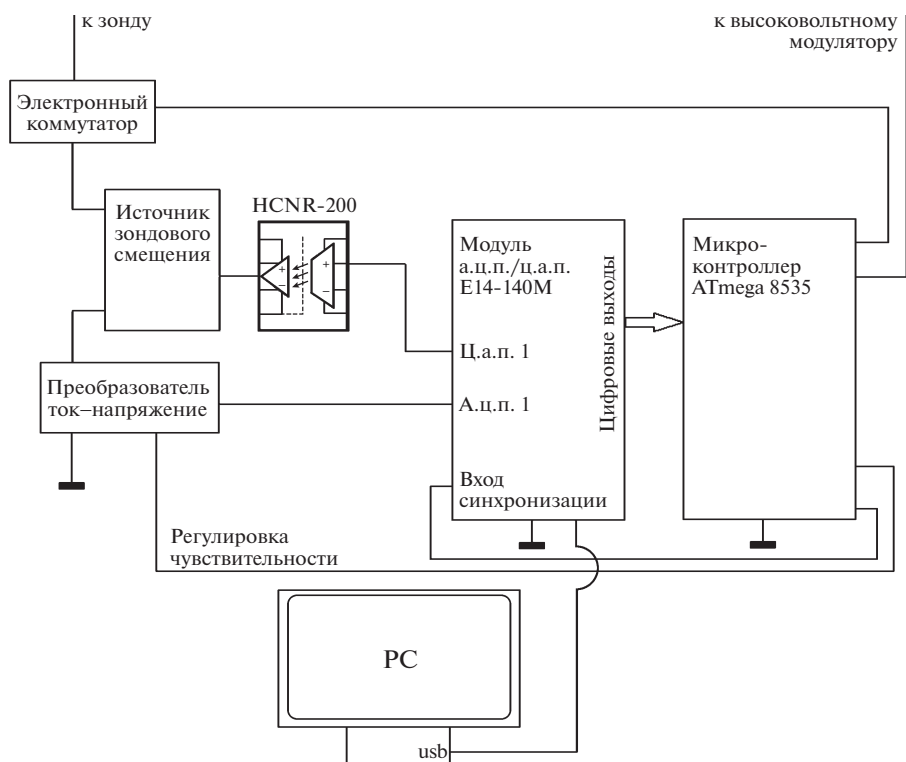


Рис. 1. Блок-схема зондовой системы диагностики.

ОПИСАНИЕ ЗОНДОВОЙ СИСТЕМЫ

Зондовая система регистрации была разработана на основе внешнего модуля а.ц.п./ц.а.п. E14-140M компании L-CARD (а.ц.п. – аналого-цифровой преобразователь, ц.а.п. – цифроаналоговый преобразователь). Основные параметры этого модуля: а.ц.п. 14 бит до 200 кГц, 16/32 канала коммутации, поддиапазоны ± 10 В, ± 2.5 В, ± 0.6 В, ± 0.15 В для асинхронного и синхронного режимов сбора данных; ц.а.п. 16 бит, 2 канала ± 5 В, до ± 10 мА, до 200 кГц по каждому каналу; обеспечивается непрерывный сбор–выдача аналоговых данных а.ц.п.–ц.а.п.; асинхронный цифровой ввод 16 бит, вывод 16 бит данных. Блок-схема зондовой системы изображена на рис. 1. Источник зондового смещения использовал батарейное питание, гальваническая развязка осуществлялась посредством аналогового оптрона с высокой линейностью HCNR-200, на который напряжение поступало с одного из ц.а.п. Зондовый ток преобразовывался в напряжение с помощью операционного усилителя, чувствительность могла меняться программным образом во время измерений. Полученное напряжение поступало на вход одного из каналов а.ц.п.

Для работы в стационарном режиме в управляющей программе был использован метод накопления сигнала. Для этого в управляющем окне можно было установить время интегрирования.

Все зондовые характеристики, измеренные во время интегрирования, усреднялись для получения одной результирующей зондовой вольт-амперной характеристики.

Для работы в импульсном режиме в схеме был задействован микроконтроллер ATmega 8535. Он задавал период импульсного разряда, длительность активной фазы, время открытия электронного коммутатора и время измерения в нужной фазе послесвечения. Все эти параметры устанавливались с персонального компьютера через цифровые выходы E14-140M.

Модуль E14-140M подключался к персональному компьютеру через USB-порт. Для данной системы регистрации была написана управляющая программа для операционной системы Windows на языке Си++. Она позволяла задавать параметры зондовой схемы и отображать вольт-амперную характеристику (в.а.х.), первую и вторую производные во время измерений и записывать результаты в текстовый файл. Первая и вторая производные определялись с помощью численного дифференцирования.

Разработанная программа позволяла определять все основные параметры плазмы. Так, на рис. 2 представлено окно управляющей программы, в режиме измерения в.а.х., ее первой и второй производной в плазме положительного столба тлеющего разряда в гелии в режиме послесвече-

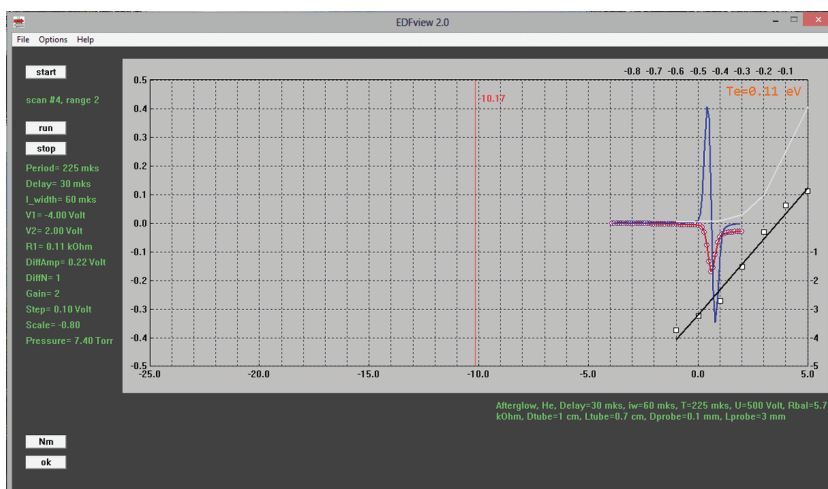
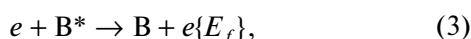
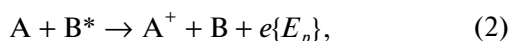


Рис. 2. Окно управляющей программы, показывающее нахождение температуры электронов во время измерений.

ния. Представлено нахождение температуры электронов, которая определялась по линейному участку зависимости логарифма первой производной зондового тока от потенциала зонда по формуле [1–5]

$$T_e = \left| \frac{e \Delta U}{k \Delta(\ln i')} \right|. \quad (1)$$

В случае измерения высокоэнергетичной части ф.р.э. в плазме послесвечения, а также в стационарной плазме отрицательного свечения тлеющего разряда в чистых инертных газах или с примесями возможно формирование узких пиков (максимумов) от электронов, рожденных в реакциях пеннинговской ионизации и ударов второго рода с участием метастабильных атомов инертного газа [1, 10]:



где E_p и E_f – энергии рождения быстрых электронов.

Если рождающиеся в этих реакциях быстрые электроны не успевают изменить свою энергию за счет электрон-атомных и электрон-электронных столкновений и уходят на стенки в режиме свободной диффузии [20], то количество быстрых электронов, которое можно получить интегрированием ф.р.э., можно легко связать с концентрацией метастабильных атомов. Характерное время свободной диффузии электронов в случае цилиндрической геометрии разрядной трубки определяется выражением

$$\tau_{df}^{-1} = D_e \left(\left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right), \quad (4)$$

где D_e – коэффициент диффузии, R – радиус трубки, L – длина трубки. Для оценки концентрации метастабильных атомов можно воспользоваться результатами интегрирования кинетического уравнения для изотропной части ф.р.э. [1, 10]:

$$S_e(0) = 0.78 k_{im} N_j(0) N_m(0) \tau_{df}, \quad (5)$$

где $N_j(0)$ и $N_m(0)$ – концентрации участвующих в реакции частиц в центре разрядной трубки, $S_e(0)$ – концентрация быстрых электронов, k_{im} – константа скорости данной реакции. Экспериментально ф.р.э. можно определить с помощью формулы Дрювестейна, которую удобно записать в виде [1–4]

$$f_e(\epsilon) = \frac{2\sqrt{2}}{S e^2} \sqrt{\frac{m}{e}} \sqrt{U} \frac{d^2 i_e}{dU^2}. \quad (6)$$

В данном выражении i_e – электронный ток на зонд, U – потенциал зонда относительно потенциала плазмы, S – площадь зонда, $f_e(\epsilon)$ нормирована на концентрацию электронов. Таким образом, измерив ф.р.э., можно найти концентрацию метастабильных атомов и концентрацию электронов. Управляющая программа позволяет осуществлять данный расчет автоматически во время эксперимента, что иллюстрирует рис. 3.

На рис. 3 отображаются результаты регистрации пиков на высокоэнергетичной части ф.р.э. в тлеющем разряде в гелии при давлении 4.8 Торр, разрядном токе 8 мА, а также вычисленные значения концентрации метастабильных атомов гелия и концентрации электронов.

Далее приведем результаты сравнения вторых производных зондовых в.а.х., полученных в результате измерений, выполненных с помощью разработанной зондовой системы и системы MFPA фирмы Plasma Sensors [14, 15]. Так, на рис. 4 пред-

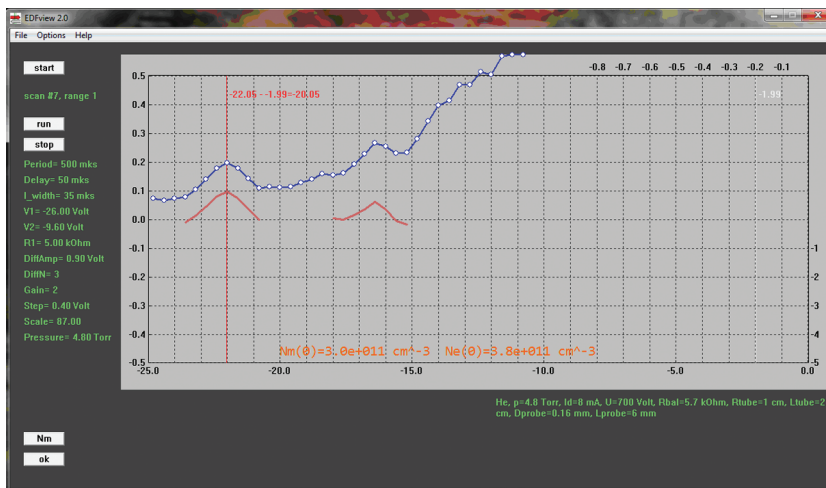


Рис. 3. Окно управляющей программы, иллюстрирующее нахождение концентрации электронов и метастабильных атомов гелия.

ставлены зондовые в.а.х. и их вторые производные, полученные численным методом с помощью двух зондовых систем в тлеющем разряде в гелии с примесями воздуха.

В обоих случаях зарегистрированы пики от быстрых электронов на высокоэнергетичной части ф.р.э. Так, наблюдаются пики в диапазоне 19.8–20 эВ, что соответствует электронам, возникающим в суперупругих реакциях:

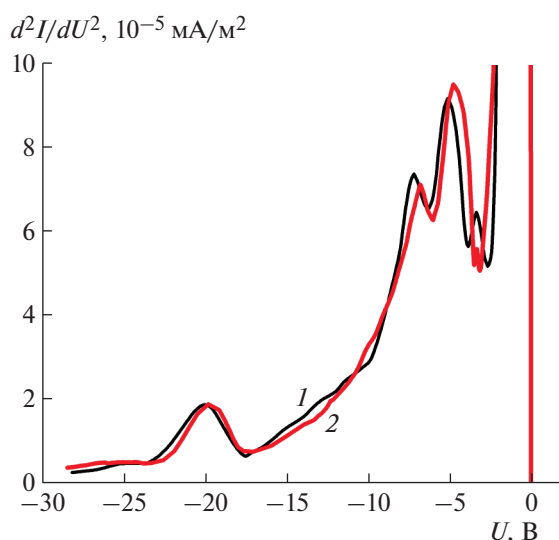
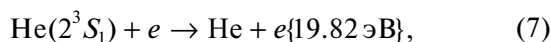
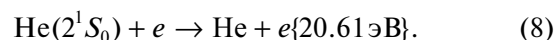
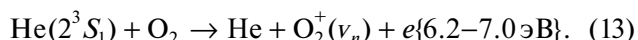
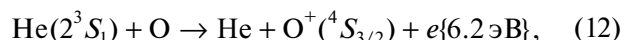
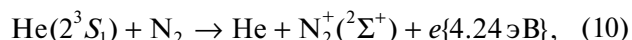
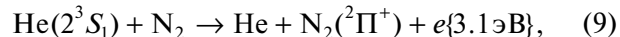


Рис. 4. Сравнительный анализ вторых производных зондовых в.а.х., полученных в результате измерения на разработанной зондовой системе (1) и на коммерческой зондовой системе МФРА (2) в плазме отрицательного свечения тлеющего разряда в гелии при давлении 4 Торр и разрядном токе 2 мА.



Кроме того, в обоих случаях хорошо выражены пики в областях 3.1 эВ, 4.2 эВ и 6.2 эВ. Они связаны с электронами, образующимися в реакциях пеннинговской ионизации молекул примеси метастабильными атомами гелия [13]:



Видно, что результаты практически совпадают, что свидетельствует о надежности разработанной зондовой системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработана и реализована зондовая система, позволяющая в автоматическом режиме измерять все основные параметры плазмы, концентрации заряженных частиц, температуру электронов, а также ф.р.э. и по своей функциональности не уступающая коммерческим аналогам. При этом зондовая система является компактной, что важно для создания миниатюрных микроплазменных газоаналитических систем на ее основе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ № СП-239.2021.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
2. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазменной химии. М.: Наука, 1981.
3. Каган Ю.М., Перель В.И. // УФН. 1973. Т. 81. С. 409.
4. Чен Ф. Электрические зонды // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967.
5. Лебедев Ю.А. Введение в зондовую диагностику плазмы пониженного давления. М.: МИФИ, 2003.
6. Chen F.F. Langmuir probe analysis for high density plasmas. University of California, Los Angeles, LTP-006. 2000.
7. Горшунов Н.М., Потанин Е.П. // ПТЭ. 2018. № 4. С. 75. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040067>
8. Кожухов С.А., Иванов В.Н., Шапошников А.Н., Котельников Д.В., Балугин Н.В., Перемежко Т.М. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 130. <https://doi.org/10.7868/S0032816217030211>
9. Yuan C., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Sysoev S.S., Yao J., Zhou Zh. // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28 (6). P. 067001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab2401>
10. Руденко К.В., Мяконьких А.В., Орликовский А.А. // Микроэлектроника. 2007. Т. 36. № 3. С. 206.
11. Колоколов Н.Б., Благоев А.Б. // УФН. 1993. Т. 163. С. 55. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0163.199303c.0055>
12. Kudryavtsev A., Pramatarov P., Stefanova M., Khromov N. // JINST. 2012. V. 7. P. 07002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/07/P07002>
13. Yuan C., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Sysoev S.S., Stefanova M.S., Pramatarov P.M., Zhou Z. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 104501. <https://doi.org/10.1063/1.5026214>
14. Saifutdinov A.I., Sysoev S.S. // Plasma Sources Science and Technology. 2021. V. 30 (1). P. 017001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abd61d>
15. Godyak V.A., Alexandrovich B.M. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 233302. <https://doi.org/10.1063/1.4937446>
16. <http://www.plasmasensors.com/products.html#mfpa>
17. Impedans Langmuir Probe Measurement System, Exploitation Manual, accessed on Aug. 26, 2016.
18. hidenanalytical.com/wp-content/uploads/2020/05/ESPion-pdf.pdf
19. Рябый В.А., Обухов В.А. // Прикладная физика. 2012. № 5. С. 46.
20. Tsendin L.D. // Plasma Sources Science and Technology. 1995. V. 4. P. 200. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/4/2/004>

АВТОМАТИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НА БАЗЕ ПЛАТФОРМЫ NETDUINO

© 2022 г. А. Л. Филатов^{а,*}, О. А. Бышевский-Конопко^а, Н. Г. Яременко^а,
М. В. Карачевцева^а, Е. М. Кораблев^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: a.filatov@fireras.su

Поступила в редакцию 05.08.2021 г.

После доработки 26.08.2021 г.

Принята к публикации 02.09.2021 г.

Предложена и реализована система автоматизации спектрального комплекса на базе монохроматора МДР-23 с использованием платы Netduino 2. При разработке программного обеспечения использовались следующие пакеты: Microsoft Visual Studio, SDK.NET Micro Framework и Netduino SDK. Для решетки 1200 штрихов/мм при максимальной скорости развертки спектра 28 нм/мин шаг позиционирования составляет 0.2 нм. Созданная система автоматизации применялась при проведении спектральных исследований фотолюминесценции широкого класса полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и для исследования системы оптической связи. Продемонстрирована работоспособность системы и приведены достигнутые параметры.

DOI: 10.31857/S0032816222010037

Фотолюминесцентная спектроскопия является одним из наиболее информативных методов исследования полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. Анализ спектров фотолюминесценции с привлечением современных теоретических моделей позволяет получить сведения о многих фундаментальных свойствах гетероструктур: о зонной структуре, об энергии двумерных состояний и их заполнении, о процессах коллективного взаимодействия носителей, о процессах дефектообразования и т.д. [1, 2]. В наших работах фотолюминесцентные исследования гетероструктур проводились с помощью автоматизированного спектрального комплекса на базе монохроматора МДР-23, спектральный диапазон которого (0.2–2 мкм) достаточен для изучения широкого класса полупроводниковых материалов.

Для автоматизации спектральных измерений долгое время успешно применялся кейт КАМАК, связанный с персональным компьютером (ПК) с помощью интерфейсной карты стандарта ISA. Затем началось применение микроконтроллерных систем. Так, в статье [3] для сопряжения блока КАМАК с компьютером по шине USB предлагалось вместо интерфейсной карты использовать систему, разработанную на базе микроконтроллера AT89C5131A либо модуля DLP-USB245M. При этом пользователь должен сам определить алгоритм взаимодействия компьютера с контрол-

лером и “защитить” соответствующие микропрограммы в эти устройства, что существенно усложняет программное исполнение работы. В работе [4] приведен пример сопряжения монохроматора МДР-23 и фотоумножителя (ф.э.у.) с компьютером при помощи внешнего модуля E14-440, подключенного по шине USB. Монохроматор оборудован блоком управления шаговым двигателем (БУШД), обеспечивающим скорость поворота решетки примерно 0.1 нм/с, и реперным устройством для считывания длин волн. Программа для ПК в цикле сохраняла в памяти пять оцифрованных аналоговых сигналов с ф.э.у. плюс считанное с цифровых выходов реперного устройства значение номера текущей метки. Минимальный интервал следования меток составлял 1 нм, поэтому предлагаемое техническое решение не может обеспечить необходимую в наших экспериментах точность регистрации длины волны 0.2 нм.

Для автоматизации спектральных установок с монохроматорами МДР-23 [5] и МДР-12 [6] были специально разработаны модули на базе микроконтроллеров ATmega85385 и PIC18F448-IP соответственно, в которых интегрированы 10-разрядные аналого-цифровые преобразователи (а.ц.п.). Для управления шаговым двигателем в этих модулях использовались специально подобранные полевые транзисторы.

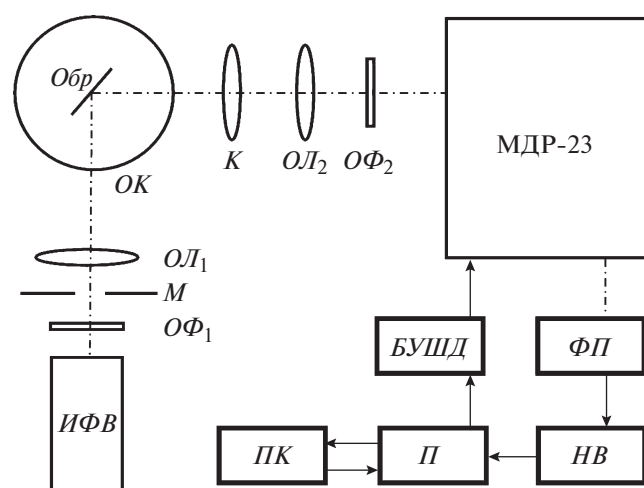


Рис. 1. Блок-схема установки для спектральных измерений фотолюминесценции. ИФВ – источник фотовозбуждения, $ОФ_1$, $ОФ_2$ – оптические фильтры, М – механический модулятор, $ОЛ_1$, $ОЛ_2$ – оптические линзы, Обр – исследуемый образец, ОК – оптический кристалл, К – коллиматор, МДР-23 – монохроматор, ФП – фотоприемник, НВ – селективный нановольтметр Унипан 237, П – плата Netduino 2, БУШД – блок управления шаговым двигателем, ПК – персональный компьютер.

В данной работе нами была поставлена задача разработать систему автоматизации на базе платы Netduino 2, использующей микроконтроллер STM32F205RF [7]. Этот микроконтроллер был выбран, в первую очередь, так как в него интегрированы 12-разрядные, а не 10-разрядные а.ц.п. Такое техническое решение позволило расширить динамический диапазон измерений и избежать необходимости переключения коэффициента усиления сигнала во время отдельного измерения. Программировать микроконтроллер STM32F205RF можно как на отладочной плате [8], так и непосредственно в Netduino 2 [9]. В нашем случае было целесообразно использовать Netduino 2, поскольку программисту удобнее писать две программы (одну для микроконтроллера, другую – для интерфейса) в одной среде разработки Microsoft Visual Studio.

Блок-схема спектральной установки, в которой плата Netduino 2 используется для связи монохроматора МДР-23 и фотоприемника с компьютером, приведена на рис. 1. Поворот решетки монохроматора осуществляется четырехфазным индукторным шаговым двигателем ШДР-711 через БУШД по двум сигнальным линиям. На первый из шестнадцати цифровых выходов Netduino 2 подаются периодические П-образные импульсы со скважностью 4. Частота импульсов определяется выбранной скоростью развертки спектра и видом решетки, заданными техническими характеристиками шагового двигателя и синусного ме-

ханизма. БУШД преобразует импульсы в четыре взаимно сдвинутых на четверть периода сигнала, которые усиливаются и подаются на соответствующие обмотки шагового двигателя. Уровень сигнала 0/1 на второй линии задает прямое/обратное направления поворота решетки монохроматора. Автоматическая, обеспечиваемая кнопочным интерфейсом БУШД, скорость развертки спектра для решетки 1200 штрихов/мм находится в пределах от 0.2 до 40 нм/мин в режиме измерений и до 80.0 нм/мин в режиме быстрого поворота дифракционной решетки при ее возврате в исходное положение. Опытным путем было определено, что при скорости, большей 30 нм/мин, возникает расхождение между расчетной и фактической длинами волны излучения на выходе монохроматора. Один аналоговый порт Netduino 2 используется для оцифровки данных с выхода селективного нановольтметра. Прием/передача данных между Netduino 2 и ПК происходит при помощи интерфейсной платы COM-USB адаптера.

На этапе программирования через штатный USB-порт платы из ПК в микроконтроллер Netduino 2 загружается специально подготовленная циклически работающая программа, осуществляющая следующие операции: прием/передачу данных по UART, управление двумя цифровыми и одним аналоговым портом. В процессе работы, приняв команду о начале измерения, которая содержит информацию о направлении поворота решетки монохроматора, скорости развертки спектра и количестве измеряемых точек N , плата Netduino 2 устанавливает уровень 0/1 на вторую линию управления БУШД, после чего N раз в цикле генерирует рассчитанное количество П-образных импульсов, выполняет а.ц.п.-преобразование сигнала с аналогового порта и передает полученный результат в ПК.

Вид экрана ПК при работе программы для регистрации спектров фотолюминесценции представлен на рис. 2. В верхней части экрана расположены элементы, с помощью которых задаются параметры измерения спектров: начальная и конечная длины волны, тип и направление поворота дифракционной решетки, шкала усиления нановольтметра. При начале цикла измерений программа вычисляет количество измеряемых точек, посылает соответствующие управляющие команды в Netduino 2, после завершения измерений получает результаты измерений и рисует график. Длина волны на выходе монохроматора зависит от типа решетки: для решетки 1 (1200 штрихов/мм) она соответствует показаниям счетчика, для решетки 2 (600 штрихов/мм) показания счетчика нужно умножить на два. Диапазон оси ординат от 0 до 4097 соответствует полному диапазону 12-разрядного а.ц.п. Перед запуском измерения (кнопка “Старт”) необходимо вручную с помощью кнопочного интерфейса БУШД установить

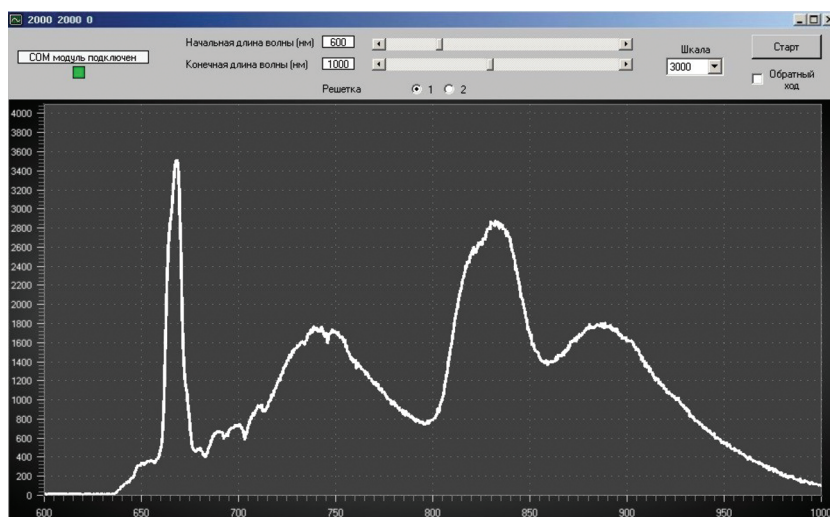


Рис. 2. Вид экрана ПК при завершении программы для регистрации спектров.

показание счетчика монохроматора в соответствии с начальным значением: начальная длина волны — для прямого хода, конечная — для обратного. После завершения измерения каждого спектра рекомендуется проверить соответствие заданного финального значения длины волны по показанию счетчика монохроматора. Спектр разворачивается со скоростями 28 нм/мин и 14 нм/мин соответственно для решеток 1 (1200 штрихов/мм) и 2 (600 штрихов/мм).

Для контроля качества передачи данных в процессе измерения спектра в верхнем левом углу экрана отображаются три числа: первое число — количество уже измеренных точек, второе число — планируемое количество измеряемых точек, третье число — количество точек, данные от которых не поступили. При отсутствии поступивших данных на экране отображается амплитуда сигнала, соответствующая значению при предыдущей длине волны. Цвет верхнего левого квадрата (зеленый/красный) под надписью “СOM модуль подключен” указывает на наличие/отсутствие связи между платой Netduino 2 и ПК. После завершения измерения спектра данные сохраняются в файле. В файл записывается амплитуда сигнала с учетом шкалы нановольтметра, которая до начала измерений выбирается так, чтобы максимальный уровень выходного сигнала превышал половину шкалы а.ц.п.

Разработанная на базе платы Netduino 2 система управления монохроматором МДР-23 предусматривает обработку исходных спектров с помощью программы, позволяющей проводить следующие операции: перестроение на шкалу энергий (для удобства анализа и идентификации полос), исключение фоновой засветки, учет спектральных характеристик монохроматора, фотоприем-

ника и фильтров, нормировку спектров. Созданная система дает возможность полностью использовать функционал монохроматора [10] и может быть полезна разработчикам спектральных систем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. // Доклады Академии наук. 2011. Т. 437. № 3. С. 321.
2. Yaremenko N.G., Strakhov V.A., Karachevtseva M.V. // Semiconductors. 2019. V. 53. P. 1975. <https://doi.org/10.1134/S1063782619150144>
3. Тубольцев Ю.В., Чичагов Ю.В., Хилькевич Е.М., Сумуткин В.Д. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 87.
4. Баринев Ю.А. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 147. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040291>
5. Крамынин С.П., Зобов Е.М., Зобов М.Е. // Журнал прикладной спектроскопии. 2015. Т. 82. № 2. С. 313.
6. Небесный А.Ф., Ашууров М.Х., Нам И.В., Нуритдинов И. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 156. <https://doi.org/10.7868/S0032816218030138>
7. https://www.st.com/content/st_com/en/products/microcontrollers-microprocessors/stm32-32-bit-arm-cortex-mcus/stm32-high-performance-mcus/stm32f2-series/stm32f2x5/stm32f205rf.html
8. <https://arduinomaster.ru/stm32/stm32-mikrokontroler-dlya-nachinayushhih-posle-arduino/>
9. <http://wiki.amperka.ru/netduino:установка-и-настройка>
10. Филатов А.Л. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 1. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.01.50452.18432>

КОМПАКТНЫЕ ПИКОСЕКУНДНЫЕ ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

© 2022 г. Е. С. Воропай^a, К. Ф. Ермалицкая^a, Ф. А. Ермалицкий^{a,*},
А. Е. Радько^b, Н. В. Ржеуцкий^c, М. П. Самцов^b

^a Белорусский государственный университет
Беларусь, 220030, Минск, просп. Независимости, 4

^b Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ
Беларусь, 220062, Минск, ул. Курчатова, 7

^c Институт физики НАН Беларуси
Беларусь, 220072, Минск, просп. Независимости, 68

*e-mail: f.ermalitski@gmail.com

Поступила в редакцию 31.05.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.

Принята к публикации 09.09.2021 г.

Приведены электрическая схема, описание конструкции и результаты измерений излучательных ватт-амперных и временных характеристик компактных недорогих излучателей на основе серийных лазерных диодов с длинами волн от 405 до 850 нм, работающих в пикосекундном (70–180 пс) и наносекундном (0.69–1.2 нс) режимах. Оптический излучатель включает в себя задающий кварцевый генератор на основе микроконтроллера (частоты 76 Гц–20/80 МГц), цепь синхронизации, низковольтный (9–12 В) формирователь субнаносекундных электрических импульсов, работающий по методу двойного дифференцирования, цепь накачки с подстраиваемым источником постоянного тока и лазерный диод. Средняя световая мощность при частоте 80 МГц варьируется в пикорежиме от 0.6 до 1.6 мВт, а в нанорежиме – от 6 до 18 мВт. Питание лазеров осуществляется от серийного блока питания 220 В/12 В, 0.25 А, потребляемая мощность 3 Вт, масса 0.2 кг.

DOI: 10.31857/S0032816222010232

Стремительное развитие оптических устройств как в телекоммуникационных отраслях, так и в химических и медицинских исследованиях требует постоянного увеличения скорости обработки информации, а следовательно, частоты следования зондирующих световых сигналов и сокращения их длительности. Это относится и к пикосекундным источникам света для систем времякоррелированного счета фотонов, которые широко используются в различных спектроскопических измерительных системах, в том числе в новейших биомедицинских приложениях типа многомерной FLIM (Fluorescence Lifetime Imaging) диагностики [1, 2]. Так FLIM-диагностика позволяет непосредственно получать информацию о концентрации ионов, pH-факторе, белках и конфигурации белковых взаимодействий, а также метаболических состояниях клеток и тканей. Это особенно актуально для изучения образования и функционирования так называемых немембранных органелл, которые, по современным представлениям, играют определяющую роль в таких процессах, как регуляция транскрипции, старение, апоптоз, репарация ДНК, противовирусный

ответ. Последнее особенно существенно в связи с пандемией, вызванной коронавирусом COVID-19.

Во флуориметрии в качестве высокочастотных источников коротких световых сигналов в последнее время все чаще используются диодные источники света, которые более технологичны и энергоэффективны по сравнению с классическими твердотельными и газовыми лазерами и лампами. Высокоскоростные импульсные диодные источники света используются в двух базовых вариантах – светодиодном и лазерном. Светодиодные источники (Pulsed LEDs) более дешевые и пока незаменимы в ультрафиолетовой (у.ф.) области спектра, от 250 до 370 нм. Они могут иметь длительность световых импульсов на полувысоте 600–800 пс при частоте следования сигналов 10–40 МГц и средней мощности 0.002–0.1 мВт. Лазерные диодные излучатели характеризуются лучшими временными характеристиками (длительность на полувысоте 40–140 пс при рабочей частоте до 100 МГц), большей средней мощностью (0.2–85 мВт) и острой направленностью излучения. Лидерами в данной отрасли являются фирмы Alphasalas, Becker & Hickl, Edinburg Instruments, Hamamatsu Photonics, Horiba Scientific,

NKT Photonics, Pico-Quant [3–9]. Рыночная стоимость выпускаемых ими светодиодных излучателей составляет 1300–2800 евро, а лазерных – 2700–10400 евро.

Высокая стоимость серийных пикосекундных светодиодных и диодно-лазерных излучателей зачастую является препятствием для применения их в целом ряде практических и научных приложений. Стоимость излучателей формируется за счет высокой цены свето- и лазерных диодов специальных типов, а также специализированной электроники. Ценовой фактор становится особенно существенным при необходимости использования нескольких источников с разными длинами волн. Вместе с тем в современной бытовой электронике широко используются быстродействующие оптические носители информации на основе лазерных диодов: синефиолетовых с длиной волны 405 нм (в лазерных дисках стандарта BLU-RAY), красных с длиной волны 650 нм (в DVD) и инфракрасных с длиной волны 785 нм (в CD). Стоимость применяемых в них серийных лазерных диодов не превышает 10–100 евро, что создает предпосылки для создания дешевых, а значит, и доступных высокоскоростных источников света.

В электронике для накачки субнаносекундных светодиодов и лазерных диодов необходим субнаносекундный генератор электрических импульсов с напряжением 5–12 В и током 30–100 мА. Элементной базой могут служить современные доступные высокочастотные транзисторы с быстродействием до 5–7 ГГц, которые теоретически позволяют формировать импульсы с фронтами порядка 50–100 пс. Предельно короткие фронты электрических импульсов, а также их длительности достигаются в режиме лавинного пробоя транзисторов, что и используется в генераторах накачки большинства вышеуказанных производителей пикосекундных диодных лазеров и в лабораторных условиях [10]. Рабочее напряжение таких генераторов составляет 120–140 В при одностороннем включении транзисторов и 200–300 В при каскодном (спаренном последовательном) их включении. Такие генераторы формируют на лазерных диодах суб- и наносекундные импульсы тока амплитудой до 3 А.

Вместе с тем представляется целесообразным использовать более низковольтные, а значит, и более дешевые схемные решения, которые позволяют получать субнаносекундные электрические импульсы с фронтами 80–200 пс. Одним из таких простых вариантов является формирователь субнаносекундных электрических импульсов на основе обострителя фронтов наносекундных импульсов при их одностороннем или двойном дифференцировании [11, 12]. Питательное напряжение при этом может составлять 5–15 В, что позволяет

использовать широко распространенные компактные сетевые блоки питания 220 В/(12–15) В.

В рамках данной концепции были разработаны пикосекундные диодные лазеры, состоящие из компактного блока оптического излучателя и малогабаритного внешнего серийного сетевого блока питания 220 В/12 В, 0,25 А. Блок оптического излучателя содержит 2 задающих кварцевых генератора с управляющим микроконтроллером и с возможностью внешнего управления, цепь синхронизации, низковольтный формирователь наносекундных электрических импульсов, двухступенчатый обостритель сигналов до субнаносекундной длительности на основе дифференцирующих RC-цепочек, цепь накачки лазерного диода на основе подстраиваемого источника постоянного тока и регулятора амплитуды тока накачки, а также лазерный диод. Электрическая схема оптического лазерного излучателя приведена на рис. 1.

Для обеспечения многофункциональности данного лазерного излучателя в нем предусмотрены 3 канала задания частоты следования импульсов. Первый – основной канал – реализован на микроконтроллере M_1 серии Microchip PIC16 с кварцевым резонатором Q_1 ; микросхемы M_2 и M_3 вырабатывают вспомогательные сервисные сигналы. Контроллер данного типа имеет тактовую частоту 20 МГц и за счет встроенного делителя обеспечивает коэффициенты деления 1, 4, ..., 262 144, что позволяет получать частоты от 76 Гц до 20 МГц. Можно использовать и резонаторы других типов с частотами, например, 1 или 10 МГц, при этом минимальная частота составит соответственно 4 или 38 Гц. Второй – высокочастотный канал – реализован на кварцевом генераторе Q_2 , его рабочие частоты могут составлять 40, 60 или 80 МГц. Третий – внешний канал – обеспечивает функционирование оптического излучателя от внешних источников запуска, его рабочая частота может достигать 20 МГц.

Применение контроллера позволяет реализовать цифровое управление частотами излучателя при минимуме используемых элементов и максимальной гибкости измерений. Контроллер запоминает последний используемый режим, что дает возможность быстро возобновлять работу без дополнительных настроек. Три канала задания рабочей частоты лазерного излучателя необходимы для упрощения практической адаптации его к используемым потребителями различным времяизмерительным комплексам, каждый из которых может иметь своеобразную архитектуру управляющих сигналов. Например, докомплектация такими достаточно дешевыми пикосекундными излучателями одноквантовых кинетических спектрометров PicoQuant, Hariba и др., имеющихся во многих лабораториях, позволит расширить их

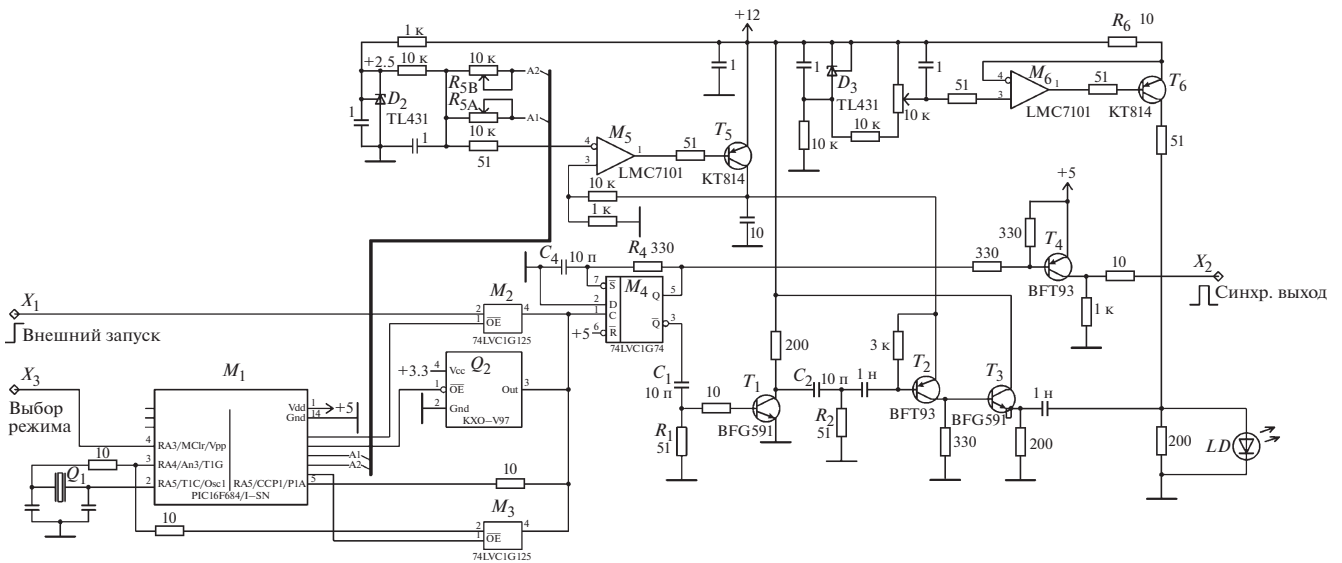


Рис. 1. Электрическая схема оптического лазерного излучателя. LD – лазерный диод.

функциональные возможности. К тому же наличие частот герцевого, килогерцевого и мегагерцевого диапазонов дает возможность легко сочетать измерительные режимы прямой и обратной шкалы для флуориметрии.

Следует отметить, что для большинства таких спектрометров использование кварцованных генераторов системно избыточно. Это связано с тем, что в основе функционирования этих спектрометров лежит старт-стопный принцип регистрации временных интервалов – между стартовым импульсом возбуждения и стоповым импульсом люминесценции. При этом флуктуации частоты стартовых импульсов (в нашем случае частоты лазерного излучателя) на погрешность измерений кинетики люминесценции не влияют. Вместе с тем кварцованность частоты крайне необходима с методологической точки зрения при апробации (аттестации) лазерных излучателей на высокоскоростных стрик-камерах с разрешением 10–25 пс (разрешение во времени самих же одноквантовых спектрометров составляет более 100 пс и определяется в большей мере джиттером используемых фотодетекторов).

В стрик-измерителях оптический сигнал должен быть задержан на 100–150 нс относительно электрического сигнала запуска (синхронизации). Возможно, конечно, использование относительно дорогостоящих и громоздких односторонних оптоволоконных линий задержки. Более практичной является чисто электрическая синхронизация с запуском от предыдущего лазерного сигнала. В случае кварцовой частоты следования импульсов, нестабильность которой составляет 10^{-6} , погрешность измерений длительности лазерных сигналов на частоте 20 МГц составляет

0.5 пс. В варианте обычных RC-генераторов с их нестабильностью 10^{-4} “размытие” регистрируемых оптических сигналов, вносимое неопределенностью подобной синхронизации, составляет 50 пс.

Цепь синхронизации выполнена (см. рис. 1) на микросхемах M_2 , M_3 , транзисторе T_4 и вырабатывает управляющие сигналы для используемой потребителями регистрирующей аппаратуры в режиме как внутреннего, так и внешнего запуска. Цепь синхронизации обеспечивает возможность при необходимости вводить дополнительную задержку светового сигнала относительно импульса синхронизации, а также позволяет блоку работать с внешними задающими сигналами с частотами до 20 МГц.

Низковольтный формирователь наносекундных электрических импульсов реализован на одновибраторе M_4 , который вырабатывает положительный импульс длительностью 12 нс для обострителя сигналов и описанной выше цепи синхронизации. Двухступенчатый обостритель сигналов до субнаносекундной длительности выполнен на основе двух дифференцирующих RC-цепочек: R_1C_1 и R_2C_2 , импульсы с которых усиливаются и инвертируются транзисторами T_1 и T_2 . При этом формируются импульсы длительностью 2 и 0.8 нс соответственно.

Цепь накачки лазерного диода обеспечивает задание параметров излучаемых световых сигналов – длительности и световой мощности – путем подбора амплитуды импульса накачки и тока смещения для диодов каждого типа. Регулировка амплитуды импульса накачки U_{LD} от 5 до 12 В осуществляется источником постоянного тока на основе операционного усилителя (микросхема M_5 ,

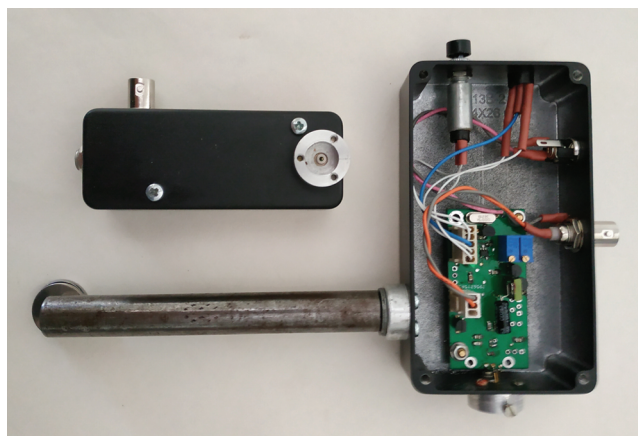


Рис. 2. Общий вид диодного лазера в двух компоновках (один из блоков для наглядности изображен со снятой боковой крышкой)

транзистор T_3) и задающего резистора R_5 . Выход данного источника соединен с эмиттером транзистора T_2 обострителя сигналов; импульс соответствующей величины подается на лазерный диод LD через эмиттерный повторитель на транзисторе T_3 . Ток смещения лазерного диода I_{LD} в пределах 0–30 мА задается подстраиваемым источником постоянного тока, реализованным на операционном усилителе M_6 и транзисторе T_6 . В качестве светоизлучательных элементов LD используются серийные лазерные диоды фирм SONY, SONYO, FUJI, SHARP и др.

Вышеописанная электрическая схема оптического излучателя реализована на двухсторонней печатной электрической плате. С установленными электронными компонентами плата имеет габариты $60 \times 30 \times 20$ мм. С учетом субнаносекундных длительностей электрических сигналов геометрические размеры всех соединений минимизированы, особенно это касается цепей накачки лазерного диода. Сам блок излучателя обычно выполнен в металлическом корпусе. Он может иметь различные габариты и конфигурации крепления излучающего лазера. Типичные размеры блока излучателя в коммерческих корпусах составляют $115 \times 64 \times 30$ мм и $80 \times 55 \times 25$ мм.

Для ряда применений предусмотрена термостабилизация цепи накачки и лазерного диода: дополнительная микроплата крепится вблизи выходного каскада LD , а термоохладитель — на металлическом корпусе излучателя. Малогабаритный внешний серийный сетевой блок питания 220 В/12 В, 0.25 А обеспечивает оптический излучатель необходимым напряжением питания 12 В, его возможные габариты составляют $73 \times 43 \times 27$ мм. Масса излучателя с блоком питания составляет 0.2–0.3 кг. Такой излучатель может так-

же использоваться для накачки суб- и наносекундных светодиодов [13].

Различные компоновки блока оптического излучателя приведены на рис. 2 (для наглядности в одном из блоков излучателя снята боковая крышка). На блоке излучателя имеется муфта для крепления стандартной оптической стойки диаметром 8 мм, с помощью которой обеспечивается фиксация излучателя в различных оптических устройствах. Вторая муфта предназначена для установки короткофокусной микролинзы, которая необходима в некоторых режимах для фокусировки излучения (например, при FLIM-регистрации биологических объектов), поскольку лазерный пучок ряда широкодоступных лазерных диодов имеет значительную расходимость. Оптические характеристики диодных лазеров — длительность и мощность световых сигналов — определяются режимом накачки лазерных диодов. Для получения пикосекундных импульсов используется режим минимизированной надпороговой накачки — нормируемого превышения тока накачки порога лазерной генерации. В этом случае при подаче субнаносекундных электрических импульсов на лазерный диод последний генерирует пикосекундные световые сигналы. Режим минимизированной надпороговой накачки не регламентируется фирмами-производителями. В технической документации в большинстве случаев приводятся лишь параметры диодов для статических режимов эксплуатации при постоянном токе или же для стандартной импульсной накачки.

Генерацию пикосекундных лазерных импульсов в режиме надпороговой накачки начали использовать с момента появления полупроводниковых гетеролазеров [14]. При накачке субнаносекундными электрическими импульсами лазера на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, созданной в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе, были получены относительно маломощные лазерные импульсы длительностью 20–50 пс на длинах волн 810–850 нм [15]. Режим нормируемой надпороговой генерации используется и для реализации пикосекундных импульсов на более мощных серийных лазерных диодах [11, 16].

Для управления генерацией лазерных диодов необходимо контролировать режим их токовой накачки и учитывать возможную температурную трансформацию порога генерации. Актуальность и типичность данной проблемы демонстрируют излучательные ватт-амперные характеристики — зависимости выходной оптической мощности P_{LD}^{opt} от тока смещения I_{LD} при различных температурах T — стандартных лазерных диодов с рабочей длиной волны 405 нм и номинальными мощностями P_{CW} 50 и 150 мВт для стационарного режима. Для измерения оптической мощности использовались штатные фотодиоды, встроен-

ные в корпус лазерных диодов. Полученные зависимости $P_{LD}^{opt} = P_{LD}^{opt}(I_{LD}, T)$ в диапазоне температур от 5 до 70°C представлены на рис. 3. Анализ зависимостей позволяет сделать два вывода. Во-первых, диапазон изменения тока смещения I_{LD} от порога генерации до режима стандартной импульсной накачки увеличивается с ростом номинальной мощности лазерных диодов и составляет 25–50 мА при $P_{CW} = 50$ Вт и 25–70 мА при $P_{CW} = 150$ Вт. Во-вторых, вблизи комнатных температур (от 5 до 20°C) изменения выходной мощности P_{LD}^{opt} и порогового тока I_{LD} незначительны. Это делает излишним температурную стабилизацию диодных лазеров, работающих при комнатных температурах. Однако в полевых условиях эксплуатации температурная стабилизация этих приборов становится необходимой.

Измерения временной зависимости лазерных сигналов проводились на электронно-оптической стрик-камере Hamamatsu C 4334 с разрешением 25 пс. Существенным моментом измерений с такой камерой является обеспечение синхронизации в связи с необходимостью задержки оптического сигнала на 100–150 нс относительно электрического сигнала запуска. В нашем случае, как было указано выше, реализован практичный и удобный вариант с запуском от предыдущего лазерного сигнала. Благодаря использованию кварцевого генератора (с нестабильностью частоты 10^{-6}) при задании частоты следования лазерных сигналов вносимая такой схемой синхронизации погрешность измерений длительности лазерных импульсов на частоте 20 МГц не превысила 0.5 пс.

Режим генерации лазерных диодов задается током смещения I_{LD} и амплитудой импульса накачки U_{LD} . В зависимости от величин I_{LD} и U_{LD} реализуются три режима генерации. Временные характеристики этих трех режимов представлены на рис. 4 для лазерного диода SLD-3236VF с номинальной мощностью $P_{CW} = 150$ мВт. Слева приведены цифровые полутоновые снимки экрана стрик-камеры: горизонтальной оси соответствует развертка по длине волны (в состав камеры входит спектрометр), а вертикальной – по времени. Справа на рис. 4 изображены временные профили зарегистрированных импульсов лазера. Первый – моноимпульсный пикорежим – достигается при минимизированной надпороговой накачке ($I_{LD} = 1$ мА и $U_{LD} = 5.9$ В) с генерацией одиночного лазерного импульса пикосекундной длительности (см. рис. 4а). По мере увеличения I_{LD} до 7.1 В лазерный диод генерирует цуг пикосекундных световых сигналов (см. рис. 4б) – многоимпульсный второй режим. При значительном превышении сигналом накачки порога генерации лазерный диод переходит в третий режим – нанорежим – стандартной импульсной накачки

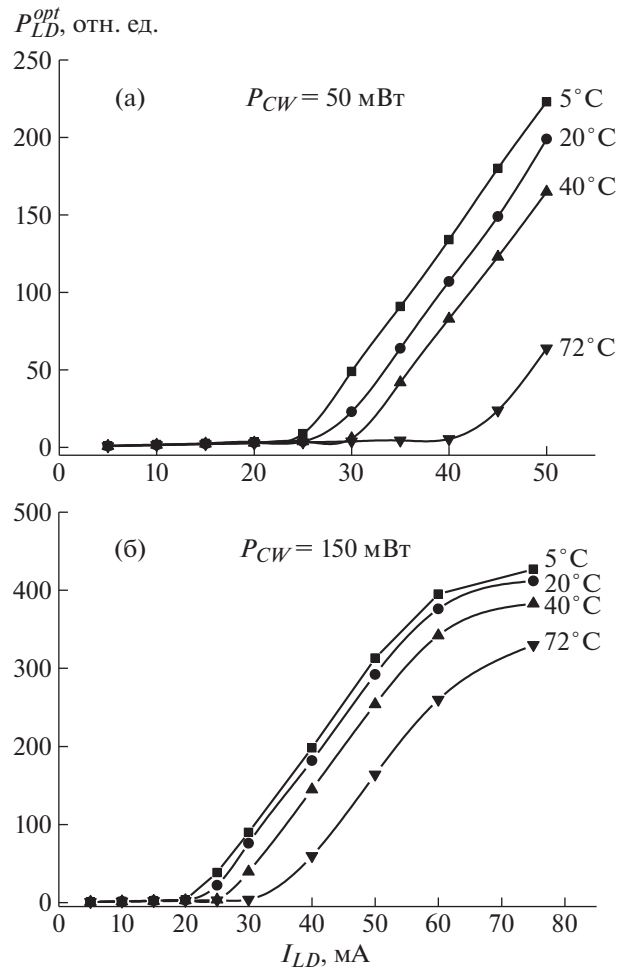


Рис. 3. Излучательные ватт-амперные характеристики – зависимости выходной оптической мощности P_{LD}^{opt} от тока смещения I_{LD} при различных температурах T – для стандартных лазерных диодов с номинальной мощностью 50 (а) и 150 мВт (б).

(см. рис. 4в), излучая сигналы длительностью 0.4 нс в 10–15 раз большей яркости, чем в первом режиме. Для спектроскопии интерес представляют пикорежим (для измерений кинетики пико- и субнаносекундных свечений) и нанорежим (для изучения объектов с наносекундными временами жизни флуоресценции, например родамина 6G). С другой стороны, многоимпульсный второй режим может быть весьма полезен для исследования параметров субнаносекундных фотодетекторов с точки зрения оценки не только быстродействия фотоприемников, но и их переходных характеристик, а также скорости переключения рабочих режимов.

Генерация пикосекундных импульсов в пикорежиме имеет свои особенности для лазерных диодов различных типов. На созданных нами излучателях реализованы следующие минимальные

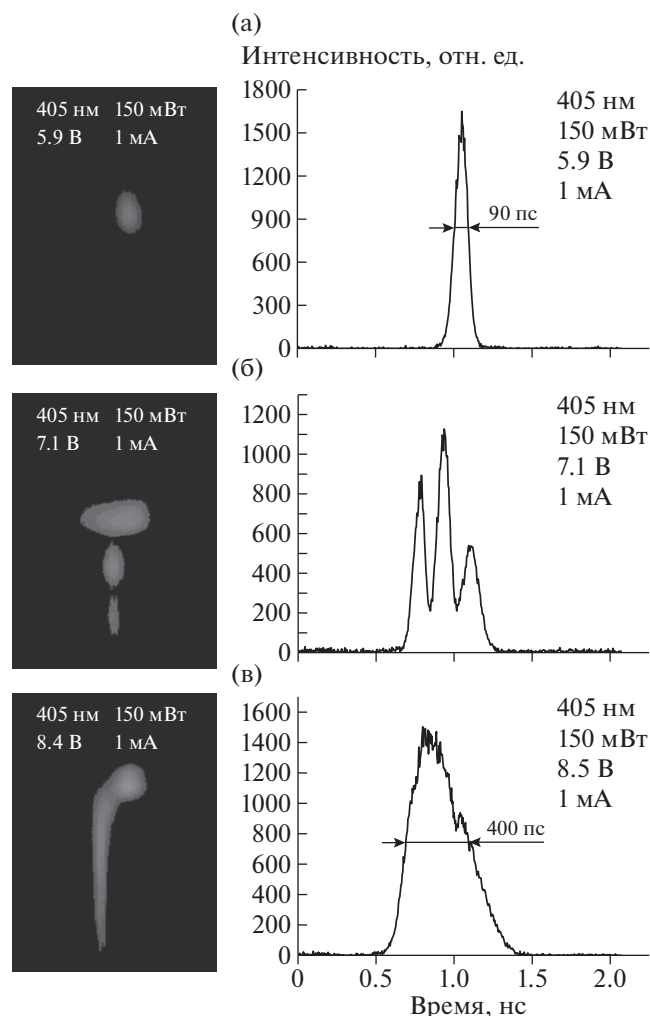


Рис. 4. Три возможных режима генерации лазерного диода SLD-3236VF в зависимости от режима накачки: **а** – первый моноимпульсный пикорежим, реализуемый при минимизированной надпороговой накачке; **б** – второй режим с генерацией многоимпульсной последовательности пикосекундных световых сигналов при превышении минимизированной надпороговой накачки; **в** – третий режим стандартной импульсной накачки при значительном превышении током накачки порога генерации лазерного диода. Слева представлены цифровые полутонные изображения экрана стрик-камеры: по горизонтальной оси – длина волны (в состав камеры входит спектрометр), а по вертикальной – время. Справа изображены временные профили зарегистрированных импульсов лазера.

длительности на полувысоте лазерных импульсов для различных длин волн: 405 нм – 70 пс; 46 нм – 120 пс; 520 нм – 130 пс; 650 нм – 90 пс; 780 нм – 180 пс; 850 нм – 180 пс.

В нанорежиме в зависимости от тока накачки на использованных лазерных диодах генерируются световые сигналы с длительностью на полувысоте от 0.4 до 1.2 нс. Средняя световая мощность регистрировалась измерителем мощности Thorlabs PM100D. В пикорежиме для лазерных диодов

с номинальной непрерывной мощностью 50–150 мВт при частоте следования лазерных импульсов 20 МГц средняя световая мощность варьируется в диапазоне 0.2–0.4 мВт, а при частоте 80 МГц – 0.6–1.6 мВт. В нанорежиме средняя световая мощность возрастает и достигает 6–18 мВт на частоте 80 МГц.

Разработанные диодные лазеры успешно заменили в одноквантовых флуорометрах газоразрядные 1-наносекундные воздушные лампы и применяются для измерений кинетики свечений как неорганических, так и органических объектов. В частности, эти лазеры использованы для исследований кинетики быстрой флуоресценции: с длинами волн 405 и 446 нм – рентгеновских люминофоров, а с 446 и 650 нм – индотрикарбоцианиновых красителей в биологических системах [17] и в растворах [18].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lakowicz R.* Principles of Fluorescence Spectrometry. 3rd ed., NY.: Springer, 2006. P. 98–157. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-46312-4>
2. *Беккер В., Желзов А., Чеславский В.* // Фотоника. 2015. Т. 53. № 5. С. 52.
3. www.alphalas.com.
4. www.becker-hickl.com.
5. www.edinst.com.
6. www.hamamatsu.com.
7. www.horiba.com.
8. www.nktphotonics.com.
9. www.picoquant.com.
10. *Васильев Р.В., Лубсандоржиев Б.К., Похил П.Г.* // ПТЭ. 2000. № 4. С. 148.
11. *Uhring W., Zint C.-V., Bartinger J.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5452. P. 583. <https://doi.org/10.1117/12.545038>
12. *Sulkes M., Sulkes Z.* // Am. J. Phys. 2011. V. 79. № 11. P. 1104. <https://doi.org/10.1119/1.3620415>
13. *Воропай Е.С., Ермалицкий Ф.А., Радько А.Е., Самцов М.П.* // ПТЭ. 2020. № 1. С. 151. <https://doi.org/10.31857/S0032816220010097>
14. *Алферов Ж.И., Журавлев А.Б., Портной Е.Л., Стельмах Н.М.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 18. С. 1093.
15. *Ермалицкий Ф.А., Костюкевич Н.К., Прохоренко А.С., Устинов Б.П.* // ПТЭ. 1991. № 4. С. 241.
16. *Дюделев В.В., Зазулин С.В., Колыхалова Е.Д., Лосев С.Н., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Ефанов М.В., Соколовский Г.С.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 24. С. 1.
17. *Самцов М.П., Тарасов Д.С., Горященко А.С., Казачкина Н.И., Жердева В.В., Савицкий А.П., Меерович И.Г.* // Журнал Белорусского гос. университета. Физика. 2018. № 1. С. 34.
18. *Белько Н.В., Самцов М.П., Тихомиров С.А., Буганов О.В.* // Журнал прикладной спектроскопии. 2020. Т. 87. № 5. С. 752. <https://doi.org/10.1007/s10812-020-01078-z>

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО РЫЧАГА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УДАРНЫХ АДИАБАТ МАТЕРИАЛОВ

© 2022 г. В. И. Таржанов*

Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина
Россия, 456770, Снежинск Челябинской обл., ул. Васильева, 13

*e-mail: v.i.tarzhanov@vniitf.ru

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 28.04.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

Рассматривается метод оптического рычага, используемый для получения ударных адиабат материалов. Представлен анализ волновых процессов в исследуемых клиновидных образцах с выводом расчетных формул для случаев регистрации одной ударной волны и двухволновых упругопластических конфигураций при нагружении образцов нормально падающей ударной или детонационной волной. Применительно к регистрации одиночных ударных волн построен векторный аналог правила удвоения, позволяющий в гидродинамическом приближении корректно вычислять массовую скорость и другие параметры состояния сжатого материала по измеряемым нормальной компоненте скорости свободной поверхности образца W_N и волновой скорости. Для двухволновых конфигураций разработана вычислительная процедура перехода от W_N к массовой скорости с использованием модели идеального упругопластического поведения исследуемого материала. Приведены погрешности метода.

DOI: 10.31857/S0032816221060112

ВВЕДЕНИЕ

Высокоскоростная фотографическая регистрация является одним из наиболее эффективных методов исследования быстропротекающих процессов. Непрерывную фотографическую регистрацию изображения объекта, вырезанного узкой щелью, называют фотохронографией. Применением фоторегистратора СФР, созданного в Институте химической физики в 1949 году и используемого во многих научных центрах России до настоящего времени, обеспечивается щелевая регистрация ударно-волновых и детонационных процессов в широком диапазоне скоростей развертки изображений от 0.15 до 3.75 мм/мкс при достаточно высоком пространственном и временном разрешении – 20 линий/мм и 20 нс соответственно [1].

Среди большого количества разработанных методов фотохронографической регистрации особое место занимает метод оптического рычага. Метод оптического рычага (о.р.) был впервые развит Оуэном и Дэйвисом в университете Уэльса (Aberystwyth, Великобритания). Первая публикация о методе [2] относится к 1949 году. Это был одотрековый метод с фотохронографической разверткой во времени узкого пучка одного “светового карандаша”. У Аллена и МакКлери [3] ме-

тод стал многотрековым. В работах Катса, Дорана, Куррана [4], Фаулеса [5], Пьерэ, Пуола, Тувенина [6] метод приобрел современный облик. Есть и его вариант – метод погруженной фольги [7, 8].

Метод о.р. широко применяется в РФЯЦ–ВНИИТФ [8–16]. Так, используется вариант метода для исследования откольных явлений при разгрузке ударно-нагруженных образцов [11]. Отработано применение защитных металлических покрытий на диагностируемых поверхностях клиновидных образцов для изучения слабоотражающих материалов, таких как взрывчатые вещества (в.в.) [8, 12] или быстро окисляющиеся металлы [13, 14]. Создана модификация метода для исследования материалов во взрывозащитных гермоконтейнерах с несколькими стеклами в иллюминаторе. Разработан двухрастровый метод о.р., позволяющий одновременно с хорошим разрешением регистрировать и слабую, и сильную волну в двухволновых конфигурациях. Метод модифицирован [15, 16] для регистрации дисперсии скорости свободной поверхности образцов, связанной со структурной неоднородностью деформации материалов при ударно-волновом нагружении [17]. Приведенные выше значения временного и пространственного разрешения обеспечиваются в

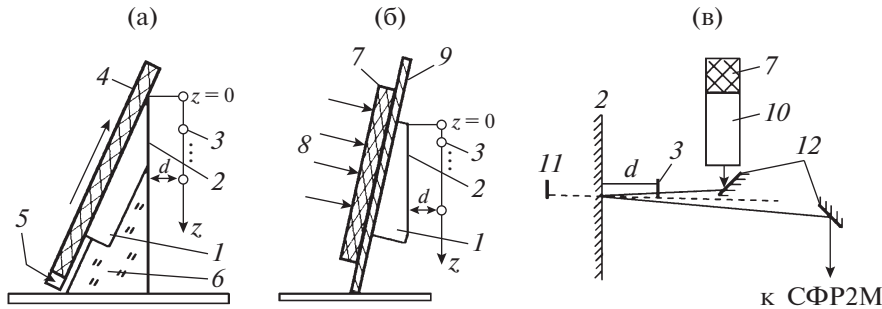


Рис. 1. Типовые схемы постановки экспериментов: **а, б** – нагружение скользящей и нормальной детонацией соответственно (вид сбоку); **в** – оптическая схема (вид сверху). 1 – исследуемый клинообразный образец; 2 – полированная свободная поверхность образца; 3 – растр; 4 – листовый заряд в.в.; 5 – линейный генератор детонационной волны; 6 – подставка; 7 – цилиндрический заряд в.в.; 8 – направление инициирования в.в. генератором плоской волны; 9 – экран; 10 – взрывная аргоновая подсветка; 11 – изображение светящихся щелей растра в полированной поверхности образца; 12 – поворотные зеркала; d – оптический рычаг.

методе о.р. минимизацией вплоть до 0.1 мм ширины щелей фоторегистратора и применяемого растра, а скорость развертки изображения выбирается максимальной – 3.75 мм/мкс. Для повышения точности измерений применяется программа оцифровки треков хронограммы. Двумерное сканирование фотохронограммы с разрешением 2400 линий/дюйм, автоматическое построение программой поперечного фотометрического профиля каждого трека с выделением максимума на каждом временном шаге 3 нс позволили в 3–5 раз улучшить временное и пространственное разрешение метода в зависимости от степени размытия треков из-за дисперсии регистрируемой скорости, характерной для каждого исследуемого материала.

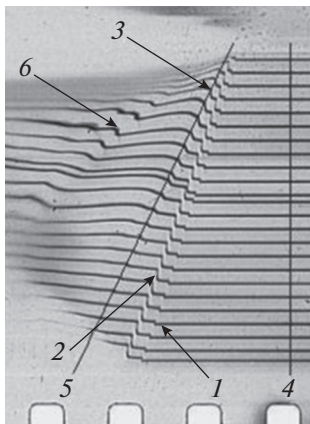


Рис. 2. Фотохронограмма с регистрацией трехволновой конфигурации в стали 30ХГСА (фотохронограф СФР2М [18]). Нагружение – нормальная детонация слоя октогенсодержащего в.в. через экран из стали 12Х18Н10Т. Скорость развертки по пленке 3.75 мм/мкс. Оптический рычаг – 44 мм. Выходы: 1 – упругого предвестника, 2 – фазового предвестника, 3–5 – основной пластической волны, 6 – волны сжатия от поверхности откольного разрушения.

Используемые во ВНИИТФ типовые постановки взрывных экспериментов с диагностикой методом о.р. показаны схематически на рис. 1. Исследуемый образец ($50 \times 30 \times 12$ мм с углом при вершине 12°), располагаемый на экране взрывного нагружающего устройства, выполняется в виде клина, свободная поверхность которого полируется и способна служить зеркалом. На известном расстоянии d (длине оптического рычага) от полированной поверхности образца параллельно ей располагается растр с системой щелей.

Фотохронограф фокусируется на изображение светящихся щелей растра в отполированной поверхности образца. Щель фотохронографа ортогональна линиям растра и вырезает систему точечных источников света. Смещения изображений этих источников света по пленке регистрируются непрерывно во времени. Величина d выбирается в диапазоне 20–120 мм в зависимости от решаемой задачи.

Достоинством метода является возможность 10–20-трековой регистрации на разных толщинах образца временных профилей многоволновых конфигураций, связанных с проявлением материалом упругости и пластических свойств, а также с протеканием в нем полиморфных превращений. Пример такой регистрации приведен на рис. 2.

Следует отметить отсутствие на сегодня общепринятой системы расчетных формул метода. В разных работах используются свои варианты набора формул. Связано, это, во-первых, с разной степенью приближенности рассмотрения течения исследуемого материала в клиновом образце при взаимодействии многих косых волн, во-вторых, с различными способами взрывного нагружения образца, в-третьих, с поведением изучаемого материала (гидродинамическим или упругопластическим с полиморфными превращениями или без них).

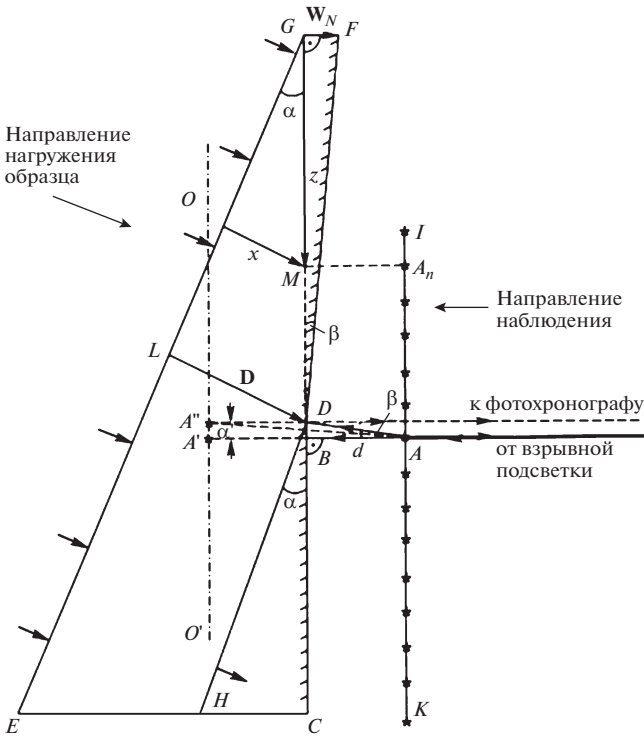


Рис. 3. Схема расположения в образце ударного фронта и смещенной свободной поверхности в фиксированный момент времени (вид сбоку). *ECG* – образец; *DH* – фронт ударной волны; *DF* – повернутая на угол β свободная поверхность образца; *IK* – растр; *OO'* – плоскость изображения растра; *A* – точечный источник света в плоскости растра; *A'* – изображение источника *A* в невозмущенном зеркале *CD*; *A''* – то же в зеркале, повернутом на угол β ; $A'A'' \equiv a'$ – смещение изображения источника *A* при выходе ударной волны в точку *D*; *d* – оптический рычаг; *z* – расстояние от вершины образца до точки *M*, расположенной на расстоянии *x* от поверхности нагружения образца, связанной с отражением точечного источника *A_n* на растре.

Целью данной работы является анализ волновых процессов с выводом расчетных формул метода о.р. для случаев регистрации одной ударной волны и двухволновых упругопластических конфигураций при нагружении образцов нормально падающей ударной или детонационной волной.

РЕГИСТРАЦИЯ ОДНОЙ И ДВУХ УДАРНЫХ ВОЛН

Для упрощения анализа проведем рассмотрение нагружения клиновидного образца стационарными ударными волнами, т.е. волнами со столбовидным профилем. Для случая нестационарных волн проведенное рассмотрение и полученные расчетные формулы будут справедливы в окрестностях каждой фиксируемой на хронограмме растровой линии.

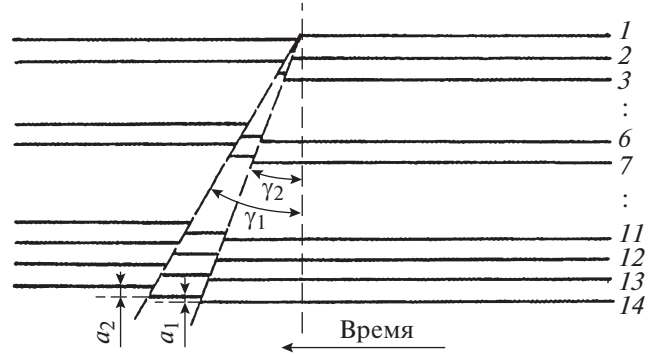


Рис. 4. Схема фотохронограммы с регистрацией методом о.р. выхода двухволновой конфигурации на свободную поверхность образца: a_1 и a_2 – смещения растровых линий за 1-м и 2-м фронтами; γ_1 и γ_2 – углы наклона линий срыва растровых линий для 1-й и 2-й волн; 1–14 – номера растровых линий.

На рис. 3 показана схема регистрации одной ударной волны.

Нагружение образца осуществляется с тыльной поверхности образца ударной волной, выходящей из экрана нагружающего устройства.

Видно, что до прихода на диагностируемую поверхность образца ударного фронта в плоскости *OO'* наблюдаются мнимые изображения светящихся растровых щелей *A'*. При отражении фронта ударной волны от поверхности образца появляется повернутый на угол β участок зеркала. Это приводит к возникновению вторых мнимых изображений *A''* каждой растровой щели. Для показанной на рисунке одной щели *A* впервые это изображение появляется на фотопленке, когда ударный фронт приходит в точку *D* пересечения повернутой поверхности с перпендикуляром к ней из точки *A''*. Это изображение существует до конца регистрации. При проходе ударным фронтом участка *DB* клиновидной поверхности регистрируются оба мнимых изображения *A'* и *A''*. В точке *B* существовавшее от начала регистрации начальное изображение светящейся растровой щели *A'* исчезает (срывается).

Регистрируемыми на хронограмме (рис. 4) величинами являются:

- углы γ_1 и γ_2 линий срыва исходных растровых линий при выходе на поверхность образца 1-го и 2-го фронтов;
- смещения a_1 и a_2 каждой растровой линии после выхода на поверхность образца соответственно 1-го и 2-го волновых фронтов.

Известны три метода получения ударных адиабат материалов – методы “откола”, “торможения” и “отражения” [19]. Метод о.р. очень похож на метод “откола”. В нем также регистрируются волновая скорость и скорость свободной поверхности *W* после выхода на нее фронта волны. Существен-

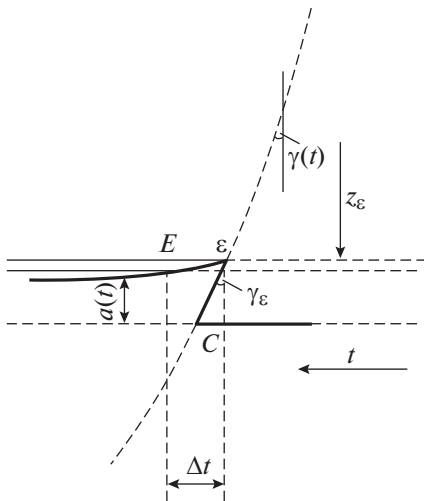


Рис. 5. Фрагмент одного трека хронограммы. К объяснению привязки волновой скорости $D(t)$, определяемой по углу $\gamma(t)$, к $W_N(t)$, вычисляемой по $a(t)$ в точке ϵ .

ное отличие метода о.р. состоит в использовании клиновой геометрии образца и в выходе фронта ударной волны на его свободную поверхность под углом. В связи с этим первая особенность метода о.р. состоит в том, что в нем регистрируются нормальная компонента \mathbf{W}_N вектора скорости свободной поверхности, не совпадающая по направлению с вектором массовой скорости \mathbf{u} . Поэтому не может непосредственно использоваться правило удвоения скоростей. Должна быть получена специальная функциональная зависимость $\mathbf{u} = f(\mathbf{W}_N)$ – векторный аналог правила удвоения.

Метод о.р., как и метод откола, не является абсолютно точным. Он может применяться для давлений, при которых не значимы отклонения от правила удвоения. Однако эти давления не так малы. В [20] показано, что правило удвоения выполняется для свинца до 15 ГПа, для алюминия до 60 ГПа, для железа и меди до 80 ГПа, для молибдена до 210 ГПа.

Метод о.р. является аналоговым методом регистрации профилей волн сжатия-разгрузки. Однако, как видно из рис. 5, в случае регистрации нестационарных ударных волн (со снижением параметров за фронтом) текущие значения смещений $a(t)$ растровой линии и, следовательно, текущие значения $W_N(t)$ записываются разными участками зеркальной свободной поверхности образца (с разными значениями z). Это означает, что эти текущие $W_N(t)$ относятся к разным толщинам x , пройденным волной по образцу.

Таким образом, второй особенностью метода о.р. является получение аналоговой непрерывной во времени записи двумерной зависимости $W_N(t, x)$

вместо одномерной $W(t)$, свойственной одномерным методам.

Важно еще отметить в связи со сказанным о записи $a_i(t)$ разными участками поверхности образца, что для вычисления всех параметров ударно-волнового состояния в материале на фронте волны по $W_N(t)$ значения волновой скорости $D(t)$ надо брать не в точке срыва рассматриваемой растровой линии C (рис. 5), а в начальной точке ϵ смещенной линии, т.е. именно при тех значениях z и x , которым соответствует запись $W_N(t)$. Это значение берется в точке ϵ из аппроксимирующей зависимости $D(z)$ для всей хронограммы. Можно было бы, наоборот, привязывать $W_N(z)$ к $D(z)$ на начальном положении растровой линии, но в этом случае требовалось бы вводить некую “градиентную” поправку в $W_N(z)$, отражающую изменение нормальной компоненты скорости свободной поверхности вдоль поверхности образца по координате z . Такой подход с градиентной поправкой использовался в [5].

АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЙ ПРИ ВЫХОДЕ НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ КЛИНОВОГО ОБРАЗЦА ОДНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Фронт ударной волны, распространяющийся в образце от его тыльной поверхности GE , выходит на свободную зеркальную поверхность клина под углом α (рис. 3). В рассматриваемом случае отсутствия перекоса ударного фронта относительно поверхности нагружения угол выхода фронта на поверхность клинового образца просто равен углу α при его вершине. За единицу времени фронт, перемещающийся со скоростью D , пройдет некоторое расстояние и займет положение DH . Точка наблюдения G на поверхности у вершины клина за эту же единицу времени займет положение F на конце вектора \mathbf{W} , расположенного перпендикулярно начальному положению зеркальной поверхности клина. \mathbf{W}_N – это регистрируемая нормальная компонента вектора скорости свободной поверхности \mathbf{W} . Выше точки D свободная поверхность образца повернута на угол β .

Связь угла β с регистрируемым на фотопленке смещением a изображения растровой линии определяется из треугольника $AA'A''$ (рис. 3):

$$\frac{a'}{2d} = \text{tg}\beta, \quad \frac{a}{a'} = M,$$

откуда

$$\beta = \text{arctg} \frac{a}{2dM}, \quad (1)$$

где d – длина оптического рычага, a' – смещение растровой линии в плоскости OO' , M – масштаб съемки фотохронографом плоскости наблюдения OO' .

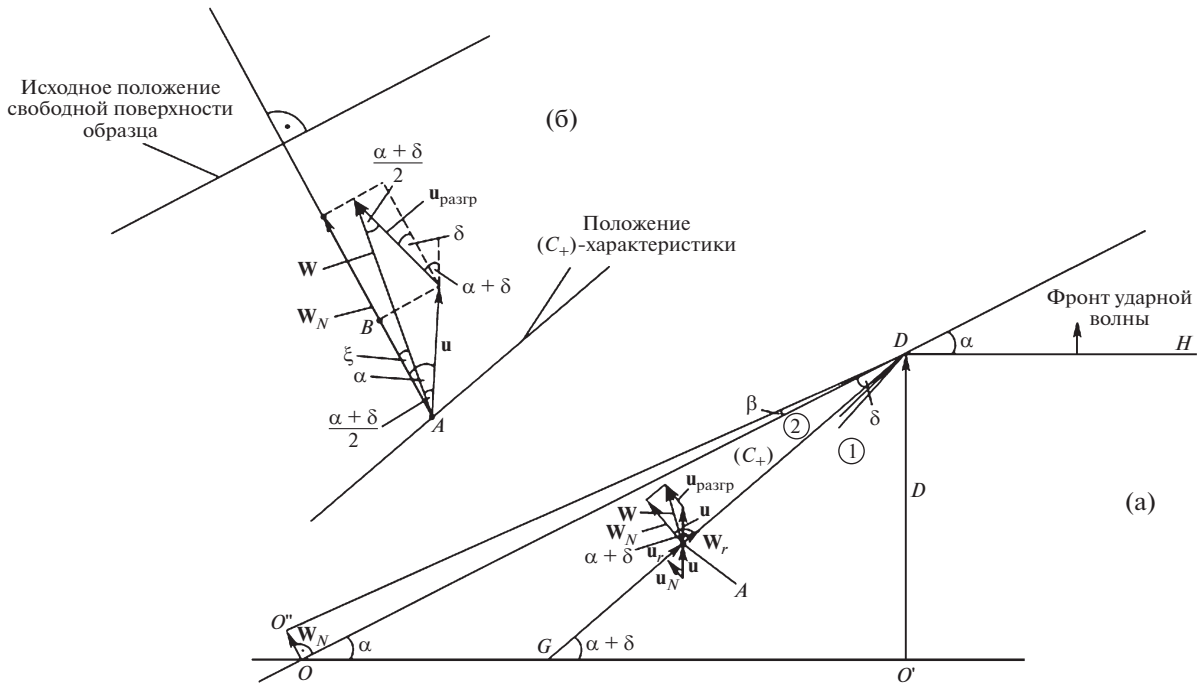


Рис. 6. Векторная диаграмма поворота потока материала образца в отраженной от свободной поверхности образца волне разрежения: DG – последняя (C_+) -характеристика веера волны разрежения, возникающего в точке D ; точка A – произвольная точка на (C_+) -характеристике; **а** – полная схема, **б** – фрагмент к определению W_N .

Если $\text{tg}\gamma$ – тангенс угла наклона линии срыва растровых линий на фотохронограмме (рис. 4), а V_p – скорость щелевой развертки фотохронографа, то

$$\frac{V_p}{V_\phi M} = \text{tg}\gamma,$$

где V_ϕ – фазовая скорость пересечения фронтом волны свободной поверхности образца.

Из треугольника GLD (рис. 3) для скорости ударного фронта D следует:

$$D = V_\phi \sin \alpha = \frac{V_p}{M \text{tg}\gamma} \sin \alpha. \quad (2)$$

Абсолютная величина нормальной компоненты скорости свободной поверхности W_N вычисляется из треугольника DGF с использованием (1):

$$W_N = V_\phi \text{tg}\beta = \frac{V_p a}{2dM^2 \text{tg}\gamma}. \quad (3)$$

Эта формула является точной для любых β .

Разгрузка ударно-нагруженного образца на свободной поверхности

При выходе ударной волны на поверхность образца под углом α из точки D выходит косая волна разрежения DG с веером (C_+) -характеристик, пе-

реводящих материал образца из состояния 1 в состояние 2 (рис. 6а). Точка пересечения ударного фронта со свободной поверхностью клина, распространяясь вдоль поверхности с фазовой скоростью V_ϕ , прошла к рассматриваемому моменту времени расстояние от точки O до точки D .

Строя векторную диаграмму поворота потока в волне разрежения, найдем искомую связь $W_N = f(u)$ – векторный аналог правила удвоения.

Известно [19, 20], что скорость свободной поверхности W всегда складывается из двух компонент – инерционной и разгрузочной. Инерционная компонента – это массовая скорость u . Показано, что в одномерном случае в гидродинамическом приближении, когда прочность ударно-сжатого материала незначительна, разгрузочная компонента $W - u$ равна массовой скорости u , откуда следует правило удвоения $W = 2u$.

При разгрузке образца, нагруженного ударной волной, выходящей под углом относительно его свободной поверхности, направление вектора разгрузочной компоненты изменяется. Абсолютная величина его равна $|u_{\text{разгр}}| = |W - u|_{\text{одномерн}} = |u|$ (рис. 6), а измененное направление перпендикулярно к последней (C_+) -характеристике волны разрежения, на которой заканчивается поворот потока материала образца при разгрузке. Таким образом, вектор скорости свободной поверхности W при разгрузке материала, нагруженного

ударной волной, выходящей под углом к поверхности образца, является векторной суммой инерционного вектора массовой скорости \mathbf{u} и вектора разгрузки $\mathbf{u}_{\text{разгр}}$.

Из уравнений сохранения массы, импульса и энергии вещества на фронте косоугольной волны (см., например, [21]) следует, что при переходе через волну разрежения тангенциальные составляющие векторов потока сохраняются, а нормальная компонента вектора \mathbf{W} должна быть равна сумме нормальных компонент векторов \mathbf{u} и $\mathbf{u}_{\text{разгр}}$. Пренебрегая шириной веера характеристик волны разрежения, будем относить все изменения потока вещества к последней (C_+)-характеристике. Из векторной диаграммы скоростей (рис. 6) следует:

$$u_n = u \cos(\alpha + \delta),$$

$$u_\tau = u \sin(\alpha + \delta),$$

$$W_\tau = u_\tau = u \sin(\alpha + \delta),$$

$$W_N = u + u \cos(\alpha + \delta) = u[1 + \cos(\alpha + \delta)] = 2u \cos^2[(\alpha + \delta)/2],$$

$$W = u\sqrt{2[1 + \cos(\alpha + \delta)]} = 2u \cos[(\alpha + \delta)/2]. \quad (4)$$

Здесь и далее абсолютные величины векторов жирным шрифтом не выделяются.

Формула (4) является связью абсолютной величины вектора скорости свободной поверхности с массовой скоростью u за фронтом ударной волны, если известна зависимость $\delta = f(\alpha, D, u)$ — угла наклона последней (C_+)-характеристики веера волны разрежения к исходному положению свободной поверхности.

Поскольку регистрируемые на хронограммах скачки a_{ij} (рис. 4) определяют собой нормальную (к исходной поверхности клина) составляющую W_N скорости свободной поверхности W , то логично связать искомую массовую скорость u с этой нормальной составляющей.

Из рис. 6б видно, что

$$W_N = u \cos \alpha + u \cos \delta = u(\cos \alpha + \cos \delta), \quad (5)$$

тогда для u получим:

$$u = \frac{W_N}{\cos \alpha + \cos \delta}. \quad (6)$$

Интересно рассмотреть предельные случаи для формулы (6). Известно, что для слабых волн (в акустическом приближении) $\delta = \alpha$. Для этого случая (6) преобразуется так:

$$u = \frac{W_N}{\cos \alpha + \cos \delta_{\delta \rightarrow \alpha}} = \frac{W_N}{2 \cos \alpha}. \quad (7)$$

Такой формулой малоуглового приближения широко пользуются исследователи при нагружении образцов скользящей детонацией, когда про-

должные напряжения, например, в железе ≤ 10 ГПа [9–11].

При уменьшении угла выхода ударной волны на свободную поверхность клина α , т.е. при приближении к случаю одномерного нагружения (при $\alpha \rightarrow 0$) $u_N \rightarrow W_N/2$.

Вектор \mathbf{W} расположен под углом ξ к нормали исходной поверхности клина (рис. 6б).

Используя (4) и (5), получим

$$\begin{aligned} \cos \xi &= \frac{W_N}{W} = \frac{u(\cos \alpha + \cos \delta)}{2u \cos\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)} = \\ &= \frac{2u \cos\frac{\alpha + \delta}{2} \cos\frac{\alpha - \delta}{2}}{2u \cos\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)} = \cos\frac{\alpha - \delta}{2}. \end{aligned}$$

В итоге

$$\xi = \frac{\alpha - \delta}{2}. \quad (8)$$

Видно, что для слабых волн (при $\alpha = \delta$) $\xi = 0$, т.е. вектор \mathbf{W} нормален к исходной поверхности образца. Для умеренно сильных волн и, например, при $\alpha \approx 12^\circ$ δ будет лежать в диапазоне $14^\circ - 4^\circ$, а ξ составит $1^\circ - 4^\circ$. Это дает отличие модулей векторов $|\mathbf{W}_N|$ и $|\mathbf{W}|$, равное $2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$, т.е. $0.02 - 0.2\%$.

Угол δ расположения последней (C_+)-характеристики веера центрированной волны разрежения находится с использованием векторной диаграммы, аналогичной применявшейся в методе боковой разгрузки [22]. Эта характеристика строится как касательная к звуковой окружности, расширяющейся внутрь клина со скоростью звука c и смещающейся к диагностируемой поверхности с массовой скоростью u . Тригонометрическое рассмотрение такой диаграммы дает выражение

$$\sin \delta = \frac{\frac{c}{D} - \frac{u \cos \alpha}{D \cos \delta}}{1 - \frac{u \sin(\alpha + \delta)}{D \cos \delta}}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что угол δ является функцией и угла α , и параметров ударно-волнового состояния (u, D), и скорости звука c . Формула (9) преобразуется к виду с выделенным частным $\frac{u}{D}$:

$$\frac{u}{D} \frac{[\sin \delta \sin(\alpha + \delta) - \cos \alpha]}{\cos \delta} = \frac{c}{D} + \frac{\sin \delta}{\sin \alpha}. \quad (10)$$

Проверка формулы (9) на предельные переходы дает для слабых волн, когда $c = D$ и $u \rightarrow 0$:

$$\sin \delta = \frac{1 + 0}{1/\sin \alpha - 0} = \sin \alpha, \quad \text{т.е. } \delta = \alpha.$$

Результат логичен и подтверждает (9).

Угол δ по (9) или (10) легко определяется численно для выбранных значений c и u .

Представление о влиянии угла δ дают оценки, проведенные для стали 12X18H10T. Минимальный в области существования упруго-пластической конфигурации ($u \leq 0.85$ км/с [9]) угол δ равен 7.5° при $\alpha = 12^\circ$. Для слабых пластических волн, чуть выше предела упругости Гюгонио, при $\delta = \alpha = 12^\circ$

$\frac{u}{W_N}$ составляет 0.5110, а для более сильных пластических волн, вблизи точки закрытия упругого предвестника, при $\delta_{\min} = 7.5^\circ$ и $\alpha = 12^\circ$ отношение

$\frac{u}{W_N} = 0.5064$. Различие составляет только 0.9%.

При выборе образцов с меньшими углами при реализации меньших углов между фронтом ударной волны и поверхностью рассматриваемое различие заметно снижается. Так, для $\alpha = 5^\circ$ при $\delta = \alpha = 5^\circ$ отношение

$\frac{u}{W_N} = 0.50191$, а при минимальном $\delta_{\min} =$

$= 1.71^\circ - \frac{u}{W_N} = 0.50106$. Различие составляет всего 0.2%.

Приведенные оценки иллюстрируют величину погрешности в определении u по измеренным W_N без знания c в предположении $\delta = \alpha$, т.е. по формуле малоуглового приближения (7).

Несмотря на слабую чувствительность u к углу δ , корректное установление положения волны разрежения в образце необходимо. Оно важно при рассмотрении взаимодействия с ней второй ударной волны в случае регистрации двухволновой конфигурации.

Итак, в итоге – совокупность уравнений (6) и (9) или (6) и (10), в которых две неизвестные величины u и δ и один задаваемый параметр c_0 , позволяет определять массовую скорость u по первичным параметрам D и W_N для одной ударной волны в гидродинамическом приближении. Однако проведенный анализ справедлив и для чисто упругого поведения исследуемого материала. Все полученные соотношения применимы к упругим предвестникам двухволновых структур, реализующихся в упругопластической области. В упругой области сжатия надо использовать продольную нулевую скорость звука c_0 , а в пластической области – объемную нулевую c_{B0} .

Вычисление параметров ударно-волнового состояния

В гидродинамическом приближении давление p , сжатие $\frac{\rho}{\rho_0}$ и относительная деформация ϵ_{xx} определяются по формулам

$$p = \rho_0 D u, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{D}{D - u}, \quad \epsilon_{xx} = \frac{u}{D}.$$

Как указано выше, данные формулы справедливы и при чисто упругом сжатии материалов, т.е. для упругих предвестников двухволновых структур, реализующихся при ударном сжатии. При этом первая формула переписывается для продольного напряжения σ_{xx} в материале в виде $\sigma_{xx} = \rho_0 D u$.

ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЫХОДЕ ВТОРОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ КЛИНОВОГО ОБРАЗЦА

Будем рассматривать двухволновую конфигурацию, оба фронта которой рождаются одновременно на поверхности нагружения образца. Такая конфигурация реализуется в веществах с упругопластическим поведением. Кинетикой деформации будем пренебрегать. Обе волны будем считать стационарными, т.е. имеющими столбовидные профили. Данное допущение не ограничивает применимости получаемых формул для нестационарных волн в малой окрестности точки пересечения свободной поверхности образца ударным фронтом, если размер этой окрестности значительно меньше характерного размера спада параметров на профиле ударной волны.

Взаимодействие второй ударной волны с волной разгрузки материала, нагруженного первой ударной волной

Рассмотрим сначала, что происходит при выходе двухволновой конфигурации на свободную поверхность образца в одномерном случае (рис. 7). Упругий предвестник переводит материал образца в состояние 1. При выходе его на свободную поверхность образца материал разгружается в первой упругой волне разрежения, распространяющейся навстречу пластическому фронту, переводящему материал в состояние 2. В результате взаимодействия упругой волны разрежения и пластического фронта в материале образца реализуются новый второй упругий предвестник, движущийся к свободной поверхности с состоянием за фронтом 1', и преобразованная пластическая волна, переводящая материал в состояние 2'. После отражения второго упругого предвестника от свободной поверхности с формированием состояния 1₀₀ он ревербирует и далее между поверхностью и пластическим фронтом на очень малом расстоянии за все более короткие промежутки времени. При отражении пластического фронта от поверхности реализуется состояние 2'''' со скоростью разгруженного материала образца W_2 .

В интересующей нас клиновой геометрии образца при выходе на его диагностируемую свободную поверхность второй волны под углом реа-

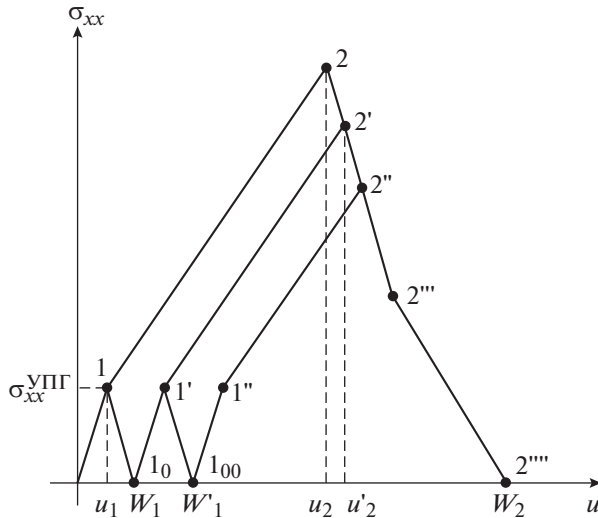


Рис. 7. Двухволновое упругопластическое нагружение материала и его упругопластическая разгрузка в σ_{xx} – u -координатах при $\alpha = 0$.

лизуются все названные выше волновые взаимодействия. Для их описания мы будем пользоваться одномерной σ_{xx} – u -диаграммой (рис. 7), помня, что “разлетные” компоненты массовых скоростей будут неколлинеарны инерционным компонентам и должны складываться с ними векторно.

Из рис. 8 видно, что в результате взаимодействия второго ударного фронта с волной упругой разгрузки в клиновом образце формируется новая упругопластическая конфигурация. За новым упругим предвестником HK формируется состояние $1'$ с массовой скоростью u'_1 , являющейся суммой векторов W_1 и u_1 . “Представитель” второй ударной волны HS' вынужден распространяться по состоянию $1'$, обеспечивая за своим фронтом состояние $2'$. “Представитель” – это новая ударная волна, возникающая при распаде второй ударной волны в точке H на волне разрежения. Из точки K на повернутой свободной поверхности образца, в которой второй упругий предвестник разгружается, выходит вторая волна упругой разгрузки KM . “Представитель” второй ударной волны взаимодействует с этой второй волной разгрузки в области вблизи точки S' , реализуя за фронтом на участке SS' состояние $2''$. Ниже и левее точки K свободная поверхность образца доворачивается на угол $\delta\beta_1$ прежде, чем на нее выйдет фронт “представителя” SS' второй волны. Угол $\delta\beta_1$ примерно вдвое меньше, чем β_1 . При встрече волны разрежения KM и фронта “представителя” второй волны в точке S' , в принципе, должен сформироваться еще один, третий упругий предвестник (у.п.). Этот предвестник, отразившись от свободной поверхности, сформирует третью волну упругой разгрузки, которая будет еще взаимо-

действовать с фронтом “представителя” второй волны. Однако это и еще последующие переотражения у.п. в угле KSS' проходят за весьма короткое время.

В связи с тем, что при реально используемых углах $\alpha \leq 12^\circ$ точка K расположена очень близко к точке S , и второй у.п. обнаруживает себя на очень короткое время (~ 0.1 мкс), а также с тем, что состояния $2'$ и $2''$ лежат на единой изэнтропе упругой разгрузки (рис. 7), далее не будем учитывать существование второго у.п. и его волны разгрузки. Будем рассматривать упрощенную картину выхода на свободную поверхность образца только “представителя” второй волны.

Вообще говоря, вторая ударная волна должна преломиться в т. H (рис. 8) на некий угол ϕ на первой волне разрежения, а сама волна разрежения – преломиться на ударной волне.

Поскольку разгрузка материала образца из состояния 2 в состояние $2'$ упругая (рис. 7), то последней (C_+)-характеристике волны разрежения, прошедшей “сквозь” второй ударный фронт, соответствует продольная скорость звука c_b , характерная для состояния $2'$. Распространяется звуковая окружность против вектора массовой скорости u_2 . Сопоставление на рисунке волн разрежения до и после взаимодействия со второй волной в стали 12X18H10T с использованием данных по скоростям звука из [23] показывает, что угол δ' отличается от угла δ на 0.9° (при $\alpha = 12^\circ$) во всем диапазоне существования упругопластической конфигурации.

Так как угол δ' , хоть и немного, но отличается от угла δ , то возникает и небольшой перекосяк на угол ϕ “представителя” второго фронта относительно самого фронта.

Проведенная оценка угла перекосяка “представителя” второй волны относительно самой второй волны для середины диапазона существования двухволновой конфигурации ($u_2 = 8u_1$) в стали 12X18H10T [9] дала значение $\phi_{\max} = 0.3^\circ$. Такой перекосяк фронтов приводит к ошибке в вычислении D_2 по V_{ϕ_2} , равной 0.01%. Аналогичный анализ для других металлов дает такие же результаты.

Таким образом, показано, что взаимодействие второй ударной волны с волной разгрузки упруго предвестника не приводит к значимому преломлению ни фронта ударной волны, ни характеристик волны разгрузки. Отсюда следует важный вывод о том, что скорость распространения “представителя” второй волны $D_{2\Sigma}$ равна скорости самой второй волны D_2 . Это означает, что плоскость “представителя” является продолжением плоскости фронта второй ударной волны.

Массовая скорость u'_2 за фронтом “представителя” второй волны может быть выражена через параметры рассматриваемых двух волн.

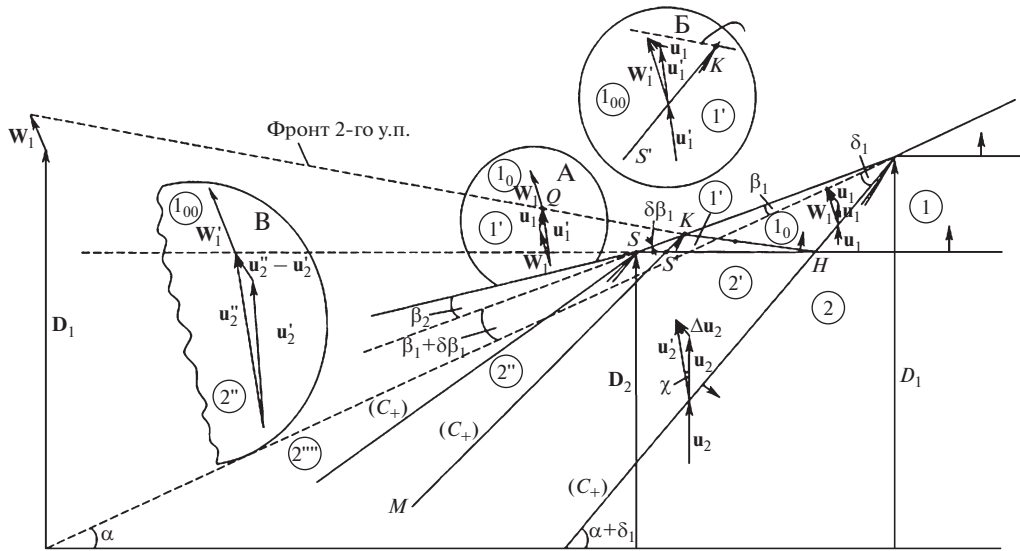


Рис. 8. Результаты взаимодействия 2-й ударной волны с волной разгрузки материала образца за упругим предвестником: А – векторная диаграмма потоков при формировании состояния 1' в произвольной точке Q линии HK в области HKS'; Б – то же при упругой разгрузке из состояния 1' в области KSS'; В – то же при формировании состояния 2'' за ударным фронтом SS'.

С использованием векторной диаграммы на рис. 8 абсолютная величина вектора u_2 записывается через углы α , δ_1 и скорости u_2 , Δu_2 следующим образом:

$$u_2' = \sqrt{\Delta u_2^2 + u_2^2 + 2\Delta u_2 u_2 \cos(\alpha + \delta_1)}. \quad (11)$$

Угол наклона χ вектора u_2' к вектору u_2 записывается так:

$$\chi = \arctg \left[\frac{\Delta u_2 \sin(\alpha + \delta_1)}{u_2 + \Delta u_2 \cos(\alpha + \delta_1)} \right]. \quad (12)$$

Регистрация второй ударной волны

Регистрация второй ударной волны, распространяющейся в образце, осуществляется через ее “представителя” SH (рис. 9). В связи с этим необходимо установить связь параметров “представителя” с параметрами самой ударной волны.

Рассматривая положение двухволновой конфигурации в клиновом образце в два момента времени (рис. 9), можно увидеть, что точки пересечения “представителя” SH второй ударной волны с поворачиваемой на угол β_1 поверхностью клина при отражении первой волны не лежат ни на линии CD (исходное положение поверхности клина), ни на линии FD (развернутая на угол β_1 поверхность). Геометрическим местом расположения точек выхода “представителя” второй ударной волны на регистрируемую зеркальную поверхность в разные моменты времени является прямая CS, наклоненная к CD под углом ξ . Эта прямая наблюдается в виде ее проекции CT на плоскость наблюде-

ния, при этом $CT = CScos\xi$ или $V_{\phi 2} = CScos\xi$. Здесь под фазовой скоростью $V_{\phi 2}$ понимаем не истинную скорость пересечения развернутой поверхности волны, а ее проекцию на плоскость наблюдения, параллельную исходной поверхности образца ($V_{\phi 2} \equiv CT$). Это целесообразно в связи с тем, что на пленке регистратора фиксируется с масштабом M именно эта проекция.

Принимая в расчет сказанное, можно записать следующее.

Из треугольника CSD по теореме синусов имеем:

$$\frac{V_{\phi 1}}{\sin CSD} = \frac{CS}{\sin CDS} = \frac{V_{\phi 2}}{\sin CDS \cos \xi}. \quad (13)$$

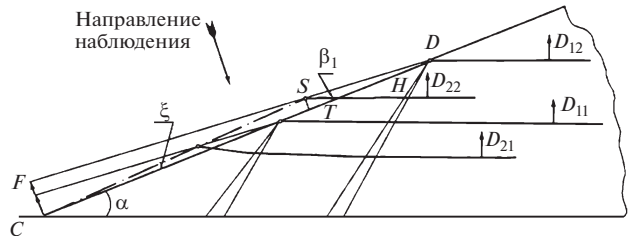


Рис. 9. Двухволновая конфигурация в образце в два различных момента времени: D_{11} и D_{21} – скорости первого и второго фронтов в момент времени t_1 ; D_{12} и D_{22} – скорости фронтов в момент времени t_2 ; CS – геометрическое место точек пересечения клиновой поверхности вторым фронтом в моменты времени от 0 до t_2 .

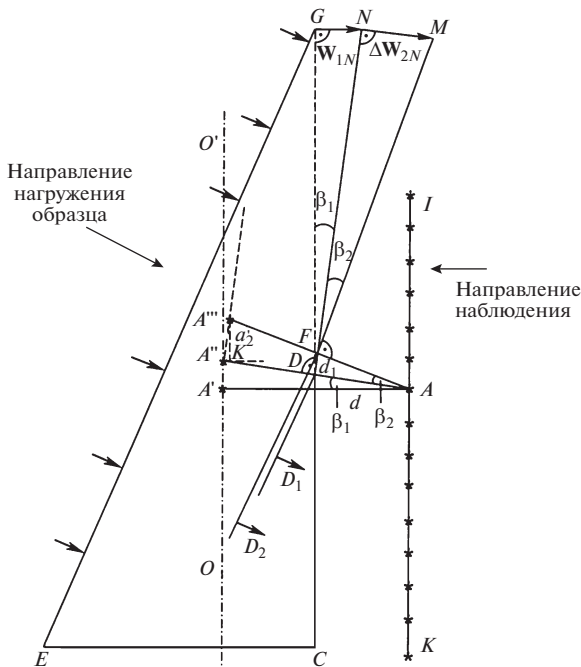


Рис. 10. Схема расположения двух ударных волн в клиновом образце и повернутой зеркальной поверхности на углы β_1 и β_2 (вид сбоку): IK – растр; OO' – плоскость изображения растра; A – точечный источник света в плоскости растра; A' – изображение источника A в невозмущенном зеркале CD ; A'' – то же в зеркале, повернутом на угол β_1 ; A''' – то же в зеркале, повернутом на угол β_2 ; a_2 – смещение изображения источника A относительно изображения A'' при выходе второй волны в точку F .

Так как $\sin CSD = \sin(\beta_1 + \xi)$ и $\sin CDS = \sin \beta_1$, получаем:

$$\frac{V_{\phi 1}}{V_{\phi 2}} = \frac{\sin(\beta_1 + \xi)}{\sin \beta_1 \cos \xi} = \frac{\sin \beta_1 \cos \xi + \cos \beta_1 \sin \xi}{\sin \beta_1 \cos \xi} = 1 + \operatorname{tg} \xi \operatorname{ctg} \beta_1,$$

откуда

$$\xi = \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{V_{\phi 1}}{V_{\phi 2}} - 1 \right) \operatorname{tg} \beta_1 \right]. \quad (14)$$

Для скорости “представителя” второй волны $D_{2\Sigma}$, равной D_2 (в лабораторной системе координат), из треугольника CSV имеем с учетом (13):

$$D_{2\Sigma} = D_2 = V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha + \xi)}{\cos \xi}.$$

С использованием (14) это выражение преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} D_{2\Sigma} = D_2 &= V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha - \beta_1)}{\cos \beta_1} + V_{\phi 1} \operatorname{tg} \beta_1 \cos \alpha = \\ &= V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha - \beta_1)}{\cos \beta_1} + W_{1N} \cos \alpha. \end{aligned} \quad (15)$$

Смысл последнего выражения ясен. Фронт “представителя” пересекает свободную поверхность образца, не просто повернутую на угол β , но еще и “убегающую” от фронта со скоростью $W_{1N} \cos \alpha$. Это приводит к занижению $V_{\phi 2}$ по сравнению со случаем пересечения неподвижной свободной поверхности. Вторым слагаемым в (15) это занижение компенсируется. Формально же получается, что вектор $D_{2\Sigma}$ является суммой двух векторов – вектора скорости второй волны, прошедшей сквозь волну разрежения, движущейся по неподвижному веществу, и вектора сноса.

Нахождение приращения нормальной компоненты скорости свободной поверхности клиновидного образца ΔW_{2N} после выхода на нее “представителя” второй волны по смещению a_2 растровой линии не представляет трудностей. Из треугольника $AA''A'''$ (рис. 10) следует:

$$A''A''' = 2d_1 \operatorname{tg} \beta_2,$$

$$A'''K \equiv a_2' = A''A''' \cos \beta_1 = 2d_1 \operatorname{tg} \beta_2 \cos \beta_1,$$

а так как $d_1 = d / \cos \beta_1$, то $a_2' = 2d \operatorname{tg} \beta_2$, т.е. $\beta_2 = \operatorname{arctg} \frac{a_2}{2dM}$, где $a_2 = a_2' M$.

$$\begin{aligned} \text{Тогда } \Delta W_{2N} &= N F \operatorname{tg} \beta_2 = V_{\phi 2} \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\cos \beta_1} = \frac{V_p}{M \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1} \times \\ &\times \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} \frac{a_2}{2dM} \right) = \frac{V_p a_2}{2dM^2 \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1}. \end{aligned}$$

Итак,

$$\Delta W_{2N} = \frac{V_p a_2}{2dM^2 \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1}. \quad (16)$$

Абсолютное значение нормальной компоненты скорости свободной поверхности образца определяется так:

$$W_{2N} = W_{1N} + \Delta W_{2N}. \quad (17)$$

Разгрузка “представителя” второй ударной волны на свободной поверхности клиновидного образца

Из рис. 11 видно, что “представитель” второй ударной волны AH , распространяясь за первой волной разрежения по разгруженному (до нулевого продольного напряжения) материалу образца, выходит на свободную поверхность образца, наклоненную на угол β_1 относительно ее исходного положения. Из точки A выходит веер (C_+)-характеристик второй волны разгрузки.

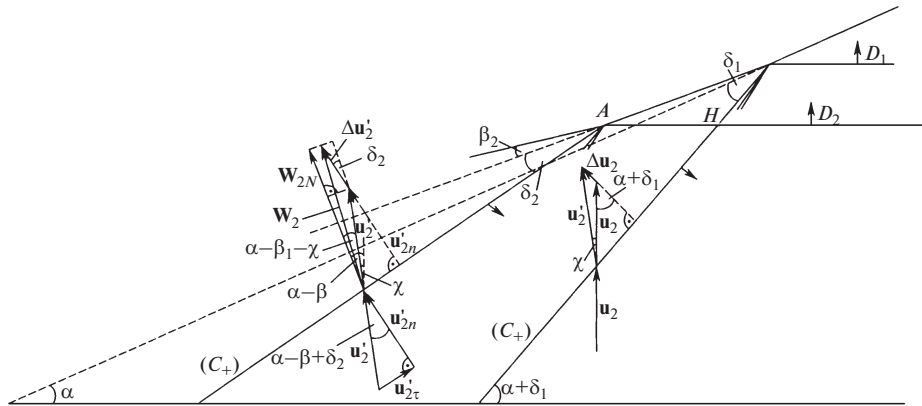


Рис. 11. Векторная диаграмма поворота материала образца на второй волне разрезания при разгрузке второй ударной волны.

Перед волной разрезания имеется вектор массовой скорости u_2 , за волной разрезания – вектор W_2 . Связь модулей тангенциальных компонент векторов записывается на последней (C_+) -характеристике с использованием законов сохранения следующим образом:

$$u'_{2\tau} = u'_2 \sin(\alpha - \beta_1 + \delta_2),$$

$$W_{2\tau} = u'_{2\tau} = u'_2 \sin(\alpha - \beta_1 + \delta_2).$$

Вектор W_2 строится как векторная сумма инерционной компоненты u'_2 и вектора $\Delta u'_2$ – разгрузочной компоненты, направленной перпендикулярно (C_+) -характеристике, при этом $|\Delta u'_2| = (W_2 - u'_2)_{\text{одномерн}}$.

Интересующая нас компонента вектора W_2 , нормальная к повернутой на угол β_1 свободной поверхности образца, записывается как сумма нормальных компонент составляющих векторов:

$$W_{2N} = u'_{2n} + \Delta u'_{2n} = u'_2 \cos(\alpha - \beta_1 - \chi) + \Delta u'_2 \cos \delta_2, \quad (18)$$

где χ определяется соотношением (12).

Итак, используя формулы, написанные в данном подразделе, можно связать измеряемую величину W_{2N} и искомую величину u_2 , если разобраться с разгрузочной составляющей – величиной $\Delta u'_2$, определяющей переход материала образца из состояния 2' в состояние 2'''' (рис. 7). Дело в том, что адиабата разгрузки из состояния 2 в состояние 2'''' не является зеркальным отражением ударной адиабаты.

Уругопластическая разгрузка второй волны

Известно (например, [24]), что разгрузка ударно-сжатого вещества может носить чисто упругий или уругопластический характер в зависимости от величины достигнутого при сжатии продольного напряжения σ_{xx} . При анализе одномерных процессов сжатия–разгрузки вещества часто ис-

пользуется модель идеального уругопластического поведения – модель Прандтля, неплохо описывающая поведение многих металлов. Применим ее для получения функциональной связи $u_2 = f(W_{2N})$.

При нагружении вещества в двухволновой уругопластической конфигурации за первым ударным фронтом реализуется состояние σ_{xx1}, u_1 , где $\sigma_{xx1} \equiv \sigma_{xx}^{\text{упг}}$ – упругий предел Гюгоню (рис. 7). За вторым фронтом достигаются продольное напряжение σ_{xx2} и массовая скорость u_2 . Уругая разгрузка реализуется, если σ_{xx2} не превышает значения $2\sigma_{xx1} \equiv 2\sigma_{xx}^{\text{упг}}$. Из состояний с большими σ_{xx2} вещество разгружается сначала уруго, а потом – пластически.

Граничное значение W_{2*} , соответствующее разгрузке из состояния $2\sigma_{xx}^{\text{упг}}$, находится совместным решением уравнений прямых (в квазиакустическом приближении) с наклонами $\rho_0 D_1$ и $\rho_1(D_2 - u_1)$, D_2 – в лабораторной системе координат:

$$\rho_0 D_1 u_1 + \rho_0 \frac{D_1}{D_1 - u_1} (D_2 - u_1)(u_2 - u_1) = \sigma_{xx2} = 2\rho_0 u_1 D_1,$$

откуда

$$u_2 = u_1 \left(1 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_2} \right), \quad \text{а}$$

$$W_{2*} = u_2 + 2u_1 = u_1 \left[3 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_1} \right].$$

В пределе равенства наклонов волновых лучей $\rho_0 D_1 = \rho_1 D_2$, что эквивалентно $D_2 = D_1$, формула вырождается в $W_{2*} = 4u_1$, как и должно быть.

При $W_2 < W_*$ аналогичное рассмотрение в одномерном случае дает следующую формулу связи u_2 и W_2 :

$$u_2 = u_1 + \frac{W_2 - 2u_1}{1 + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1}}$$

Для $W_2 > W_*$ связь u_2 с W_2 записывается так:

$$u_2 = \frac{W_2}{2} + \frac{u_1}{2} \left[\frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} \right]$$

В пределе $D_2 \rightarrow D_1$ обе формулы дают “правильное” равенство $-u_2 = \frac{W_2}{2}$.

Разгрузочные компоненты вектора W_2 для рассматриваемых двух случаев разгрузки записываются следующим образом:

для $W_2 < W_*$ –

$$W_2 - u_2 = \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} u_2 + \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} u_1,$$

для $W_2 > W_*$ –

$$W_2 - u_2 = u_2 - \frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} u_1.$$

Используем полученные разгрузочные “одномерные” компоненты для получения формул связи u_2 и W_{2N} при разгрузке двухволновой упруго-пластической конфигурации в клиновом образце. При этом в (5) вместо α будем брать $(\alpha - \beta_1)$, а под углом δ будем понимать угол δ_2 (рис. 11). Как уже указывалось выше, данные компоненты должны быть направлены перпендикулярно последней (C_+)-характеристике волны разрежения.

Для случая $W_2 < W_{2*}$ (упругая разгрузка):

$$W_{2N} = u_2 \left[\cos(\alpha - \beta_1) + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} \cos \delta_2 \right] + u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \cos \delta_2,$$

откуда

$$u_2 = \frac{W_{2N} - u_1 \left(\frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \right) \cos \delta_2}{\cos(\alpha - \beta_1) + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} \cos \delta_2}. \quad (19)$$

Для случая $W_2 > W_{2*}$ (упругопластическая разгрузка):

$$W_{2N} = u_2 [\cos(\alpha - \beta_1) + \cos \delta_2] - u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} \cos \delta_2,$$

откуда

$$u_2 = \frac{W_{2N} + u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \cos \delta_2}{\cos(\alpha - \beta_1) + \cos \delta_2}. \quad (20)$$

В пределе слабой второй волны, когда $D_2 \rightarrow D_1$ и $\delta = \alpha$, обе полученные формулы дают выражение

$$u_2 = \frac{W_{2N}}{2 \cos(\alpha - \beta_1)}.$$

Граничное значение W_{2N*} , разделяющее два режима разгрузки, записывается так:

$$W_{2N*} = u_1 \left\{ \left[1 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_1} \right] \cos \alpha + 2 \cos \delta_1 \right\}. \quad (21)$$

Естественно, для случая упругой разгрузки угол δ_2 надо определять по (9) с использованием продольной скорости звука C_{10} , а для упруго-пластического случая – C_{B0} .

Приведенные формулы связи u_2 и W_{2N} при разгрузке двухволновой конфигурации на свободной поверхности клинового образца получены в предположении, что разгрузка проходит в одной (второй) волне разрежения. В действительности волн разрежения – две (рис. 11), однако это оказывается несущественным. Как показал анализ, вклад первой волны разрежения в суммарный поворот потока вещества от u_2 до W_2 (или до регистрируемой W_{2N}) пренебрежимо мал – всего лишь 0.03%.

Интересно оценить масштаб уточнения u_2 , достигаемый при использовании приведенных формул (19)–(21), по сравнению с применением векторного правила удвоения (6) в гидродинамическом приближении. Для этого сопоставим u_2 , получаемые, во-первых, на верхнем пределе чисто упругой разгрузки, во-вторых, посередине диапазона существования двухволновой конфигурации и, в-третьих, в области закрывания двухволновой конфигурации. Для стали 12Х18Н10Т при $u_2 = 0.14, 0.425$ и 0.85 км/с интересные погрешности составят 6%, 4% и 2% соответственно. Это значимые величины, и применение формул (19)–(21) целесообразно.

Не следует забывать о сделанном нами допущении о справедливости идеальной упруго-пластической модели деформирования материала. Известно, что некоторые металлы лучше описываются моделями с упрочнением [24]. Для этих моделей рассмотрение, подобное приведенному, также может быть проведено.

Вычисление параметров состояния вещества за фронтом второй ударной волны

Продольные напряжения σ_{xx2} , сжатия $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ и относительная деформация ϵ_{xx2} определяются по следующим формулам:

$$\sigma_{xx2} = \sigma_{xx1} + \rho_1 (D_2 - u_1) (u_2 - u_1),$$

где

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{D_1}{D_1 - u_1};$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{D_2 - u_1}{(D_2 - u_1) - (u_2 - u_1)};$$

$$\varepsilon_{xx2} = \varepsilon_{xx1} + \left(1 - \frac{u_1}{D_1}\right) \left(\frac{u_2 - u_1}{D_2 - u_1}\right).$$

Эти соотношения, строго говоря, справедливые для стационарных ударных волн, можно считать справедливыми и вблизи фронтов нестационарных волн – в области незначительности спада параметров.

ПОГРЕШНОСТИ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО РЫЧАГА

Напомним, что в методе о.р. прямо измеряемыми величинами являются угол наклона линии срыва растровых линий γ и смещение растровых линий a (рис. 4). Косвенно измеряемыми параметрами являются скорость ударного фронта D , обратно пропорциональная $\tan \gamma$, и нормальная компонента скорости свободной поверхности образца W_N , пропорциональная a . Параметры состояния ударно-сжатого материала образца определяются по скорости ударного фронта и нормальной компоненте скорости свободной поверхности образца с использованием формул, в которые кроме этих двух кинематических величин входят физические и геометрические характеристики образца, а также параметры экспериментальной сборки и фоторегистратора. В связи с этим суммарная погрешность вычисления параметров состояния материала будет определяться погрешностями всех перечисленных характеристик. Ниже представлена сводная таблица погрешностей вычисляемых величин в 1σ -представлении:

$\frac{\Delta D_1}{D_1}$	$\frac{\Delta W_{1N}}{W_{1N}}$	$\frac{\Delta u_1}{u_1}$	$\frac{\Delta \sigma_{xx1}}{\sigma_{xx1}}$	$\frac{\Delta(\rho_1/\rho_0)}{(\rho_1/\rho_0)}$	$\frac{\Delta \varepsilon_{xx1}}{\varepsilon_{xx1}}$
0.9%	0.6%	0.6%	1.1%	1.3%	1.1%
$\frac{\Delta D_2}{D_2}$	$\frac{\Delta W_{2N}}{W_{2N}}$	$\frac{\Delta u_2}{u_2}$	$\frac{\Delta \sigma_{xx2}}{\sigma_{xx2}}$	$\frac{\Delta(\rho_2/\rho_1)}{(\rho_2/\rho_1)}$	$\frac{\Delta \varepsilon_{xx2}}{\varepsilon_{xx2}}$
0.9%	0.6%	1.2%	1.5%	1.4%	1.6%

Достигнутый уровень погрешностей нахождения u , σ_{xx} и других производных величин связан с переходом к инструментальной обработке фотохронограмм с использованием программы трассировки треков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод оптического рычага является высокоинформативным многоканальным фотохронографическим методом косвенных измерений двух

кинематических параметров ударного сжатия конденсированной среды – скорости ударного фронта D и нормальной компоненты скорости свободной поверхности образца W_N при его разгрузке. Измерение параметров ведется на 10–20 толщинах материала, при этом регистрация W_N является непрерывной во времени, т.е. в каждом канале (треке) записывается временной профиль импульса сжатия разгрузки.

Некоторая усложненность метода связана с неоднородностью постановки измерений, в которой, во-первых, векторы нормальной компоненты скорости свободной поверхности W_N и массовой скорости u неколлинеарны, и, во-вторых, реализуются косые взаимодействия ударных фронтов и волн разрежения.

Подробный анализ волновых процессов в клиновых образцах, проведенный применительно к регистрации одиночных ударных волн и двухволновых упругопластических конфигураций, привел к следующим выводам:

1. Для получения точек ударной адиабаты исследуемого вещества вне области существования двухволновых конфигураций метод о.р. применим с той же степенью корректности, что и одномерные методы, при использовании построенного векторного аналога правила удвоения – функциональной связи массовой скорости u и измеряемой нормальной компоненты скорости свободной поверхности W_N . Эта функциональная связь учитывает неоднородность регистрации и включает в качестве основного параметра угол α , под которым ударный фронт выходит на свободную поверхность образца. Точность вычисления u по W_N не абсолютна, но весьма высока и определяется (как и в методе “откола”) степенью незеркальности изэнтропии разгрузки по отношению к ударной адиабате.

2. Применение метода о.р. для изучения ударной сжимаемости материалов внутри области существования двухволновых упругопластических конфигураций целесообразно. При этом параметры состояния в упругом предвестнике корректно вычисляются по D и u с использованием векторного аналога правила удвоения. Для получения массовой скорости u за пластическим фронтом по измеряемой W_N требуется использовать какую-либо модель упругопластического поведения ударно-нагруженного материала при разгрузке. Это связано с незеркальностью изэнтропии разгрузки по отношению к ударной адиабате. В данной статье представлена процедура вычисления u по W_N для пластической (второй) ударной волны двухволновой конфигурации с использованием модели идеального упругопластического поведения материала образца. Уточнение u с использованием развитого подхода по отношению к гидродинамическому приближению с

векторным аналогом правила удвоения составляет 6%, 4% и 2% для нижнего края, середины и верхнего края диапазона двухволновых конфигураций.

3. Приведенные погрешности вычисляемых параметров ударно-волновых состояний, получаемых при использовании метода о.р., свидетельствуют о приемлемом уровне его точности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубовик А.С. Дисс. ... канд. техн. наук. Зеркальная развертка в фоторегистраторах. М.: ИХФ АН СССР, 1950.
2. Owen J.D., Davies R.M. // Nature. 1949. V. 164. P. 752.
3. Allen W.A., McClary C.L. // Rev. Sci. Instrum. 1953. V. 24. P. 165.
4. Katz S., Doran D.G., Curran D.R. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 568.
5. Fowles G.R. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. № 8. P. 1475.
6. Peyre C., Pujol J., Thouvenin J. // Proc. of 4th Intern. Symp. on Detonation. Washington, 1966. P. 5466.
7. Ahrens T., Ruderman N. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. № 13. P. 4758.
8. Таржанов В.И. // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. № 5. С. 760.
9. Kozlov E.A. // High Pressure Research. 1992. V. 10. P. 541.
10. Горновой А.А., Козлов Е.А., Музыря А.К., Шорохов Е.В. // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 4. С. 142.
11. Козлов Е.А., Музыря А.К., Чинкова Р.Х., Шорохов Е.В. // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 4. С. 123.
12. Шорохов Е.В. // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 8. С. 86.
13. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Горбачев Д.М., Панкратов Д.Г. // Доклады академии наук. 2006. Т. 408. № 3. С. 1.
14. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Панкратов Д.Г., Кучко Д.П., Ральников М.А., Грей Дж. III, Зочер М. // Материалы XIII Международного семинара “Фундаментальные свойства плутония”. 9–13 сентября 2013 г. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2013. С. 202.
15. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Панкратов Д.Г., Воробьев А.В., Горбачев Д.М., Ставрицкий В.И. // V Международный семинар “Фундаментальные свойства плутония”. 12–16 сентября 2005 г. Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ, 2005. С. 155.
16. Kozlov E.A., Tarzhanov V.I., Telichko I.V., Pankratov D.G., Vorobyov A.V., Gorbachev D.M., Stavrietsky V.I. // VIII International Conference on High Energy Density Physics – “Zababakhin Scientific Talks-2005”. Snezhinsk, Russia 5–10 September 2005. AIP Conference Proceedings / Eds E.N. Avrorin, V.A. Simonenko. 2005. V. 849. P. 393.
17. Mescheryakov Yu.I. Shock Compression of Condensed Matter – 1999/ Eds M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbts. AIP Conference Proceedings. № 505. Melville, NY. 1999. P. 1065.
18. Шнирман Г.Л., Дубовик А.С., Кевлишвили П.В. // Высокоскоростная фоторегистрирующая установка СФР. М.: ВИНТИ АН СССР, 1957.
19. Альтишулер Л.В. // Успехи физических наук. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197.
20. Жерноклетов М.В., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н., Трунин Р.Ф. // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 1. С. 40.
21. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1950.
22. Альтишулер Л.В., Кормер С.Б., Бражник М.И., Владимиров Л.А., Сперанская М.П., Фунтиков А.И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1061.
23. Козлов Е.А., Панкратов Д.Г., Ткачев О.В., Якунин А.К. // Сборник трудов Международной конференции “Ударные волны в конденсированном веществе”. 16–21 сентября 2012. Киев: Интерпресс ЛТД, 2012. С. 263–265.
24. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М. Янус-К, 1996.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ТРУБКИ НА ЮСТИРОВКУ ДИФРАКТОМЕТРА

© 2022 г. Р. Ф. Альмухаметов^{а,*}, А. Д. Давлетшина^а, И. Т. Камалтдинов^а

^а Башкирский государственный университет
Россия, 450076, Уфа, ул. Заки Валиди, 32

*e-mail: rfalmukhametov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.09.2021 г.

После доработки 15.09.2021 г.

Принята к публикации 17.09.2021 г.

Исследовано влияние мощности, подводимой к рентгеновской трубке, и интенсивности охлаждения анода на юстировку дифрактометра. Показано, что при изменении подводимой к трубке мощности и интенсивности охлаждения температура анода заметно меняется. При этом из-за термического расширения анода меняется и направление первичного луча, что приводит к нарушению юстировки дифрактометра.

DOI: 10.31857/S0032816222010141

Рентгеновские дифрактометры широко применяются для прецизионного определения параметров кристаллической решетки при изучении структурных и фазовых превращений, для определения границы растворимости в твердых растворах, а также упругих напряжений в материалах [1]. Знание и учет погрешностей измерений при этих исследованиях являются важной задачей. Основные источники систематических погрешностей измерения различными методами изучены достаточно хорошо и могут быть в большинстве случаев учтены [2]. Однако неконтролируемые погрешности, связанные с режимом работы рентгеновской трубки, в литературе не нашли достаточного отражения. Авторам удалось найти только одну работу, посвященную изучению смещения фокуса рентгеновской трубки в процессе работы аппарата для дефектоскопии РАП 300-5Д [3, 4]. Поскольку при изменении режима работы рентгеновской трубки юстировка дифрактометра может меняться неконтролируемым образом, тема исследования представляется актуальной.

В данной работе исследования проводились на дифрактометре ДРОН-7 (ОАО НПП «Буревестник») с трубкой типа БСВ 27 с кобальтовым анодом (АО «Светлана-Рентген»). Для ограничения вертикальной расходимости пучка использовали щели Соллера 1.5'. Для ограничения горизонтальных размеров пучка перед счетчиком и на выходе трубки применяли щели размером 0.05 мм. Анод рентгеновской трубки охлаждали проточной водопроводной водой. Температуру воды измеряли с помощью ртутного термометра с точностью

$\pm 0.1^\circ\text{C}$. Регистрацию рентгеновских лучей осуществляли сцинтиляционным блоком детектирования БДС-25. Для защиты счетчика от перегрузки использовали алюминиевые фольги разной толщины. Режим работы рентгеновской трубки варьировали путем изменения подводимой мощности и регулировки объема охлаждающей жидкости за единицу времени.

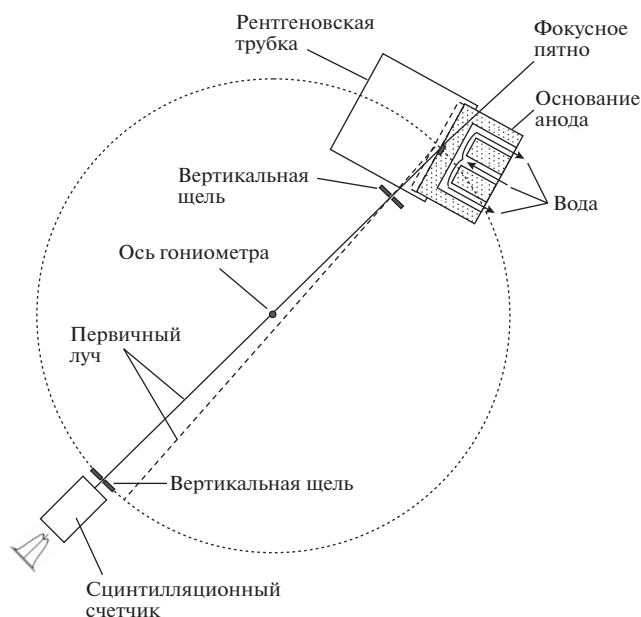


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

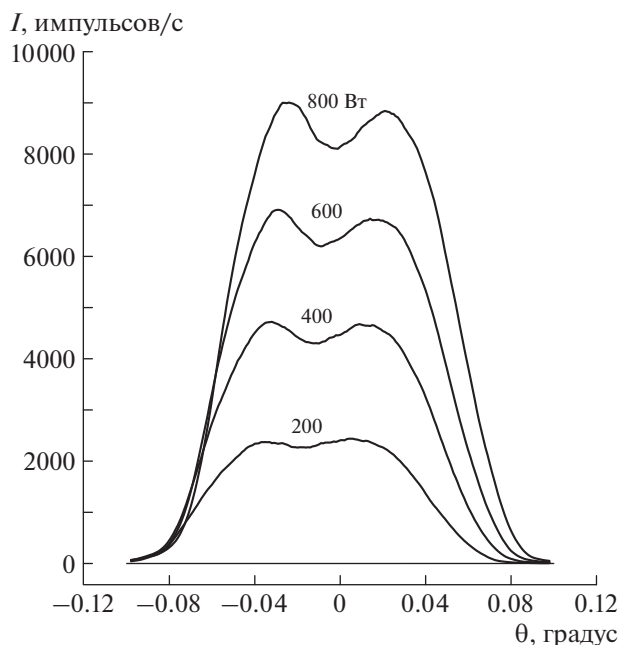


Рис. 2. Зависимости интенсивности первичного луча трубки от направления его распространения при разной подводимой к трубке мощности (цифры у кривых).

Для юстированного дифрактометра проекция фокуса рентгеновской трубки, центр выходной щели, ось гониометра и середина приемной щели счетчика лежат на одной линии, перпендикулярной оси гониометра [5] (рис. 1). Поскольку к.п.д. рентгеновской трубки составляет всего $\sim 1\%$, в ходе работы анод сильно нагревается. В результате теплового расширения зеркало анода должно сместиться в сторону катода, что будет сопровождаться изменением направления первичного луча (см. рис. 1, штриховая линия) и нарушением юстировки дифрактометра. В работах [3, 4] авторы пришли к заключению, что причиной смещения фокуса рентгеновской трубки аппарата РАП 300-5Д является тепловое расширение анода. Нам не удалось найти другие работы с результатами систематических исследований влияния температурного режима рентгеновской трубки на юстировку дифрактометра.

В данной работе для определения углового положения первичного луча мы изучали его профиль. Кривые снимали с шагом сканирования счетчика 0.001° , время набора импульсов в каждой точке составляло 3 с. На рис. 2 приведены профили первичного луча при разных значениях подведенной к трубке мощности. Видно, что кривые имеют два горба. Такой вид кривых, по нашему мнению, обусловлен спиральной структурой катода рентгеновской трубки. Кроме того, кривые имеют слегка асимметричный вид: спад кривых $I(\theta)$ со стороны положительных углов θ имеет более пологий характер, чем со стороны отрица-

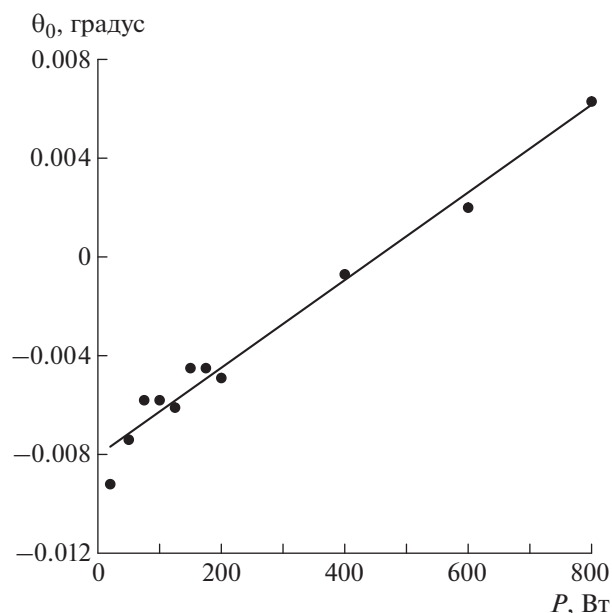


Рис. 3. Зависимость углового положения первичного луча от мощности, подводимой к трубке.

тельных углов θ . С увеличением угла поворота первичного луча в область положительных значений θ угол выхода луча относительно поверхности анода уменьшается, что сопровождается ростом поглощения первичных лучей материалом анода. Поэтому асимметричный вид кривых $I(\theta)$ на рис. 2 мы связываем с этим фактором. Изменением угла отбора и перемещением рентгеновской трубки вдоль оси не удалось получить абсолютно симметричные профили первичного пучка.

Следует также отметить, что, согласно рис. 2, с уменьшением мощности, подводимой к трубе, первичный луч поворачивается в сторону отрицательных углов. Угловое смещение первичного луча при изменении подводимой к трубке мощности, по нашему мнению, может быть связано с термическим расширением анода. При постоянной скорости охлаждения с увеличением подводимой мощности температура анода будет расти, что должно сопровождаться термическим расширением анода в направлении катода, отклонением первичного луча от оси гониометра и поворотом в направлении положительных углов θ (см. рис. 1).

Угловое положение первичного пучка в данной работе определяли по центру тяжести кривых $I(\theta)$. С этой целью кривые $I(\theta)$ аппроксимировали трапециями. На рис. 3 приведена зависимость углового положения θ_0 первичного луча от мощности, подводимой к трубке. Видно, что угол θ_0 с увеличением мощности растет в направлении положительных значений, и эта зависимость хорошо описывается линейной функцией. Эти ре-

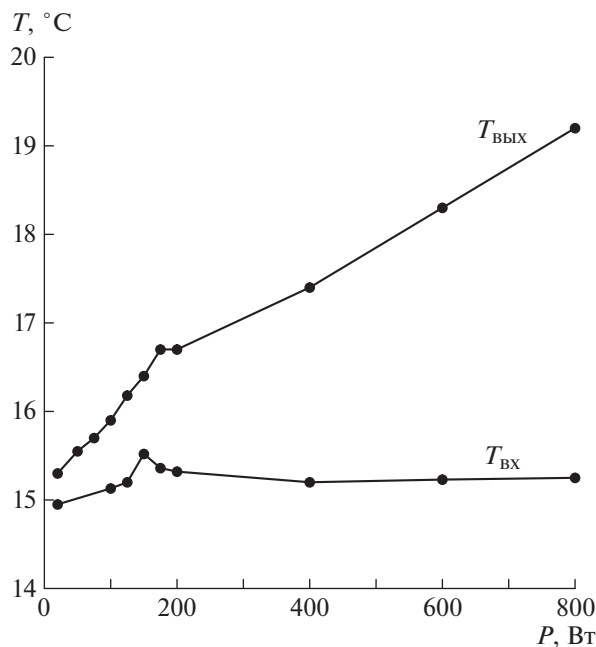


Рис. 4. Зависимости температуры охлаждающей воды на выходе $T_{\text{вых}}$ и входе $T_{\text{вх}}$ трубки от мощности, подводимой к трубке.

зультаты подтверждают наши выводы о том, что причиной смещения первичного луча является термическое расширение анода.

Для подтверждения полученных результатов мы изучили изменение температуры анода трубки в зависимости от подводимой мощности. Поскольку анод нагревается неравномерно, для контроля эффективной температуры анода мы использовали температуру охлаждающей воды на выходе трубки. При проведении исследований расход охлаждающей воды составил 3000 мл/мин и температура воды не превышала 20°C, что соответствовало требованиям предприятия-изготовителя [6].

Результаты наших исследований показали, что с увеличением подводимой мощности температура воды на выходе трубки, действительно, заметно повышалась (рис. 4). Это указывает на повышение эффективной температуры анода. Кроме того, как свидетельствуют результаты наших измерений, температура охлаждающей воды на входе в трубку также подвержена заметным колебаниям в силу различных, не всегда контролируемых факторов. Это должно, в свою очередь, также влиять на температуру анода. Поэтому для наглядности на рис. 4 приведены значения температуры охлаждающей воды на входе в трубку ($T_{\text{вх}}$), измеренные одновременно с температурой воды на выходе из трубки ($T_{\text{вых}}$). Приведенные результаты демонстрируют, что на температуру анода значительное влияние оказывают как температу-

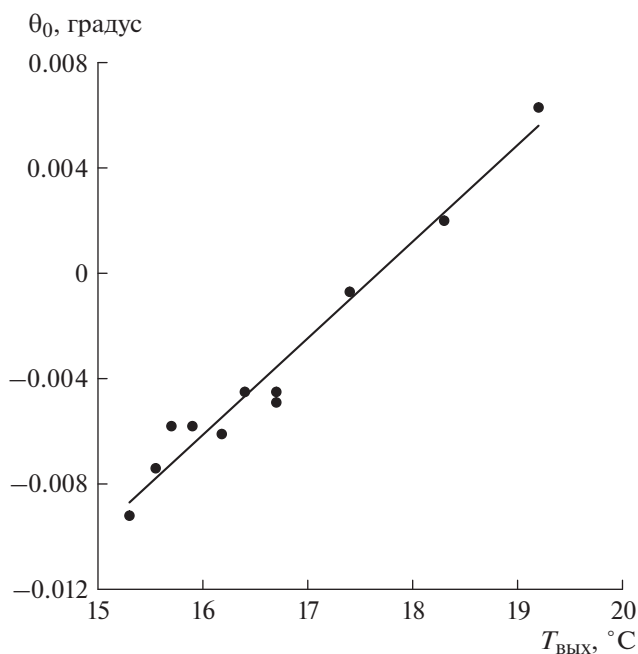


Рис. 5. Зависимость углового положения первичного луча от температуры воды на выходе трубки.

ра охлаждающей воды на входе в трубку, так и подводимая мощность.

На рис. 5 приведена зависимость углового положения первичного луча от температуры воды на выходе рентгеновской трубки. Согласно ри-

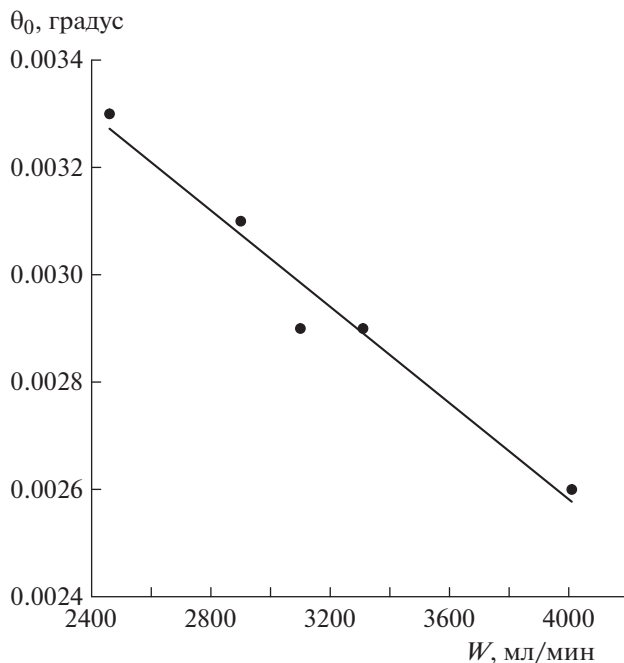


Рис. 6. Зависимость углового положения первичного луча от объема охлаждающей воды за 1 мин.

сунку, при изменении температуры охлаждающей воды на 4°C положение первичного луча смещается на 0.018° . Таким образом, неконтролируемое изменение температуры охлаждающей воды может вызвать значительную погрешность измерения угла дифракции, что должно быть принято во внимание при проведении прецизионных измерений.

При постоянной подводимой к аноду мощности температура анода должна падать с увеличением интенсивности охлаждения. Это должно сопровождаться поворотом первичного луча в направлении отрицательных углов θ_0 . Действительно, согласно рис. 6, угол отклонения θ_0 первичного луча уменьшается с увеличением объема охлаждающей воды за единицу времени.

Таким образом, по результатам проведенных исследований мы установили, что режим работы рентгеновской трубки оказывает существенное

влияние на юстировку дифрактометра. Это влияние обусловлено изменением температуры анода рентгеновской трубки и его термическим расширением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Русаков А.А.* Рентгенография металлов. М.: Атомиздат, 1977.
2. *Хейкер Д.М., Зевин Л.С.* Рентгеновская дифрактометрия. М.: Физматгиз, 1963.
3. *Штейн А.М.* // Дефектоскопия. 2012. № 6. С. 70.
4. *Stein A.M.* // Russ. J. Nondestruct. Test. 2012. № 6. P. 378.
<https://doi.org/10.1134/S1061830912060071>
5. Дифрактометр рентгеновский ДРОН-7. Руководство по эксплуатации. СПб.: НПП Буревестник, 2006.
6. Трубки рентгеновские БСВ-27. Инструкция по эксплуатации. ЗАО "Светлана-Рентген". СПб., 2011.

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

УДК 537.8+621.3

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ БЕЗГЕЛИЕВОГО
МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОГО ТОМОГРАФА**

© 2022 г. А. Н. Багдинова^{a,*}, А. С. Рыбаков^a, Е. И. Демихов^a, Т. Е. Демихов^a,
В. В. Лысенко^a, В. П. Тарасов^{a,b}, Б. А. Шумм^a, Д. С. Дмитриев^a

^a *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991 ГСП-1, Москва, Ленинский просп., 53*

^b *Институт проблем химической физики РАН
Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. академика Семенова, 1*

*e-mail: anna.bagdinova@gmail.com

Поступила в редакцию 18.05.2021 г.

После доработки 27.07.2021 г.

Принята к публикации 17.08.2021 г.

В настоящее время многие ведущие мировые производители магнитно-резонансных томографов (м.р.т.) уделяют значительное внимание сокращению потребления жидкого гелия в современных магнитных системах для м.р.т. Это определяется, в первую очередь, значительным удорожанием жидкого гелия в последние годы и сохранением этой тенденции в перспективе, а также дополнительными расходами и трудностями, связанными с его доставкой, хранением и использованием. По этим причинам ведутся разработки сверхпроводящих магнитных систем для м.р.т., не требующих жидкого гелия. Одной из проблем безгелиевых магнитных систем является повышенный риск перехода из сверхпроводящего состояния даже при кратковременном превышении теплопритока над производительностью охладителя, что в традиционных системах компенсируется испарением жидкого гелия. Наряду с теплопритоком, происходящим за счет теплопроводности криостата и подводных элементов, источником тепла являются также вихревые токи, возникающие в проводящих конструкциях магнита при генерации переменного магнитного поля градиентной системой м.р.т. При разработке градиентной системы безгелиевого м.р.т. был учтен подобный дополнительный теплоприток. В данной работе представлены расчет и моделирование градиентной системы для безгелиевого м.р.т.

DOI: 10.31857/S0032816222010013

ВВЕДЕНИЕ

Основными элементами градиентной системы магнитно-резонансного томографа (м.р.т.) являются градиентно-корректирующий модуль (г.к.м.) и блок градиентных усилителей. На сегодняшний день существуют законченная теория и математические методы расчета характеристик модуля г.к.м. для различных типов магнитов.

Основными исходными данными для проектирования этих систем являются их конфигурация и геометрические размеры, определяемые внутренним и внешним размерами туннеля магнитной системы. Для направления поля, параллельного продольной оси магнита, характерного для м.р.т. на сверхпроводящих магнитах [1–6], конфигурация модуля г.к.м. хорошо проработана и представлена в различных патентах, статьях и научной литературе.

Достигаемые при заданной конфигурации характеристики разрабатываемой системы полно-

стью определяются их геометрическими размерами. Однако нужно учитывать тепловыделение в обмотках г.к.м. Поэтому простое масштабирование в данном случае не работает, и для конкретных геометрических размеров необходимо рассчитывать основные характеристики методами математического моделирования.

В данной работе выбрана конфигурация модуля г.к.м., заданы его геометрические размеры и представлены результаты математического моделирования распределения электромагнитных полей градиентных катушек, по которым можно теоретически оценить основные характеристики разрабатываемого модуля:

- линейность градиентных полей;
- развиваемый градиент магнитного поля системы градиентных катушек в зависимости от расстояния от изоцентра г.к.м.;
- эффективность активного шиммирования;

– размеры рабочей зоны г.к.м.

Блок градиентных усилителей предназначен для усиления градиентных импульсов, формируемых спектрометром магнитно-резонансного сканера, и создания токов необходимой величины в системе градиентных катушек. Характеристики градиентных усилителей, для заданного импеданса градиентных катушек, определяют максимальные значения градиентных полей и скорость их изменения.

Нами проведен анализ градиентных усилителей и выбор из имеющейся на рынке линейки устройств, которые способны обеспечить заданные технические характеристики градиентной системы.

1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ГРАДИЕНТНОЙ СИСТЕМЫ

Градиентная система состоит из

- блока градиентных усилителей с тремя градиентными усилителями и источником питания;
- модуля г.к.м., включающего в себя систему пассивного шиммирования магнита и три пары градиентных катушек X , Y , Z .

Основное назначение градиентной системы состоит в создании дополнительных магнитных полей, накладываемых на основное поле магнита, которые совпадают по направлению с основным полем и линейно изменяются по трем пространственным осям X , Y , Z . Наличие дополнительных линейных магнитных полей позволяет кодировать пространство по частоте и, тем самым, обеспечивать возможность получения послойных изображений. Включая градиентные поля в процессе сканирования, можно за счет их комбинации задавать частоту электромагнитных колебаний в любой точке (пространственной координате) исследуемого объекта. В отсутствие градиентов все пространственные элементы объекта (воксели) после возбуждения радиочастотным импульсом излучают электромагнитный сигнал на одной и той же частоте, не зависящей от пространственных координат.

В условиях наложения градиентных полей, линейно зависящих от координат, частота F излучения вокселя в общем случае будет зависеть от его пространственного положения:

$$F(x, y, z) = \gamma(B_0 + G_x x + G_y y + G_z z),$$

где x , y , z – координаты вокселя; G_x , G_y , G_z – градиенты дополнительного поля по соответствующим осям; B_0 – индукция поля основного магнита; γ – гиромагнитное отношение.

Таким образом, комбинация трех градиентов обеспечивает пространственное кодирование по

частоте, что в свою очередь делает возможным реконструкцию изображения $I(x, y, z)$ как функции интенсивности излучаемого сигнала в зависимости от пространственных координат.

Градиентные поля реализуются с помощью трех градиентных катушек, располагаемых в туннеле магнита и отвечающих за соответствующее направление в пространстве (X , Y или Z). Конфигурация катушек рассчитывается таким образом, чтобы создаваемые ими поля линейно и симметрично изменялись от минимума до максимума в рабочей зоне томографа и имели нулевое значение в центре системы г.к.м.

Кроме того, г.к.м. предназначен для создания дополнительного постоянного магнитного поля, корректирующего поле основного магнита томографа для достижения необходимой пространственной равномерности (однородности).

Блок градиентных усилителей служит для формирования мощных токовых импульсов в градиентных катушках г.к.м., создающих градиентные поля заданной формы и величины.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП РАБОТЫ СИСТЕМЫ Г.К.М.

Основой г.к.м. служит каркас, выполненный из шести стеклотекстолитовых колец, расположенных соосно и соединенных перемычками. Трехслойная система экранирующих катушек надевается на каркас снаружи, а трехслойная система основных вставляется внутрь, образуя цилиндрическую коаксиальную систему обмоток г.к.м. В образовавшееся свободное пространство между основными и экранирующими катушками через пазы в кольцах закладываются 24 короба прямоугольного сечения, в которых размещены ферромагнитные элементы системы пассивного шиммирования. В торце цилиндрической системы выведены кабели питания г.к.м. Вплотную к внутренней поверхности катушек г.к.м. смонтирован радиочастотный экран.

В соответствии с принципами магнитно-резонансной томографии, приведенными, например, в работах [7–9], для выполнения своей функции г.к.м. должен создавать три независимо управляемые компоненты поля, градиенты проекций которых на основное магнитное поле лежат в трех ортогональных направлениях X , Y , Z , причем оси X и Y перпендикулярны основному полю, а ось Z параллельна. Общий вид г.к.м. представлен на рис. 1.

Часть г.к.м., предназначенная для создания изменяющегося во времени магнитного поля, представляет собой систему катушек, располагаемых в туннеле магнита. Проводники катушек проложены таким образом, что пропускаемые по

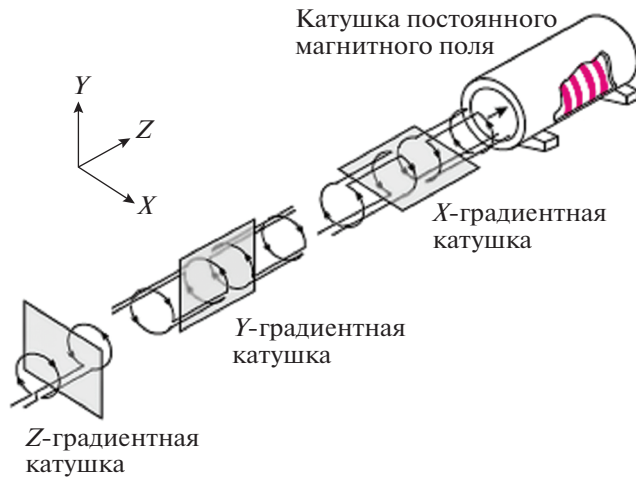


Рис. 1. Общий вид г.к.м.

ним токи создают магнитные поля необходимой конфигурации. Часть г.к.м., предназначенная для корректировки однородности поля основного магнита, так называемая система пассивного шиммирования, представляет собой набор стержней из ферромагнитного материала, установленных параллельно образующей поверхности внутреннего цилиндра магнита в определенных позициях. Кроме того, корректировка линейных по координатам отклонений поля проводится за счет подачи дополнительных постоянных токов в катушки г.к.м.

Система катушек г.к.м. состоит из трех независимых частей, каждая из которых создает градиент поля вдоль одной из трех взаимно перпендикулярных осей X , Y , Z . Расположение проводников катушек г.к.м. рассчитывается так, чтобы в рабочей области туннеля магнита выполнялись условия линейности градиентов:

$$B_z(x) = g_x I_x x, \quad B_z(y) = g_y I_y y, \quad B_z(z) = g_z I_z z,$$

где g_x, g_y, g_z — характеристики г.к.м., I_x, I_y, I_z — токи в катушках X, Y, Z . Максимальная достижимая величина $g_x I_x, g_y I_y, g_z I_z$ характеризует “силу” градиентной системы магнитно-резонансного томографа, обычно приводимую в единицах мТл/м. “Сила” градиентов определяется конфигурацией и импедансом градиентных катушек и характеристиками системы градиентных усилителей.

Расчет катушек г.к.м. проводится по заданным основным геометрическим размерам с оптимизацией по линейности градиентов, по подавлению вихревых токов, по индуктивности, по рассеиваемой мощности и по “силе” градиентной системы. Базовыми элементами цилиндрического г.к.м. являются так называемые катушки Максвелла (круговые, для создания градиента поля вдоль оси магнита) и катушки Голея (седловидные, для создания градиента поля перпендикулярно к оси магнита), схематично изображенные на рис. 2.

Современные катушки г.к.м., рассчитанные с использованием принципов целевого поля (target field) [10] и функции потока (stream function (SF)) [11], имеют более сложные формы витков и обладают большей эффективностью. Схематические изображения примеров подобных катушек приведены на рис. 3.

3. МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ ВЛИЯНИЯ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ

Кроме свойства линейности градиентов, г.к.м. должен иметь свойство подавления вихревых токов, возникающих в проводящих элементах конструкции магнита, таких как криостат, тепловой экран и т.п. Если не приняты меры, то при создании зависящих от времени градиентных полей за счет индуктивной связи катушек г.к.м. с указанными проводящими элементами в последних возникают вихревые токи. Поля вихревых токов отличаются от исходных градиентных полей как по пространственному распределению, так и по

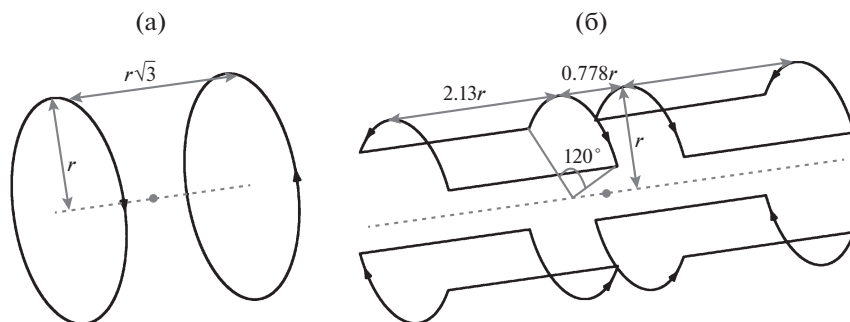


Рис. 2. Базовые элементы катушек г.к.м.: а — катушка Максвелла, б — катушка Голея.

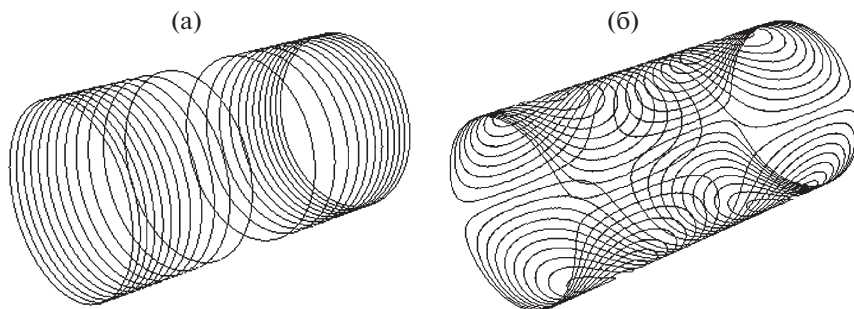


Рис. 3. Примеры катушек г.к.м. для создания градиента поля вдоль оси магнита (а) и перпендикулярно к оси магнита (б).

временной зависимости. При сложении конфигурация результирующего поля отличается от заданной импульсной программы и на изображении появляются различного рода артефакты, препятствующие применению м.р.т. в диагностических целях.

При изменении тока в градиентных катушках в окружающих проводящих конструкциях наводится э.д.с., пропорциональная изменению магнитного потока.

Поскольку любой замкнутый контур, в котором наводится э.д.с., можно представить как индуктивность L и сопротивление R , по контуру будет протекать ток I_ϕ в соответствии с уравнением

$$LdI_\phi/dt + I_\phi R = -k dI/dt, \quad (1)$$

где I_ϕ – ток Фуко (вихревой ток), I – ток в градиентной катушке, k – коэффициент пропорциональности.

Результирующее магнитное поле $B_{рез}$ в любой точке пространства будет представлять собой сумму

$$B_{рез} = B + B_\phi,$$

где B – поле, создаваемое током в градиентной катушке; B_ϕ – поле, создаваемое током Фуко. Со-

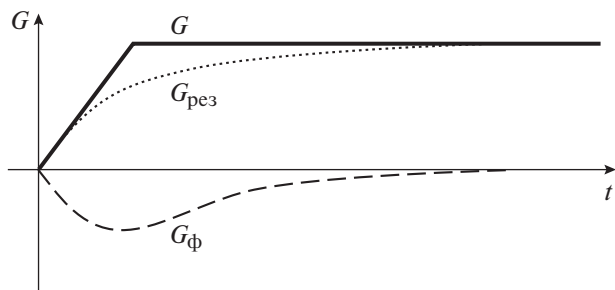


Рис. 4. Изменения во времени градиентов магнитного поля.

ответствующим образом будут вести себя и градиенты этих полей.

На рис. 4 изображены изменения во времени трех градиентов магнитных полей: G – для тока в градиентной катушке, G_ϕ – для тока Фуко, $G_{рез}$ – для суммы этих двух токов.

Обычный метод компенсации искажений – математический. Исходный градиент задается в виде суммы желаемого градиента и расчетного, создаваемого токами Фуко:

$$G_{корр} = G + MG_\phi,$$

где M – весовой коэффициент.

Поскольку G известно, нужно вычислить G_ϕ . В соответствии с формулой (1) G_ϕ можно искать в виде решения уравнения

$$TdG_\phi/dt + G_\phi = dG/dt.$$

При заданной постоянной времени T уравнение решается в численном виде. Таким образом, задав G , постоянную времени T и весовой коэффициент M , можно сформировать градиент $G_{корр}$. Значения T и M подбираются экспериментально с использованием специальной импульсной программы.

Сначала собирается сигнал спада свободной индукции (с.с.и.) без градиента и запоминается фаза с.с.и. $T_0(t)$. Затем с.с.и. собирается вторично, но при включенном градиенте, и снова запоминается фаза $T_1(t)$.

Комбинируя T и M , добиваются приближения $T(t)$ к нулю. Коррекция может состоять из нескольких экспонент с различными значениями T и M :

$$G_{корр} = G + M_1G_{1\phi}(T_1) + M_2G_{2\phi}(T_2) + M_3G_{3\phi}(T_3).$$

Если одной экспонентой не удастся свести $T(t)$ к нулю, то добавляются следующие экспоненты, находя для них оптимальные T и M .

Такая коррекция возможна при симметричных вихревых токах, так как градиентные катушки симметричны относительно центра магнита. Если имеет место асимметрия, то градиентами вихревые токи полностью компенсировать нельзя. Допустим, по оси Y сверху находится больше проводящих конструкций, чем снизу. Тогда поля, вызванные токами Фуко, будут присутствовать в плоскости $Y = 0$. (В случае симметричных токов в центре магнита $X = Y = Z = 0$ полей от них не будет.)

Можно компенсировать несимметричные токи Фуко с помощью катушки B_0 . Если в центре магнита во время действия градиента появляются поля от токов Фуко, то их можно обнаружить, поместив фантом малого размера в центр и воспользовавшись приведенной выше импульсной последовательностью. Если в центре фаза $T(t)$ ненулевая, то на катушку B_0 надо подавать коррекцию, рассчитываемую аналогичным образом, с той разницей, что в этом случае коррекция G_ϕ не прибавляется к заданию градиента, а подается в чистом виде на B_0 :

$$B_0^{\text{corr}} = MB_0G(TB_0).$$

На вход вычислителя уравнения (1) подается настраиваемый градиент G и параметрами TB_0 и MB_0 добиваются, чтобы величина $T(t)$ была близка к нулю. При этом выход вычислителя подается на усилитель B_0 . Описанный математический метод компенсации вихревых токов хорошо работает только в случае малых вихревых токов. Если токи велики, то их надо предварительно ослабить аппаратными средствами.

Из развитых к настоящему времени методов подавления вихревых токов наиболее эффективным считается применение так называемых активно экранированных градиентных катушек [9]. Активно экранированная катушка состоит из двух коаксиально расположенных последовательно соединенных обмоток — внутренней основной и внешней экранирующей. Проводники обмоток расположены так, что при прохождении тока поле, создаваемое вне катушки, существенно уменьшается по сравнению с неэкранированной катушкой, не взаимодействует с окружающими элементами конструкции и не вызывает появления вихревых токов. По принципу действия экранирующая обмотка имитирует идеальный сверхпроводящий экран, полностью изолирующий магнитное поле.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ Г.К.М.

4.1. Исходные данные для моделирования

Внешние геометрические размеры г.к.м. должны обеспечивать размещение модуля внутри цилиндрического туннеля магнита со следующими размерами: внутренний диаметр туннеля 910 мм; длина туннеля 1650–1750 мм.

Внутренний диаметр г.к.м. должен обеспечивать размещение электромагнитного экрана и передающей катушки и составляет 660 мм.

Технические характеристики градиентной системы (при использовании современных градиентных усилителей) должны быть следующими: максимальные градиенты — не менее 30 мТл/м; максимальная скорость изменения — не менее 100 мТл/м/с; минимальное время переключения — не более 300 мс; нелинейность градиентных полей в сфере 450 мм — не более 5%; рабочий цикл — до 100%.

Эксплуатационные характеристики модуля г.к.м.: водяное охлаждение градиентных катушек, наличие активных экранирующих катушек.

4.2. Методика расчета

Главная проблема при проектировании градиентной катушки — получить необходимую пространственную зависимость поля и при этом обеспечить минимальную индуктивность, минимальное омическое сопротивление и хорошую равномерность поля катушки в рабочей зоне. В работах [9, 10] рассмотрено несколько критериев для оптимизации градиентных катушек:

- $\min(P)$ — минимальная рассеиваемая мощность;
- $\min(W)$ — минимальная запасенная энергия в катушке;
- $\min(\max(|j|))$ — критерий минимизации максимальной плотности тока в областях, где концентрация проводников максимальна; это позволяет увеличить расстояние между проводниками и тем самым уменьшить эффект от джоулевого нагрева в данной области;
- $\min(P) \& \max(|j|)$ — минимальная рассеиваемая мощность и максимальная плотность токов, создаваемая катушкой.

Последний критерий является наиболее интересным с точки зрения практической реализации катушек и получения требуемых параметров.

Для расчета электромагнитных полей катушек г.к.м. обычно используется метод конечных разностей, однако метод моментов оказался более продуктивным, в результате чего быстро стал популярным. В частности, метод моментов удобен для расчета изогнутых металлических поверхно-

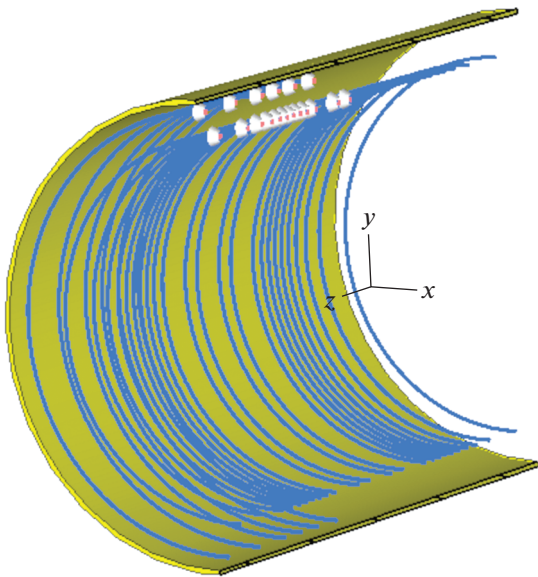


Рис. 5. Конфигурация Z-катушки.

стей и проводов, которые входят в конструкцию рассчитываемой катушки. Преимуществом расчета интегральных уравнений методом моментов является то, что вычисления проводятся не по объему, а по поверхности, что избавляет от необходимости расчета свободных пространств внутри интересующего объекта. Метод моментов также позволяет точно описать поле от изогнутых поверхностей и проводов, не требуя задания специальных граничных условий. Металлические поверхности разбиваются на треугольные сегменты конечного размера, а провода – на линейные сегменты. Магнитные поля рассчитываются из решения, полученного методом моментов.

Согласно принципу эквивалентности поверхностей рассчитываются эквиваленты магнитных и электрических полей. Металлические поверхности, провода и диэлектрические объекты могут быть объединены в единую задачу расчета, при этом находясь внутри, на границе и снаружи в любой диэлектрической области.

Не существует теоретических ограничений по числу закрытых диэлектрических областей, которые могут быть рассчитаны при помощи метода моментов.

4.3. Результаты расчета Z-катушки

При моделировании катушки для Z-градиента выбрана конструкция в виде 24 концентрических окружностей, расположенных на цилиндре. Экранирующая катушка расположена между основной градиентной катушкой и «рубашкой» томографа. Число витков экранирующей катушки

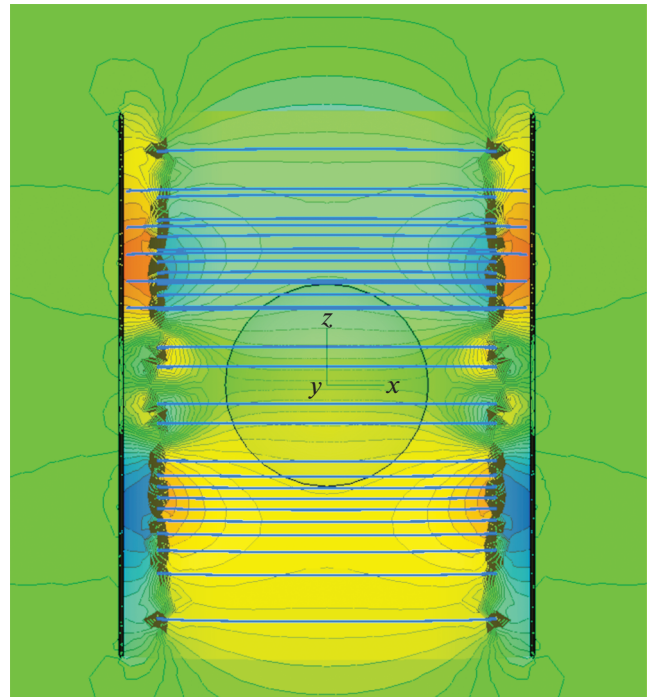


Рис. 6. Магнитное поле B_z , создаваемое градиентной катушкой Z.

выбрано вдвое меньшим – 12. Обе катушки симметричны относительно плоскости XY. Конфигурация Z-катушки, принятая при моделировании, показана на рис. 5.

Базовые геометрические размеры градиентной катушки Z: длина рабочей катушки 1196 мм, экранирующей – 1130 мм; диаметр рабочей катушки 750 мм, экранирующей – 860 мм.

При моделировании всех характеристик катушки величина тока, протекающего через катушку, принималась равной 200 А.

На рис. 6 показано рассчитанное магнитное поле B_z , создаваемое совместным действием рабочей и экранирующей катушек. В центре рисунка показана зона однородности радиусом 225 мм. Хорошо видно, что за пределами экранирующей катушки напряженность поля резко уменьшается.

Неравномерность градиента, рассчитанная для всей зоны однородности поля, составила менее 4%.

Для расчета вихревых токов, которые возникают в «рубашке» магнита, рассматривался градиентный импульс длительностью 200 мс с фронтом 1 мс, что близко к форме сигналов, используемых в реальных импульсных последовательностях.

Вихревые токи рассчитывались через время 5 мс после завершения импульса.

На рис. 7 показана плотность токов на внутренней поверхности криостата вдоль оси Z при

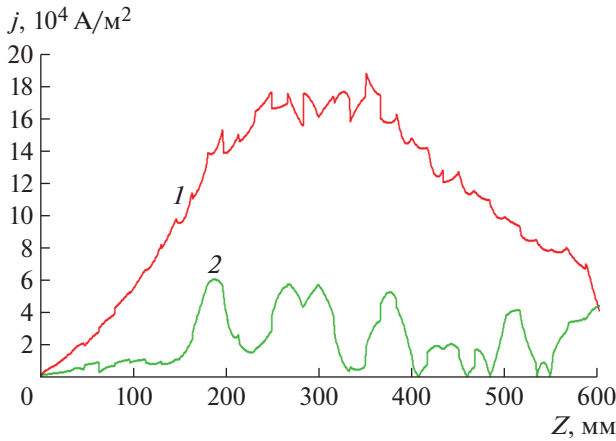


Рис. 7. Плотность токов на внутренней поверхности криостата вдоль оси Z при отключенной (1) и работающей (2) экранирующей катушке.

отключенной (кривая 1) и работающей (кривая 2) экранирующей катушке. Оптимизация экранирующей катушки была проведена по критерию минимальной плотности тока на внутренней поверхности криостата.

На рис. 8 приведено распределение плотности вихревых токов по внутренней поверхности криостата с экранирующей катушкой (рис. 8а) и без нее (рис. 8б). Шкала плотности токов в обоих вариантах одинаковая.

При всех положительных моментах от использования экранирующей катушки возникают и проблемы, связанные с уменьшением магнитного поля в зоне однородности, так как токи в экранирующей катушке направлены в противоположную сторону по отношению к токам в основной катушке. Уменьшение поля иллюстрируется на

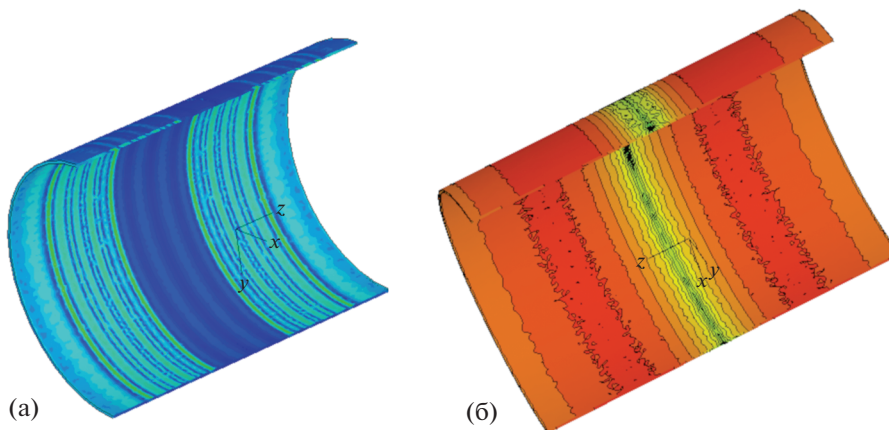


Рис. 8. Распределение плотности вихревых токов по внутренней поверхности криостата с экранирующей катушкой (а) и без нее (б).

рис. 9. Это следует учитывать при выборе мощности градиентного усилителя.

4.4. Результаты расчета X/Y-катушки

Катушки для X- и Y-градиентов выполнены в виде четырех одинаковых частей, симметрично расположенных относительно плоскостей XY и YZ. Число витков каждой части выбиралось равным 12. Катушка Y-градиента отличается от катушки X-градиента взаимным расположением в пространстве. Поворот катушки X-градиента на 90° относительно оси Z позволяет получить катушку Y-градиента. Поэтому в дальнейшем при вычислении характеристик катушек будем использовать термин X/Y-градиент, относящийся к обеим катушкам.

Конфигурация X/Y-катушки, принятая при моделировании, показана на рис. 10.

Экранирующая катушка X/Y расположена между основной градиентной катушкой и экраном. Экранирующая катушка также состоит из четырех частей, содержащих по 5 витков, расположенных на цилиндре, и симметрична относительно плоскостей XY и YZ. Вид экранирующей катушки показан на рис. 11.

Базовые геометрические размеры градиентных катушек X и Y: длина градиентной катушки X (Y) — 1056 мм (1056 мм), ее диаметр — 700 мм (725 мм); длина экранирующей катушки X (Y) — 1196 мм (1196 мм), ее диаметр — 820 мм (845 мм).

При моделировании всех характеристик катушки величина тока, протекающего через катушку, принималась равной 200 А.

Рис. 12 иллюстрирует неравномерность в процентах градиента поля на границе зоны однородности относительно значения в центре. Зона од-

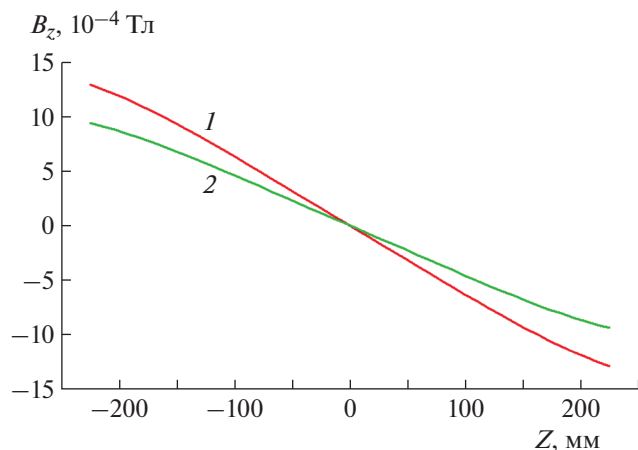


Рис. 9. Рассчитанное поле Z-катушки: 1 – с экранирующей катушкой, 2 – без экранирующей катушки.

нородности представляет собой сферу радиусом 225 мм. Зона однородности рассечена плоскостями с шагом угла наклона $\Delta\varphi = 22.5^\circ$. Как видно из приведенных графиков, максимальная неоднородность поля составляет $-4.3...+3.5\%$.

Для расчета вихревых токов, наводящихся на внутренней поверхности криостата, моделировался сигнал длительностью 200 мс с фронтом 1 мс, что близко к форме сигналов в реальных импульсных последовательностях. Вихревые токи рассчитывались через время 5 мс после завершения импульса.

На рис. 13 представлено распределение плотности токов на внутренней поверхности криостата вдоль оси Z соответственно при отключенной (кривая 1) и при работающей (кривая 2) экранирующей катушке. Оптимизация экранирующей катушки была проведена по критерию минимальной плотности тока на внутренней поверхности криостата.

На рис. 14 приведено распределение плотности вихревых токов по внутренней поверхности криостата с экранирующей катушкой (рис. 14а) и без нее (рис. 14б). Шкала плотности токов на обоих рисунках одинаковая.

Аналогично рассмотренной выше Z-катушке, токи в экранирующей X/Y-катушке направлены в противоположную сторону по отношению к токам в основной катушке и уменьшают полезный градиент магнитного поля в зоне однородности. Рассчитанное уменьшение поля показано на рис. 15. Кривая 1 соответствует полю B_x (B_y) при отсутствии тока в экранирующей катушке, кривая 2 – при протекании тока через экранирующую катушку. Результаты моделирования уменьшения полезного градиента магнитного поля должны учитываться при выборе градиентного усилителя.

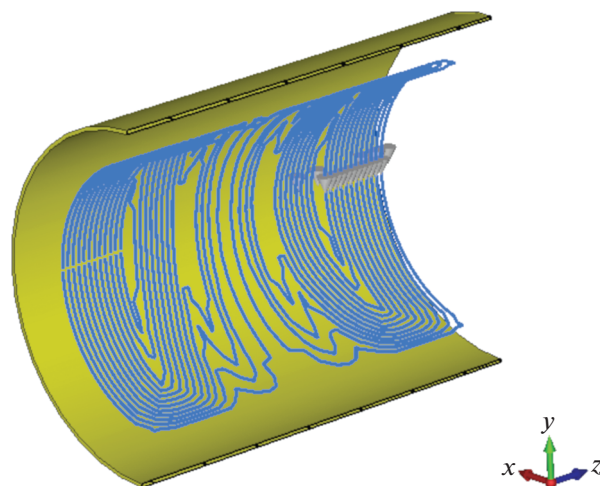


Рис. 10. Конфигурация X/Y-катушки.

5. РАДИОЧАСТОТНЫЙ ЭКРАН

Обязательной частью системы г.к.м. является радиочастотный экран, отделяющий приемные и передающую катушки от катушек г.к.м. Он представляет собой цилиндр из тонколистовой меди с разрезами, края которых соединены конденсаторами. Разрезы предназначены для размыкания экрана по низкой частоте (для устранения вихревых токов от градиентных импульсов). Конденсаторы замыкают экран по высокой частоте, устраняя связь между приемной катушкой и катушкой г.к.м.

В отсутствие экрана часть энергии радиочастотного сигнала, излучаемого объектом и принимаемого радиочастотной катушкой, рассеивается в градиентных катушках.

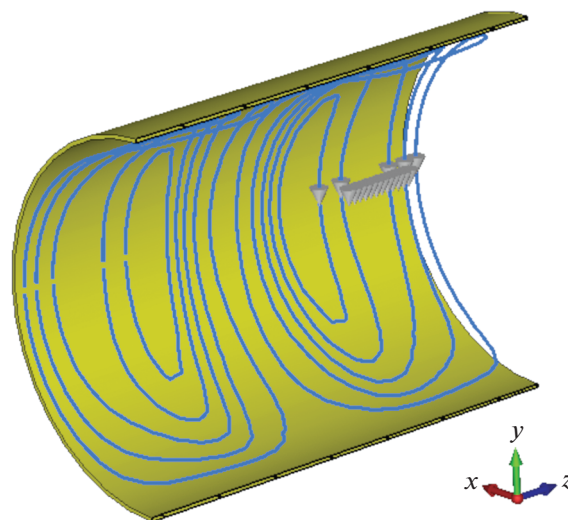


Рис. 11. Экранирующая X/Y-катушка.

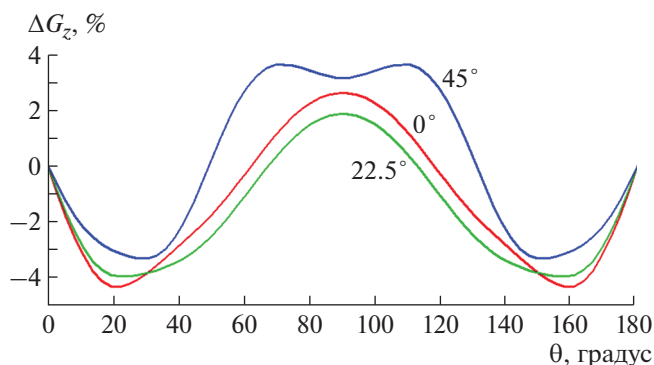


Рис. 12. Неравномерность градиента поля на границе зоны однородности — сферы с радиусом 225 мм под разными углами плоскости сечения с шагом 22.5° .

Принимаемый я.м.р.-сигнал (я.м.р. — ядерный магнитный резонанс) можно рассматривать как источник электромагнитного излучения, который индуцирует высокочастотные токи в замкнутых контурах градиентных катушек.

При этом в приемной катушке уровень сигнала уменьшается, а часть электромагнитной энергии расходуется на нагрев проводников градиентной катушки. В итоге получаемые изображения становятся более зашумленными.

Радиочастотный экран препятствует проникновению электромагнитного поля и развитию индукционных токов в градиентных катушках.

Для того чтобы индукционные токи не возникали в самом экране, последний делается разрезным таким образом, чтобы в нем не было замкнутых контуров в плоскости, перпендикулярной оси магнита. Замыкание разрезного экрана по высокой частоте осуществляется соединением каждой проводящей полосы с соседними полосами с помощью шести конденсаторов номиналом 200 пФ каждый.

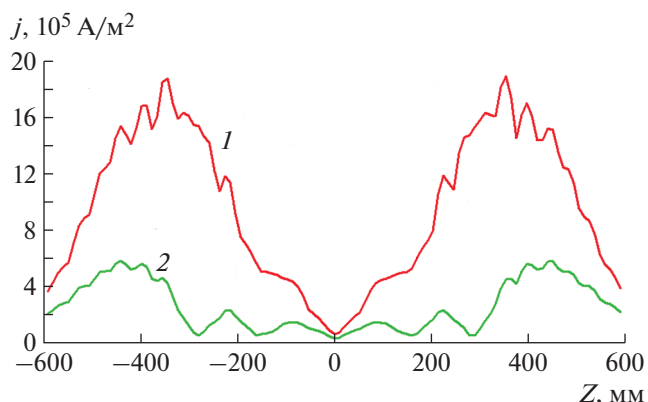


Рис. 13. Плотность токов на внутренней поверхности криостата вдоль оси Z при отключенной (1) и работающей (2) экранирующей катушке.

При подаче возбуждающего радиоимпульса имеет место аналогичная картина. В отсутствие экрана часть энергии передатчика, направляемой в передающую катушку, уходит не на возбуждение спиновой системы объекта, а на нагрев проводников катушек градиентного модуля. Развертка радиочастотного экрана с конденсаторами представлена на рис. 16.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование градиентно-корректирующего модуля для безгелиевого магнитно-резонансного томографа. Расчетная неравномерность градиента для всей зоны однородности поля составила менее $\pm 4.3\%$. За счет экранирующих обмоток градиентно-корректирующего модуля значительно уменьшаются вихревые токи, возникающие в проводящих конструкциях магнита при генерации переменного магнитного поля градиентной системой м.р.т., что уменьшает

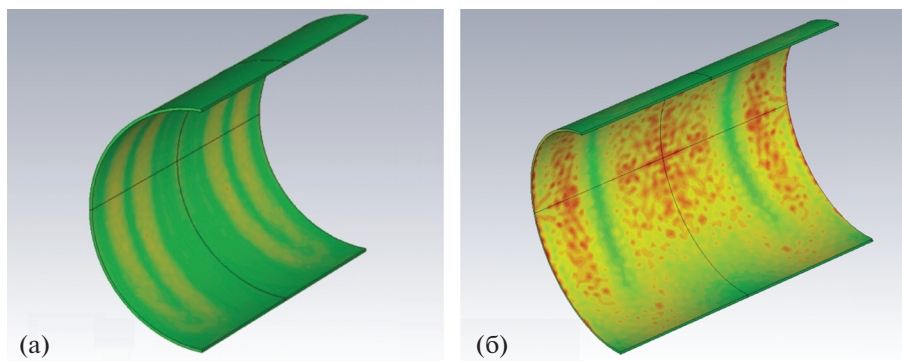


Рис. 14. Распределение плотности вихревых токов по внутренней поверхности криостата с экранирующей катушкой (а) и без нее (б).

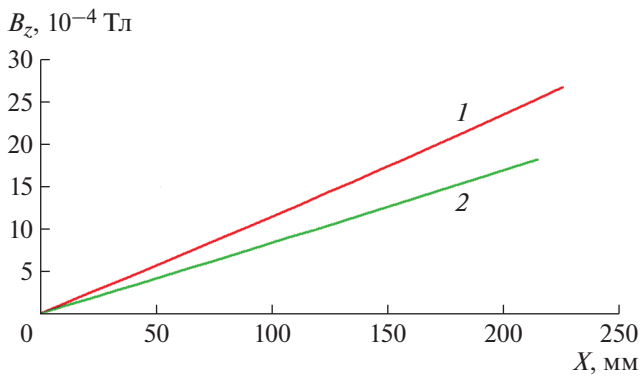


Рис. 15. Подавление полезного градиента магнитного поля при использовании экранирующей катушки: 1 – поле без экранирующей катушки, 2 – поле с экранирующей катушкой.

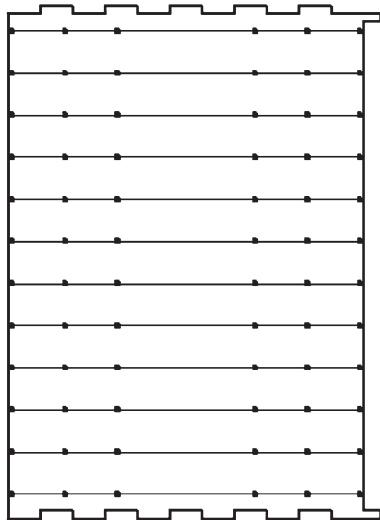


Рис. 16. Развертка радиочастотного экрана.



Рис. 17. Макет катушки градиентно-корректирующего модуля.

дополнительный теплоприток в криогенную систему магнита. На рис. 17 в качестве иллюстрации представлен макет градиентно-корректирующего модуля, изготовленный в ФИАН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-29-10007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Rybakov A., Tsyachnykh Y.* // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2018. V. 28. № 3. Article Number 4400704. <https://doi.org/10.1109/TASC.2017.2784402>
2. *Rybakov A., Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Tsyachnykh Y.* // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2016. V. 26. № 4. Article Number 4400403. <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2517328>
3. *Antonova L.Kh., Borovitskaya I.V., Gorshkov P.V., Demikhov E.I., Ivanov L.I., Krokhin O.N., Mikhailova G.N., Mikhailov B.P., Nikulin V.Ya., Pokrovskii S.V., Rudnev I.A., Troitskii A.V.* // Phys. Metals and Metallography. 2011. V. 111. № 2. P. 158. <https://doi.org/10.1134/S0031918X11010169>
4. *Demikhov T., Kostrov E., Lysenko V., Demikhov E., Piskunov N.* // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2012. V. 22. № 3. Article Number 9501004. <https://doi.org/10.1109/TASC.2011.2178994>
5. *Багдинова А.Н., Чехонин В.П., Абакумов М.А., Ма-жуга А.Г., Рыбаков А.С., Демихов Е.И., Демихов Т.Е., Лысенко В.В.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 149. <https://doi.org/10.1134/S00328162190201986>
6. *Демихов Е.И., Протопопов А.В., Дмитриев Д.С., Багдинова А.Н., Лысенко В.В., Рыбаков А.С., Константинов М.В., Ивлев Д.А., Буякас В.И., Гунциус А.А.* // ПТЭ. 2021. № 1. С. 128. <https://doi.org/10.31857/S0032816221010067>
7. *Brown R., Cheng Yu-Chung N., Haacke E., Thompson M., Venkatesan R.* // Magnetic Resonance Imaging. Physical Principles and Sequence Design. New York: John Wiley, 1999.
8. *Джонс Р.А., Квернесс Й., Ринк П.А., Сатон Т.Е.* // Магнитный резонанс в медицине. Основной учебник Европейского форума по магнитному резонансу. Blackwell Sci. Publ., Oxford, 1995. Пер. с англ. П.А. Федина.
9. *Mansfield P., Chapman R.* // J. Phys. E-scient. Instrum. 1986. V. 19. № 7. P. 540. <https://doi.org/10.1088/0022-3735/19/7/008>
10. *Turner R.* // J. Phys. D-applied Physics. 1986. V. 19. № 8. P. L147.
11. *Tomasi D.* // Magnetic Resonance in Medicine. 2001. V. 45. № 3. P. 505. [https://doi.org/10.1002/1522-2594\(200103\)45:3<505::AID-MRM1066>3.0.CO;2-H](https://doi.org/10.1002/1522-2594(200103)45:3<505::AID-MRM1066>3.0.CO;2-H)

УСТАНОВКА ПО ИЗМЕРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА

© 2022 г. А. В. Ермачихин^а, *, Ю. В. Воробьев^а, Е. П. Трусов^а

^а Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина
Россия, 390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1

*e-mail: al.erm@mail.ru

Поступила в редакцию 30.06.2021 г.

После доработки 13.07.2021 г.

Принята к публикации 15.07.2021 г.

Описана установка для измерения спектральной дисперсии квантового выхода в широком температурном диапазоне. Установка может отслеживать изменение мощности светового потока и вносить корректировку при расчете значения квантового выхода. Отличительной особенностью установки является отсутствие второго светового канала для мониторинга изменения световой мощности. Это позволяет отказаться от механически подвижных частей, что упрощает устройство и не требует синхронизирующих устройств.

DOI: 10.31857/S0032816221060161

ВВЕДЕНИЕ

Измерение квантового выхода EQE (здесь и далее речь идет о внешнем квантовом выходе [1], так как есть различия с внутренним квантовым выходом [2]) в солнечных элементах (с.э.) позволяет получить параметрическую характеристику, показывающую отношение сгенерированных носителей заряда к числу падающих на поверхность с.э. фотонов [1]. В отличие от измерения вольт-амперных характеристик для определения параметров с.э.: напряжения холостого хода, тока короткого замыкания, фактора заполнения, которое необходимо осуществлять с использованием имитатора солнечного света, квантовый выход можно измерять с лампой любого белого света. При стабильном источнике или флуктуациях мощности света в пределах определенных допусков нет необходимости в корректировке получаемого тока. В случае использования относительно нестабильного источника света необходима следящая система, что позволяет получить более корректные данные, но несколько усложняет установку и сам эксперимент.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Предположим, что на поверхность с.э. падает монохроматический свет. Интенсивность излучения равномерно распределена по поверхности с.э. и равна Φ . Плотность тока, вырабатываемого с.э., равна j . Также считаем, что отсутствует зави-

симость свойств с.э. от уровня освещенности. По определению квантовый выход равен

$$Q = \frac{N_c}{N_p},$$

где N_c и N_p – число носителей заряда и число падающих фотонов, соответственно. Если число падающих фотонов и число носителей заряда за единицу времени остается постоянным, то возможен переход к использованию в вычислениях скоростей изменения этих величин:

$$Q = \frac{dN_c/dt}{dN_p/dt}.$$

Интенсивность света можно выразить как отношение падающего на поверхность с.э. мощности светового потока P к величине ее площади S . Пользуясь определением мощности, а также принятым допущением о монохроматическом составе излучения, интенсивность излучения можно записать как

$$\Phi = \frac{P}{S} = \frac{dW/dt}{S} = \frac{d(N_p h\nu)}{S dt} = \frac{hc}{\lambda S} \frac{dN_p}{dt},$$

где h – постоянная Планка, ν – частота излучения, c – скорость света, λ – длина волны излучения.

Для плотности тока, по аналогии, получаем

$$j = \frac{I}{S} = \frac{dq/dt}{S} = \frac{d(N_c e)}{S dt} = \frac{e}{S} \frac{dN_c}{dt}.$$

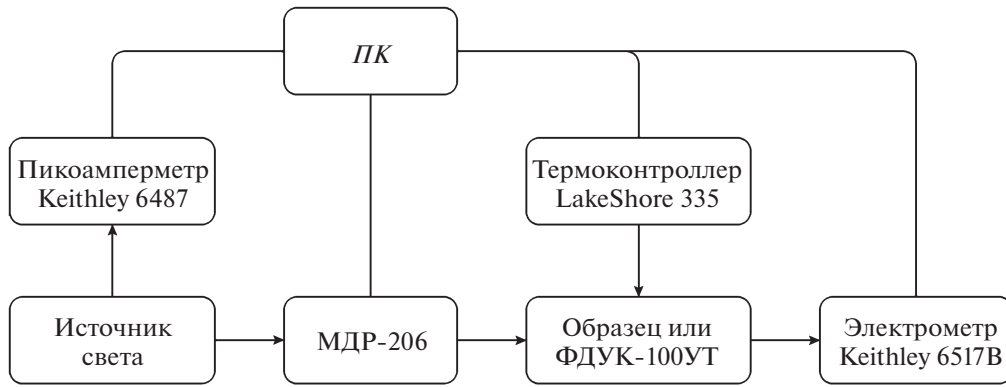


Рис. 1. Структурная схема установки. ПК – персональный компьютер.

Найдя отношение плотности тока и интенсивности света, после очевидных преобразований получаем

$$Q = \frac{hc j}{e\lambda \Phi} \quad (1)$$

Использование Φ и j в расчетах имеет свои неудобства. Предположим теперь, что распределение интенсивности излучения по площади с.э. неравномерно. Спектральный состав излучения по-прежнему считаем монохроматическим.

Для отыскания Q в рассматриваемом случае разобьем поверхность с.э. на малые площадки ΔS :

$$S = N\Delta S.$$

Пусть ΔS настолько мала, что неравномерностью интенсивности в пределах малой площадки можно пренебречь. Интенсивность света и плотность тока с.э. в пределах i -й площадки обозначим Φ_i и j_i . Если величина квантового выхода с.э. постоянна по всей его площади, то из (1) можно записать:

$$j_i = \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i.$$

Тогда ток, обеспечиваемый i -й площадкой, равен

$$I_i = \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i\Delta S.$$

Суммарный ток, вырабатываемый с.э., равен сумме токов, обеспечиваемых каждой из малых площадок:

$$I = \sum_{i=1}^N \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i\Delta S.$$

Устремляя ΔS к нулю, переходим к интегрированию по площади:

$$I = \frac{e\lambda}{hc} Q \int_{(S)} \Phi \Delta S. \quad (2)$$

Интеграл в правой части уравнения (2) представляет собой мощность, заключенную в световом пятне, которое освещает с.э. Поэтому окончательно для величины квантового выхода в рассматриваемом случае получаем

$$Q = \frac{hc I}{e\lambda P}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что для экспериментального измерения Q нужно измерять ток, вырабатываемый с.э. в ответ на освещение его поверхности монохроматическим источником, а также мощность источника. Если с первой величиной все ясно, то измерение второй может происходить несколькими путями.

В первом случае в распоряжении экспериментатора может находиться прибор, непосредственно предназначенный для измерения мощности излучения. При этом возможно использовать (3) напрямую.

Во втором случае для измерения мощности может применяться фотодиод, имеющий известную характеристику своей спектральной чувствительности. Если она задана как зависимость мощности излучения от длины волны и выходного сигнала датчика, то эта зависимость используется для расчета P в формуле (3). Также эта зависимость может задаваться как спектральная дисперсия квантового выхода фотодиода Q_{pd} . В этом случае можно использовать (3) для получения значения мощности светового луча на поверхности фотодатчика

$$P = \frac{hc I_{pd}}{e\lambda Q_{pd}},$$

после чего использовать полученное значение для вычисления квантового выхода с.э.

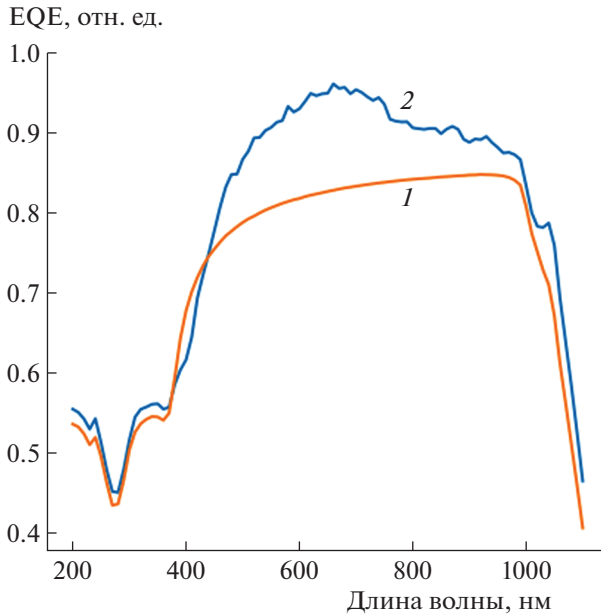


Рис. 2. Спектральная дисперсия квантового выхода эталонного фотодиода (1) и с.э. (2).

$$Q_{sc} = Q_{pd} \frac{I_{sc}}{I_{pd}}$$

Здесь необходимо отметить, что световое пятно не должно выходить за границы образца и фотодиода.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для создания установки по измерению спектральной дисперсии квантового выхода с.э. необходимо следующее оборудование:

- источник белого света, перекрывающий интересующий участок спектра (солнечное излучение);
- монохроматор, обеспечивающий работу в этом диапазоне;
- измеритель мощности светового излучения, например эталонный фотодиод, рассчитанный на интересующие длины волн и уровни мощности;
- диафрагма, обеспечивающая локализацию светового пятна на поверхности исследуемого образца и измерителя мощности;
- светонепроницаемая камера с системой крепления образца;
- чувствительный амперметр (минимальные измеряемые значения тока которого должны быть меньше темнового тока фотодиода, обычно порядка 10^{-9} А);
- набор оптических фильтров.

Если в качестве камеры измерения использовать криостат с оптическими окнами, можно про-

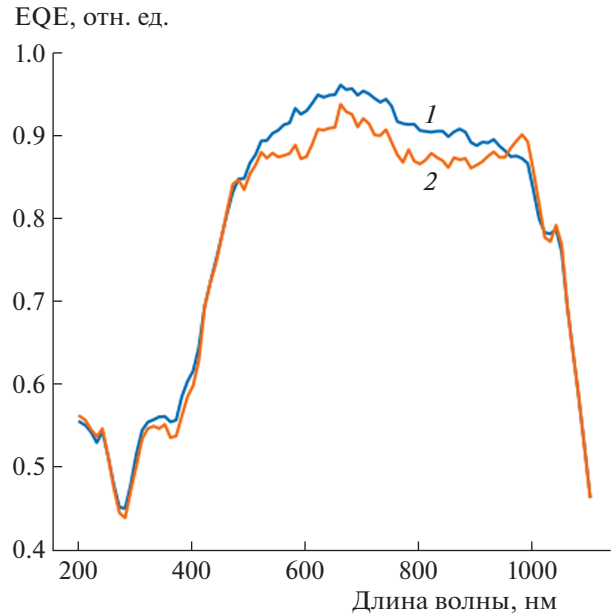


Рис. 3. Спектральная дисперсия квантового выхода с.э. НТ с учетом корректировочного коэффициента (1) и без него (2).

водить исследование квантового выхода в широком температурном диапазоне. Особенно это актуально для повышенных температур, так как с.э., как правило, работают в условиях, отличных от нормальных. При необходимости проводить измерения при различных температурах в комплекс добавляются криостат замкнутого типа Janis CCS-400/204N и термоконтроллер LakeShore 335.

Если источник света не стабилен во времени, то стоит добавить еще один фотодиод PD2. Данный фотодиод можно разместить непосредственно сразу на выходе источника излучения. Плюсом такого метода является отслеживание мощности излучения света и отсутствие спектральной калибровки фотодиода. Для расчета тока эталонного фотодиода ФДУК-100УТ теперь необходимо вводить поправочный коэффициент, который равен отношению тока фотодиода PD2 при измерениях на образце и эталонном фотодиоде:

$$I_{sc} = \frac{I_{sc}^*}{I_{pd2_simple} / I_{pd2_fduk}}$$

Структурная схема установки по измерению квантового выхода приведена на рис. 1.

АПРОБАЦИЯ

Для проверки работоспособности созданной установки были проведены измерения квантового выхода в солнечных элементах на мульти Si с различным коэффициентом полезного действия,



Рис. 4. Зависимость корректировочного коэффициента от длины волны.

а также гетероструктурах на основе перехода a-Si/c-Si. Первые использовались, чтобы показать зависимость спектральной дисперсии квантового выхода от эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую, а вторые — как представители наиболее распространенных на текущий момент элементов с несколькими слоями.

Солнечные элементы на основе гетеропереходов НІТ (heterojunction with intrinsic thin layer) имели следующую структуру Ag/ITO/a-Si:H(*n*)/a-Si:H(*i*)/c-Si(*p*)/a-Si:H(*i*)/a-Si:H(*p*⁺)/ITO/Ag [3, 4]. Толщина слоя кристаллического кремния составляла 180 мкм, слои a-Si:H(*p*) и a-Si:H(*n*) имели толщину 10 нм каждый, буферные слои a-Si:H(*i*) толщиной 3 нм формировались между подложкой c-Si(*n*) и слоями a-Si:H(*p*), a-Si:H(*n*). Сверху и снизу структуры поверх слоев легированного a-Si:H нанесены тонкие слои ITO (Indium tin oxide) толщиной 120 нм и сформированы омические контакты для проведения электрических измерений.

Результаты сравнения измерения квантового выхода фрагмента реального с.э. НІТ с табличными значениями для эталонного фотодиода ФДУК-100УТ приведены на рис. 2. Для эталонного фотодиода, не считая небольшой области синего света, квантовый выход значительно хуже, чем у с.э. Особенно если учитывать мощность спектра Солнца AM1.5 [5]. Значения квантового выхода с.э. НІТ приведены уже с поправкой, внесенной корректировочным коэффициентом. Полученная спектральная дисперсия квантового выхода с.э. НІТ хорошо сопоставляется с литературными данными [6, 7].

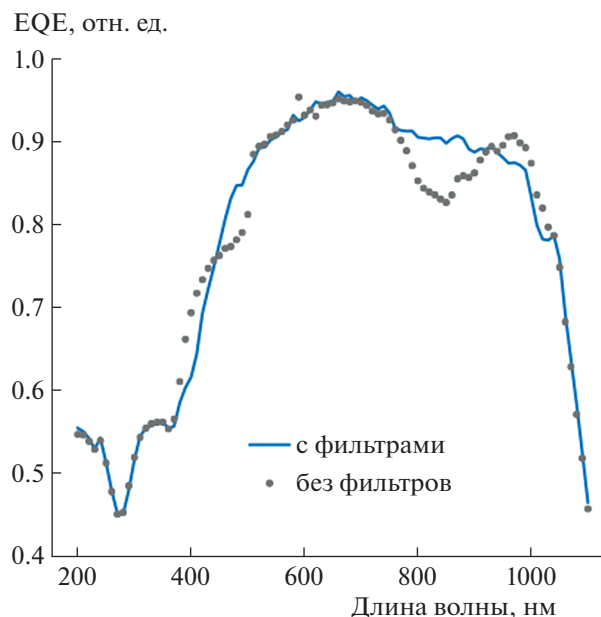


Рис. 5. Квантовый выход с.э. НІТ с применением оптических фильтров и без них.

На рис. 3 показано различие между значениями квантового выхода с.э. с учетом этого коэффициента. Средняя разность между двумя спектрами составила 2.2%. Значения поправочного коэффициента представлены на рис. 4. Значения на всем диапазоне длин волн максимально отстают от единицы на 6%, а среднее квадратичное отклонение равно 0.014. И хотя это не является большой величиной, даже такие отклонения влияют на конечные значения квантового выхода с.э.

При измерениях использовались два оптических фильтра: на диапазон от 200 до 700 нм и от 600 до 1300 нм. Спектры потом сшивались на длине волны около 650 нм. На рис. 5 приведены значения квантового выхода с использованием оптических фильтров и без них. Средняя разность между спектрами с использованием фильтров при измерениях и без них составила около 0.7%, что в 3 раза меньше, чем ошибка, возникающая из-за дрейфа характеристик источника излучения. Стоит отметить, что величины ошибок приведены интегрировано по всему диапазону длин волн. А если учесть, что максимум мощности спектра Солнца AM1.5 попадает на диапазоны, где разность между спектрами самая большая (рис. 3 и 5), ошибки будут еще ощутимее влиять на исследования с.э.

Солнечные элементы на основе мульти Si изготавливались из легированных бором пластин с удельным сопротивлением 0.5–2 Ом · см и толщиной 200 мкм. Область *n*-типа формировалась путем диффузии паров фосфора. Два с.э. имели различные значения коэффициента полезного

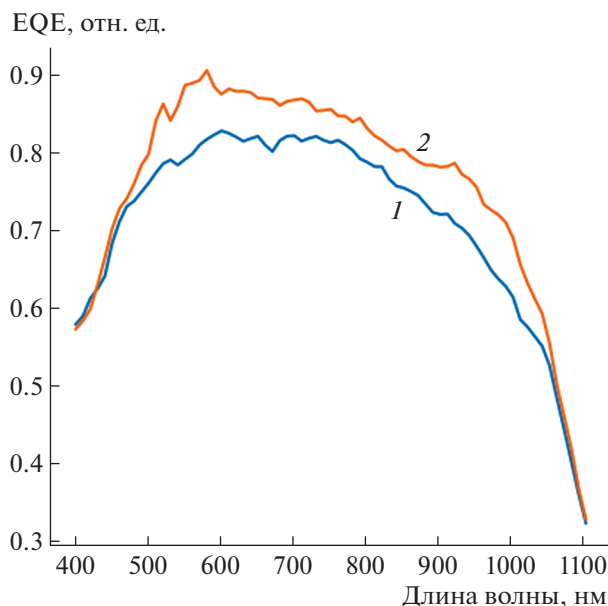


Рис. 6. Сравнение квантового выхода двух с.э. на мульти Si с различной эффективностью: 1 – 10%, 2 – 16%.

действия: 10% и 16% [8]. На рис. 6 видно, что с.э. с эффективностью 16% имеет значения квантового выхода выше, чем с.э. с эффективностью 10%.

ВЫВОДЫ

Разработана установка по измерению спектральной дисперсии квантового выхода с.э., отличительной особенностью которой является наличие только одного светового канала. При необходимости показана возможность использования корректирующего коэффициента. Если в качестве камеры измерения использовать криостат, то можно проводить исследования квантового выхода при разной температуре. Проведена апробация на различных кремниевых с.э., показаны особенности измерений на установке.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ № 075-15-2021-460 с использованием оборудования Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования при Рязанском государственном радиотехническом университете им. В.Ф. Уткина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Plis E., Rodriguez J.B., Krishna S.* // Comprehensive Semiconductor Science and Technology. 2011. V. 6. P. 229. <https://doi.org/10.1016/B978-0-44-453153-7.00017-1>
2. *Арбузов Ю.Д., Евдокимов В.М., Шеполова О.В.* // ПТЭ. 2013. № 4. С. 82. <https://doi.org/10.7868/S0032816213040010>
3. *Вихров С.П., Вишняков Н.В., Гудзев В.В., Ермачихин А.В., Жилина Д.В., Литвинов В.Г., Маслов А.Д., Мишустин В.Г., Теруков Е.И., Титов А.С.* // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52 (7). С. 787. <https://doi.org/10.21883/FTP.2018.07.46053.8666>
4. *Ермачихин А.В., Воробьев Ю.В., Маслов А.Д., Трусов Е.П., Литвинов В.Г.* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54 (10). С. 1066. <https://doi.org/10.21883/FTP.2020.10.49944.9415>
5. *Gueymard C.A.* // Sol. Energy. 2001. V. 71 (5). P. 325. [https://doi.org/10.1016/S0038-092X\(01\)00054-8](https://doi.org/10.1016/S0038-092X(01)00054-8)
6. *Mack I., Stuckelberger J., Wyss P., Nogay G., Jeangros Q., Horzel J., Allebé C., Despeisse M., Haug F.J., Ingenito A., Löper P., Ballif C.* // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2018. V. 181. P. 9. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.12.030>
7. *Yoshikawa K., Yoshida W., Irie T., Kawasaki H., Konishi K., Ishibashi H., Asatani T., Adachi D., Kanematsu M., Uzu H., Yamamoto K.* // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2017. V. 173. P. 37. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.06.024>
8. *Litvinov V.G., Vishnyakov N.V., Gudzev V.V., Rybin N.B., Kusakin D.S., Ermachikhin A.V., Karabanov S.M., Vikhrov S.P., Karabanov A.S., Slivkin E.V.* // MRS Advances. 2016. V. 1 (14). P. 911. <https://doi.org/10.1557/adv.2016.42>

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРОПРОВОЛОК ИЗ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

© 2022 г. В. С. Калашников^{а,*}, В. В. Коледов^а, Д. С. Кучин^а, А. В. Петров^а,
В. Г. Шавров^а, М. С. Быбик^а, А. В. Несолонов^а

^а *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11

**e-mail: vladimir.kalashnikovS@gmail.com*

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 03.08.2021 г.

Принята к публикации 05.08.2021 г.

Описана экспериментальная установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы в диапазоне температур -190 до $+270^{\circ}\text{C}$, механических напряжений до 2000 МПа и деформаций до 50% . Принцип работы установки основан на методе растяжения образца при переменной температуре и постоянной нагрузке. Измерение удлинения образца осуществляется оптическим датчиком перемещения. Установка испытана на микропроводах из известного сплава с эффектом памяти формы системы никель–титан состава $\text{Ni}_{49,8}\text{Ti}_{50,2}$. Установка позволяет исследовать функциональные свойства образцов микропроволок с эффектом памяти формы, перспективных для применений в микросистемной технике, нанотехнологии и медицинской технологии.

DOI: 10.31857/S0032816222010049

ВВЕДЕНИЕ

Развитие техники и электроники выявило необходимость в разработке новых материалов и технологий изготовления из них различного типа полуфабрикатов (прутки, поковки, штамповки, листы, проволоки, микропроволоки и т.д.) [1, 2]. При получении новых видов полуфабрикатов из конструкционных материалов их свойства определяются традиционными методами, такими как растяжение до разрушения, определение угла изгиба, ударная вязкость и т.д. Сплавы с эффектом памяти формы (э.п.ф.) являются функциональными материалами и не относятся к конструкционным. Исследование термомеханических свойств материалов с э.п.ф. требует разработки специальных установок и методов. Сплавы с э.п.ф. обладают замечательным свойством выдерживать огромные деформации без разрушения в определенном диапазоне температур. Однако использование этих материалов предполагает условие, что они не будут подвержены напряжениям свыше предела текучести ввиду утраты свойств, в то время как конструкционные материалы предполагают эксплуатацию при напряжениях свыше предела текучести (работа в условиях малоциклового усталости, ползучести и др.) и до предела прочности. Так, для полной характеристики сплавов с э.п.ф. помимо предела текучести необходимо опреде-

лить также другие свойства и характеристики этих функциональных материалов: обратимую деформацию, температуру фазовых превращений, реактивные напряжения и т.д. Ранее авторами была представлена установка трехточечного изгиба [3], а данная работа является ее продолжением и посвящена модификации экспериментальной установки для измерения зависимости деформации растяжения образца из сплава с э.п.ф. в виде микропроволоки (диаметром до 300 мкм) от температуры и нагрузки в широком диапазоне температур (от -190 до $+270^{\circ}\text{C}$), деформации (от 0 до 50%) и механических напряжений (от 0 до 2000 МПа) с возможностью проведения длительных испытаний для определения стабильности функциональных свойств при количестве термоциклов до 2000 (функциональная усталость). Также представлены результаты опробования установки измерения термоупругих свойств микропроволок сплава $\text{Ni}_{49,9}\text{Ti}_{50,1}$, изготовленных методом горячего, теплового и холодного волочения.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка предназначена для измерения зависимости деформации образца сплава с э.п.ф. в виде проволоки диаметром до 300 мкм. В частности, определяется зависимость относительной деформации растяжении образца $\epsilon(t, \sigma)$ от температуры

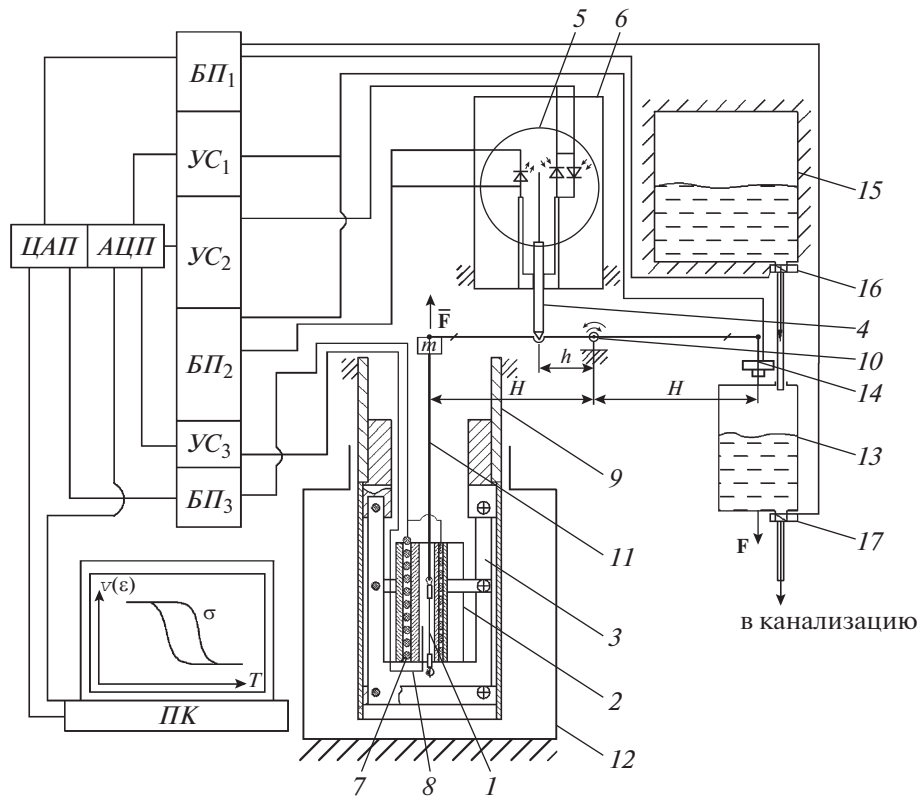


Рис. 1. Схема установки для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с э.п.ф. 1 – образец; 2 – керамические обкладки нагревателя; 3 – держатель нагревателя; 4 – керамический шток; 5 – оптический датчик перемещения; 6 – защитный кожух; 7 – нагреватель; 8 – термопара типа К; 9 – стальной шток с противовесом; 10 – равноплечее коромысло; 11 – стальной трос толщиной 3 мм; 12 – сосуд Дьюара с жидким азотом; 13, 15 – пластиковые баки; 14 – датчик силы; 16, 17 – электромеханические клапаны; БП₁ – блок питания и управления клапанами, УС₁ – усилитель сигнала датчика силы, УС₂ – усилитель сигнала фотодиодов, БП₂ – блок питания датчика силы и инфракрасного диода, УС₃ – усилитель сигнала термопары, БП₃ – блок питания нагревателя, ЦАП – цифроаналоговый преобразователь, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ПК – персональный компьютер.

t и механических растягивающих напряжений σ в образце, а также характеристики, описанные ранее в [3] для установки трехточечного изгиба.

Принцип работы установки основан на методе растяжения образца микропроволоки диаметром до 300 мкм и длиной до 25 мм из сплава с э.п.ф. силой F при переменной температуре t . Схема установки приведена на рис. 1. Состав установки аналогичен описанному ранее в статье [3], за исключением того, что в ее состав входят устройство для растяжения образца 1, включающее держатель 3 и равноплечее коромысло 10, система измерения удлинения образца, которая состоит из оптического датчика перемещения 5 (точка касания штока 4 коромысла 10 находится на расстоянии h от оси поворота коромысла), коромысла 10, соединенного со стальным тросом 11 и баком 13, находящимся на расстоянии H от середины коромысла 10.

Установка работает следующим образом. Образец 1 (рис. 1) в виде микропроволоки длиной

$L_{\text{обр}} < 25$ мм и диаметром от 0.01 до 0.3 мм (рис. 2) располагается в области нагревателя, будучи предварительно прикрепленной к стальному тросу 11 (рис. 1). Второй конец образца петлей крепится за винт, расположенный в держателе 3. Для крепления образца к стальному тросу и для изготовления петли на другом конце применяются обжимные трубки внутренним диаметром до 1 мм и длиной до 5 мм, образец продевается в трубку требуемое количество раз (в данной работе – 2 раза) и затем трубка обжимается специальными скругленными пассатижами. Первичными условиями правильного проведения эксперимента являются расположение образца и захватов в области нагревателя и разрушение образца в области рабочей части, т.е. между обжимными трубками.

Максимальные растягивающие напряжения σ в образце, а также деформация образца ϵ в зависимости от перемещения штока рассчитываются исходя из следующих формул:

$$\sigma = \frac{4F}{3.14d^2}, \quad (1)$$

$$\varepsilon = \frac{vH}{hL} \cdot 100\%, \quad (2)$$

где L , мм — длина образца; v , мм — смещение штока 4; F , Н — растягивающая сила; d , мм — диаметр образца I .

Как и в [3], сигнал, приходящий с оптического датчика перемещения 5 на усилитель сигнала фотодиодов УС₂, имеет размерность в условных единицах — вольтах. Для используемого оптического датчика 5 экспериментально определена его рабочая область — от -3.5 до $+3.5$ В, что соответствует удлинению образца на 12 мм, при этом насыщение датчика перемещения происходит при $+4.5$ В и -4.5 В. Путем регулировки положения проволочной рамки на оптической оси добиваются того, чтобы в начальный момент в отсутствие нагрузки на образец значение на датчике перемещения находилось в диапазоне от -3.5 до -3 В.

Из полученных данных строятся первичные кривые, отражающие процесс термоупругого мартенситного превращения в микроразмерном образце из сплава с э.п.ф. [3].

Удлинение образца заданной длины составляет не более 12 мм с учетом пластической и псевдопластической деформации. Термоциклирование образца может происходить в интервале температур от -190 до $+270^\circ\text{C}$, образец нагружается постоянной и известной силой, но не более 40 Н. В процессе работы на установке имеется возможность изменять такие параметры эксперимента, как интервал температур, величину растягивающей силы, скорость нагрева и охлаждения, количество термоциклов.

Как и в [3], при проведении измерений в образцах, для которых температура прямого мартенситного превращения находится ниже комнатной $25\text{--}30^\circ\text{C}$, та часть установки, в которой находятся образец I , помещается в сосуд Дьюара. При этом оптический датчик перемещения находится вне области охлаждения — при постоянной температуре помещения ($20\text{--}30^\circ\text{C}$), а спиралевидный миниатюрный нихромовый нагреватель мощностью 40 Вт, расположенный внутри керамических обкладок, обеспечивает равномерный прогрев как самого образца, так и крепежных зажимов во всем интервале удлинения образца.

Небольшие размеры образца (не более $\varnothing 0.3 \times \times 25$ мм) и миниатюрный мощный нагреватель позволяют расходовать 15–20 л хладагента (жидкого азота) на 100 термоциклов при небольших скоростях нагрева (до $5^\circ\text{C}/\text{мин}$) и на 500 термоциклов при больших скоростях нагрева и охлаждения (до $15^\circ\text{C}/\text{мин}$).

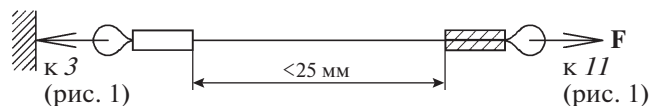


Рис. 2. Схема установки образца в области нагревателя.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Испытания установки проводились на образцах микропроволок диаметром 0.1 мм и общей длиной 120 м, изготовленных из сплава $\text{Ni}_{49.9}\text{Ti}_{50.1}$ методом горячего, теплого и далее холодного волочения по серийной технологии, принятой на ООО «Матэк-СПФ» (Москва). Исходным материалом для проволоки послужил пруткок диаметром 5 мм, прошедший теплую ковку при температуре 350°C [4]. Проволока поставляется в намотке на пластиковую катушку, от которой были отобраны образцы длиной 45 мм для проведения испытаний (с учетом расхода материала на изготовления петель для захватов).

Следует отметить, что в последнее время опубликована работа [5], в которой также исследовалась микропроволока из сплава $\text{Ni}_{49.8}\text{Ti}_{50.2}$ с э.п.ф. диаметром 0.3 мм после теплого и холодного волочения и в состоянии после отжига при 480°C 10 мин, однако с использованием установки другой конструкции.

Результат измерения зависимости $\varepsilon(t, \sigma)$ представлен на рис. 3. Стрелкой на графике указан момент нагружения. Для определенных уровней напряжения было проведено испытание с накоплением циклов. Так, для напряжения 545 МПа в 1-м цикле обратимая деформация составила 7.9%, в 20-м — 9.3%. При 260 МПа обратимая деформация составила 3.5%, температура начала термоупругого превращения мартенсит-аустенит составила 0°C , температура конца термоупругого превращения мартенсит-аустенит составила 15°C , температура начала термоупругого превращения аустенит-мартенсит составила -25°C , температура конца термоупругого превращения аустенит-мартенсит составила -50°C .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработанная в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН модификация установки, описанной в [3], для изучения функциональных свойств микропроволок с э.п.ф. и толщинами 10–300 мкм, перспективных для применений в микросистемной технике, нанотехнологии и биомедицинской технологии, имеет следующие преимущества:

— большой диапазон нагрузок до 3000 МПа (или усилий до 40 Н), диапазон измерения деформации расширен до 50% при относительно малой

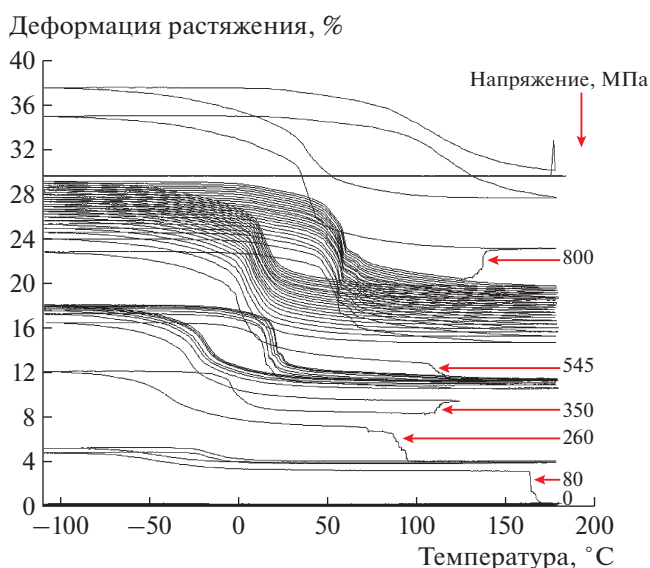


Рис. 3. Зависимость деформации от температуры и нагрузки для образца микропроволоки производства ООО «Матэк-СПФ» сплава Ni_{49.9}Ti_{50.1}.

длине образца (не более 25 мм) и широком температурном диапазоне проведения измерений – от –190 и до +270°C;

– равномерный прогрев и термопары, и проволоки, что позволяет с высокой точностью определять характеристические температуры, так как и термопара, и образец находятся в одинаковых условиях при проведении нагрева и охлаждения;

– возможность проведения длительных измерений при низком расходе хладагента – не более 15–20 л на каждые 500 термоциклов;

– при необходимости возможны различные сценарии проведения эксперимента и определения прочих характеристик э.п.ф. [5–7].

Результаты измерений характеристик термоупругих мартенситных превращений в различных микроразмерных полуфабрикатах из сплавов с э.п.ф. позволят получить не только достоверные данные об эксплуатационных свойствах материала, но и окажут существенную поддержку в моделировании устройств на их основе и контроле качества изготавливаемой проволоки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-07-01524 А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jaronie Mohd Jani, Martin Leary, Aleksandar Subic, Mark A. Gibson* // *Materials and Design*. 2014. V. 56. P. 1078. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2013.11.084>
2. *Lorenza Petrini, Francesco Migliavacca* // *J. Metallurgy*. 2011. V. 2011. ID 501483. <https://doi.org/10.1155/2011/501483>
3. *Калашников В.С., Коледов В.В., Кучин Д.С., Петров А.В., Шавров В.Г.* // *ПТЭ*. 2018. № 2. С. 139. <https://doi.org/10.7868/S0032816218020155>
4. *Калашников В.С., Андреев В.А., Коледов В.В., Гундеров Д.В., Петров А.В., Шавров В.Г., Кучин Д.В., Гизатуллин Р.М.* // *Металловедение и термическая обработка металлов*. 2019. № 8. С. 45.
5. *Xiaoyu Qin, Xiaoyong Zhang, Xiaojun Yan, Shixun Wang, Shuqing Zhang, Chaoyong Guo, Jun Jiang, Bin Zhang, Dawei Huang, Mingjing Qi* // *Materials & Design*. 2019. V. 178. P. 107842. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2019.107842>
6. *Рыклина Е.П., Прокошкин С.Д., Чернавина А.А.* // *Материаловедение*. 2012. № 11. С. 23.
7. *Otsuka K., Ren X.* // *Prog. Mater. Sci.* 2005. V. 50. P. 511. <https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2004.10.001>

ПРИМЕНЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ ПОЛУКОНТАКТНОЙ МОДЫ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА ДЛЯ ЛОКАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В УСЛОВИИ ВАКУУМА

© 2022 г. А. А. Жуков*

*Институт физики твердого тела РАН
Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, 2*

**e-mail: azhukov@issp.ac.ru*

Поступила в редакцию 14.09.2021 г.

После доработки 07.10.2021 г.

Принята к публикации 08.10.2021 г.

Показана возможность локального исследования электронной системы углеродных нанотрубок (у.н.т.) при давлении $P < 10^{-2}$ мбар, используя стандартную полуконтактную методику атомно-силового микроскопа. Продемонстрирована возможность определения полупроводниковой щели в у.н.т., а также изменения работы выхода вдоль одиночной у.н.т., имеющей диаметр $d = 0.7$ нм. Показано, что пространственное разрешение предложенной методики составляет порядка 100 нм.

DOI: 10.31857/S0032816222010244

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одномерные системы представляют повышенный интерес для изучения как со стороны фундаментальных, так и со стороны прикладных исследований, поскольку такие системы рассматриваются в качестве основы для реализации идей нанoeлектроники и наномеханики. Классическими представителями одномерных систем являются углеродные нанотрубки (у.н.т.) [1]. В зависимости от киральности нанотрубок они могут быть как металлическими, так и полупроводниковыми [2], при этом величина полупроводниковой щели составляет порядка электронвольта. Таким образом при комнатной температуре можно определить как наличие щели в у.н.т., так и величину щели. Стандартным способом исследования спектроскопии у.н.т. является изучение электронного транспорта полевого транзистора, изготовленного на основе одиночной у.н.т. [2]. Такой подход широко используется для детального исследования магнитотранспорта в у.н.т. при криогенных температурах [3].

Изготовление транзистора на основе одиночной у.н.т. сопряжено с определенными техническими сложностями. Необходимо применение электронной литографии и, кроме того, не всегда удается изготовить хорошие омические контакты к у.н.т. Поэтому при комнатной температуре более предпочтительно использовать методики зондовой сканирующей микроскопии, такие как ме-

тод локального зонда Кельвина [4] или метод измерения локальной емкости [5] на основе атомно-силового микроскопа (а.с.м.). Для приготовления образцов для исследований такого рода достаточно применение только оптической литографии [6]. В работе [6] была показана возможность определения наличия щели в у.н.т. двумя упомянутыми выше методиками.

Хорошо известно, что у.н.т. могут быть допированы газом окружающей среды [7], т.е. для получения истинной информации об электронной системе у.н.т. предпочтительно проводить все измерения в условиях вакуума. В данной работе показана возможность применения стандартной полуконтактной методики а.с.м. для исследования электронной системы одиночной у.н.т., продемонстрирована возможность определения наличия полупроводниковой щели и измерения изменения работы выхода вдоль нанотрубки.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Одностенные у.н.т. были получены методом дугового разряда [8]. Палладиевая сетка была изготовлена на кремниевой подложке, покрытой слоем оксида толщиной 1000 нм. Сетка была изготовлена при помощи стандартной оптической литографии с последующим термическим напылением палладия. Допированный кремний подложки с проводимостью n -типа использовался в

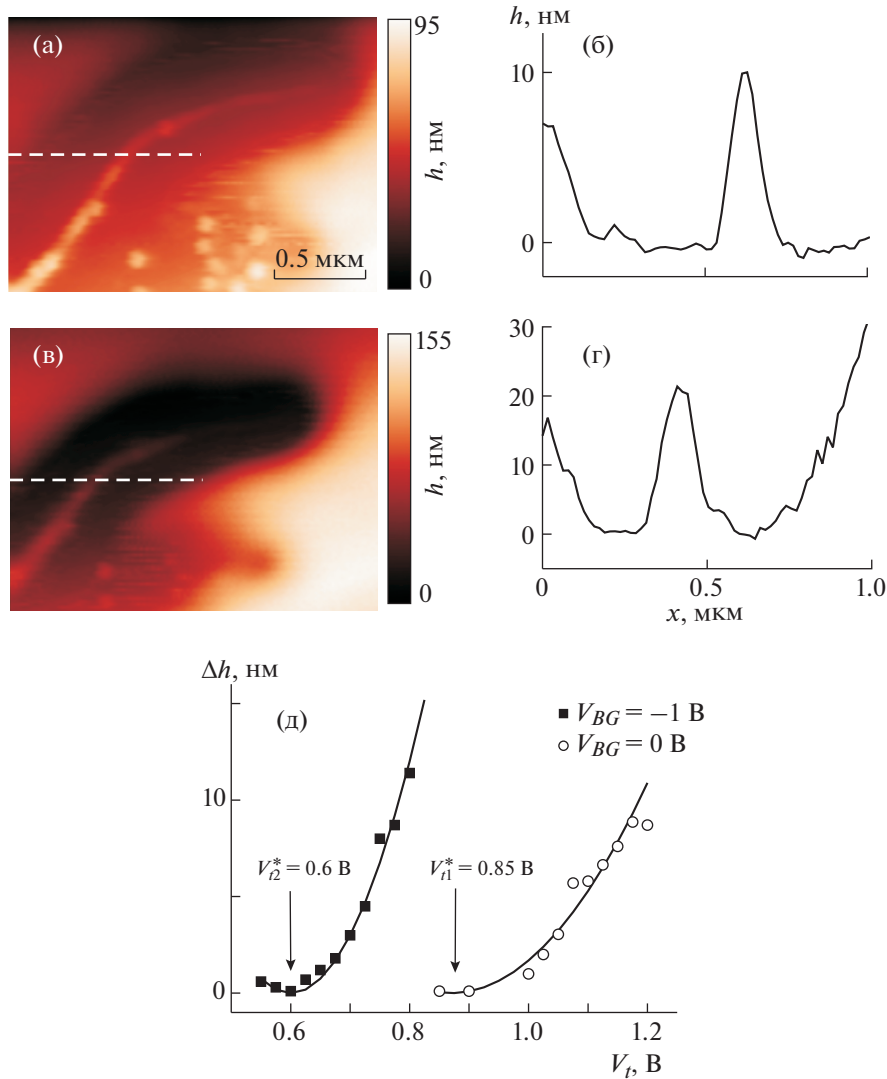


Рис. 1. Результат измерения топографии при напряжениях на заднем затворе $V_{BG} = -1$ В и на кантилере $V_t = 0.6$ В (а), б – профиль измеренной этой топографии, выполненный вдоль штриховой прямой в (а); в – результат измерения топографии при $V_{BG} = -1$ В и $V_t = 0.8$ В, г – соответственно ее профиль; д – зависимость изменения измеренного диаметра пучка у.н.т. для всех выполненных сканирований при $V_{BG} = -1$ В и $V_{BG} = 0$ В от напряжения на кантилере V_t . Две параболы с минимумами при $V_{t1} = 0.85$ В и $V_{t2} = 0.60$ В подтверждают ожидаемую квадратичную зависимость изменения измеренной высоты при несовпадающей частоте пьезодрайвера с собственной частотой кантилера.

качестве заднего затвора. Размер ячейки сетки составлял 10 мкм, а период сетки 12 мкм. После изготовления сетки на образец была помещена капля изопропилового спирта с взвесью одностенных у.н.т. Следует отметить, поскольку у.н.т. были помещены после проведения литографии, получившиеся контакты палладиевой сетки к у.н.т. оказались достаточно высокого качества. Более подробную информацию о структуре образца, использованной в данном эксперименте, можно найти в работе [6]. Изображение топографии у.н.т. на поверхности оксида кремния представлено на рис. 1а.

В эксперименте использовался высоковакуумный атомно-силовой микроскоп Solver-HV, изготовленный NT-MDT Spectrum Instruments. Данный микроскоп оборудован форвакуумным ($P < 10^{-2}$ мбар) и турбомолекулярным ($P < 10^{-5}$ мбар) насосами. В эксперименте был использован только форвакуумный насос. Все эксперименты по измерению топографии были проведены при постоянных напряжениях на заднем затворе (V_{BG}) и на кантилере (V_t). Потенциал палладиевой сетки, а следовательно, и у.н.т., касающихся ее, был равен нулю и не менялся при всех проведенных экспериментах.

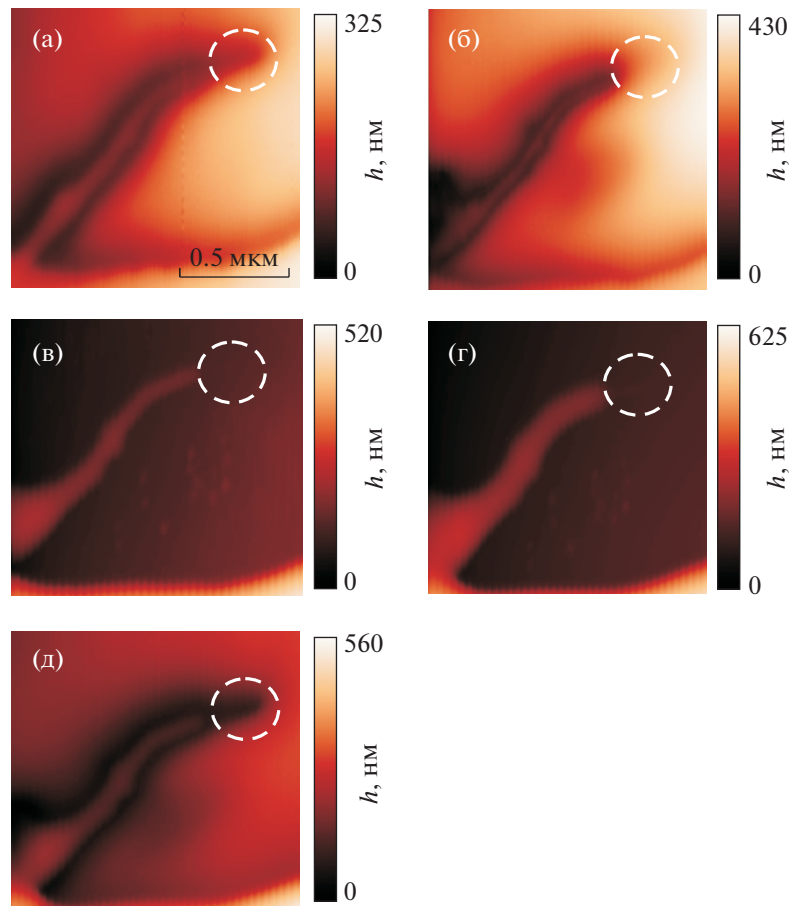


Рис. 2. Результаты измерения топографии образца: **а** – при $V_{BG} = -4$ В и $V_t = -1.6$ В, **б–г** – при $V_{BG} = -6$ В и $V_t = -3$ В, -4 В и -5 В соответственно, **д** – при $V_{BG} = -9$ В и $V_t = -5$ В. Участок полупроводниковой одиночной у.н.т. отмечен на всех рисунках штриховой окружностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Хорошо известно, что разность электрохимического потенциала между острием а.с.м. и поверхностью образца (ΔU) приводит к смещению резонансной частоты кантилевера $\Delta f_0 \propto \Delta U^2 / (kA^{3/2})$ [9], где k – жесткость кантилевера, A – амплитуда его колебаний.

Наличие ненулевой разности электрохимического потенциала ΔU приводит к изменению резонансной частоты кантилевера в полуконтактном режиме. Искусственное увеличение измеренной высоты (Δh) должно быть пропорционально ΔU^2 , если частота пьезодрайвера не совпадает с собственной частотой кантилевера, и пропорциональна ΔU^4 в противном случае.

Согласно приведенной выше формулы, влияние разности электрохимического потенциала ΔU на результат измерения топографии будет тем больше, чем меньше жесткость кантилевера, а также амплитуда его колебаний. В нашем экспе-

рименте были использованы кантилеверы SCM-PIV-V2, изготовленные компанией Bruker с характерной жесткостью $k = 0.2$ Н/м и резонансной частотой $f_0 = 15000$ Гц. Данные кантилеверы оказались оптимальными, поскольку обладали достаточно низкой жесткостью, что, однако, не приводило к залипанию острия к поверхности при измерении топографии в полуконтактном режиме. Типичное значение добротности данных кантилеверов $Q \sim 15000$ при давлении $P < 10^{-2}$ мбар.

Примеры измерения топографии при двух различных значениях напряжения на кантилевере представлены на рис. 1а ($V_{BG} = -1.0$ В, $V_t = 0.6$ В) и рис. 1в ($V_{BG} = -1.0$ В, $V_t = 0.8$ В). Профили результатов сканирования рис. 1а и 1в, полученные вдоль пунктирных линий, изображены на рис. 1б и 1г. Увеличение измеренного диаметра пучка у.н.т. хорошо видно на рис. 1г. Следует отметить, что пространственное разрешение результата сканирования топографии, которое было изменено приложением потенциала к кантилеверу

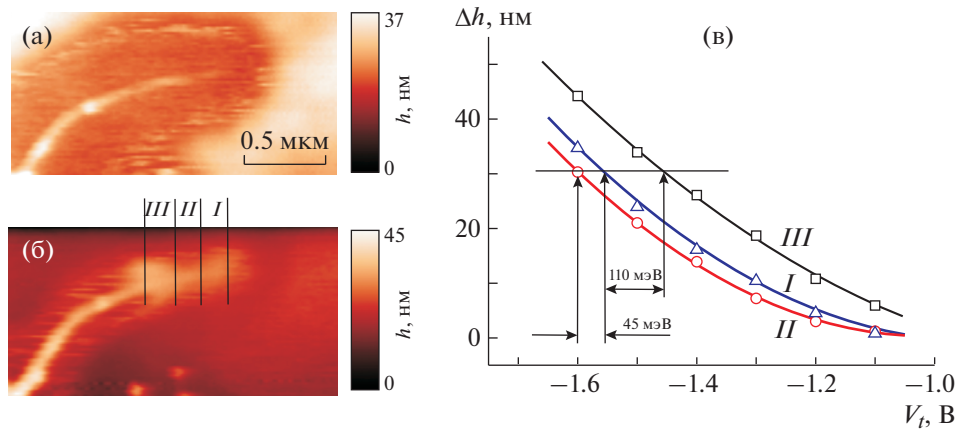


Рис. 3. Топографии образца, измеренные при $V_{BG} = -1$ В, $V_t = -0.2$ В (а) и при $V_{BG} = -2$ В, $V_t = -1.2$ В (б). Весь участок одиночной полупроводниковой у.н.т. разбит на три секции I, II и III, в которых наблюдаются разные зависимости изменения измеренного диаметра у.н.т. в зависимости от напряжения V_t , измеренные при $V_{BG} = -2$ В (в).

(рис. 1г), осталось достаточно высоким — порядка 100 нм.

На рис. 1д представлены результаты зависимости изменения измеренного диаметра (Δh) данного пучка у.н.т. от напряжения на кантилевере при двух значениях напряжения на заднем затворе: $V_{BG} = -1$ В и $V_{BG} = 0$ В. Две параболы на этом рисунке достаточно хорошо описывают данные зависимости. Их минимумы при $V_{t1}^* = 0.60$ В и $V_{t2}^* = 0.85$ В означают, что величина геометрического фактора оказывается равной $\alpha = c_{t-CNT} / (c_{t-CNT} + c_{CNT-BG}) = 0.8$, где c_{t-CNT} — емкость между острием и у.н.т., а c_{CNT-BG} — между задним затвором и у.н.т. Следует особенно отметить, что полученный геометрический фактор оказался существенно больше измеренного значения геометрического фактора для двухпроходной методики локального зонда Кельвина $\alpha = 0.12-0.13$ [8].

На рис. 2а–2д показаны результаты измерения топографии пучка у.н.т., выполненные при различных значениях напряжения на заднем затворе и на кантилевере а.с.м. Данные измерения демонстрируют наличие полупроводниковой щели в одиночной у.н.т., которая расположена на конце пучка и отмечена на рис. 2 штриховой окружностью. Рассмотрим представленные экспериментальные данные более подробно. Измерение топографии образца, выполненное при $V_{BG} = -4$ В и $V_t = -1.6$ В, показано на рис. 2а. Большая разность между V_{BG} и V_t привела к увеличению измеренной высоты топографии над оксидом кремния и провалу в области проводящего пучка у.н.т. Пучок у.н.т. таким образом оказался в “каньоне”, при этом получившийся “каньон” сохранил форму и местоположение пучка у.н.т. Следует отметить, что на рис. 2а участок одиночной у.н.т., отмеченный штриховой окружностью, является проводя-

щим, так же, как и весь остальной пучок, он создает “каньон”. Проводимость данного участка существенно образом меняется при $V_{BG} = -6$ В (см. рис. 2б–2г). Ни искусственного увеличения диаметра (рис. 2в и 2г), ни наличия “каньона” (рис. 2б) на них не наблюдается. Этот результат свидетельствует о том, что данный участок одиночной у.н.т. не является проводящим при $V_{BG} = -6$ В. Появление “каньона” на результате измерения топографии при $V_{BG} = -9$ В (рис. 2д) означает, что проводимость одиночной у.н.т. восстановилась.

Как было отмечено ранее, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о наличии полупроводниковой щели в одиночной у.н.т. При $V_{BG} = -4$ В проводимость у.н.т. электронная, при $V_{BG} = -6$ В уровень Ферми оказывается в полупроводниковой щели, а при $V_{BG} = -9$ В проводимость становится дырочной. Принимая во внимание значение $\alpha = 0.8$, можно оценить величину щели у.н.т. $E_{\text{gap}} \sim 0.8$ эВ. Такая величина щели должна соответствовать полупроводниковой у.н.т. диаметром 0.5 нм, что достаточно хорошо согласуется с измеренным диаметром у.н.т. $d \sim 0.7$ нм.

Результаты определения изменения контактной разности потенциала между одиночной у.н.т. и острием а.с.м. для разных участков одиночной у.н.т. представлены на рис. 3. На рис. 3а и 3б показана измеренная топография образца при $V_{BG} = -1$ В, $V_t = -0.2$ В и $V_{BG} = -2$ В, $V_t = -1.2$ В, соответственно. На представленных результатах сканирования хорошо видно, что искусственное увеличение измеренного диаметра у.н.т. неодинаково для трех участков у.н.т. (I, II и III). Результат сканирования топографии (рис. 3б) дополнительно подтверждает высокое разрешение использованной методики (100 нм). На рис. 3в собраны данные по измерениям изменения диаметра у.н.т. для всех

трех участков при разном значении напряжения на кантилевере (V_l) и при напряжении на нижнем затворе $V_{BG} = -2$ В. Хорошо видно отличие в величине контактной разности потенциалов для участков *I* и *II* (45 мэВ), а также участков *I* и *III* (110 мэВ). Так же, как и для измерения методикой локального зонда Кельвина, данное изменение в величине контактной разности потенциалов связано с изменением величины значения работы выхода вдоль полупроводниковой у.н.т.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность исследования электронной системы одиночной у.н.т. при помощи а.с.м., работающего в полуконтактном режиме в условии вакуума ($P < 10^{-2}$ мбар). Используя данную технику, удалось продемонстрировать как наличие щели в одиночной полупроводниковой у.н.т., так и изменение значения работы выхода вдоль нее. Показано достаточно высокое пространственное разрешение данной методики (100 нм) и большое значение геометрического фактора $\alpha = 0.8$, что особенно важно при исследовании одномерных систем.

Углеродные нанотрубки, использованные в эксперименте, были выращены А.В. Крестининым, Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госпрограммы Института физики твердого тела РАН и проекта Российского фонда фундаментальных исследований 19-29-03021mk.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iijima S.* // Nature. 1991. V. 354. P. 56. <https://doi.org/10.1038/354056a0>
2. *Charlier J.-Ch., Blase X., Roche S.* // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 677. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.79.677>
3. *Woodside M.T., McEuen P.L.* // Science. 2002. V. 296. P. 1098. <https://doi.org/10.1126/science.1069923>
4. *Nonnenmacher M., O'Boyle M.P., Wickramasinghe H.K.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 2921. <https://doi.org/10.1063/1.105227>
5. *Martin Y., Abraham D.W., Wickramasinghe H.K.* // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1103. <https://doi.org/10.1063/1.99224>
6. *Zhukov A.A., Gartman V.K., Borisenko D.N., Chernysheva M.V., Eliseev A.A.* // JETP. 2009. V. 109. P. 307. <https://doi.org/10.1134/S1063776109080172>
7. *Li J., Lu Y., Ye Q., Cinke M., Han J., Meyyappan M.* // Nano Lett. 2003. V. 3. P. 929. <https://doi.org/10.1021/nl034220x>
8. *Zhukov A.A., Chernysheva M.V., Eliseev A.A.* // JETP. 2016. V. 123. P. 143. <https://doi.org/10.7868/S0044451016070154>
9. *García R., Pérez R.* // Surface Science Reports. 2002. V. 47. P. 197. [https://doi.org/10.1016/S0167-5729\(02\)00077-8](https://doi.org/10.1016/S0167-5729(02)00077-8)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСТВОРИМОСТИ И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМЕ “УГЛЕВОДОРОД–СВЕРХКРИТИЧЕСКИЙ CO₂” В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР

© 2022 г. А. В. Радаев^{a,*}, А. А. Мухамадиев^b, А. Н. Сабирзянов^b

^a Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан,
Россия, Казань

^b Казанский национальный исследовательский технологический университет
Россия, 420015, Казань, ул. К. Маркса, 68

*e-mail: radaev_neftianik@mail.ru

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 20.06.2021 г.

Принята к публикации 18.07.2021 г.

Разработаны система насыщения пористой среды углеводородом и сверхкритическим CO₂ и методика проведения эксперимента по насыщению пористой среды углеводородом и сверхкритическим CO₂. Создана новая конструкция экспериментальной ячейки с пористой средой, которая позволяет измерять давление и температуру по всей длине экспериментальной ячейки и контролировать состояние диоксида углерода. Стенд для измерения растворимости сверхкритического CO₂ в углеводороде модернизирован путем внедрения в его схему экспериментальной ячейки новой конструкции и системы насыщения пористой среды углеводородом и сверхкритическим CO₂. Модернизированный экспериментальный стенд позволяет проводить исследования фазовых переходов сверхкритического CO₂ из растворенного в углеводороде и обратно и может быть использован для исследования влияния пористой среды на фазовое поведение системы “углеводород–сверхкритический CO₂.” Результаты исследований могут быть использованы в нефтедобывающей, нефтехимической промышленности и в машиностроительной области при исследовании теплофизических свойств газонасыщенных углеводородов.

DOI: 10.31857/S0032816221060197

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования процессов растворения и фазовых переходов газов в углеводородах из растворенного состояния в микропузырьковое или свободное и обратно являются исключительно актуальными для многих областей промышленности. Так, например, в нефтехимии фазовые переходы в нефтепродуктах, в том числе газов, оказывают значительное влияние на свойства топлив [1]. В нефтедобывающей промышленности важным является вытеснение нефти в смешивающемся режиме – в отсутствие границы раздела фаз, что позволяет значительно снизить материальные затраты на добычу нефти. Фазовые превращения систем природных углеводородов в значительной степени определяют физические явления, присущие процессам разработки и эксплуатации месторождений нефти и газа. При этом к настоящему времени хорошо проработанными являются вопросы математического моделирования процессов фазовых переходов “рас-

творенный CO₂–микропузырьковый CO₂”, “растворенный CO₂–свободный CO₂” [2, 3], однако отсутствуют как математическое описание обратного фазового перехода “микропузырьковый CO₂–растворенный в нефти CO₂”, так и экспериментальные стенды и методики, позволяющие физически исследовать данный процесс. О возможности такого перехода свидетельствуют результаты работ [4, 5], в которых установлено наличие ретроградных явлений при растворении газов в углеводородах при высоких давлениях (выше 30 МПа), что вполне достижимо как в пластовых условиях, так и при работе нефтехимического оборудования, а также работы [2, 3], в которых имеются предположения о стабильности микропузырьков при постоянном давлении.

Необходимость исследования фазовых переходов обусловлена тем, что в этом случае скачком изменяются теплофизические и физико-химические свойства углеводородов (нефти, масел, топлив): теплоемкость, теплопроводность, динами-

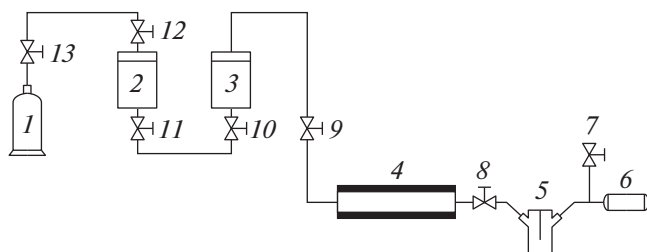


Рис. 1. Узел предварительного насыщения экспериментальной ячейки с пористой средой. 1 – напорный баллон; 2 – буферный сосуд; 3 – питательный сосуд; 4 – ячейка фазовых равновесий; 5 – разделительный сосуд; 6 – насос вакуумный; 7 – вакуумный вентиль; 8 – дроссельный вентиль; 9–13 – запорные вентили.

ческая вязкость и т.д. Свойства углеводорода значительно изменяются в зависимости от того, в каком состоянии находится диоксид углерода – в растворенном в углеводороде или микропузырьковом. Исследование теплофизических и физико-химических свойств углеводородов различной степени газонасыщенности возможно на экспериментальной установке [6], на которой проведены измерения значений динамической вязкости реальных нефтей Степноозерского месторождения Республики Татарстан и Марьинского нефтяного месторождения Самарской области при различных значениях массовой доли сверхкритического диоксида углерода. Однако знание фазового поведения многокомпонентных углеводородных систем различной газонасыщенности очень важно, так как позволяет определить в растворенном или микропузырьковом виде находится в смеси газ. Соответственно, это позволит определять теплофизические и физико-химические свойства не только систем “углеводород–растворенный CO_2 ”, но и систем “углеводород–микропузырьковый CO_2 ”, что исключительно актуально для многих областей промышленности. Кроме того, знание закономерностей фазовых превращений и умение их исследовать позволяет разрабатывать наиболее оптимальные способы нефтедобычи, отличающиеся высокой технологической эффективностью и более низкими материальными затратами, а также получить данные о фазовом состоянии многокомпонентных систем и строить фазовые диаграммы “углеводород–газ”, “углеводород–газ–вода”, которые необходимы в различного рода исследованиях в области нефтедобычи, нефтехимии, нефтепереработки. С целью исследования фазовых переходов в углеводородных системах экспериментальная установка [7] была модернизирована.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА НАСЫЩЕНИЯ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ УГЛЕВОДОРОДОМ И СВЕРХКРИТИЧЕСКИМ CO_2

Экспериментальная установка для исследования растворимости диоксида углерода в нефти, описанная в работе [7], была модернизирована путем включения в ее состав узла предварительного насыщения экспериментальной ячейки с пористой средой диоксидом углерода, а также изменения методики проведения исследований. Кроме того, была изменена конструкция экспериментальной ячейки, схема которой приведена в [7].

Смысл изменения методики проведения исследования заключается в том, чтобы предварительно насытить пористую среду диоксидом углерода, принудительно растворяв его в углеводороде. При растворении диоксида углерода в углеводороде исчезает граница раздела фаз, что можно определить по изменению градиента давления по длине экспериментальной ячейки, которое снижается с 0.3–0.4 МПа для микропузырькового режима вытеснения на длине 2 м до 0.1–0.15 МПа для смешивающегося режима вытеснения и стабилизируется. Таким образом, падение давления на всех 9 образцовых манометрах, установленных по длине 2-метровой экспериментальной ячейки, однозначно свидетельствует о наличии фазового перехода “микропузырьковый сверхкритический CO_2 –растворенный сверхкритический CO_2 ”, либо наоборот. На рис. 1 приведен узел предварительного насыщения экспериментальной ячейки углеводородом и сверхкритическим CO_2 .

Узел предварительного насыщения экспериментальной ячейки состоит из напорного баллона с азотом 1, буферного сосуда 2, питательного сосуда 3, экспериментальной ячейки 4 с пористой средой, разделительного сосуда 5, вакуумных насоса 6 и вентиля 7, запорных вентилей 9–13. К напорному баллону 1 подсоединяется газовый редуктор, рассчитанный на регулирование давления до 25 МПа (на схеме не показан).

Питательный сосуд с газовой фазой представляет собой толстостенный стальной цилиндр объемом 8 л, в торцы которого ввернуты и проварены аргоно-дуговой сваркой тонкие трубки из нержавеющей стали, подсоединяемые к вентилю 10. Питательный сосуд служит для питания экспериментальной ячейки с пористой средой исследуемой жидкостью. Конструкция буферного сосуда емкостью 5 л аналогична конструкции питательного сосуда. Буферный сосуд предназначен для обеспечения максимально равномерного насыщения ячейки фазовых равновесий исследуемой жидкостью, в качестве которой в экспериментах используется керосин, и трансформаторное масло в качестве модели маловязкой и вязкой нефти или нефть реальных месторождений. Для

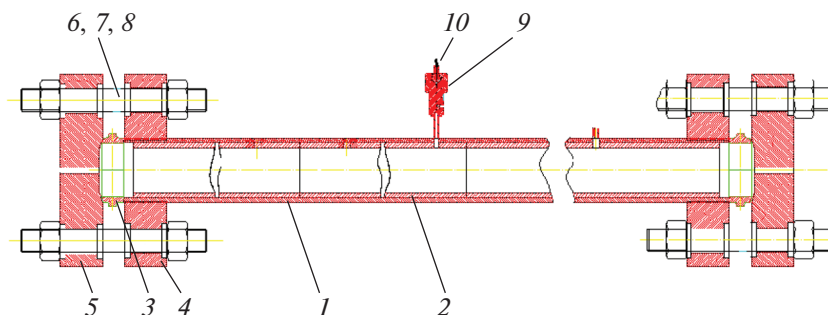


Рис. 2. Схема экспериментальной ячейки с пористой средой. 1 – корпус аппарата; 2 – отрезки труб; 3 – линзовое уплотнение; 4 – фланец резьбовой; 5 – фланец ответный; 6 – шпилька; 7 – гайка; 8 – шайба; 9 – штуцер для ввода термопары 10.

исключения появления недонасыщенных зон внутри ячейки с пористой средой в эксперименте применяется вакуумный насос *б*, подключаемый последовательно к ячейке и работающий попеременно с газовым баллоном.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯЧЕЙКА С ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

Конструкция экспериментальной ячейки, схема которой представлена в работе [7], была изменена, так как при насыщении пористой среды сверхкритическими флюидными системами имеется необходимость контроля параметров во избежание снижения их растворяющей способности. Падение давления или температуры в какой-либо точке экспериментальной ячейки приведет к тому, что углекислый газ будет насыщать углеводород в газовом состоянии газа, и при этом процессе коэффициент диффузии и растворимость снижаются на 1–2 порядка. Схема экспериментальной ячейки приведена на рис. 2.

МЕТОДИКА НАСЫЩЕНИЯ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ УГЛЕВОДОРОДОМ И СВЕРХКРИТИЧЕСКИМ CO_2

Процесс насыщения жидкостью пористой среды осуществляется путем реализации двух операций: вначале открываются вентили 9–13 (рис. 1) и порция нефти путем продавливания ее углекислым газом из баллона поступает в ячейку. После этого вентили 9–13 закрываются, открываются вентили 7 и 8, включается вакуумный насос *б* и насыщающая пористую среду жидкость начинает фильтроваться до тех пор, пока первые капли исследуемого углеводорода не появятся в разделительном сосуде 5. Разделительный сосуд предназначен для предотвращения попадания насыщающей пласт жидкости в вакуумный насос, а также для визуального наблюдения за появлением насыщающей жидкости на выходе из ячейки и измерения объема прошедшей через пористую

среду жидкости. Сосуд изготовлен из толстостенного стекла, что обеспечивает его безопасную работу при вакууме и небольшом избыточном давлении. Контроль за работой вакуумного насоса осуществляется с помощью вакуумметра. В момент появления нефти в разделительном сосуде 5 вакуумный насос *б* отключается, и экспериментальная ячейка переводится в режим непрерывного насыщения, этот режим поддерживается до прокачки углеводорода в количестве примерно двух поровых объемов пласта.

После прокачки примерно двух поровых объемов исследуемой жидкости через пористую среду в экспериментальной ячейке вакуумный насос отключается, закрываются вентили 7 и 8, открываются вентили 9–13, и внутрь ячейки под небольшим избыточным давлением из питательного баллона 1 снова подается исследуемая жидкость в объеме примерно 0.2–0.3 поровых объема пористой среды. Затем вентили 9–13 закрываются, и процесс насыщения пористой среды в ячейке под вакуумом продолжается также до того момента, когда через нее пройдет примерно 2 поровых объема жидкости. Процесс попеременного насыщения пористой среды под давлением и под вакуумом продолжается до тех пор, пока через пористую среду не пройдет 10–12 поровых объемов исследуемой жидкости. Для равномерного распределения исследуемой жидкости по объему ячейки предусмотрено насыщение пористой среды при температуре, отличной от комнатной, для чего предусмотрен обогрев экспериментальной ячейки с использованием специально сконструированной системы обогрева оригинальной конструкции, позволяющей как задавать одинаковую по всей ее длине температуру, так и изменять температуру на разных участках экспериментальной ячейки. Это наиболее актуально при насыщении пористой среды нефтью высокой вязкости, если это насыщение осуществляется при температуре примерно 25–27°C. В данной работе используется электрическая схема термостатиро-

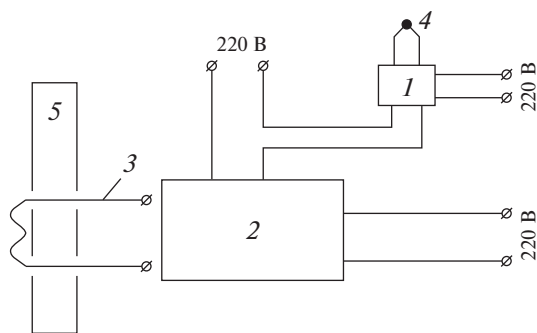


Рис. 3. Схема термостатирования экспериментальной ячейки. 1 – регулятор температуры; 2 – электромагнитное реле; 3 – нагревательный кабель; 4 – термопара; 5 – кернодержатель.

вания модели пласта, представленная на рис. 3. Она включает в себя нагревательный кабель 3 (КНМСН-НХ), бифилярно намотанный по всей длине кернодержателя 5, регулятор температуры 1 (ТРМ 138) и электромагнитное реле 2 (РПУ). Описанная выше схема позволяет поддерживать температуру кернодержателя с погрешностью $\pm 2^{\circ}\text{C}$. Температура внутри экспериментальной ячейки измеряется хромель-алюмелевой термопарой КТМС-1,5 (4), расположенной по ее оси, введенной непосредственно внутрь него на глубину 25 мм. Погрешность измерения температуры оценивается в пределах $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Насыщение пористой среды в ячейке маловязкой жидкостью осуществляется при комнатной температуре.

По окончании насыщения пористой среды жидкостью в ячейке фазовых равновесий осуществляется процесс насыщения исследуемой жидкости углекислым газом для обеспечения растворения его в ней. С этой целью от узла отключаются буферный, питательный и разделительный сосуды, а также вакуумный насос, на место которого устанавливается газовый приемный баллон, на редукторе которого выставляется заданное давление опыта по вытеснению нефти диоксидом углерода, а диоксид углерода в состоянии свободного газа начинает поступать в ячейку с пористой средой. В этот момент вентили, находящиеся на выходе из ячейки, устанавливаются в положение “закрыто”, и включается система термостатирования ячейки, которая доводит температуру внутри нее до заданного значения в эксперименте. После перехода углекислого газа в сверхкритическое состояние он поступает в модель пласта (ячейку 18, рис. 1), где происходит переход системы “нефть–диоксид углерода” из двухфазного в однофазное состояние. Условия фазового перехода по давлению и температуре для каждого вида жидкостей определяются индивидуально по фазовой диаграмме, построенной на основании эксперимен-

тальных и расчетных данных по растворимости CO_2 в углеводороде.

Переход диоксида углерода из состояния свободного газа в растворенный в нефти сопровождается снижением давления внутри ячейки (это давление контролируется с помощью образцовых манометров, устанавливаемых на входе и выходе из ячейки с пористой средой и в ее среднем сечении). Процесс насыщения исследуемой жидкости углекислым газом считается законченным, если при подаче очередной порции газа давление внутри системы не меняется. После окончания насыщения пористой среды ячейка выдерживается при давлении и температуре опыта не менее 12 ч для обеспечения термодинамического равновесия в системе “жидкость–сверхкритический флюид”.

Методика измерения растворимости описана в работе [7], а методика проведения экспериментов по исследованию процесса фильтрации потока “нефть–сверхкритический CO_2 ” в пористой среде экспериментальной ячейки приведена в работе [8], там же опубликованы результаты измерения коэффициента вытеснения керосина и трансформаторного масла вязкостью соответственно 1,2 и 18 мПа · с. Был получен исключительно важный с научной и прикладной точек зрения результат: значение коэффициента вытеснения маловязкой нефти не зависит в пределах погрешности эксперимента от проницаемости пористой среды в экспериментальной ячейке при температуре 313 К и давлениях выше 11 МПа. Авторы связывают это с тем, что при насыщении углеводорода сверхкритическим диоксидом углерода в пористой среде в соответствии с приведенной выше методикой происходит полное взаимное растворение сверхкритического CO_2 в углеводороде и углеводорода в CO_2 , в результате чего зона растворения CO_2 в углеводороде монотонно переходит в зону растворения углеводорода в сверхкритическом CO_2 . Как это показано в работах [4, 5], зоны имеют разный окрас в оптическом диапазоне, но не имеют границы раздела фаз. Наоборот, эксперименты с трансформаторным маслом показали, что при давлении ниже 12 МПа образуются микропузырьки диоксида углерода, которые стабильны в трансформаторном масле и не разрушаются со временем, их появление приводит к значительному снижению значения коэффициента вытеснения нефти.

Как уже было отмечено в начале, новый узел создавался для проведения исследований по изменению фазового состояния газонасыщенных углеводородов, которые планируется провести при тех же термобарических условиях, что и ранее, и при тех же значениях проницаемости пористой среды. Также, вероятно, эксперименты позволят оценить влияние самой пористой среды на фазовое состояние компонентов. Имеются дан-

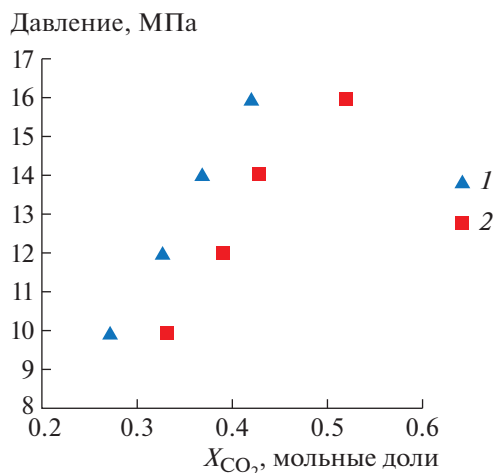


Рис. 4. Растворимость X_{CO_2} в нефти Марьинского (1) и Степноозерского (2) месторождений на изотерме 313 К.

ные [9] о том, что наличие пористой среды расширяет однофазную область на фазовой диаграмме “углеводород– CO_2 ”.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На экспериментальной установке проведены опыты по измерению растворимости диоксида углерода в модельном углеводороде и реальной нефти Степноозерского месторождения Республики Татарстан и Марьинского месторождения Самарской области. Результаты измерения растворимости представлены на рис. 4 и 5.

Результаты измерения растворимости CO_2 в нефти показали, что экспериментальные кривые, описывающие растворимость, представляют собой прямую линию без выхода на плато. Это вполне объяснимо, поскольку режим полной смешиваемости для высоковязкой нефти достигается при давлениях выше 28–30 МПа, соответственно и растворимость CO_2 в нефти существенно превышает растворимости, полученные в настоящих экспериментах, и наблюдается выход экспериментальной кривой, описывающей растворимость, на плато.

Результаты измерения растворимости CO_2 в реальной нефти и углеводородах показали, что, как и следовало ожидать, растворимость CO_2 в реальной нефти ниже, чем в трансформаторном масле. Кроме того, как видно из рис. 4, растворимость CO_2 в нефти Степноозерского месторождения существенно выше при тех же термобарических условиях, чем растворимость CO_2 в нефти Марьинского месторождения. Вероятнее всего, это связано с тем, что нефть Марьинского месторождения, как это описано в работе [10], содержит существенно большее количество смол и ас-

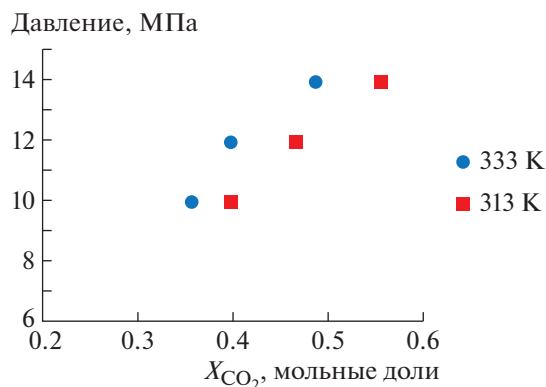


Рис. 5. Растворимость X_{CO_2} в трансформаторном масле на изотермах 313 и 333 К.

фальтенов, чем нефть Степноозерского месторождения (39.3 и 9.3 мольных долей; 10.8 и 4.6 мольных долей соответственно). Высокое содержание смол и асфальтенов в нефти существенно снижает растворимость газов в ней.

Кроме того, были проведены эксперименты по измерению растворимости CO_2 в нефти Марьинского месторождения при давлении 16 МПа и температуре 298 К, т.е. в жидкой области для CO_2 . Результаты измерений показали, что в жидкой области растворимость CO_2 настолько низка, что изобразить ее в виде экспериментальной кривой невозможно.

ВЫВОДЫ

1. Установка для измерения растворимости в системе “углеводород–сверхкритический CO_2 ” модернизирована путем включения в ее состав узла насыщения нефтью и сверхкритическим CO_2 , что позволяет проводить исследования по изменению фазового состояния системы “углеводород–сверхкритический CO_2 ” при давлениях до 25 МПа и температурах до 473 К. Разработана методика насыщения углеводорода диоксидом углерода и проведены пробные опыты, показавшие надежность методики и получаемых экспериментальных результатов.

2. На экспериментальной установке проведены измерения растворимости сверхкритического диоксида углерода в модельной и реальной нефти. Результаты измерений показали, что растворимость CO_2 в реальной нефти ниже растворимости его в трансформаторном масле.

3. Экспериментальная установка будет использована для проведения исследований по изменению фазового состояния двухкомпонентных систем “углеводород–сверхкритический CO_2 ”, растворимости диоксида углерода в углеводороде и

исследования гидродинамики потока “углеводород–сверхкритический CO₂” в пористой среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дерюгина О.П.* Автореф. дисс. ... канд. техн. наук: 05.17.07. Тюмень, 2000. 23 с.
2. *Михайлов Д.Н.* Прикладная механика и техническая физика. 2012. Т. 53. № 3. С. 68.
3. *Кутрунов В.Н.* Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2015. Т. 1. № 2. С. 163.
4. *Ямалетдинова К.Ш.* Дисс. ... д-ра техн. наук: 25.00.17. Уфа: Ин-т проблем транспортных энергоресурсов, 2006. 352 с.
5. *Хиразов Э.Р.* Автореф. дисс. ... канд. техн. наук. Уфа: Ин-т проблем транспортных энергоресурсов, 2008. 25 с.
6. *Шамсетдинов Ф.Р., Габитов Ф.Р., Зарипов З.И., Радаев А.В., Сабирзянов А.Н.* // Вестник Каз. технол. ун-та. 2013. Т. 16. № 18. С. 112.
7. *Радаев А.В., Мухамадиев А.А., Сабирзянов А.Н.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 115.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050353>
8. *Радаев А.В., Батраков Н.Р., Мухамадиев А.А., Сабирзянов А.Н.* Сверхкритические флюиды: Теория и практика. 2009. Т. 4. № 3. С. 7.
9. *Булейко В.М.* Автореф. дисс. ... д-ра. техн. наук. М.: ВНИИ природных газов и газовых технологий, 2007. 48 с.
10. *Волков В.А., Прохоров П.Э., Турапин А.Н.* // Нефть. Газ. Новации. 2018. № 8. С. 20.

МЕТОД БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО КОНТАКТИРОВАНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕМЕНТА В ИММЕРСИОННОМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОВОДЯЩИХ ЖИДКИХ СРЕДАХ

© 2022 г. О. Шаповалов*

Brandenburg University of Technology, Cottbus, Germany

*e-mail: oleg.shapovalov@b-tu.de

Поступила в редакцию 13.07.2021 г.

После доработки 07.10.2021 г.

Принята к публикации 08.10.2021 г.

Представлены концепция и тестирование новой модификации изобретенного ранее ультразвукового преобразователя для толщинометрии в высокотемпературных иммерсионных средах. Суть модификации заключается в удалении нижнего электрода пьезоэлемента и использовании электропроводности окружающей жидкости для передачи электрического заряда на контактирующую с жидкостью поверхность пьезоэлемента. Благодаря отсутствию заземляющего электрода разработанная технология обеспечивает заметное повышение точности прибора, а также значительное улучшение отношения сигнал/шум. Кроме того, предложенная модификация позволяет снизить нижнюю границу измеряемой толщины. Это обеспечивается за счет укорочения посылаемого ультразвукового импульса благодаря минимизации рассеяния излучаемого сигнала, обусловленного в исходном варианте нижним электродом. Таким образом, несмотря на некоторые отдельные сложности, которые могут возникнуть при применении модифицированного преобразователя, представленная концепция обеспечивает заметное улучшение качества измерения.

DOI: 10.31857/S0032816222010220

1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые области промышленной обработки металла при высоких температурах требуют постоянного ультразвукового мониторинга состояния функциональных частей и оборудования (например, измерение остаточной толщины стенок ванны цинкования, обсужденное в работе [1]). В преобразователях, предназначенных для таких применений (например, в запатентованной технологии [2]), водонепроницаемый корпус часто изготавливается из нержавеющей стали, что позволяет обеспечить не только защиту внутренних составляющих прибора от окружающей высокотемпературной жидкости, но и перенос электрического сигнала на нижнюю поверхность пьезоэлемента. Таким образом, нижний электрод, являющийся частью корпуса и находящийся непосредственно на пути прохождения ультразвукового сигнала при измерении, дополнительно ослабляет и рассеивает передаваемый сигнал, что отрицательно сказывается на качестве измерения.

Однако большинство промышленных высокотемпературных жидкостей, таких как гальванические растворы или расплавы солей (как было ис-

следовано в работе [3]), обладает хорошей электропроводностью, что позволяет потенциально заменить нижний электрод на проводящую иммерсионную жидкость.

Цель данной работы – разработка метода безэлектродного контактирования пьезоэлемента, а также проверка влияния предложенного метода на измерительные характеристики прибора.

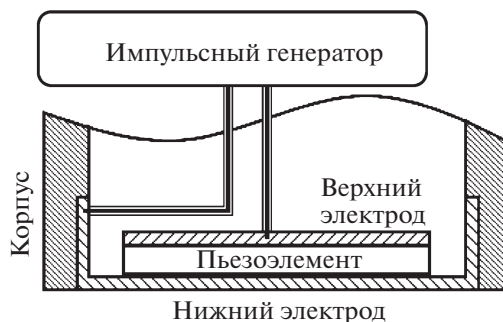


Рис. 1. Общий принцип контактирования пьезоэлемента в ультразвуковом преобразователе.

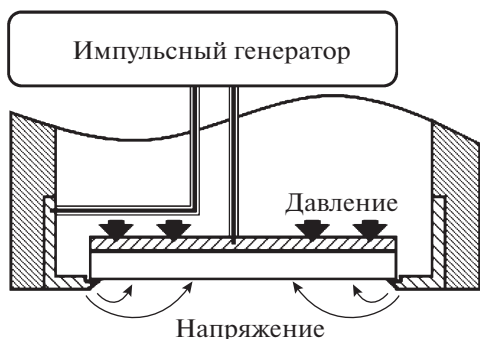


Рис. 2. Принцип безэлектродного контактирования пьезоэлемента.

2. ПРИНЦИП БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО КОНТАКТИРОВАНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕМЕНТА

При ультразвуковом исследовании акустический сигнал, как правило, генерируется механической вибрацией пьезоэлектрического элемента. Для создания необходимого сигнала к поверхности пьезоматериала равномерно прикладывается электрическое напряжение. Это может быть достигнуто, например, с помощью токопроводящего покрытия пьезоэлемента (посредством, к примеру, металлизации) или же с помощью плоских электродов (рис. 1).

При иммерсионном ультразвуковом анализе заземляющий электрод часто является составной частью водонепроницаемого корпуса прибора. Поэтому (поскольку заземляющий электрод расположен непосредственно на пути сигнала во время измерений) использование этого электрода приводит к дополнительному ослаблению и

рассеянию передаваемого сигнала, что отрицательно сказывается на качестве измерений.

Однако если иммерсионная среда имеет хорошую электропроводность, то описанная проблема может быть решена путем удаления заземляющего электрода (рис. 2). В этом случае жидкость может служить электродом, обеспечивая перенос напряжения с заземляющего электрода на открытую поверхность пьезоэлемента через электрическое возбуждение среды (см. длинные стрелки на рис. 2). Необходимыми условиями для этого, помимо проводимости, являются смачиваемость пьезоматериала и его физико-химическая стабильность по отношению к жидкости.

3. МАТЕРИАЛЫ И РЕАЛИЗАЦИЯ

Для реализации описанной выше идеи безэлектродного контактирования был использован прототип ультразвукового преобразователя для применения в высокотемпературном иммерсионном цинковом расплаве с целью измерения остаточной толщины стенок ванн цинкования, изобретенный Бершем с соавторами в 1994 г. [2]. Фото прототипа и исходная схема устройства изображены на рис. 3.

Согласно описанию устройства данного преобразователя, один из проводников импульсного генератора подключен к металлическому демпферу преобразователя (красный штрихпунктирный контур на рис. 3б), установленному на верхней поверхности пьезокристалла и служащему, таким образом, верхним электродом. При этом второй проводник подключен к стальному токопроводящему корпусу, который переносит заряд на нижнюю поверхность пьезоэлемента через нижний электрод, являющийся составной частью

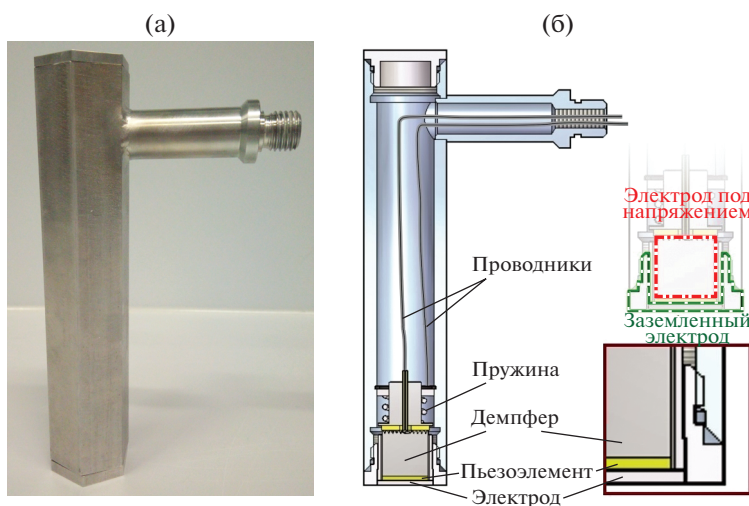


Рис. 3. Ультразвуковой иммерсионный преобразователь для толщинометрии в высокотемпературных средах: а – внешний вид, б – исходная схема его устройства.

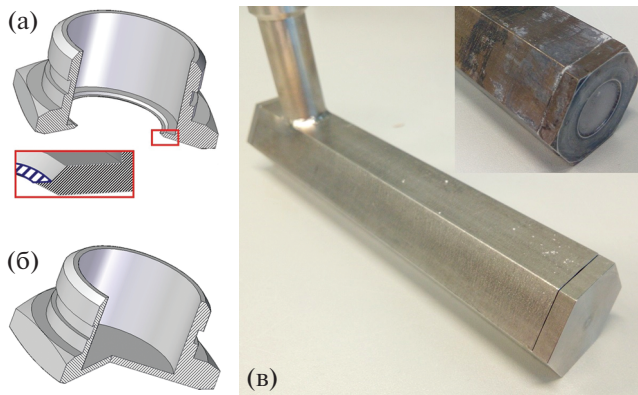


Рис. 4. Крышка корпуса высокотемпературного преобразователя в ее модифицированном (а) и исходном (б) вариантах (вид в разрезе); а также их фото (в).

крышки преобразователя (зеленый штриховой контур на рис. 3б). Для переноса электрического и акустического сигналов от пьезоэлемента к нижнему электроду используется слой на основе смеси легкоплавких стекол. Поскольку при помещении прибора в высокотемпературную среду и полном расплавлении связующего слоя внутренние функциональные элементы оказываются связанными через жидкое вещество, для их “скрепления” используется пружина сжатия, приложенная сверху к демпферу.

Для реализации и проверки предложенной идеи безэлектродного контактирования были изготовлены два прототипа описанного ультразвукового преобразователя: первый – описанной конструкции, а второй – с удаленным (посредством вырезания круглого отверстия в нижней крышке корпуса преобразователя) нижним электродом. Исходная форма нижней крышки, отмеченная на рис. 3б зеленым штриховым контуром, представлена на рис. 4б в трехмерном виде. Рис. 4а, в свою очередь, отображает ее модифицированный вариант.

Во втором прототипе преобразователя край выполненной прорези имеет ступенчатую форму: внутренний диаметр опорной поверхности для пьезоэлемента (отмечена крупной синей штриховкой на рис. 4а) на 1 мм меньше размера самого пьезокристалла, а внешний диаметр на 0.4 мм больше, чтобы пьезоэлемент можно было плотно поместить на изготовленный профиль прорези (рис. 5).

Нижняя поверхность прорези выполнена в виде фаски с углом 45° , чтобы минимизировать ее влияние на распространение акустического сигнала и облегчить отведение воздушных полостей (“пузырей”), которые могут быть захвачены при погружении преобразователя в иммерсионную среду.

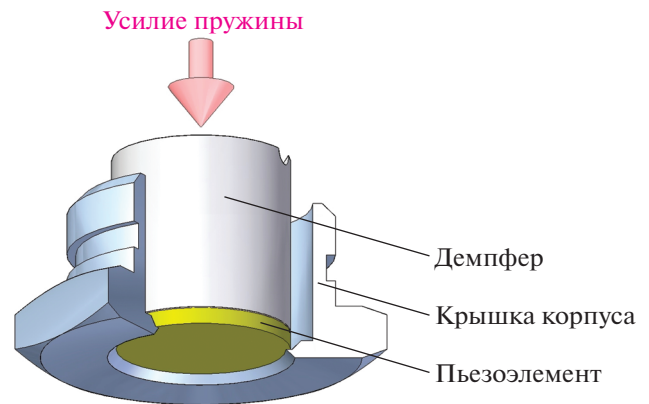


Рис. 5. Расположение пьезоэлемента на опорной поверхности прорези (вид в разрезе).

Непроницаемость конструкции, несмотря на отсутствие уплотнительного слоя на опорной поверхности, достигается посредством основательной подготовки и высокой точности изготовления поверхностей как пьезокристалла, так и прорези в сочетании с достаточным внутренним усилием пружины, приложенной к демпферу сверху и прижимающей пьезокристалл к опорной поверхности. Сила напряжения пружины сжатия должна при этом превышать силу гидростатического давления, действующего со стороны иммерсионной жидкости. Следовательно, необходимое усилие пружины F_{spring}^{min} (расположение пружины такое же, как в стандартной конструкции, см. рис. 1), прижимающее пьезокристалл к опорной поверхности, должно соответствовать максимальному гидростатическому давлению жидкости P_{hydr}^{max} (зависящему, в свою очередь, от наибольшей применяемой глубины погружения h_{max} и плотности жидкости ρ_{liq}):

$$F_{spring}^{min} = P_{hydr}^{max} a_{piez-liq}, \quad (1)$$

$$P_{hydr}^{max} = \rho_{liq} g h_{max}, \quad (2)$$

где $a_{piez-liq}$ – площадь открытой поверхности пьезоэлемента, контактирующей с жидкостью.

В нашем случае при сборке преобразователей была использована пружина, напряженная до 40 Н, что немного выше рассчитанной максимальной гидростатической силы $P_{hydr}^{max} = 37$ Н (для погружения на глубину до $h_{max} = 2$ м в жидкий цинк плотностью $\rho_{liq} = 6620$ кг/м³ [4] с диаметром открытой поверхности пьезоэлемента 19 мм).

4. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ ТЕСТ И АНАЛИЗ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для оценки влияния безэлектродного контактирования на измерительные характеристики высоко-

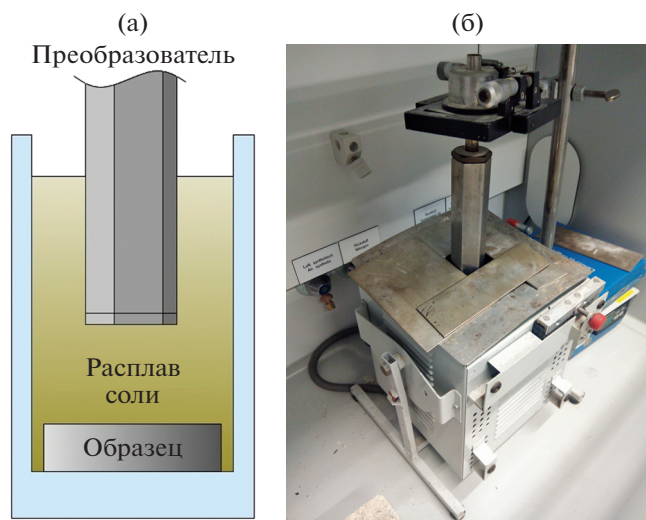


Рис. 6. Схема (а) и фото (б) установки для сравнительных испытаний.

температурного ультразвукового преобразователя мы в качестве теста провели высокотемпературную иммерсионную толщинометрию с использованием преобразователей как стандартной, так и модифицированной конструкции. Тестовый образец представлял собой пластину из нержавеющей стали (толщина 15 мм), помещенную в ванну с расплавом соли при 500°C. Схема и фото экспериментальной установки представлены на рис. 6.

Результаты проведенного тестирования представлены в виде распределения эхосигналов на рис. 7.

На обоих изображениях можно отчетливо различить от трех до четырех интенсивных входных эхосигналов, удаленных друг от друга в зависимости от расстояния между датчиком и тестовой пластиной, за которыми следуют в свою очередь

множественные эхосигналы, отраженные от задней стенки тестовой пластины и характеризующие ее толщину.

Для лучшего представления эхосигналов задней стенки (которые были относительно слабыми по сравнению с первым входным эхосигналом) мы применили усиление (указанное в правом верхнем углу каждого изображения) на основе величины второго входного эхосигнала.

Согласно рис. 7, модифицированный преобразователь по сравнению с преобразователем традиционной конструкции (с присутствующим нижним электродом) показывает гораздо более высокую чувствительность во время теста. Величина второго входного эхосигнала, принятая преобразователем с безэлектродным контактированием пьезоэлемента, примерно на 6 дБ превышает амплитуду сигнала, отображенную преобразователем традиционной конструкции. Кроме того, благодаря отсутствию рассеяния сигнала удаленным электродом, профили эхосигналов стали значительно короче при одновременно заметно более низком уровне шума. Это дает значительные преимущества при применении в толщинометрии, позволяя не только повысить точность измерения, но и снизить нижнюю границу измеряемой толщины [5]. Полуширина профиля сигнала, а также отношение сигнал/шум, измеренные на втором входном эхосигнале, приведены в табл. 1.

Помимо повышения качества измерительных характеристик, изобретение обеспечивает существенные конструктивные и производственные упрощения. Безэлектродное контактирование позволяет сократить процесс изготовления преобразователя на несколько этапов: помимо отсутствия самого связующего слоя между электродом и пьезоматериалом, нет необходимости в дорогостоящей и сложной защите поверхности электро-

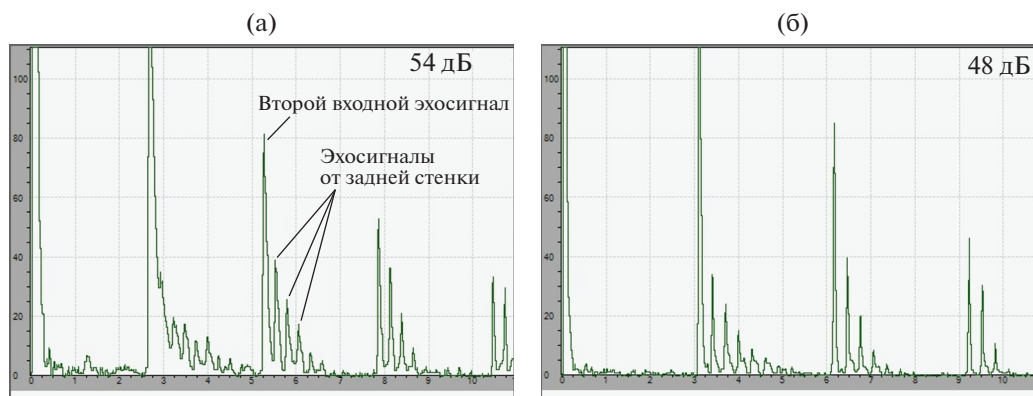


Рис. 7. Сравнительные измерения на стальном образце в солевом расплаве, выполненные преобразователем стандартной конструкции (а) и модифицированной (б). Изображения получены с помощью ультразвукового дефектоскопа ЕРОСН 1000i; передаваемое напряжение 200 В; прямоугольный импульс; собственная частота пьезоэлемента 2 МГц.

Таблица 1. Сравнение эхосигналов преобразователей традиционной и модифицированной конструкций

Вариант конструкции	Полуширина сигнала, мкс	Сигнал/шум, дБ
Традиционный	2.6	39
Модифицированный	1.2	48

да от коррозии, обусловленной агрессивным воздействием высокотемпературного расплава стекла, составляющего основу связующего слоя [3].

Тем не менее, стоит указать, что реализация предложенной безэлектродной конструкции ультразвукового преобразователя может ограничить его применение в некоторых отдельных случаях (например, если поверхность использованного пьезоэлектрического материала плохо смачивается иммерсионной жидкостью или же не является достаточно химически устойчивой для контакта с данной средой). Кроме того, удаление заземляющего электрода делает поверхность пьезоэлемента

механически незащищенной, что может потребовать использования определенных защитных конструкций в случае, если присутствует риск повреждения его поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hecht A., Neumann E.* // Metall. 1986. V. 40. P. 238.
2. *Bärsch W., Blasius D., Kanngiesser P., Podgorski J., Matthies K., Mrasek H., Beyer R.* Patent EP 0459431 B1. European Patent Office, 1994.
3. *Bloom H., Knaggs I.W., Molloy J.J., Welch D.* Molten salt mixtures. Part 1. Electrical conductivities, activation energies of ionic migration and molar volumes of molten binary halide mixtures. Transaction of the Faraday Society, 1953. V. 49. P. 1460.
4. *Richards G.G., Dreisinger D., Peters. E., Brimacombe J.K.* // Proc. of the International Symposium on Computer Software in Chemical and Extractive Metallurgy. Vancouver, B.C., Canada: The University of British Columbia, 1989. P. 245.
5. *Kenneth A.F., Gerry M.E., Karen A.S., Thomas J.N.* // Journal of British Institute of Non-Destructive Testing. 1997. V. 2. № 10. P. 5.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.317+612.8

УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ

© 2022 г. В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов,
С. Д. Солнушкин, В. Н. Чихман

Поступила в редакцию 03.09.2021 г.

После доработки 08.09.2021 г.

Принята к публикации 10.09.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816222010189

В электрофизиологических экспериментах, проводимых на лабораторных животных (белые крысы), в частности при исследовании функциональных взаимоотношений коры головного мозга и внутренних органов с целью изучения механизмов висцеральной боли, наряду с регистрацией нейрональной активности возникает необходимость контроля параметров жизнедеятельности экспериментального животного. Известны комплексы регистрации биосигналов, например, PowerLab (ADInstruments ltd). Эти комплексы характеризуются избыточной сложностью и высокой стоимостью. Нами разработано устройство MD300, предназначенное для регистрации в ходе эксперимента показателей артериального давления и частоты дыхания анестезированной крысы. Принципиальная схема устройства представлена на рис. 1. Внешний 3D-вид платы устройства показан на рис. 2.

MD300 содержит два канала для регистрации сигналов, снимаемых с мостовых датчиков давления и подключаемых через разъемы RJ14 (X_3 , X_4). Для регистрации артериального давления используется датчик MLT0670 (ADInstruments, Australia), а для регистрации дыхания – датчик MPX53GP (Freescale Semiconductor, USA). Кроме регистрации входных сигналов давления MD300 обеспечивает выдачу импульса управления через разъем BNC (X_5) для запуска специализированного электростимулятора A320 (World Precision Instruments, USA).

С целью качественного мониторинга показателей давления крови и дыхания в процессе эксперимента входные сигналы в устройстве дискретизируются одновременно с частотой 125 Гц. Для дискретизации сигналов в MD300 использован 8-канальный сигма-дельта аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.) ADS131M08 (Texas Instruments, USA) (DA_1), имеющий набор коэффициентов усиления от 1 до 128 (1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128), что обеспечивает работу с низкоуровневыми

датчиками, например, в нашем случае с MLT0670 с чувствительностью 16.5 мкВ/мм рт.ст. К тому же, наличие в каждом канале а.ц.п. ADS131M08 отдельного усилителя позволяет при дискретизации не переключаться между каналами (реализован режим Simultaneous sampling) и избежать временной задержки установки рабочего режима сигма-дельта-модулятора.

Для связи с компьютером MD300 представляет собой USB Custom HID устройство, обмен данными с которым осуществляется путем отправки и получения отчетов (HID_Reports) в режиме запрос–ответ. Для операционной системы это стандартный класс USB-устройств, не требующих специальных драйверов.

Основным узлом устройства MD300 является микроконтроллер STM32F042F4 (STM, Switzerland) (D_1), обеспечивающий передачу выходных кодов а.ц.п. в компьютер в соответствии с протоколом интерфейса USB. Устройство открывается по имени MD300.

Микроконтроллер при старте настраивает а.ц.п. в соответствии с протоколом SPI, по умолчанию выставляет коэффициент усиления 16, подключается по протоколу USB к компьютеру и выполняет с ним обмен данными.

Для обмена данными используются три HID_Reports:

1) выдача импульса запуска стимулятора длительностью несколько микросекунд – два байта: первый байт ID_Report (0x01), значение второго байта неважно;

2) настройка коэффициентов усиления каналов – три байта: первый байт ID_Report (0x02), второй байт – номер канала (0x00 или 0x01), третий – значение параметра усиления (0–7), при этом коэффициент усиления канала определяется как 2 в степени, равной значению параметра;

3) выдача данных дискретизации сигналов в компьютер – 42 байта: первый байт ID_Report

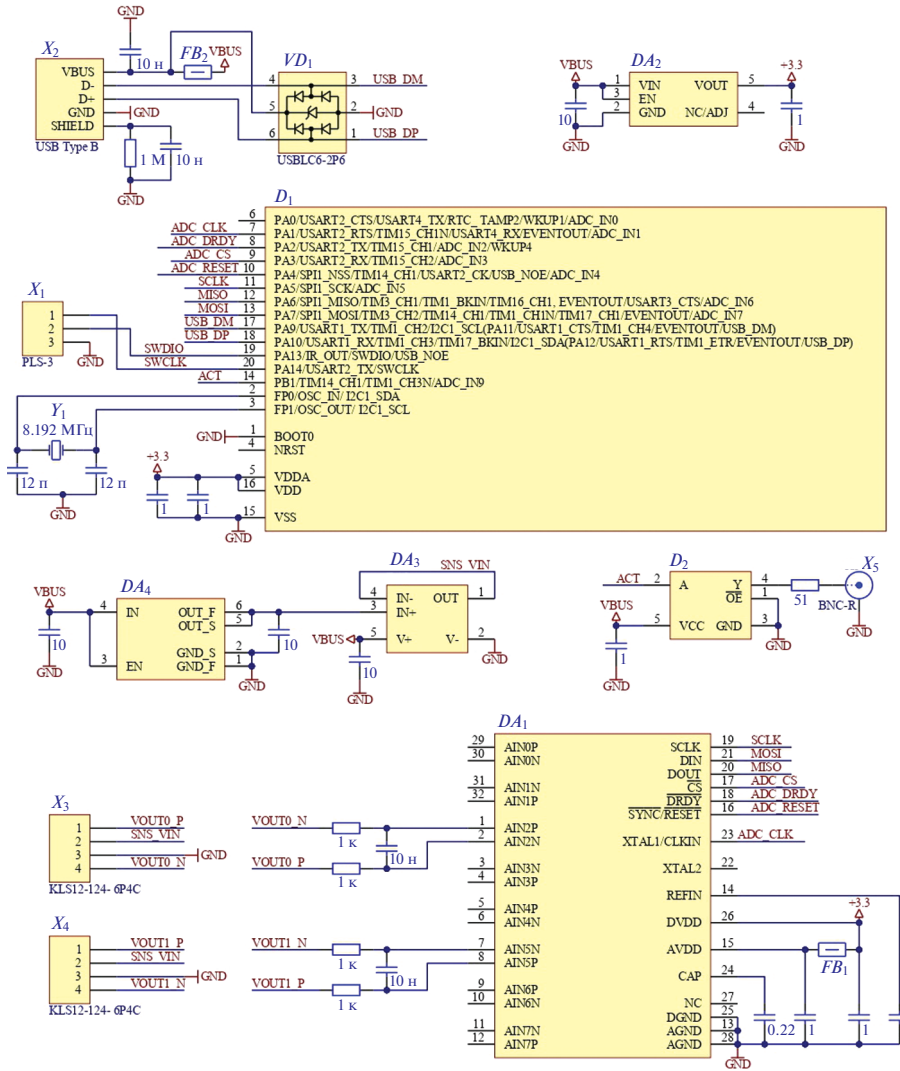


Рис. 1. Принципиальная схема устройства MD300. D_1 – STM32F042F4, D_2 – SN74AHCT1G125DBV; DA_1 – ADS131M08IPBS, DA_2 – TLV70233DBV, DA_3 – AD8605ART, DA_4 – REF34331DBVR; VD_1 – USBLC6-2P6; FB_1, FB_2 – BLM21AG601SN1D (ферритовая бусина 600 Ом при 100 МГц).

(0x03), второй байт – установленные значения усиления каналов (младшая тетрада – 0-й канал, старшая – 1-й), далее 5 пар 32-разрядных значений дискретизации, каждое начиная с младшего байта.

Микроконтроллер собирает постоянно выдаваемые аналого-цифровым преобразователем данные в пакеты по 5 и передает в компьютер без запроса. Группировка выходных значений результатов дискретизации по 5 сделана из соображения удобного обеспечения дальнейшего мониторинга данных на экране с учетом того, что в HID максимальная частота передачи пакетов 1 кГц, а размер одного пакета максимум 64 байта.

Микрокод для функционирования микроконтроллера D_1 (STM32F042F4) разработан на языке

C++ в среде IAR Embedded Workbench for ARM (IAR, Sweden) с использованием библиотеки USB, созданной фирмой STM.

На принципиальной схеме MD300 также представлены:

- модуль подавления высоковольтных помех шины USB (разъем X_2) и защиты входов микроконтроллера – VD_1 (USBLC6-2P6);
- шинный буфер D_2 для формирования TTL-уровня сигнала запуска стимулятора;
- источник опорного напряжения DA_4 и буфер для выхода источника (DA_3) с учетом нагрузки мостовых датчиков давления – 9.29 мА и 9.48 мА;
- линейный стабилизатор DA_2 на +3.3 В для питания микроконтроллера и а.ц.п.

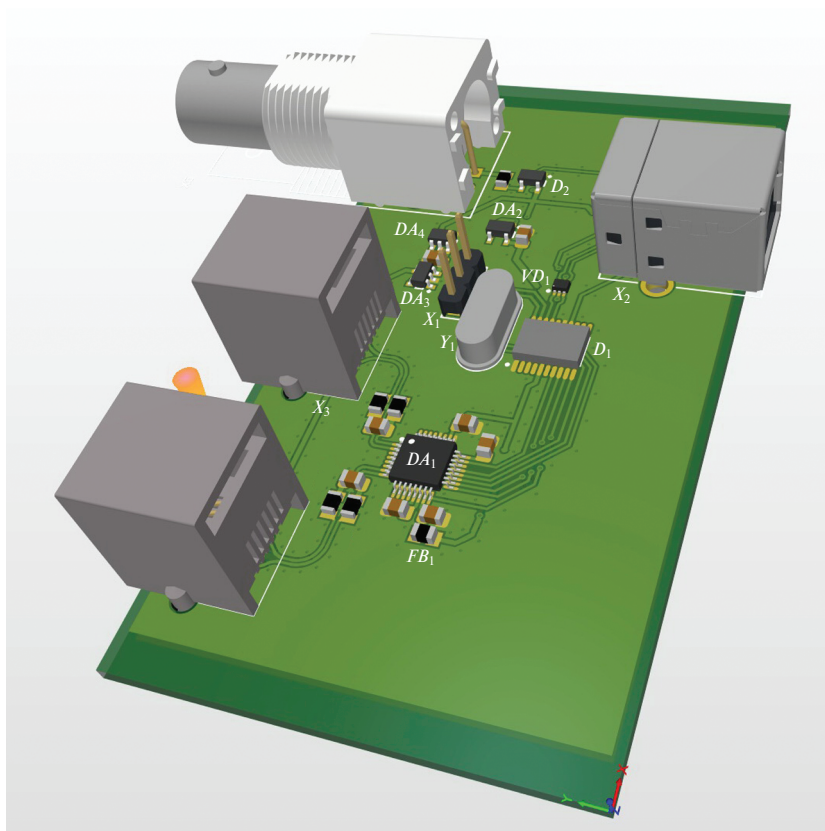


Рис. 2. Внешний 3D-вид платы устройства.

Установка SMD-компонентов (конденсаторы, резисторы и др.) на схеме MD300 с соответствующими номинальными значениями выполнена согласно известным апробированным схемотехническим решениям. Разработка схемы, проектирование и разводка печатной платы выполнены с помощью программных средств проектирования CAD ALTIUM DESIGNER (Altium Europe GmbH).

Программа обработки сигналов написана в среде Borland Delphi 7, использует библиотеку компонентов JEDI VCL с компонентом TjvHid-DeviceController, реализующим доступ к HID совместимым USB-устройствам. Эксплуатация

устройства MD300 в Институте физиологии им. И.П. Павлова РАН подтвердила эффективность его применение при невысоких затратах на изготовление.

Работа выполнена при поддержке Госпрограммы 47 ГП “Научно-технологическое развитие Российской Федерации” (2019–2030), тема 0134-2019-0005.

Адрес для справок: Россия, 188680, Ленинградская обл., село Павлово, Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН. E-mail: V_C_pavlinst@mail.ru

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816222010256

ОБЗОРЫ

Лидер В.В. Фокусирующая оптика скользящего падения для рентгеновских телескопов (обзор). — 52 с., 18 рис.

Работа посвящена принципам, современному состоянию и проблемам оптики скользящего падения для фокусировки мягкого рентгеновского излучения, используемой в телескопах на орбитальных станциях. Рассматриваются возможности построения легких рентгеновских телескопов с большой эффективной площадью сбора данных и хорошим угловым разрешением на основе оптики Киркпатрика–Баеза, Вольтера, а также оптики “глаза лобстера”. Особое внимание уделяется описанию методов оптимизации параметров рентгеновской оптики и производства рентгеновских зеркал.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Yuan-Ling Lin, Tian-Tian Yang, Ying-Qing Guo, Shi Chen, Jin-Bao Li. Study on Hybrid Test Control System Based on MATLAB-STM32. — 15 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Hybrid test is a new seismic test method combining numerical simulation with physical test. It is an advanced test method to evaluate the performance of nonlinear structures and systems. This paper proposes a novel hybrid test control system based on MATLAB-STM32. The system uses the STM32 microcontroller as the main controller and electrodynamic vibrator as excitation source of system. Furthermore, a complete set of hybrid test control system which includes physical hardware test and numerical software simulation is established by using MATLAB-STM32 communication technology, PID control method, displacement sensors, force sensors, etc. It provides a test platform for nonlinear test structures, components that are difficult to model, or components that require performance testing. This system realizes the function of real-time two-way communication between MATLAB and STM32 microcontroller. It uses the finite element software OpenSees to establish the numerical substructure, which solves the problem of the collaborative work between the numerical simulation test and the physical test of the experimental substructure, and can simulate the hybrid dynamic seismic test of the damping structure. To test the control performance of the designed system, this paper selects the viscoelastic dampers as the test substructure, and the performance detection and test analysis are completed for the hybrid test of single-layer frame structure with a viscoelastic damper. The test results show that the data communication between the upper and lower computers is stable and the whole control system performs well on both dynamic and static behaviors.

Новиков-Бородин А.В. Реконструкция и моделирование экспериментальных данных с использованием тестовых измерений. — 15 с., 4 рис.

Предлагаются и анализируются математические методы восстановления параметров исследуемых физиче-

ских процессов из данных измерений линейных стационарных систем с использованием тестовых сигналов. Предлагаемые методы позволяют осуществить реконструкцию без промежуточного определения переходной характеристики системы и также могут быть использованы для моделирования отклика измерительных систем на заданное воздействие. Использование тестовых данных позволяет обойтись без анализа измерительных систем и процесса измерений. При реконструкции используется регуляризация решений, что позволяет применять предлагаемые методы для решения плохо обусловленных и некорректно поставленных задач. Рассматриваются варианты реконструкции на основе прямых преобразований и с использованием интегральных преобразований Фурье, проводится их сравнительный анализ и анализ областей применения. Анализируются случаи реконструкции данных в виде финитных и нефинитных функций и соответствующих им дискретных данных, оценивается погрешность при дискретизации. Проводится анализ зависимости погрешности реконструкции от уровней шумов и неопределенностей в исходных данных. Представлены результаты численных экспериментов по реконструкции одномерных данных и двумерных изображений.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Рекутов О.Г., Пучков А.Н., Пчельников В.А., Бубнов О.В., Юдинцев А.Г., Кремзуков Ю.А., Рулевский В.М. Измерительный комплекс оценки качества энергопреобразующей аппаратуры для испытания систем электроснабжения космических аппаратов. — 9 с., 6 рис.

На основе анализа методов по измерению импеданса энергопреобразующей аппаратуры показан их общий принцип реализации. Предложен измерительный комплекс, реализующий данный принцип применительно к энергопреобразующей аппаратуре для испытания систем электроснабжения космических аппаратов. Комплекс позволяет измерять модуль импеданса в диапазоне частот 10 Гц–10 МГц при напряжении нагрузки до 105 В. При этом, максимальный ток (амплитуда) нагрузки в диапазоне частот до 70 кГц составляет не менее 12.5 А, с допустимым снижением максимального значения в диапазоне частот от 70 до 100 кГц по линейному закону до 10 А, в диапазоне частот от 100 кГц до 10 МГц максимальное значение тока снижается с увеличением частоты, но не более 20 дБ/декада. Рассмотрено устройство частотно регулируемой нагрузки для снятия переходных процессов энергопреобразующей аппаратуры, используемой для испытания систем электроснабжения космических аппаратов. Данное устройство позволяет реализовывать специфичные режимы работы, такие как различные вариации взаимных переходов между номинальным режимом и режимами короткого замыкания и холостого хода.

Шемолин И.С., Калашников И.В., Рулевский В.М., Осипов А.В. Устройство заряда аккумуляторной батареи асимметричным током. — 6 с., 4 рис.

Описано зарядное устройство низковольтных свинцово-кислотных аккумуляторных батарей асимметричным током. Примененная топология двойного активного моста позволила обеспечить двунаправленный режим работы, необходимый для формирования восстановительных зарядно-разрядных циклов, образованных асимметричными двуполярными импульсами зарядного тока с уровнями -7 и $+20$ А различной длительности с частотой 10 Гц. Разработанный согласующий трансформатор выполнен на магнитопроводе ELP 38 с высокоточной одновитковой обмоткой из медной шины.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Hang Xu, Liwen Feng, Jinqiang Xu, Yongyi Peng, Jingyi Li. High beam quality and high power mode-locked solid-state laser for photocathode drive laser system. — 7 p., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Solid-state lasers with high power and high beam quality have important applications, such as the photocathode electron sources. The alignment accuracy of the laser cavity impacts the output stability and beam quality of the solid state laser. The alignment precision of the gain crystal is especially critical for laser resonator. This paper reports the development of a solid-state laser. The laser resonant cavity consists of a Nd:YVO₄ gain crystal, a 880 nm pump, and a semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) for mode-locking. A specially designed crystal fixing frame with collimators with varying diameters are employed for the crystal alignment. This laser could produce 6 W of output power at 162.5 MHz of repetition rate. The beam quality M^2 is very close to 1.

Ананичев А.А., Седов А.С., Цветков А.И., Чекмарев Н.В. Использование одновременной перестройки нескольких управляющих параметров для стабилизации мощности излучения субтерагерцового гиротрона при перестройке частоты генерации. — 7 с., 4 рис.

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на обеспечение долговременной стабильности мощности субтерагерцового гиротрона при перестройке частоты генерации. Стабилизация мощности реализована за счет согласованного изменения технических параметров режима генерации. Рассмотрены две пары таких параметров: ускоряющее напряжение и температура охлаждающей жидкости резонатора или магнитное поле и температура охлаждающей жидкости резонатора. В результате экспериментов, выполненных с субтерагерцовым гиротроном киловаттного уровня мощности, была продемонстрирована стабильность мощности на уровне нескольких процентов при диапазоне перестройки частоты более 100 МГц, что подтверждает правильность предложенных подходов

Махутов Н.А., Матвиенко Ю.Г., Иванов В.И., Васильев И.Е., Чернов Д.В. Исследование процесса растяжения армирующих волокон и однонаправленного ламината до разрушения с применением акустической эмиссии. — 13 с., 12 рис.

Проведены испытания по растяжению армирующих волокон композитных материалов и образцов однонаправленного ламината до разрушения с применением акустико-эмиссионной диагностики. Полученные результаты использованы для установления соответствия между разрушениями в структуре полимерного композитного материала на микро-, мезо- и макромасштабном уровнях и регистрируемыми при этом импульсами акустической эмиссии (а.э.), их энергетическими и времен-

ными параметрами. Установление таких феноменологических зависимостей дает возможность проводить селекцию регистрируемых импульсов а.э., объединяя их в энергетические кластеры нижнего (H), среднего (C) и верхнего (B) уровней соответственно для микро-, мезо- и макромасштабных разрушений в структуре композитного материала. Контролируя в процессе нагружения изделия перераспределение весового содержания (W_i) импульсов а.э. в энергетических кластерах, суммарный уровень которых составляет $W_H + W_C + W_B = 100\%$, осуществляют мониторинг накопления повреждений в структуре пакета полимерного композитного материала на разных масштабных уровнях, оценивая остаточную прочность конструкции путем сопоставления текущих значений параметров W_i с пороговыми $[W_i]$, регистрируемыми при разрушении материала.

Медведь А.В. Двумерные поверхностные спиновые волны в динамических магнетонных кристаллах, создаваемых поверхностной акустической волной в пленках ЖИГ. — 13 с., 5 рис.

Описана методика и приведены некоторые результаты исследования двумерных поверхностных магнитостатических волн (п.м.с.в.) в динамических магнетонных кристаллах, создаваемых поверхностной акустической волной (п.а.в.) в структуре с пленкой железо-иттриевого граната. Приведены методы экспериментальных исследований зависимостей как функций угла между волновыми векторами п.м.с.в. и п.а.в. Измерены угловые зависимости частот магнетонной запрещенной зоны. Установлено, что запрещенные зоны с преобразованием отраженной п.м.с.в. в другие типы магнитостатических волн существуют при любом значении угла, а запрещенные зоны, в которых не происходит трансформации п.м.с.в. на отражениях, появляются в некотором более узком диапазоне углов. Также измерялись углы направлений волновых векторов и вектора Пойнтинга отраженной п.м.с.в. Получено удовлетворительное согласие с расчетом, выполненным с использованием метода изочастотных кривых и законов неупругого рассеяния п.м.с.в. на п.а.в.

Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С., Соленин Е.И., Исаков И.А. Метод измерения передаточной функции цифровых камер, используемых в биомедицинских системах компьютерного зрения. — 11 с., 6 рис.

Представлены экспериментальные результаты тестирования передаточной функции камер Canon EOS 500D, AxioCam HS и TourCam 14MP методом, предложенным в данной работе. В качестве источника света использовались твердотельный лазер с диодной накачкой (длина волны 477 нм), He-Ne-лазер (632.8 нм) и вольфрамово-галогенная лампа. Мощность излучения изменялась спектральным девятиступенчатым ослабителем (№7880171) и цветными стеклами (ГОСТ 9411-91). Показано, что у специализированных камер предусмотрен режим съемки с линейной передаточной функцией, а для коммерческих камер линейаризация передаточной функции выполняется путем ее гамма-коррекции.

Пен Е.Ф., Вьюхина Н.Н., Твердохлеб П.Е., Васильев Е.В., Деревянко Д.И., Шалковников В.В., Алиев С.И. Регистрация и анализ характеристик угловой селективности голограмм в фотополимерных материалах. — 11 с., 6 рис.

Выполнена модернизация аппаратных и программных средств стенда для регистрации характеристик угловой селективности пропускающих и отражательных голограмм, что повысило информативность и точность измерений оптического сигнала. Получены и проанализированы экспериментальные данные характеристик угловой селективности для голографических решеток с произвольными значениями записывающих

пучков в толстослойных и тонких фотополимерах, это позволило выявить новые сведения о характере и степени неоднородности пространственной структуры исследованных голограмм. Даны рекомендации практического применения голографических фотополимерных материалов различных типов.

Шувалов В.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С., Лазученков Д.Н. Зондовая диагностика и идентификация источников возмущения ионосферной замагниченной плазмы. — 22 с., 8 рис.

Разработана процедура диагностики замагниченной разреженной плазмы с использованием электронного тока насыщения на цилиндрический электрический зонд. Получены приближенные формулы и зависимости электронного тока насыщения от угла между осью зонда и вектором индукции внешнего магнитного поля, а также от масштабных коэффициентов, характеризующих сборание зондового тока. Полученные формулы позволяют определить концентрацию и температуру электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы с использованием двух выходных сигналов: электронного тока насыщения и потенциала зонда. Показано, что, наряду с возмущениями концентраций, температур электронов и нейтральных частиц, в качестве дополнительных критериев идентификации источников возмущения ионосферной плазмы могут быть использованы такие параметры, как энергобаланс электронов в плазме и напряженность электрического поля, параллельная вектору индукции магнитного поля Земли.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Shamseddin Esmaeili, Yasser Rajabi. Accurate determination of oscillating mass displacement in seismometry using the moiré technique. — 10 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this paper, a new method based on the moiré technique is presented to calculate the displacement of the oscillating mass in seismometry and other oscillating systems in which the position and displacement of the mass are important. The oscillating system consists of a spring-suspended mass whose position is monitored using the moiré technique. To form the moiré pattern, two similar Ronchi gratings are used so that they are facing each other without physical contact. One of the gratings is fixed to the oscillating mass and the other to the body of the oscillating system. An arrangement consisting of a laser diode, a narrow slit, and a photodiode was also used to detect and record the signal from the displacement of the moiré fringes due to the oscillation of the suspended mass. Also, an algorithm for calculations and conversion of electrical signal into displacement signal is presented. To validate the equations and the proposed algorithm, simulated and real data were evaluated and the results were compared. The results show the high capability and accuracy of the moiré technique and proposed algorithm in determining the oscillating mass displacement.

Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Кортуннов В.Н., Ульянов В.А. Установка на основе CO₂-лазера с обратной связью для автоматизированного прецизионного выпаривания биологических тканей. — 8 с., 2 рис.

Разработана установка на основе CO₂-лазера с обратной связью для автоматизированного прецизионного выпаривания биологических тканей. Прецизионное послеполое выпаривание осуществляется с использованием гальванометрического сканатора внутри заранее определяемой зоны, которая может быть любой формы, задаваемой с помощью компьютера. Установка позволяет в процессе выпаривания записывать автодинный сигнал и его производные (мощность сигнала и средневзвешен-

ную частоту в заданном частотном диапазоне) и одновременно осуществлять видеозапись процесса выпаривания с помощью цифрового микроскопа. Созданная установка может быть использована для исследований и отработки новых подходов к прецизионным малотравматичным лазерным операциям с применением роботизированных хирургических систем с обратной связью.

Зверев А.С., Гайнанов В.Г. Многоканальный аналого-цифровой преобразователь для сейсмоакустических приложений. — 6 с., 4 рис.

Описан разработанный авторами компактный аналого-цифровой преобразователь для высокоразрешающих сейсмоакустических исследований и приведены его технические характеристики. Преобразователь имеет разрядность 24 бита и 16 каналов с возможностью наращивания их количества за счет объединения преобразователей в сеть. Для обмена данными с управляющим компьютером используется локальная сеть Ethernet, что обеспечивает высокую скорость (100 Мбит/с) и универсальность интерфейса. Распределенные системы сбора данных, построенные на основе преобразователя, могут быть использованы в наземной, скважинной или морской сейсмоакустике, а также в гидроакустике.

Перцов А.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Холодилов А.А., Лыков Д.В., Трушина А.А., Червинский В.И., Фатеев Ф.В., Греков А.В., Лобода И.П., Богачёв С.А., Кириченко А.С. Телескоп для получения изображений Солнца на малоразмерных аппаратах типа кубсат. — 14 с., 4 рис.

Разработан и реализован в виде наземного макета малоразмерный космический телескоп, предназначенный для получения изображений Солнца на аппаратах типа кубсат. Для инструмента предложена и исследована компактная оптическая двухзеркальная схема, обеспечивающая построение высокочетких изображений с угловым разрешением лучше 4" в коротковолновой области солнечного спектра, где лежит основное излучение активных солнечных процессов. Проведено моделирование качества изображений, получение и исследование которых экспериментальным способом в наземных условиях недоступно. Подтверждена возможность прибора регистрировать основные явления солнечной активности — вспышки и эруптивные протуберанцы.

Хамидов Р., Маматкаримов О. Усовершенствованная универсальная установка гидростатического давления с пневмоусилителем для исследования электрических и термических эффектов в полупроводниках при воздействии всестороннего гидростатического давления. — 7 с., 3 рис.

Описана модернизация универсальной установки гидростатического давления с пневмоусилителем с двумя гидрокамерами, предназначенной для исследования статических и динамических тензосвойств полупроводников с глубокими примесными центрами. Установка позволяет проводить импульсное воздействие гидростатического давления на исследуемый образец в двух режимах: тензотерморежиме, когда воздействие импульсного давления приводит к увеличению температуры образца, и изотермическом режиме, когда воздействие давления осуществляется без изменения температуры. Показано, что второй режим обеспечивает возможность наблюдения релаксационных эффектов в полупроводниках с глубокими уровнями при импульсном давлении. Предлагаемая установка позволяет проводить исследование в обоих режимах гидрокамеры в диапазоне давлений 0–2 ГПа и температуры 273–500 К. Максимальная скорость нарастания давления в тензотерморежиме гидрокамеры $dP/dt = 2 \cdot 10^8$ Па/с; в изотермическом режиме гидрокамеры давление распространяется практически мгновенно.

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ра-

нее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегии вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ

публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы.** Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан **ПОЛНЫЙ** перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую

подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отре-

дактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>