

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Научный Совет РАН «Физика низкотемпературной плазмы»
ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет»
Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН



ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XII Всероссийской конференции
ФЭ-2022 (19–22 октября 2022 г.)

Махачкала
2022

УДК 533.9

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА: Материалы XII Всероссийской конференции по физической электронике ФЭ-2022 (19–22 октября 2022 г.). – Махачкала: Издательство ДГУ, 2022. – 238 с.

ISBN 978-5-9913-0259-3

В сборнике содержатся материалы докладов, представленных на XII Всероссийской конференции по физической электронике 19–22 октября 2022 г. в г. Махачкала.

В первом разделе сборника собраны работы, доложенные на секции по газовой электронике. Во второй раздел включены работы по твердотельной электронике.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели:

Петров О.Ф., академик РАН, директор ОИВТ РАН

Рабаданов М.Х., д. ф.-м. н., профессор, ректор ДГУ

Члены оргкомитета:

Александров А.Ф., д.ф.-м.н., внс (МГУ)

Ашурбеков Н.А., д.ф.-м.н., профессор (ДГУ)

Василяк Л.М., д.ф.-м.н., профессор, гнс (ОИВТ РАН)

Голубовский Ю.Б., д.ф.-м.н., профессор (СПбГУ)

Иванов В.В., чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., директор Физтех-школы электроники, фотоники и молекулярной физики (МФТИ)

Кудрявцев А.А., к.ф.-м.н. доцент (СПбГУ), профессор Харбинского политехнического университета (НПТ, Китай)

Курбанисмаилов В.С., д.ф.-м.н., профессор (ДГУ)

Майоров С.А., д.ф.-м.н., внс (ИОФ РАН)

Муртазаев А.К., чл. - корр. РАН, д.ф.-м.н., директор ДФИЦ РАН

Тимофеев Н.А., д.ф.-м.н., профессор (СПбГУ)

© Издательство ДГУ, 2022

Оглавление

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	7
Василяк Л.М. Резонансные явления в диэлектрических метаэлементах в СВЧ диапазоне частот.....	7
Коваль Н.Н. Генерация объёмных плазменных образований для ионно-плазменных и электронно-лучевых технологий.....	12
Тимофеев Н.А, Сухомлинов В.С., Зиссис Ж., Мухараева И.Ю., Мустафаев А.С. Моделирование короткодугового ксенонового разряда высокого давления с учетом эмиссии атомов метариала катода в разрядный промежуток.....	13
Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Закарьяева М.З., Муртазаева А.А., Рабаданов К.М., Шахсинов Г.Ш. Импульсно-периодические плазменные реакторы с протяженным полым катодом для прецизионных плазма-стимулированных аддитивных технологий ...	19
Муртазаев А.К., Бабаев А.Б., Атаева Г.Я., Бабаев М.А. Критическое поведение 2D примесной модели поттса.....	22
Сорокин Д.А., Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф. Положительные и отрицательные стримеры в воздухе и азоте в резко неоднородном электрическом поле в условиях генерации убегающих электронов.....	23
Высикайло Ф.И. Кумуляция волн де бройля электронов и электрических полей от 10^{-15} до 10^{26} м	30
Павлов А.В., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д. Исследование взаимодействия коротковолнового ультрафиолетового излучения высокой плотности мощности с конденсированными веществами.....	35
СЕКЦИЯ I. ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	37
Гаджиев М.Х., Антипов С.Н., Тихонов В.Н., Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В. Поперечный СВЧ-разряд в волноводе для формирования плазменных струй умеренной температуры	37
Гаджиев М.Х., Тюфтяев А.С., Ильичев М.В., Юсупов Д.И., Демиров Н.А. Исследование влияния профиля разрядного канала плазмотрона на электрофизические характеристики	41
Кононов Е.А., Васильев М.М., Петров О.Ф. Плазменная модификация поверхности частиц в приэлектродной области емкостного высокочастотного разряда.....	45
Шумова В.В., Поляков Д.Н., Василяк Л.М. Модель плазмы тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре	46
Крысина О.В., Прокопенко Н.А, Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Петрикова Е.А., Шмаков А.Н. Формирование, структура и свойства ионо-плазменных многоэлементных нитридных покрытий.....	49
Куликов Ю.М., Панов В.А. Гаджиев М.Х. Моделирование конвективного переноса заряженных частиц при эволюции свободной турбулентности в холодной плазме	53
Абдуллин И.Ш., Некрасов И.К., Сагитова Ф.Р. Экспериментальное исследование, подтверждающее возникновение слоя положительного заряда вокруг тела в ВЧ разряде пониженного давления	56
Печеркин В.Я., Василяк Л.М., Владимиров В.И. Заряженные микрочастицы в вертикально ориентированной электродинамической ловушке.....	59

Дорошкевич С.Ю., Воробьёв М.С., Торба М.С., Артёмов К.П., Леванисов В.А., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А. Генерация и применение электронных пучков большого сечения в ускорителях с плазменными эмиттерами и выводом пучка в атмосферу.....	62
Калашников А.В., Шевцов Е.А. Экспериментальные исследования плазменных потоков, генерируемых двухступенчатым плазменным ускорителем.....	68
Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Тересов А.Д., Петрикова Е.А., Прокопенко Н.А., Крысина О.В., Толкачев О.С. Формирование поверхностного сплава электронно-ионно-плазменным методом	72
Петрикова Е.А., Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Тересов А.Д. Термическая стойкость структуры и свойств поверхностного сплава, полученного электронно-ионно-плазменным методом	76
Печеркин В.Я., Василяк Л.М. Резонансное рассеяние электромагнитных волн линейной структурой из двух диэлектрических колец	79
Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П. Разряд в воздухе низкого давления, как лабораторная модель спрайтов в атмосфере земли	82
Сорокин Д.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Суханкулыев Д.Т., Панарин В.А., Сурнина Е.Н. Эффективные режим получения плазма активированной воды и его применение в предпосевной обработке семян	88
Агаларов М.А., Агаларова В.А., Алексеева Е.А. Оптический пробой и новые сценарии переключения лазерных солитонов в системах оптической информации	93
Протасов Ю.Ю., Телех В.Д. О динамике светозероизии полимерных материалов	95
Селимов Д.А., Оруджев Ф.Ф., Муслимов А.Э., Гаджиев М.Х. Легкий синтез микрочастиц ядро-оболочка $Ti@TiN/TiON/TiO_2$ для плазмонно-усиленного солнечного фотокаталитического разложения метиленового синего.....	97
Светлов А.С., Кононов Е.А., Петров О.Ф., Васильев М.М. Динамика уединенных частиц в тлеющем разряде постоянного тока при воздействии лазерного излучения....	99
Торба М.С., Дорошкевич С.Ю., Воробьёв М.С., Коваль Н.Н., Ежов В.В., Сулакшин С.А., Картавцов Р.А. Генерация радиально сходящегося электронного пучка в источнике с сеточным многодуговым плазменным катодом для всесторонней модификации поверхности металлических изделий сложной формы	100
Шин В.И., Воробьёв М.С., Москвин П.В., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Картавцов Р.А. Способы управления мощностью электронного пучка в течение его импульса субмиллисекундной длительности генерируемого источником с плазменным катодом.....	104
Егоров С.В., Еремеев А.Г., Плотников И.В., Рыбаков К.И., Сорокин А.А., Холощев В.В. Высокоскоростное микроволновое спекание функциональных керамических материалов.....	110
Прокопенко Н.А., Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Толкачев О.С., Петрикова Е.А., Петюкевич М.С., Крысина О.В., Ахмадеев Ю.Х., Шмаков А.Н. Синтез и исследование многослойных металлокерамических плёнок высокоэнтропийных сплавов.....	116
Ашурбеков Н.А., Рабаданов К.М., Шахрудинов А.М. Влияние поперечного магнитного поля на пробой в высоковольтном импульсном разряде в гелии	120
Ашурбеков Н.А., Курбангаджиева М.Б., Рабаданов К.М. Кинетическая модель формирования пространственных плазменных структур в наносекундном разряде с полыми электродами в неоне.....	125

Майоров С.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р. Характеристики дрейфа электронов в аргоне с парами железа	130
Курбанисмаилов В.С., Омарова П.Х., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р. Генерация оксида азота в импульсно-периодическом диффузном разряде в потоке воздуха	136
Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Закарьяева М.З., Рабаданов К.М., Шахсинов Г.Ш. Численное моделирование пространственной структуры ионизационных процессов в импульсном разряде с полым катодом с полостью полукруглой формы	142
СЕКЦИЯ II. ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	145
Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К. Фазовые диаграммы модели трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры	145
Курбанова Д.Р., Муртазаев К.Ш., Рамазанов М.К, Магомедов М.А., Муртазаев А.К. Фазовые переходы и термодинамические свойства трехвершинной модели поттса с конкурирующими взаимодействиями на оцк решетке.....	148
Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К, Магомедов М.А., Муртазаев А.К. Энергетический анализ магнитных структур основного состояния трехвершинной модели поттса с конкурирующими взаимодействиями.....	151
Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К., Джамалудинов М.Р. Исследование влияния сильных магнитных полей на фазовые переходы фрустрированной модели поттса на гексагональной решетке	154
Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Рамазанов К.М., Рамазанов Р.М. Антиферромагнетик $RbFe(MoO_4)_2$ в магнитном поле.....	156
Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Магомедов М.А., Ризванова Т.Р. Исследование влияния сильных магнитных полей на фазовые переходы фрустрированной модели поттса на решетке кагоме	157
Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Курбанова Д.Р., Хизриев М.- Ш.С. Энергетический анализ магнитных структур основного состояния модели поттса....	159
Абдурахманов М.Г., Рабаданова А.А., Селимов Д.А., Гюлахмедов Р.Р., Шуайбов А.О., Собола Д.С., Оруджев Ф.Ф. Пьезоусиленная фотокаталитическая активность электроформованной магнитной нановолоконной мембраны ПВДФ/ $BiFeO_3$	161
Алиханов Н.М.-Р., Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Гаджиев М.Х., Ильичев М.В. Диэлектрические свойства наноматериалов $Bi_{0.95}LA_{0.05}FeO_3$ после воздействия плазменным потоком	166
Гаджимагомедов С.Х., Алиханов Н.М.-Р., Рабаданов М.Х., Рабаданова А.Э., Гаджиев М.Х., Ильичев М.В., Эмиров Р.М., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х. Структурные трансформации нанокерамики $Bi_{0.95}LA_{0.05}FeO_3$ после плазменного воздействия.....	168
Гюлахмедов Р.Р., Оруджев Ф.Ф., Муслимов А. Индуцированная дефектами превосходная солнечная фотокаталитическая активность тетраподов оксида цинка.....	171
Каллаев С.Н., Омаров З.М., Билалов А.Р., Павленко А.В. Термодинамические свойства и фазовые переходы мультиферроиков $(1-x)BiFeO_3-xPbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$	176
Митаров Р.Г., Каллаев С.Н., Омаров З.М., Назарова О.М., Резниченко Л.А. Влияние мультиплетных уровней Sm^{3+} и Eu^{3+} на теплоемкость мультиферроика $BiFeO_3$	180
Кардашова Г.Д., Шабанов Ш.Ш., Муталипова Г.А., Гаджибеков М. Свойства керамики на основе карбида кремния с активирующими добавками.....	184

Кардашова Г.Д., Гитикчиев М.А., Ризаханова С.У., Дибиргаджиев Д.Ш. Особенности процесса формирования слоев на основе карбида кремния и нитрида алюминия	187
Нурмагомедов Ш.А. Модель реактивного ионно-плазменного распыления нитридов и карбидов	191
Рабаданова А.Э., Гаджимагомедов С.Х., Палчаев Д.К., М.Х. Рабаданов, Мурлиева Ж.Х. Проводимость керамик YBCO, полученных методом обычной керамической технологии и компактированием.....	196
Рабаданова А.А., Селимов Д.А., Гюлахмедов Р.Р., Шуайбов А.О., Абдурахманов М.Г., Собола Д.С., Оруджев Ф.Ф. Синтез и исследование фото-, пьезо- и пьезофотокаталитической активности электропряденных нановолокон ПВДФ/ЦТАБ	198
Рабаданова А.А., Селимов Д.А., Гюлахмедов Р.Р., Шуайбов А.О., Абдурахманов М.Г., Собола Д., Оруджев Ф.Ф. Усиленная светом пьезокаталитическая активность электропряденных нановолокон ЦТАБ/ПВДФ	202
Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Сайпулаев П.М., Шабанов Н.С., Фараджев Ш.П. Морфология после термообработки нанопорошков BaZrO ₃ при замещении циркония на иттрий	205
Гаджимагомедов С.Х., Сайпулаев П.М., Шабанов Н.С., Эмиров Р.М., Алиханов Н.М.-Р. Синтез нанопорошков на основе BaZrO ₃ с замещением циркония на иттрий методом химической технологии	207
Эмиров Р.М., Исхаков М.Э., Рабаданов М.Х., Мурлиева Ж.Х., Палчаев Д.К. Электросопротивление поликристаллического интерметаллида Ti ₆₇ Al ₃₃	209
Абдулвахидов Б.К., Садыков С.А. Исследование ИК-спектров твердых растворов (1-X)PbMn _{1/3} Nb _{2/3} O ₃ -XPbTiO ₃	210
Каллаев С.Н., Бакмаев А.Г., Бабаев А.А., Билалов А.Р., Омаров З.М. Физические свойства терморасширенного графита.....	211
Гаджиев А.М., Сайпулаева Л.А., Алиев А.М., Маренкин С.Ф., Риль А.И. Влияние магнитного поля и температуры на электрические и магнитные свойства ферромагнитного полупроводника на основе дираковского полуметалла Cd ₃ As ₂	216
Муртазаев К.Ш., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Рамазанов М.К. Фазовые переходы в фрустрированной модели изинга с магнитным полем	222
Магомедова У Г-Г. Исследование спектральных характеристик свободнорадикального окисления липидов в мембране клеток в процессе гаметогенеза молоди гибрида русского осетра и ленского осетра.....	223
Гаджиев С.М., Гаджиев А.С., Эфендиева Г.С. Высоковольтная проводимость бинарной системы гидросульфата и дигидрофосфата калия	230

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТАЭЛЕМЕНТАХ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ (Обзор)

Василяк Л.М.

*Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва
E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru; vasilyak@yandex.ru*

Метаматериалы с отрицательными значениями диэлектрической проницаемости и/или магнитной восприимчивости не существуют в природе и являются искусственными материалами, созданными на основе метаэлементов. Метаматериалы обладают необычными, с точки зрения классической электродинамики и оптики свойствами, что дает возможность их применения для управления амплитудно-фазовым спектром излучения, его поляризацией и направленностью, для создания магнитных зеркал или суперлинз с разрешением выше дифракционного предела, компактных антенн нового типа. На основе метаматериалов могут быть созданы безотражательные покрытия, уменьшающих видимость отдельных объектов.

Метаматериалы могут быть созданы из единичных метаэлементов, обладающих отрицательным магнитным или электрическим откликом. Для создания материала с отрицательным магнитным откликом был сконструирован специальный элемент – резонатор в виде металлической подковы с узкой щелью; в некотором диапазоне частот магнитная индукция такого резонатора антипараллельна возбуждающему магнитному полю [1]. Этот элемент представляет из себя колебательный электрический контур с индуктивностью одного витка и емкостью между торцами подковы. В области резонанса периодическая решётка таких металлических элементов, встроенная в структуру с отрицательным значением диэлектрической проницаемости (металл в области частот, ниже плазменной, или волновод в закритическом режиме), создаёт отрицательное преломление среды и целый ряд сопутствующих эффектов. На основе таких элементов были созданы различные конструкции для микроволновой области.

Замена металлов диэлектриками позволяет избежать больших диссипативных потерь. Например, применение диэлектрических метаматериалов в качестве чувствительных элементов позволяет существенно увеличить чувствительность датчиков в оптическом диапазоне за счет уменьшения потерь.

Для разработки метаматериалов и новых устройств на их основе необходимы данные об их резонансных частотах и полях рассеяния. Именно поэтому исследования рассеяния электромагнитных волн диэлектрическими телами разной формы при их размерах меньше длины волны наиболее важны. Однако даже в простых диэлектрических телах, например, сфера, диск, цилиндр, электромагнитная волна инициирует много различных типов резонансов, частоты которых могут совпадать, поэтому расчеты резонансных частот и полей рассеяния для диэлектрических тел становятся сложной задачей. Необходимы экспериментальные исследования.

Для корректных измерений необходимо выполнить следующие условия: размер метаэлемента должен быть достаточно велик для измерения полей вблизи него датчиками магнитного и электрического полей, длина волны возбуждающего излучения должна быть много больше размера метаэлемента или структуры из нескольких метаэлементов в области резонансных частот, а исследуемая полоса частот была бы доступной и достаточно удобной для измерений. Этим условиям удовлетворяют метаэлементы с

размерами 0,5-5 см и диэлектрической проницаемостью в диапазоне 100 - 200 в ГГц диапазоне частот.

Далее приведен обзор экспериментальных и теоретических исследований резонансных явлений в диэлектрических элементах различной формы при их возбуждении плоской электромагнитной волной ГГц диапазона: кольцо [2,3,4], плоский эллиптический контур [5], плоский прямоугольный контур [6], сфера [7], сфероид [8]. Сетевой анализатор Agilent E5071C ENA использовался для генерации и регистрации спектров излучения в ГГц-диапазоне.

Важной задачей является создание диэлектрического магнитного диполя с основной резонансной частотой, которую можно рассчитать из понятий емкости и самоиндуктивности, а поля рассеяния из закона Био-Савара-Лапласа. Такой элемент можно было бы сразу использовать в конструкциях, которые уже созданы на основе металлического кольцевого диполя. Естественно предположить, что кольцевой диэлектрический контур может обладать такими же свойствами магнитного диполя, как кольцевой металлический контур. В настоящее время широко используется понятие диэлектрического магнитного диполя, по аналогии с магнитным диполем, создаваемым током проводимости в кольцевом контуре из тонкого проводника. Поскольку величина диэлектрическая проницаемости является ограниченной, то поперечное сечение кольцевого диэлектрического магнитного диполя не может быть бесконечно мало. Такая геометрия задается условием, что диэлектрическое кольцо не может быть бесконечно тонким, поскольку через него должны протекать токи смещения. Соответственно с этим картина распределения магнитных полей для диэлектрического магнитного диполя изображается по аналогии с магнитным полем проводящего кольца с равномерным распределением тока по сечению.

На рис. 1 приведен резонансный спектр кольцевого магнитного диполя, возбуждаемого магнитной составляющей плоской СВЧ волны. Измеренное значение резонансной частоты для плоского диэлектрического ($\epsilon \sim 200$) кольца 38x28x10 мм составляет 1.07 ГГц, что согласуется с расчетным значением, рассчитанным из эквивалентной индуктивности и емкости. Видно, что резонанс узкий, ширина резонанса определяется не только потерями, которые малы, но и возбуждением разных мод в разных сечениях кольца. Для диэлектрических колец с большой диэлектрической проницаемостью показано, что наблюдается существенное уменьшение количества частот собственных радиальных колебаний на низших модах по сравнению со сплошными диэлектрическими цилиндрическими резонаторами. Следует отметить, что спектр плоского диэлектрического кольца является наиболее простым, и отражает основную моду магнитного диполя.

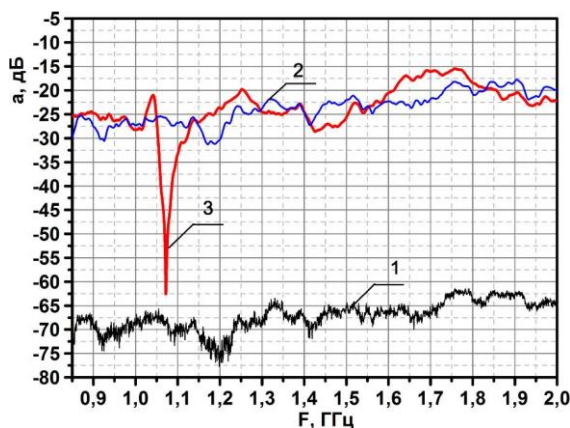


Рис. 1. Спектры электрического поля вблизи диэлектрического кольца [2]. 1 – спектр шумов, 2 - спектр без кольца, 3 - спектр вблизи диэлектрического кольца.

Плоский эллиптический контур проявил анизотропию рассеяния [5], в отличие от плоского кольца, и аналогично кольцу был более ограниченный спектр резонансных частот. Спектр резонансных частот плоского прямоугольного контура [6] оказался очень разнообразным, вследствие возбуждения как магнитных, так и электрических диполей, расщепления частот вследствие взаимодействия токов в параллельных сторонах прямоугольного контура, возбуждения полноводных мод и др. Разнообразие резонансных частот в прямоугольном диэлектрическом контуре делает его перспективным для различного рода устройств и применений. Для сферы как теоретически, так и экспериментально обнаружено много резонансов различных мод, начиная с электрического и магнитного диполя, квадруполья и т.д. На рис. 2. представлены расчеты распределения линий электрического поля в плоскости xz для магнитного дипольного резонанса (а) и магнитного квадрупольного (б). Эти резонансы были измерены вплоть до октуполя, и они хорошо совпали с моделированием.

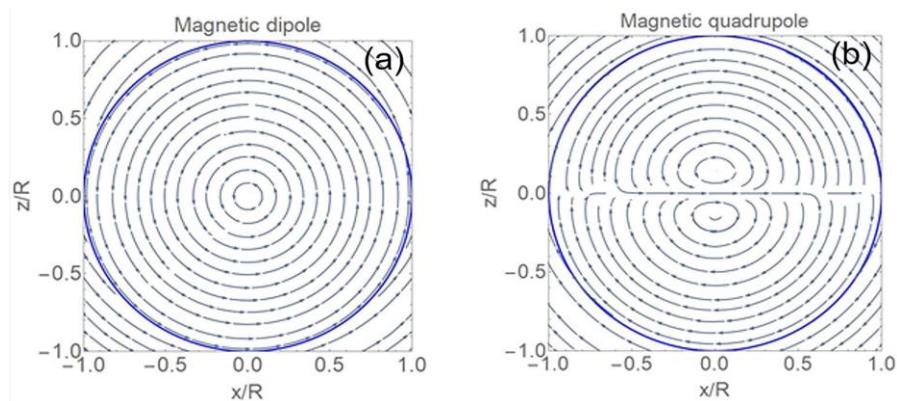


Рис. 2. Распределение линий электрического поля в плоскости xz для магнитного дипольного резонанса для $q = 0.254905$ (а) и магнитного квадрупольного для $q = 0.36604$ (б) [7]. Волновой вектор плоской волны направлен по оси z , вектор электрического поля вдоль оси x . $q = \omega R/c = 2\pi R/\lambda$.

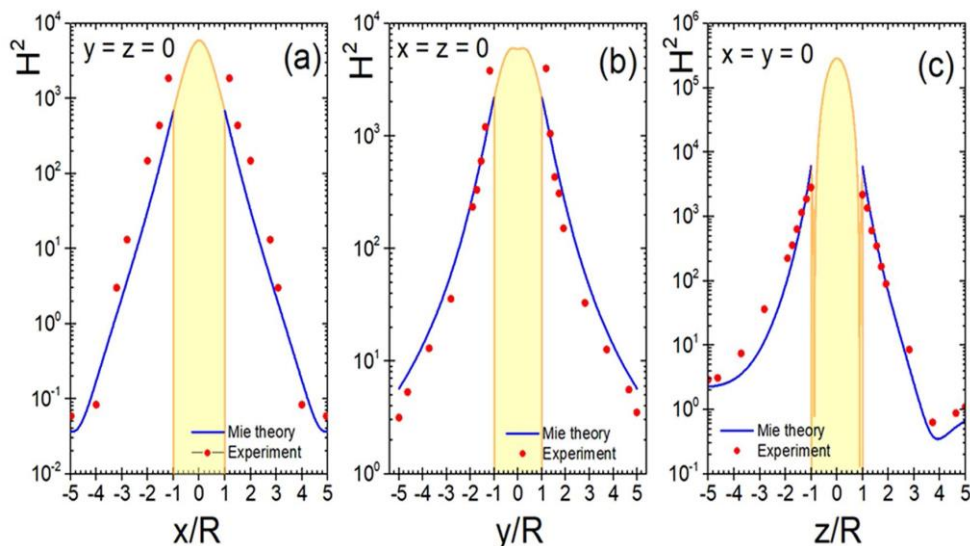


Рис. 3. Распределение энергии магнитного поля для сферы на частоте магнитного дипольного резонанса [7] вдоль оси x при $y = z = 0$ (а), вдоль оси y при $x = z = 0$ (б), вдоль оси z при $x = y = 0$ (с). Линии – расчет по теории МИ, точки – эксперимент.

Чрезвычайно интересным явлением является усиление электрического поля внутри сферы и около нее при резонансе. Чем выше мода резонанса, тем более узкий резонанс и тем больше усиление магнитного поля в критических резонансных точках. На рис. 3. представлены распределения энергии магнитного поля для сферы диаметром 1 см с диэлектрической проницаемостью 144.68 на частоте магнитного дипольного резонанса 2.26 ГГц. В центре сферы согласно теории МИ усиление плотности магнитной энергии достигает $H^2 = 3.25 \times 10^5$ [7].

Одним из важных свойств метаэлементов является возможность создания условий, при которых отсутствует отраженное и рассеянное вперед излучение. Такой эффект был получен теоретически и экспериментально для диэлектрического сфероида с длиной большой оси 19.5 мм и малой оси 12.5 мм при направлении вектора магнитного поля H вдоль большой оси сфероида, а волнового вектора вдоль малой оси и перпендикулярно большой оси. На рис. 4 показано, как происходит исчезновение отраженного и рассеянного вперед излучения за счет взаимодействия резонансных полей электрического диполя и магнитного квадрупольного сфероида на частоте 2.17 ГГц.

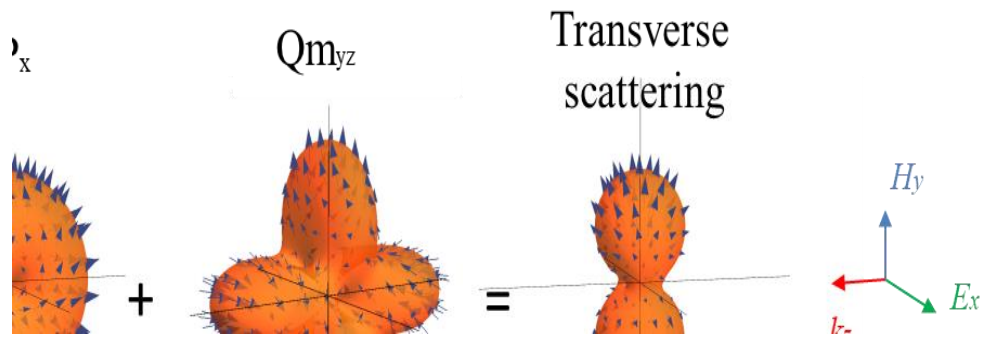


Рис. 4. Взаимодействие резонансных полей электрического диполя и магнитного квадрупольного сфероида на частоте 2.17 ГГц, при котором от рассеяния вперед и назад вдоль волнового вектора, а есть только рассеяние в перпендикулярном направлении [8].

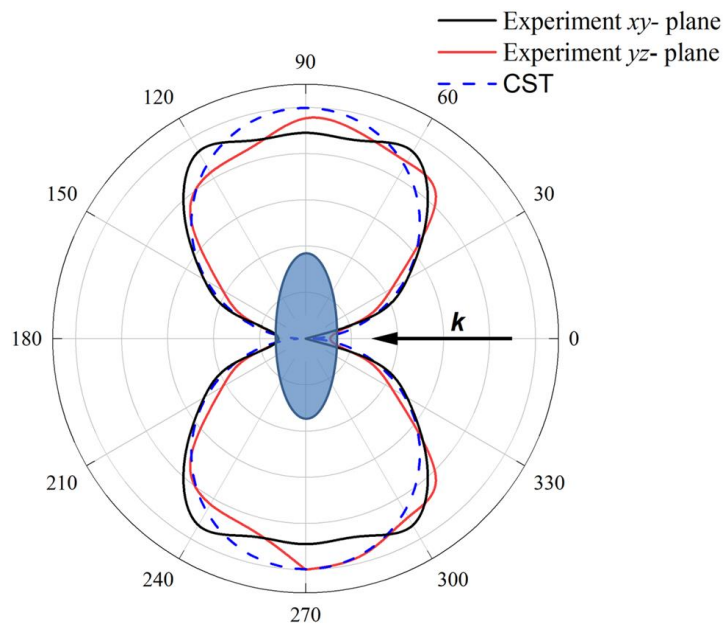


Рис. 5. Магнитные поля рассеяния сфероида на частоте 2.17 ГГц. Эксперимент – сплошные кривые линии в двух перпендикулярных плоскостях, моделирование – пунктирная кривая. Магнитный вектор инициирующей плоской ЭМ-волны направлен вдоль большой оси сфероида [8].

Рассеянное излучение при этом будет только в направлении, перпендикулярном волновому вектору. Такое явление носит название эффект Керкера. На рис. 5 представлены рассчитанные (пунктирная линия) и измеренные (сплошные кривые линии) распределения магнитных поля рассеяния сфероида на частоте 2.17 ГГц. Видно хорошее согласие эксперимента и расчета и отсутствие рассеяния назад и вперед. [8].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-01056-22-00).

Литература

1. Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J. & Stewart, W. J. Magnetism from conductors and enhanced non-linear phenomena. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. V. 47. P. 2075.
2. Шварцбург А. Б., Печёркин В. Я., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Фортон В. Е. Диэлектрические резонансные магнитные диполи: парадоксы, перспективы, первые эксперименты // УФН. 2018. Т. 188. С. 780.
3. Shvartsburg, A.B., Pecherkin, V.Y., Vasilyak, L.M. *et al.* Resonant microwave fields and negative magnetic response, induced by displacement currents in dielectric rings: theory and the first experiments. // Sci Rep. 2017. V. 7. 2180.
4. Shvartsburg A.B. Pecherkin V. Ya., Jiménez S. et al. Sub wavelength dielectric elliptical element as an anisotropic magnetic dipole for inversions of magnetic field // J. Phys. D: Applied Phys. 2018. V. 51. 475001.
5. Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., et al. Резонансное рассеяние плоских электромагнитных волн диэлектрическим эллипсом // Прикладная физика. 2019. № 4. С. 5
6. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Jimenez S., Vasilyak L. M., Vazquez L. and Vetchinin S. P. Resonant phenomena in an all-dielectric rectangular circuit induced by a plane microwave // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. 075004.
7. Luk`yanchuk, B., Vasilyak, L.M., Pecherkin, V.Y. et al. Colossal magnetic fields in high refractive index materials at microwave frequencies. // Sci Rep. 2021. V. 11. 23453.
8. Bukharin, M.M., Pecherkin, V.Y., Ospanova, A.K. *et al.* Transverse Kerker effect in all-dielectric spheroidal particles. // Sci Rep. 2022. V. 12. 7997.

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЪЁМНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ДЛЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ И ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Коваль Н.Н.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск
E-mail: koval@hcei.tsc.ru*

Дуговые разряды низкого давления как в непрерывном, так и в импульсном режимах эффективно генерируют плотную низкотемпературную плазму, которая может использоваться непосредственно для обработки материалов и изделий, а также для извлечения из плазмы заряженных частиц в источниках электронов и ионов. Создаваемые в Институте сильноточной электроники СО РАН дуговые плазмогенераторы на основе несамостоятельных разрядов низкого давления используют комбинацию накаливаемого и холодного катодов, что позволяет устойчиво зажигать и поддерживать разряд с токами от единиц до сотен ампер в диапазоне давлений 0,1 - 1 Па при напряжении в десятки вольт, обеспечивая плазму с концентрацией $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Особенностью такого типа разряда является то, что он существует в диффузной форме позволяя создавать объёмные плазменные образования с однородностью в объёмах от нескольких кубических дециметров и вплоть до кубического метра. В докладе приведены примеры лабораторных установок на основе созданных плазмогенераторов, а также реализованных на них процессов по ионно-плазменному азотированию и плазменно-ассистированному напылению функциональных покрытий различного назначения.

На основе импульсных и импульсно-периодических дуговых разрядов созданы объёмные плазменные образования для сеточных плазменных эмиттеров электронов, которые отличаются широким диапазоном основных параметров с возможностью их независимой регулировки. Такие электронные источники генерируют как низкоэнергетические (до 20 кэВ) пучки с уникальным набором параметров (ток до сотен ампер при длительности импульсов десятки микросекунд) и диаметре пучка в несколько сантиметров, так и высокоэнергетические (до 200 кэВ) пучки с током в десятки ампер при субмиллисекундной длительности и площади пучка до 1000 см^2 . Приведены примеры использования таких пучков как для научных исследований, так и в технологических целях.

На основе дуговых разрядов с объёмными плазменными образованиями создана комбинированная установка, сочетающая как плазму для непосредственной обработки поверхности, так и импульсный электронный пучок для финишной обработки модифицированной поверхности. Это позволяет в едином вакуумном цикле реализовать комплексный процесс, включающий азотирование поверхности, напыление микронных композиционных покрытий с последующим электронно-пучковым миксингом этих покрытий с основой, что обеспечивает создание поверхностных сплавов с повышенными прочностными и эксплуатационными свойствами. Приводятся результаты по кратному повышению износостойкости модифицированных поверхностей сталей и сплавов.

Полученные результаты будут использоваться при создании специальной установки для более детальных исследований по модификации поверхности материалов методом рентгенофазового анализа (РФА) с использованием синхротронного излучения на накопителе электронов в составе ЦКП СЦСТИ на базе УНУ "Комплекс ВЭПП-4-ВЭПП-2000" в ИЯФ СО РАН.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФ в лице Министерства науки и высшего образования (проект N075-15-2021-1348) в рамках мероприятия N 1.1.14

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОТКОДУГОВОГО КСЕНОНОВОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ АТОМОВ МЕТАРИАЛА КАТОДА В РАЗРЯДНЫЙ ПРОМЕЖУТОК

Тимофеев Н.А.¹, Сухомлинов В.С.¹, Зиссис Ж.², Мухараева И.Ю.¹, Мустафаев А.С.³

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, Санкт-Петербург
E-mail: niktimof@yandex.ru

²Университет им. Поля Сабатье, Франция, Тулуза

³Санкт-Петербургский государственный горный университет, Россия,
Санкт-Петербург

Короткодуговые ксеноновые разряды высокого (сверхвысокого) давления используются в качестве источников оптического излучения, когда спектр излучения должен быть максимально приближен к солнечному спектру и когда необходимо иметь высокоинтенсивное излучение точечного источника света.

Данное исследование посвящено моделированию короткодугового ксенонового разряда высокого давления с учетом эмиссии атомов тория в объем разряда. Причиной присутствия атомов тория в плазме разряда являются вольфрамовые катоды, легированные торием, которые обычно используются в ксеноновых источниках света высокого и сверхвысокого давления [1, 2].

В основу настоящего исследования положены экспериментальные данные [3]. Основные результаты представлены на Рис.1. Эти результаты были получены с использованием стандартной ксеноновой лампы мощностью 250 Вт. Видно, что присутствие тория вблизи катода снижает температуру плазмы в этой области и обеспечивает преобладание плотности ионов тория над плотностью ионов ксенона, причем последняя в этой области стремится к нулю. Напротив, плотность ионов ксенона является основной вблизи анода. Интенсивность излучения в видимом диапазоне спектра имеет максимум вблизи катода и не коррелирует с температурой плазмы. Этого, очевидно, не может быть, если газовый состав разряда однороден (присутствие только атомов ксенона).

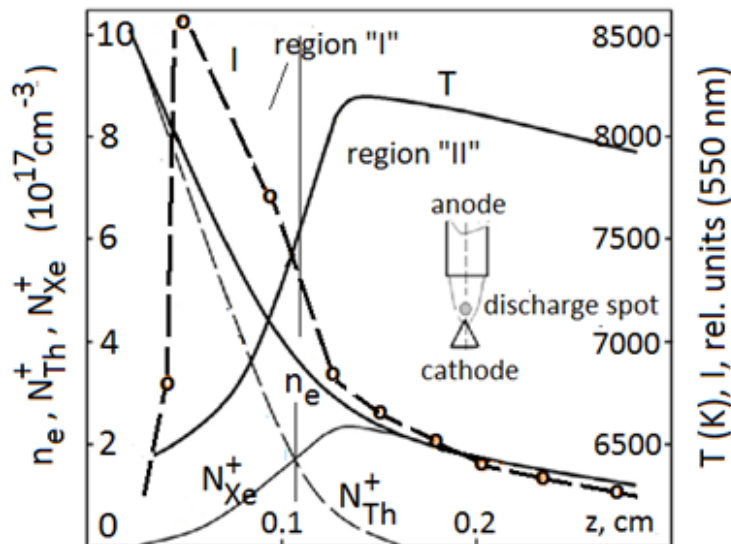


Рис. 1. Продольные распределения температуры плазмы T , интенсивности света I при 550 нм, электронной плотности n_e , а также плотностей ионов тория и ксенона в короткодуговой ксеноновой лампе сверхвысокого давления мощностью 250 Вт [3]; геометрия разряда показана на вставке. Давление холодной лампы составляет 20 атм., расстояние между электродами – 0,3 см, ток разряда – 14 А.

В основе разработанной модели лежат два главных предположения: 1) плазма находится в локальном термодинамическом равновесии [1, 2]; 2) плазма содержит атомы тория, испускаемые торированным катодом. Геометрия разряда такова, что, на наш взгляд, удобно использовать эллипсоидальные координаты (вытянутый эллипсоид вращения) [4] для описания пространственных распределений характеристик плазмы (см. Рис.2). В этом представлении мы предполагаем, что поверхность катода совпадает с некоторой поверхностью τ_0 , а поверхность анода совпадает с поверхностью τ_L , причем эти поверхности, безусловно, эквипотенциальны.

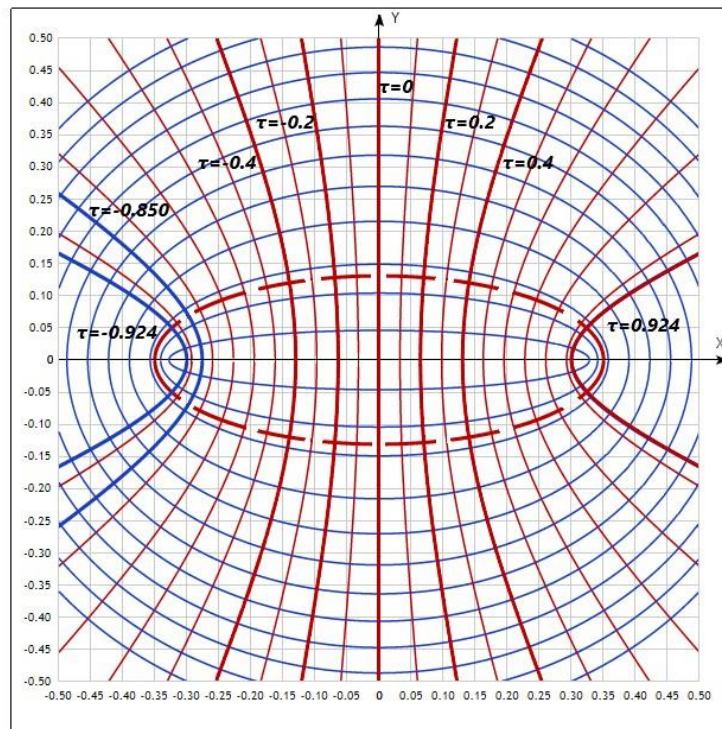


Рис. 2. Геометрия рассматриваемого разряда в эллипсоидной системе координат: толстые линии слева с координатами $\tau = -0.924, -0.850$ – поверхности катода; толстые линии с координатами $\tau = -0.4, -0.2, 0, +0.2, +0.4, +0.924$ – поверхности анода; толстая пунктирная линия – внешняя граница канала электрического тока. Декартова координатная сетка также показана на рисунке.

Можно ожидать, что все остальные поверхности $\tau = \text{const}$ также являются приблизительно эквипотенциальными. Линии, перпендикулярные поверхностям τ , задают направление электрического поля. Такое представление позволяет сразу определить линии электрического тока. На Рис.2 показана геометрия рассматриваемого короткодугового разряда: поверхности электродов и канал электрического тока. Рассмотрены две формы поверхности катода, $\tau = 0,924$ и $\tau = 0,850$ (толстые линии слева), и пять форм поверхности анода, $\tau = -0.4, -0.2, 0, +0.2, +0.4, +0.924$ (толстые линии в центре и справа). Случай $\tau_L = 0.924$ соответствует поверхности анода, которая симметрична катоду $\tau_0 = -0.924$. Этот случай интересен тем, что вблизи анода практически нет атомов тория, и плазма образуется в результате процессов, в которых участвуют только атомы и ионы ксенона. Это позволяет наглядно сравнить плазму чистого ксенонового разряда и плазму с присутствием атомов тория.

Для определения характеристик плазмы были сформулировали пять уравнений: два уравнения Саха для ионов тория и ксенона, уравнение баланса мощности, уравнение для электрического тока через плазму и уравнение баланса числа атомов и ионов тория.

В качестве задаваемого нами граничного условия использовалась концентрация атомов тория N_{Th}^0 на поверхности катода, получаемая из температурной зависимости давления насыщения атомов тория [5]. В данном исследовании рассмотрен также вопрос влияния формы поверхности электрода (в первую очередь анода) на характеристики плазмы. Характеристики плазмы, в первую очередь, они определяются напряженностью электрического поля E в разрядном промежутке. Изменение формы поверхности анода и/или катода изменяет пространственное распределение электрического поля в объеме разряда, что, очевидно, влияет на плазменные характеристики.

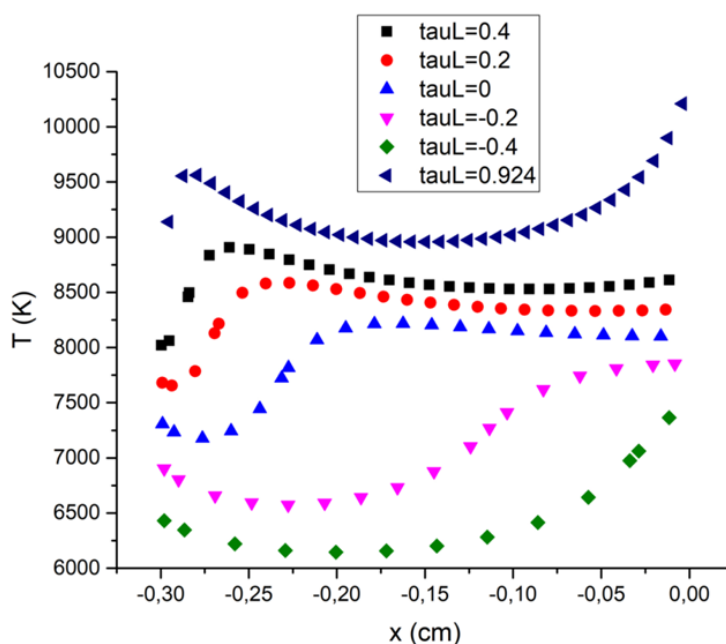


Рис. 3. Температура плазмы T при различной форме поверхности анода.

На Рис. 3 приведен расчет температуры плазмы при различной форме рабочей поверхности анода, начиная с наиболее вогнутой ($\tau_L = -0,4$) и далее переходя к наиболее выпуклой поверхности при $\tau_L = +0,924$, симметричной по отношению к поверхности катода. Концентрация атомов ксенона составляла $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (она соответствует давлению ксенона в холодной лампе 20 атм.), концентрация атомов тория на поверхности катода $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, разрядный ток 10 А, расстояние между электродами 0,3 см. Видно, что в последнем случае ($\tau_L = +0,924$) температура плазмы максимальна, причем около анода ее значения $\sim 10\,000$ К близки к значениям, характерным для чисто ксенонового разряда [6]. Около катода температура также достаточно высока, что связано с пространственным распределением напряженности электрического поля.

Из Рис.3 также видно, что при уменьшении τ_L температура плазмы уменьшается, и вблизи катода возникает отчетливо выраженный минимум, протяженность которого и глубина растут с увеличением вогнутости поверхности анода; например, при $\tau_L = -0,4$ температура плазмы снижается до $\sim (6000-6500)$ К, и минимум температуры занимает заметную часть разряда. При этом температура плазмы около анода, где свойства плазмы определяются атомами ксенона, существенно выше температуры, наблюдаемой в минимуме и около катода.

Полученное изменение температуры должно, очевидно, сильно влиять на другие характеристики плазмы. Например, на Рис.4 приведена концентрация ионов ксенона в зависимости от формы поверхности анода. Разрядные условия совпадают с условиями

Рис.3. Вогнутая рабочая поверхность анода $\tau_L = -0.4$ приводит к заметному проникновению атомов тория в объем плазмы и, как следствие, практически нулевой концентрации ионов ксенона около катода. Симметричная относительно катода форма анода ($\tau_L = +0.924$) дает близкое к симметричному относительно плоскости $\tau = 0$ распределение плотности ионов ксенона. Это объясняется высокой температурой плазмы около катода, сравнимой с температурой вблизи анода, что приводит к превалированию плотности ионов ксенона по сравнению с концентрацией ионов тория также и вблизи катода.

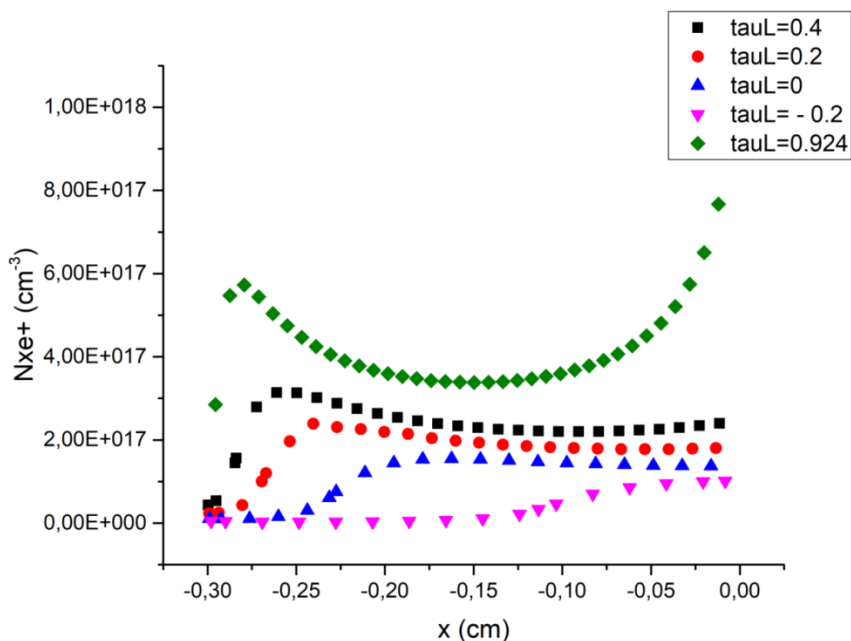
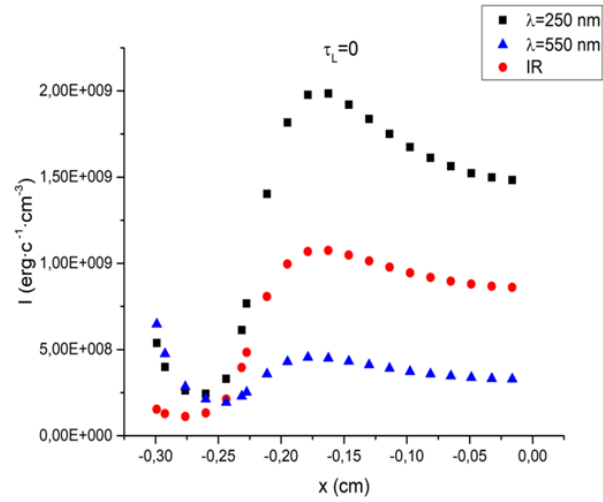


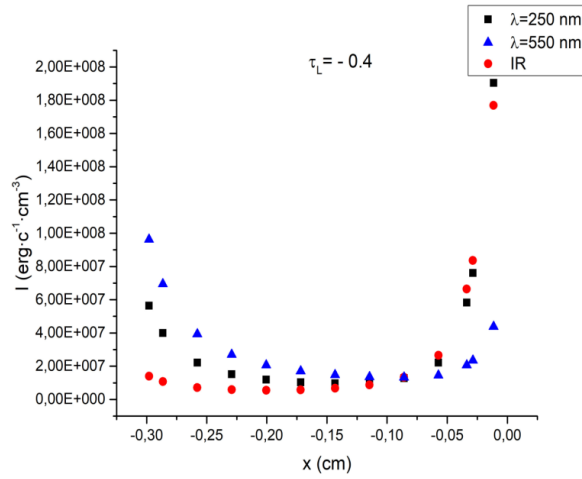
Рис. 4. Концентрация ионов ксенона N_{Xe^+} при различной форме поверхности анода. Условия разряда совпадают с условиями Рис. 3.

Чрезвычайно важным практическим результатом является то, что форма поверхности анода сильно влияет на оптическое излучение плазмы. Изменение характеристик плазмы (прежде всего, температуры) приводит к изменению состава и пространственного распределения частиц плазмы, в частности, ионов ксенона и тория. В результате выпуклая форма анода увеличивает УФ-излучение и излучение ИК спектральных линий ксенона (из-за более высокой температуры плазмы), в то время как вогнутая форма уменьшает эти излучения и делает излучение в видимой области спектра преобладающим. Это может быть использовано для разработки сильноточных разрядных источников света высокого давления без каких-либо серьезных изменений в их конструкции.

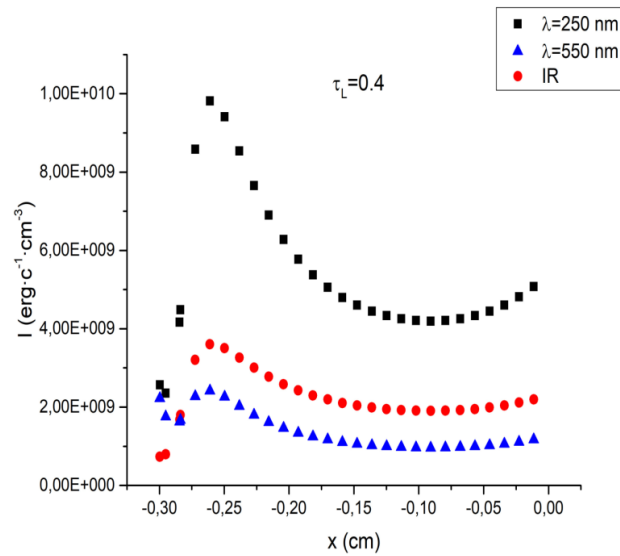
Данный вывод иллюстрируется следующим Рис.5, на котором показано оптическое излучение, испускаемое ксеноновым разрядом с различной формой поверхности анода. Интерес представляет ультрафиолетовое излучение, видимое излучение и излучение спектральных линий ксенона в диапазоне (800-1100) нм, которое играет важную роль в некоторых применениях плазмы (например, нагрев вещества, ночное видение и др.). Ультрафиолетовое излучение в основном генерируется рекомбинацией ионов ксенона, ИК-излучение также связано с атомами ксенона – спектральными линиями атомов ксенона, в то время как видимое излучение является суммарным результатом рекомбинационных процессов с участием ионов ксенона и ионов тория.



а)



б)



в)

Рис.5. УФ, ИК и видимое излучения плазмы для короткодугового ксенонового разряда с различной формой поверхности анода: (а) - плоский анод $\tau_L = 0$; (б) вогнутый анод $\tau_L = -0.4$; (в) выпуклый анод $\tau_L = +0.4$. Условия разряда совпадают с условиями Рис.3.

На Рис.5а показаны относительные интенсивности УФ (при 250 нм), ИК (800-1100 нм) и видимого (при 550 нм) излучения для случая плоской поверхности анода. Видно, что УФ- и ИК-излучения преобладают, за исключением прикатодной области, где видимое излучение сопоставимо с УФ-излучением.

Переход к вогнутой поверхности анода $\tau_L = -0.4$ (Рис.5б) радикально изменяет состав излучения плазмы. Видимое излучение 550 нм действительно преобладает из-за низкого значения температуры плазмы (см. Рис.3). УФ и ИК излучение довольно слабое и начинает расти только при приближении к аноду.

На следующем Рис.5в показан случай выпуклой формы поверхности анода $\tau_L = +0.4$. Высокая температура плазмы в этих условиях обеспечивает большую плотность ионов ксенона и интенсивное электронное возбуждение атомов ксенона, так что УФ и ИК излучения являются основными; видимое излучение заметно меньше.

Обнаруженное явление может быть использовано при совершенствовании существующих и при разработке новых источников оптического излучения высокой интенсивности с требуемым спектром излучения плазмы. Данная цель может быть достигнута без радикальной модификации конструкции источника оптического излучения.

Мы полагаем, что полученные результаты справедливы также для газовых разрядов, катоды которых допированы другими легкоионизируемыми добавками (например, активно исследуемыми в последнее время добавками с редкоземельными элементами $\text{La}_2\text{O}_3\text{-W}$, $\text{ZrO}_2\text{-W}$, $\text{CeO}_2\text{-W}$, $\text{Y}_2\text{O}_3\text{-W}$ [7], Ce-W , La-W , Y-W [8]). Более того, характеристики разрядов с использованием не допированных катодов, например, чистого вольфрама, также будут, по-видимому, зависеть от формы поверхности анода, но в меньшей степени.

Литература

1. Рохлин Г.Н. // Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991 – 696 с.
2. Benilov M. // Plasma-physics aspects of high-intensity discharge lamps. Summer school on Plasma Physics PlasmaSurf, Portugal, Oeiras – 2016.
3. Timofeev N.A., Sukhomlinov V.S., Zissis G., Mukharaeva I.Yu., Dupuis P. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 3266.
4. Korn A.G., Korn T.M. // A guide to mathematics for scientists and engineers. – Moscow: Nauka, 1973 – 832 p.
5. Stull D. // In American Institute of Physics Handbook, Third Edition. New York: D. E. Gray, Ed., McGraw Hill, 1972 – 2364 p.
6. Асиновский Э.И., Зейгарник В.А. // Разряды высокого давления. ТВТ. 1974. Т. 12. Вып. 6. С. 1278.
7. Haidar J., Farmer A.J.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2089.
8. Zhongzhu Gu, Xiaoli Xi, Jiancan Yang, Jinjin Xu // Fuel. 2012. V. 95. P. 648.

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ РЕАКТОРЫ С ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ПЛАЗМА-СТИМУЛИРОВАННЫХ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Закарьяева М.З.,
Муртазаева А.А., Рабаданов К.М., Шахсинов Г.Ш.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: nashurb@dgu.ru

В настоящее время плазменные технологии применяют в значительном сегменте наукоемких отраслей промышленности. Исследования в этой области активно развиваются во многих странах мира [см., например, 1].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования импульсно-периодических наносекундных разрядов с протяженным полым катодом в инертных газах, перспективных для использования в прецизионных плазма-стимулированных аддитивных технологиях.

Выполнен цикл экспериментальных исследований динамики формирования и развития плазменных структур и фронтов ионизации в процессе наносекундного электрического пробоя газа. Экспериментально исследованы закономерности формирования и развития пространственной структуры разряда при различных профилях поверхности протяженного полого катода, изучено влияние ограничения области разряда диэлектрическими стенками на ионизационные процессы внутри полости катода и в области между электродами, исследовано влияние внешнего поперечного магнитного поля на пространственные плазменные структуры в разряде.

Электродная система состоит из анода в виде плоской пластины длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см и катода, представляющего собой цилиндрический стержень длиной 5-50 см и диаметром 1.2 см, вдоль которого, в первом случае, прорезана полость полукруглой формы радиусом 0.3 см, во втором случае полость прямоугольной формы шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см. Электродная система размещена в кварцевой трубке диаметром 5 см, снабженной системами откачки и напуска газа [2,3]. Конструкция разрядной камеры позволяла наблюдать динамику развития пространственной структуры разряда и регистрировать пространственное распределение и спектральный состав оптического излучения в разрядном промежутке и внутри полости катода, измерять вольт-амперные характеристики разряда, изучить процессы взаимодействия плазмы с диэлектрическими стенками разрядной камеры.

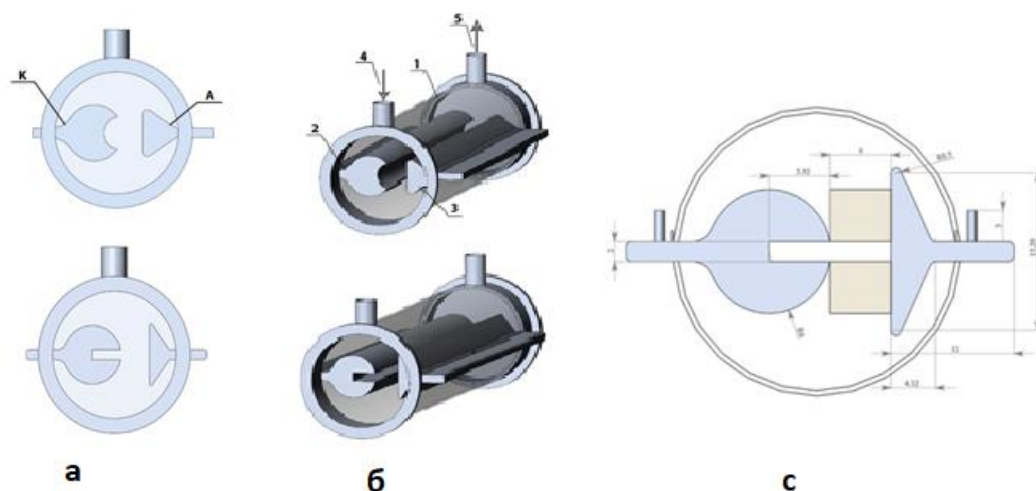
Схематический вид разрядной камеры и электродных систем представлен на рис.1.

В цикле экспериментальных работ показано:

- при невысоких значениях приведенного электрического поля E/p в области между электродами формируются периодические плазменные структуры, при средних значениях величины E/p формируется объемный разряд с генерацией в разряде группы ускоренных электронов, при высоких значениях E/p вблизи полого катода формируется область нескомпенсированного объемного заряда, которая начинает играть роль виртуального анода [4-6];

- при ограничении области разряда между электродами диэлектрическими стенками периодические плазменные структуры не формируются;

- доля ускоренных электронов с энергией до нескольких сот эВ составляет в аргоне и неоне до 10 процентов, в гелии – до 20 процентов от общего числа электронов плазмы;



ионных потоков на подложку путем подбора условий, при которых в плазме формируются две группы электронов – низкоэнергетичные плазменные электроны и группа ускоренных электронов.

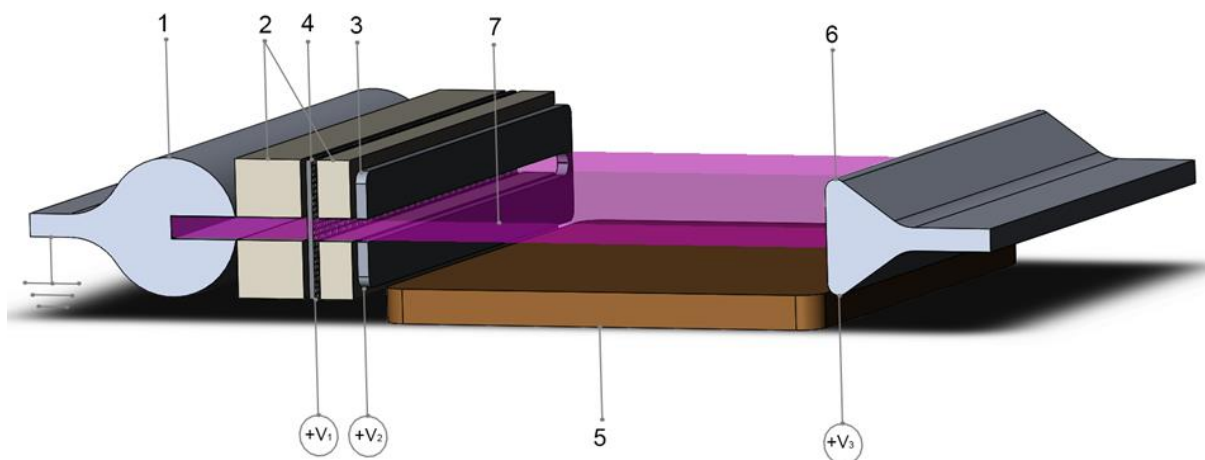


Рис. 2. Схема широкоапертурного плазменного источника ионных потоков: 1- полый катод, 2- диэлектрические вставки из фторопласта, 3- ускоряющий электрод-экстрактор, 4-сеточный анод, 5-диэлектрическая подложка, 6-коллектор, 7- схематический вид «плазменного листа», V_1, V_2, V_3 - электрические потенциалы, прикладываемые к сеточному аноду, электроду-экстрактору и коллектору.

Обсуждаются возможности создания в плазменном реакторе циклических плазма-стимулированных процессов взаимодействия ионных потоков из многокомпонентной плазмы с поверхностью материалов электронной промышленности.

Литература

1. Adamovich I, Agarwal S, Ahedo E et al. The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 55 (2022) 373001.
2. Ashurbekov N A, Iminov K O, Kobzev V O, Kobzeva V S 2010 *Tech. Phys.* **55** 1138-1144.
3. Ashurbekov N A, Iminov K O 2016 Generation of high-energy electrons in the nano-second gas discharges with a hollow cathode Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases ed V F Tarasenko vol 1 (New York: Nova Science Publishers) p 405.
4. Ashurbekov N A, Iminov K O, Popov O A and Shakhsinov G S 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 035401.
5. Ashurbekov N A, Iminov K O, Shakhsinov G Sh, Zakaryaeva M Z and Rabadanov K M 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 125403.
6. Ашурбеков Н. А., Закарьяев М. З., Иминов К. О., Рабаданов К. М., Шахсинов Г. Ш. *Теплофизика высоких температур*. 2022. Т.60, вып. 5 (в печати).
7. Ashurbekov N.A., Zakaryaeva M.Z., Iminov K.O., Rabadanov K.M., Shakhsinov G.S. *Technical Physics Letters*, 2022, Vol. 48, No.5. p.60-63.
8. Ashurbekov N A, Iminov K O, Rabadanov K M Shakhsinov G. Sh., Zakaryaeva M. Z. and Kurbandazhieva M.B.: 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** (12) (DOI: 10.1088/2058-6272/ac9aa8)
9. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Закарьяева М.З., Муртазаева А.А., Шахсинов Г.Ш. Патент РФ 2722690. Бюллетень изобретений № 16, 03.06.2020

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ 2D ПРИМЕСНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА

Муртазаев А.К.^{1,2}, Бабаев А.Б.^{1,3}, Атаева Г.Я.¹, Бабаев М.А.²

¹Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

³Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, Россия *

E-mail: b_albert78@mail.ru

Изучение статического критического поведения спиновых систем с замороженным беспорядком является одной из актуальных задач физики конденсированных сред. Такие системы интенсивно исследуются экспериментально, теоретически, и в последнее время методами вычислительной физики [1]. Исследования [2] показали, что присутствие замороженных примесей изменяет критические свойства системы, если критический показатель теплоемкости α однородной системы положителен. Это утверждение известно, как критерий Харриса. Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки подобен модели Изинга. Критерий Харриса неприменим к двумерной (2D) модели Изинга в силу того, что $\alpha=0$. Детальное рассмотрение этого случая позволило прийти к выводу, что влияние примеси затрагивает только поведение теплоемкости, в то время как остальные термодинамические и корреляционные функции не изменяют своего критического поведения. В тоже время в случае 2D модели Поттса с $q=4$ примеси должны быть существенными для критического поведения, так как критический индекс чистой модели $\alpha>0$. Выяснение этого вопроса является главной целью этой работы.

При построении двумерной примесной модели Поттса необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах квадратной решётки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний и немагнитные примеси; немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы на различных узлах решетки; энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях или же, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна J , если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях. С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде [1]

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3, 4 \quad (1)$$

где $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$ и $\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases}$.

Для определения критических температур нами использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [3]. Расчет критических параметров осуществлялся на основе теории конечно-размерного скейлинга [4]. Анализ данных, выполненный с использованием нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения α/ν , β/ν , γ/ν и $1/\nu$. Затем, используя значения ν , полученные в рамках данного исследования, определялись $\alpha=0.67(1)$, $\beta=0.09(1)$ и $\gamma=1.17(1)$. Полученные данные в результате наших исследований свидетельствуют о том, что критическое поведение примесной модели Поттса с $q=4$ описывается новым набором критических индексов. Подробный анализ методики вычислений для этой модели представлен в работе [5].

Литература

1. Henkel M., Pleimling M., Nonequilibrium phase transitions, Springer (2010)
2. Harris A.B., J. Phys. C **7**, 1671 (1974).
3. Eichhorn K., Binder K., J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209 (1996).
4. Fisher M.E., Barber M.N., Phys. Rev. Lett. **28**, 1516 (1972).
5. Муртазаев А.К., Бабаев А.Б., и др., ЖЭТФ **162**, 398 (2022)

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ СТРИМЕРЫ В ВОЗДУХЕ И АЗОТЕ В РЕЗКО НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Сорокин Д.А., Белоплов Д.В., Тарасенко В.Ф.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск
E-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru*

Введение

Стримерные разряды исследуются в течение очень долгого времени. Благодаря применению атмосферных разрядов в самых разных областях человеческой деятельности был достигнут значительный успех как в моделировании стримерных разрядов, так и в экспериментальных исследованиях [1–7]. Особое внимание уделяется наносекундным диффузным разрядам в газах атмосферного давления в неоднородном электрическом поле, как довольно простому способу получения низкотемпературной неравновесной плазмы. Исследования начальной стадии диффузного разряда с помощью высокоскоростных методов визуализации показали, что в промежутке развивается стример, диаметр которого достигает величин порядка расстояния между электродами. Исследователи всё ещё пытаются понять, какие процессы ответственны за формирование такого стримера. С одной стороны, большой диаметр стримера является следствием неоднородного распределения электрического поля. С другой стороны, не совсем ясно, почему развивается сплошной фронт плазмы, а не отдельные узкие каналы с небольшого диаметра, как это имеет место быть в однородном электрическом поле при малых перенапряжениях. Всё это указывает на достаточно высокий уровень концентрации электронов перед фронтом ионизации, что обеспечивает перекрытие лавин. Существующие модели хорошо описывают образование таких стримеров в воздухе, в котором работает ионизация молекул кислорода излучением молекул азота [8, 9]. Тем не менее, возникают трудности в чистых газах.

Другой интересный и тесно связанный с предыонизацией газа эффект наблюдался при изучении динамики образования стримера в резко неоднородном электрическом поле [10]. Было обнаружено, что на последнем этапе скорость стримера возрастает. Этот факт сам по себе не новый и уже известен. Однако в некоторых условиях скорость стримера (или, по крайней мере, скорость распространения фронта света) может достигать субсветовой скорости [11]. Эта статья посвящена изучению этого эффекта с разных сторон с использованием высокоскоростных методов визуализации и измерения тока смещения, вызванного перераспределением электрического поля во время образования стримера [12]. Ток смещения, вызванный стримером, называется динамическим током смещения (ДТС), чтобы отделить его от тока смещения, вызванного изменением напряжения во времени.

Цель исследования состояла в том, чтобы определить факторы развития ионизации газа в финальной стадии развития стримера большого диаметра в резко неоднородном электрическом поле в при обеих полярностях.

Экспериментальная установка и методики

Экспериментальная установка состояла из газовой камеры, передающей линии длиной 2 м (импеданс 75 Ом), высоковольтных наносекундных генераторов, четырёхканальной ICCD-камеры, стрик-камеры и осциллографа (Рис. 1.)

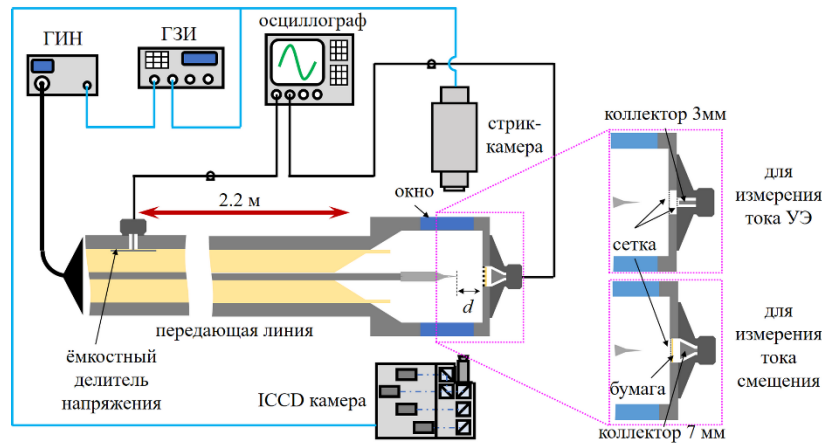


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В экспериментах использовались высоковольтные наносекундные генераторы, основанные на FID технологии. Генератор ГИН-50-1 формирует импульсы напряжения положительной полярности переменной амплитуды от 8 до 25 кВ с временем нарастания 2.2 нс и длительностью на полувысоте 13 нс при согласованной нагрузке. Генератор GIN-100-1 формирует импульсы напряжения отрицательной полярности амплитудой от 15 до 27 кВ с временем нарастания 1.7 нс и длительностью на полувысоте 4.5 нс также на согласованную нагрузку.

Ёмкостный делитель напряжения был встроен вблизи входа передающей линии. Это дало возможность измерять импульс напряжения на входе и импульс напряжения, отражённый от промежутка во время разряда, и, тем самым, восстанавливать напряжение на промежутке прямо во время проведения эксперимента средствами осциллографа.

Высоковольтный электрод был изготовлен из отрезка швейной иглы (нержавеющая сталь) длиной 5 мм. Радиус кривизны кончика иглы составлял 0.075 мм. Заземленный электрод был изготовлен из перфорированной пластины (сетка № 1 на рис. 1) прозрачностью 75%. Межэлектродное расстояние d составляло 8.5 мм.

Динамика стримера исследовалась с помощью четырёх канальной ICCD камеры HSFC-Pro и стрик-камеры Hamamatsu C10910-05. Минимальная продолжительность экспозиции ICCD камеры составляет 3 нс. Однако задержка между каналами может варьироваться в диапазоне 0.2–3 нс. Щель стрик-камеры была ориентирована вдоль оси зазора. Ширина щелей составляла 0.02 мм, что обеспечило временное разрешение порядка нескольких десятков пикосекунд. ICCD камера и стрик-камера работали одновременно и переключалась по сигналу из цифрового генератора задержки. Каждое изображение, представленное ниже, было записано на один выстрел. Высоковольтные генераторы работали в моноимпульсном режиме.

Развитие стримера также изучалось путем анализа динамического тока смещения (ДТС), вызванного перераспределением электрического поля во время формирования стримера. ДТС показывает, когда появляется стример и когда он достигает противоположного электрода. ДТС измерялся с помощью коллектора диаметром 7 мм, расположенного за заземленным электродом из сетки (Рис. 1). Электрическое поле проникает через сетку с высоким ослаблением ($\sim 10^3$ раз), и коллектор регистрирует ток смещения.

Чтобы измерить ток УЭ в экспериментах с отрицательной полярностью, использовался коллектор диаметром 3 мм в диаметре. Сетка № 2 служила дополнительным барьером для электрического поля, чтобы исключить ток смещения.

Сигналы записывались осциллографом Tektronix MSO64B (8 ГГц, 20 Гвыб/с). Выходная камера выкачивали с помощью переднего вакуумного насоса, а затем заполняли воздухом или азотом. Давление варьировалось в диапазоне 50–200 кПа.

Результаты и обсуждение

Развитие положительных стримеров в воздухе, а также в азоте с примесью кислорода хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически. Уменьшение доли кислорода в смеси приводит к тому, что фронт ионизации теряет стабильность, а стример начинает ветвиться. Если уменьшенное электрическое поле мало, то стримеры вовсе могут остановиться.

На Рис. 2 показана разница в развитии стримера в воздухе и азоте при атмосферном давлении при относительно низком напряжении (16 кВ).

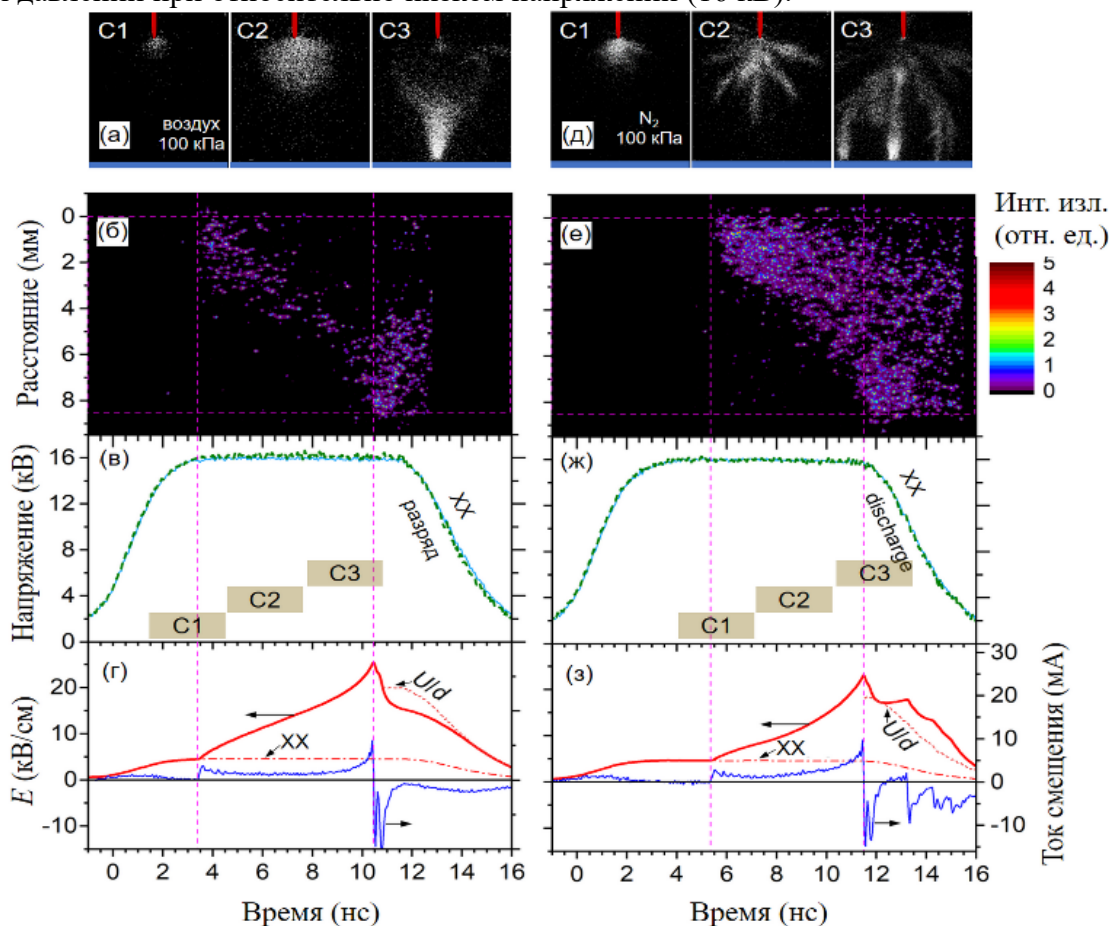


Рис. 2. (а, д) ICCD и (б, е) стрик-изображения свечения стримеров в воздухе и азоте при давлении 100 кПа. (в, г, ж, з) Соответствующие осциллограммы напряжения, тока смещения, а также напряжённости электрического поля вблизи поверхности заземленного электрода. Прямоугольники показывают работу каналов ICCD камеры C1–C3; Их ширина соответствует длительности экспозиции. Положительная полярность.

ICCD изображения, полученные во время разряда в воздухе (Рис. 2а), показывают, что в промежутке развивается стример большого диаметра. Видно, что диаметр стримера может достигать порядка длины межэлектродного расстояния. На Рис. 2б показано, что фронт стримера движется в направлении заземлённого электрода с разной скоростью. В окрестности острейшего электрода стример движется очень быстро, так как в этой зоне электрическое поле максимально. Но с увеличением диаметра стримера, его скорость резко падает, что связано с уменьшением напряжённости электрического поля на его фронте. На расстоянии 5–6 мм (Рис. 2в) стример почти останавливается. За 2 нс стример преодолевает расстояние ≈ 1 мм (0.05 см/нс). Однако затем стример резко ускоряется и последние 2.5 мм он преодолевает за 0.5 нс (0.5 см/нс). Особенность ионизации газа на последней стадии развития стримера заключается в том, что электрическое поле

между фронтом стримера и заземленным электродом распределено практически равномерно, поскольку размеры стримера превышают расстояние до противоположного электрода. В этом случае ионизация может произойти почти во всём объёме одномоментно.

На Рис. 2г показаны осциллограммы тока смещения, а также напряжённость электрического поля вблизи заземлённого электрода, рассчитанная по току смещения. Ионизация газа вблизи острейшего электрода и появление стримера вызывают быстрое перераспределение электрического поля в промежутке и, соответственно, ток смещения. Таким образом, мы знаем с высокой точностью, когда появляется стример относительно импульса напряжения, мы видим, как долго он распространяется в направлении противоположного электрода и когда он прибывает на него. Можно увидеть точную корреляцию между сигналами ДТС и стрик-изображениями.

В тех же условиях развитие стримера в азоте заметно отличается (Рис. 2д). Можно видеть, что в самом начале, вблизи острейшего электрода образуется шарообразный стример, как в воздухе, но затем он ветвится. Некоторые стримеры движутся в направлении заземленного электрода и достигают его поверхности в разное время. Это видно также на осциллограмме тока смещения. Видна последовательность пиков с крутым фронтом в интервале времени 11–16 нс на Рис. 2з.

Как и в случае воздуха, скорость распространения фронта ионизации в окрестности острейшего электрода в осевом направлении высока, но быстро уменьшается (Рис. 2е). Однако, в отличие от случая с воздухом, стримеры в азоте ускоряются плавно, а не резко. Такая динамика стримера отражается на токе смещения (Рис. 2ж), значение которого постепенно увеличивается по мере приближения стримера к противоположному заземлённому электроду.

Отсутствие эффективной предварительной газовой ионизации перед фронтом стримера в азоте приводит к тому факту, что концентрация посеянных электронов мала и недостаточна для поддержания сплошного фронта ионизации. Однако, при высоких напряжениях ситуация качественно меняется.

На Рис. 3 показано развитие стримера в азоте при давлении 100 кПа при различных напряжениях 30, 40, 50 кВ. Можно видеть, что при этих амплитудах импульса напряжения образуется стример большого диаметра. Фронт ионизации остается непрерывным, ветвление отсутствует. Это может указывать на то, что при высоких напряжениях некоторые процессы обеспечивают достаточную концентрацию посеянных электронов, при которой фронт ионизации остается сплошным. Это может быть УЭ и РИ. Критическая напряжённость электрического поля для убегания электронов в азоте при атмосферном давлении составляет ≈ 450 кВ/см. В условиях эксперимента напряжённость электрического поля вблизи поверхности острейшего электрода достигает 1 МВ/см при напряжении на промежутке 15 кВ. В силу резко неоднородного распределения потенциала электрон способен набирать энергию 100–1000 эВ после прохождения расстояния 1–10 мкм на пути к острейшему электроду (аноду). При торможении электронов с такими энергиями может возникнуть рентгеновское излучение. При увеличении напряжения увеличивается не только напряжённость электрического поля вблизи анода, но и область пространства, в которой достигаются условия для убегания электронов. Это увеличивает как вероятность перехода электронов в режим непрерывного ускорения, так и их количество.

Стрик-изображения (Рис. 3б, е, к) показывают, что скорость стримера по-прежнему изменяется по мере его развития: высокая скорость в начале, замедление посередине и ускорение в конце при приближении к заземленному электроду. Кроме того, когда стример приближается к заземленному электроду, возникает обратная волна ионизации, движущаяся в направлении острейшего электрода. Через некоторое время возникает вторичный стример, движущийся навстречу обратной волне ионизации. Эти процессы способствуют увеличению проводимости плазменного канала и, соответственно, увеличение тока и уменьшение напряжения.

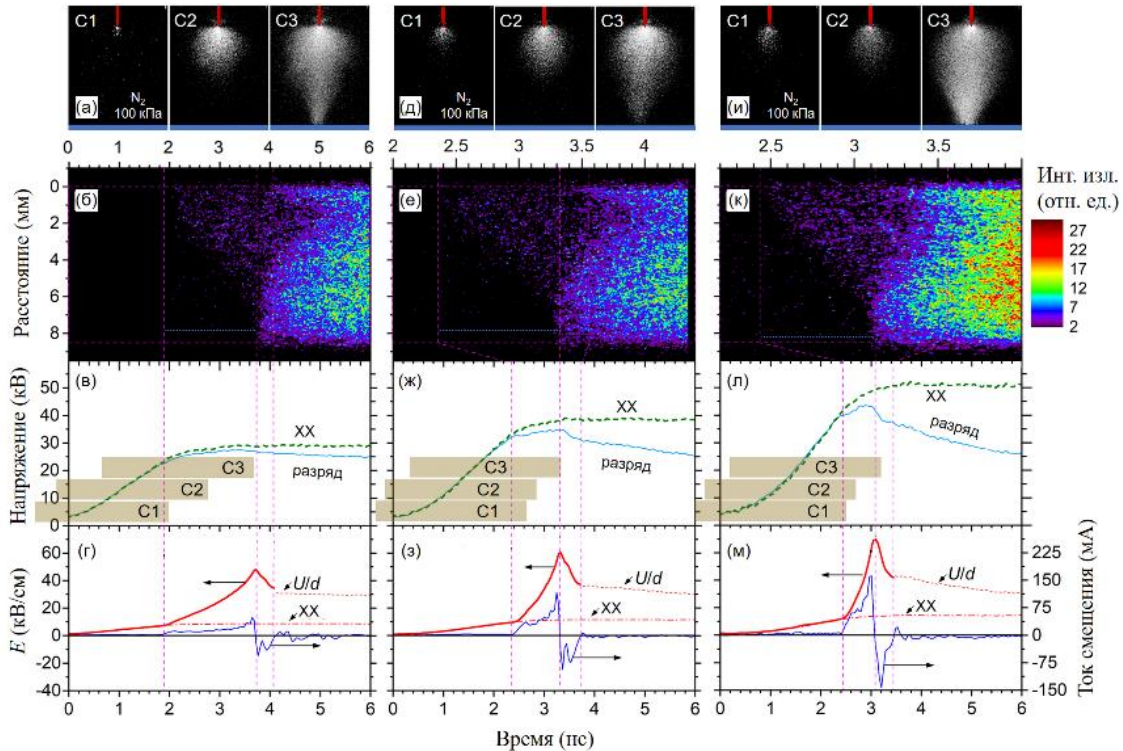


Рис. 3. (а, д, и) ICCD и (б, е, л) стрик-изображения свечения стримеров в азоте при давлении 100 кПа при различных напряжениях. (в, г, ж, з, л, м) Соответствующие осциллограммы напряжение, тока смещения, а также напряжённости электрического поля вблизи поверхности заземленного электрода. Прямоугольники показывают работу каналов ICCD камеры С1–С3; Их ширина соответствует длительности экспозиции. Положительная полярность.

На Рис. 4 показаны стрик-изображения развития отрицательного стримера в воздухе при давлении 100 кПа при относительно низких напряжениях. В связи с тем, что импульс напряжения отрицательной полярности не имеет плато, как импульс положительной полярности, стример мог либо пересечь зазор (Рис. 4а, б), либо остановиться где-то (Рис. 4 в, д). Однако импульс тока УЭ регистрировался во всех случаях, что очень важно с точки зрения понимания происхождения УЭ. Это доказывает, что они генерируются в самом начале процессов ионизации в окрестностях острейного электрода.

Длительность импульса тока УЭ на полувысоте составляет около 68 пс. Однако это значение соответствует импульсному отклику осциллографа. Измерения, проведенные с использованием осциллографа с шириной полосы 50 ГГц, показали, что в аналогичных экспериментальных условиях длительность импульса тока УЭ составляет 16–28 пс в зависимости от давления газа и формы катода [13]. Согласно данным других измерений, проведенных с использованием осциллографа с полосой пропускной способности 59 ГГц, длительность импульса тока УЭ может быть короче 11 пс при напряжениях выше почти на порядок [14].

Энергетический спектр УЭ широкий. Присутствуют электроны с энергией единицы и десятки кэВ. При напряжении пробоя 100 кВ и выше энергия электрона может достигать сотен кэВ. Сгенерированные в окрестности острейного электрода в самом начале процессов ионизации, УЭ пролетают промежуток и оставляют позади слабо ионизированный газ.

При высоких напряжениях импульсы тока УЭ также регистрировались на начальном этапе развития отрицательного стримера. Скорость отрицательного стримера также меняется по мере развития. Однако, на последнем этапе стример резко, скачкообразно устремляется вперед к противоположному электроду. Его скорость может достигать субсветовой скорости. Когда диаметр стримера превышает расстояние от фронта стримера до плоского электрода, условия ионизации радикально изменяются: распределение электрического поля становится близким к однородному, а газ уже частично ионизован в результате действия УЭ. В этих условиях наблюдается квазиобъемная ионизация.

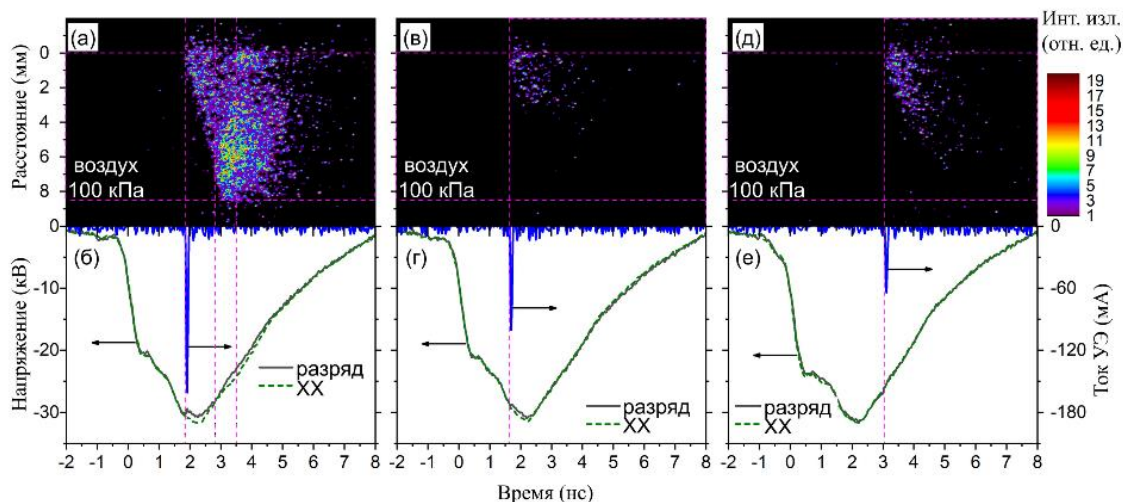


Рис. 4. (а, в, д) Стрик-изображения разряда в воздухе при давлении 100 кПа, а также (б, г, е) соответствующие осциллограммы напряжения и тока УЭ. Отрицательная полярность.

Выводы

Была исследована динамика развития положительных стримеров в промежутке с резко неоднородным распределением электрического поля, заполненного воздухом и азотом при различных давлениях, а также при различных амплитудах импульсов напряжения обеих полярностей. В данных условиях, обеспечивающих высокое локальное перенапряжение, диаметр стримера и генерация УЭ при старте ионизационных процессов вблизи острейного электрода являются значимыми факторами, определяющими как морфологию разряда, так и амплитудно-временные характеристики тока и напряжения.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Соглашения № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

Литературы

1. Teunissen J., Ebert U. 3D PIC-MCC simulations of discharge inception around a sharp anode in nitrogen/oxygen mixtures // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 044005.
2. Babaeva N.Y., Tereshonok D.V., Naidis G.V. Fluid and hybrid modeling of nanosecond surface discharges: Effect of polarity and secondary electrons emission // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 044008.
3. Levko D., Yatom S., Krasik Y.E. Particle-in-cell modeling of the nanosecond field emission driven discharge in pressurized hydrogen // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 123. P. 083303.
4. Duarte M., Bonaventura Z., Massot M., Bourdon A., Descombes S., Dumont T. A new numerical strategy with space-time adaptivity and error control for multi-scale streamer discharge simulations // *J. Comp. Phys.* 2012. V. 231. P. 1002.

5. Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N.L., Shneider M.N. Simulation of decelerating streamers in inhomogeneous atmosphere with implications for runaway electron generation // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 129. P. 063301.
6. Zhu Y.J., Zhang X.W., He J.L. Predicting streamer discharge front splitting by ionization seed profiling // *Phys. Plasmas* 2019. V. 26. P. 023513.
7. Shao T., Wang R., Zhang C., Yan P. Atmospheric-pressure pulsed discharges and plasmas: Mechanism, characteristics and applications // *High Volt.* 2018. V. 3. P. 14.
8. Zheleznyak M.B., Mnatsakanyan A.K., Sizykh S.V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge // *High Temp.* 1982. V. 20. P. 357.
9. Kulikovskiy A.A. Role of photoionization in positive streamer dynamics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000. V. 33. P. 1514.
10. Sorokin D.A., Tarasenko V.F., Beloplotov D.V., Lomaev M.I. Features of streamer formation in a sharply non-uniform electric field // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 143301.
11. Beloplotov D.V., Sorokin D.A., Lomaev M.I., Tarasenko V.F. Formation of a negative streamer in a sharply nonuniform electric field and the time of generation of runaway electrons // *Russ. Phys. J.* 2020. V. 62. P. 1967.
12. Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Tarasenko V.F. Displacement current during the formation of positive streamers in atmospheric pressure air with a highly inhomogeneous electric field // *Phys. Plasmas* 2018. V. 25. P. 083511.
13. Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Sorokin D.A., Ripenko V.S., Leshchinskaia S.B. Measurement of the duration of runaway current pulses using measuring equipment with bandwidths up to 50 GHz // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2064. P. 012009.
14. Mesyats G.A., Yalandin M.I., Zubarev N.M., Sadykova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Zubareva O.V., Kozyrev A.V., Semeniuk N.S. How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. P. 063501.

КУМУЛЯЦИЯ ВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ОТ 10^{-15} ДО 10^{26} м

Высикайло Ф.И.

*Московский государственный областной университет, Радио 10а, Москва, Россия.
filvys@yandex.ru*

Аннотация. Наиболее общее определение кумуляции было дано Я.Б. Зельдовичем в предисловии редактора к замечательной книге [1]: «Кумуляция, т.е. концентрация в малом объеме силы, энергии или другой физической величины, представляет собой важнейшее явление природы. Без осознания специфики всех закономерностей и предельных возможностей, это явление используется как в технике, так и повседневной жизни». Кумуляция – это процесс, а аккумуляция – это ее результат. В [1] считалось, что «кумуляция свойственна непрерывным средам и безусловным ограничением ее служит атомизм (конечные размеры атомов и их пробега), но связанный с этим предел по размерам обычно в миллион раз дальше того, что изучается в самых тонких опытах, и тогда практически он несущественен». В [1] рассмотрен ряд неустойчивостей приводящих к разрушению процессов кумуляции, например, ничтожное вращение, усиливающееся по мере кумуляции энергомассово-импульсных потоков (ЭМИП). В заключении в [1] сказано, что «не смотря на неустойчивость кумуляции в сплошных средах, она остается очень полезной идеализацией, допускающей точные решения и указывающей как к ней приближаться практически, не рассчитывая, однако, на самофокусировку».

Прошло чуть более 33 лет, и автор доказывает на базе экспериментов, что существует самофокусировка (кумуляции) волн де Бройля и электрических полей в квантовых резонаторах в самых «тонких опытах» на уровне нанометровых и фемтометровых размеров. Атомизм и связанный с этим предел по размерам уже выходит на передний план явлений кумуляции и даже оказывается пройденным в ядерной физике. Мы до сих пор не понимаем, как электрон интерферирует сам с собой на двух щелях [2]. Но, определение данное Я.Б. Зельдовичем понятию кумуляция для сплошных сред остается весьма полезным и достаточно общим определением этого явления, как мы доказываем, наблюдаемого от фемтомира атомных ядер до мира звезд и галактик. Как впервые доказывается в учебнике [3] это определение хорошо работает и в квантовой (волновой) механике для объяснения ряда кумулятивных квантовых наноразмерных эффектов, весьма полезных для практики.

Согласно закону Гегеля о единстве и борьбе противоположностей, кумуляция не может происходить неорганично без противоположных процессов диссипации или распыла, того что не может неограниченно кумулировать. Отсюда появляются: 3 закон Ньютона; теорема вириала; принцип интерференции, падающей и отраженной волн, что отражается в $\psi \cdot \psi^*$ для плотности вероятности нахождения квантовой частицы в резонаторе с плоскостной симметрией и т.д. Диалектика Гегеля все еще актуальна и весьма эффективна, если ее применять с физическими законами.

Кумуляция энергии, импульса, массы, приведенной силы, ее работы над элементами среды и прочих параметров, определяющих динамический порядок самофокусирующихся потоков, всегда происходит в кумулятивно-диссипативных стационарных или квазистационарных структурах, открытых автором (2003). Невозможно постоянно что-то фокусировать не диссипируя (разбрасывая), то во что это что-то превращается в динамической структуре по мере кумуляции (селекции, фильтрации, дискриминации) и наоборот невозможно диссипировать нечто, не фокусируя иное, из чего нечто и формируется в структуре внешней обобщенной силой. Внешняя обобщенная сила формирует саму динамическую кумулятивно-диссипативную структуру (КДС), ее геометрию, ее

фокусирующую и диссипирующую части, все границы, все дискриминирующие мембраны и все продукты ее жизнедеятельности из элементов, поступающих (фокусирующихся) в структуру. Это означает, что **кумуляции** в динамической структуре и их системах имеет дополнение – **диссипацию** (сброс продуктов жизнедеятельности). Из этого положения вытекает не только дуальность этих процессов, но и еще одно свойство динамической КДС – это ее нелокальность. КДС из-за сил сцепления между противоположными процессами (потоками) невозможно разделить на составные части, при этом не разрушив саму структуру. Как в молнии выделить электроны и положительные ионы, как в ревущем водостоке отделить звуковую волну от падающей массы воды, или в смерче разделить нисходящие и восходящие потоки соорганизующиеся в КДС? Особенности бикумуляции волн де Бройля электронов рассмотрены в докладе.

1. Введение. Первые примеры неограниченной кумуляции были изучены в классической механике: Рэлеем (1917 при изучении кавитации), Гудерлеем (1942 при исследовании сходящихся ударных волн), Забабахиним (1965 при анализе устойчивости неограниченной кумуляции), и там они многочисленны. Позже они появились в электродинамике.

Теперь явления неограниченной и ограниченной кумуляции волн де Бройля электронов открыты и исследованы автором (2012) в квантовой (волновой) механике для ψ -функции квантовых частиц, локализованных в полых квантовых резонаторах со сферической и цилиндрической симметриями [2]. Уже давно известно два типа квантовых резонаторов с «зеркалами», отражающими ЭМИП квантовых частиц: 1) закрытые, границы (или полностью отражающие зеркала), у которых в виде потенциальных ям, как в задаче Бора-Шредингера; и 2) частично открытые (с частично прозрачными зеркалами), у которых границы в виде потенциальных проницаемых барьеров (задача Гамова об α -распаде атомных ядер). В докладе для этих типов квантовых резонаторов подробно рассмотрены ограниченная и неограниченная кумуляция волн де Бройля квантовых частиц.

Изучение ограниченной и неограниченной кумуляции в классической механике привело к созданию уникальных прессов, атомных электростанций, атомных и водородных технологий, в том числе для специальных целей и т.д. Эти исследования привели к пониманию, что любая кумуляция ЭМИП ограничивается и сопровождается явлениями диссипации или генерацией отражающих фокусировку ЭМИП зеркал, как-то: усиление центробежного потенциала, атомизмом, слабым по мере кумуляции усиливающимся нарушением электронейтральности, способным остановить гравитационную кумуляцию даже черных дыр. Изучение ограниченной и неограниченной кумуляции волн де Бройля квантовых частиц и генерация противодействующих кумуляции процессов в нанотехнологиях только начинается, и полученные автором результаты адекватно воспринимаются не всеми исследователями и редколлегиях некоторых журналов.

Автор использует и развивает идею Шредингера о синтезе отдельных знаний, но считает, что тем не менее, несмотря на действие общих законов природы, следует подробно изучать теоретически и экспериментально все особенности в каждом конкретном явлении природы. Автор доказал аналитически и на основе экспериментальных наблюдений, что требование Дирака об ограниченности ψ -функции для волн де Бройля всюду, является чрезмерным и может быть заменено требованием квантового отражения (отскоком) волн де Бройля слабо энергичных электронов от атомных ядер и протонов [3]. Им доказано, по энергетическим экспериментальным спектрам захваченных волн де Бройля электронов, что в природе возможны реализации половины волны де Бройля в полых квантовых сферически и цилиндрически симметричных резонаторах (волна с одной пучностью и двумя узлами).

Неограниченная кумуляция волн де Бройля не может быть описана в рамках старой (боровской) теории, привлекающей орбитальную модель атома водорода. В боровской модели электроны двигаются по орбитам, а не сходятся как волны к центру квантового **полого** резонатора. Автор в докладе приводит все неопровержимые доказательства высказанного им утверждения о том, что "Кумулятивная квантовая механика (ККМ) является логическим следствием только новой (волновой) квантовой механики Шредингера, способной описать все известные кумулятивно-диссипативные явления и структуры в **полых** квантовых резонаторах", как с потенциальными ямами, так и с потенциальными поляризационными барьерами [3]. На этой базе нами рассмотрен процесс во времени неограниченного и ограниченного коллапса и модификации ψ -функции квантовых частиц при их захвате в **полые** сферически или цилиндрически симметричные квантовые резонаторы. Показано, что явления в квантовой (волновой) механике имеют свои аналоги в обычной (волновой) гидродинамике жидкостей и газов [3].

В результате исследования автором открыто и классифицировано более 30 поляризационных квантово-размерных эффектов. В данном докладе доказывается, что, только, применяя основы ККМ можно объяснить и классифицировать все квантово-размерные эффекты, открытые автором. Эти квантово-размерные эффекты привели к открытию принципов физического легирования и классификации легирования на физическое и химическое легирование. При физическом легировании модификация свойств композита осуществляется с помощью нано- и микроструктур инородного материала. При этом фракции инородного материала не внедряются в кристаллическую решетку. Они только декорируют нано- или микрокристаллы опорного материала в композите. Физическое легирование способствует упрочнению композитов кулоновским обжатием физически легированных материалов, повышению люминесцентных свойств люминофоров, повышению проводимости до 10^{10} раз и другим свойствам, обусловленным квантово-размерными эффектами.

При химическом легировании атом легирующего материала внедряется в кристаллическую решетку опорного кристалла и уже своим присутствием меняет физические и химические свойства так легированного материала. Автором в легированных борах алмазах, на базе применения ККМ, в области легирующего атома открыты квантовые осцилляции (биения) диэлектрической проницаемости до 10%, затухающие на размерах до 15 нм от атома бора. На базе этого открытия дано определение относительной диэлектрической проницаемости материалов – $\varepsilon(r)$ не по влиянию их на свет (электромагнитные волны), а по идентифицированным спектрам электронных переходов между электронными уровнями больших стоячих экситонов [3].

Основы новой квантовой теории заложены еще Луи де Бройлем, сообщившем мировой научной общественности, что частицы при определенных условиях ведут себя как волны. Нами доказано, что ККМ является логическим следствием новой квантовой теории: гипотезы Л. де Бройля, уравнения и идей Э. Шредингера. ККМ возвращает ранее ошибочно запрещенные Дираком собственные энергетические спектры $E_{n-1/2} \sim \pm(n-1/2)^{\pm 2}$, соответствующие им неограниченно растущие к центру **полого** резонатора, симметричные $\psi_{n-1/2}$ -функции, расщепление Висикайло уровня с главным квантовым числом n на два уровня n (sin-волны) и $n-1/2$ (cos-волны) и все спектры переходов между cos- и sin-состояниями частиц в **полых** квантовых нанометровых резонаторах со сферической или цилиндрической симметриями. Учет cos-волн де Бройля электронов позволяет объяснить процессы резонансной кумуляции и наличие резонансных энергетических сечений захвата электронов в **полые** квантовые ловушки – фуллерены, наблюдаемые в ряде экспериментов.

2. Бикумуляция волн де Бройля электронов на волнах де Бройля протонов

По гипотезе Луи де Бройля, частицы при определенных условиях ведут себя как волны. Атом водорода с размером в ангстрем формируется при кумуляции свободной волны де Бройля электрона на свободной волне де Бройля протона. Бикумуляция этих волн сопровождается: 1) появлением из двух волн единой сущности – частицы или кумулятивно-диссипативной структуры с ее индивидуальными свойствами, уже как у атома: собственного резонансного спектра, характерного размера порядка 10^{-10} м и др.; 2) компенсацией объемного заряда и коллапсом электрического поля протона на размерах больше длины волны де Бройля электрона в атоме (больше радиуса атома водорода, за исключением поляризованных электрических полей); 3) нарушением электро-нейтральности и локализацией (кумуляции) некомпенсированных электрических полей к центру атома в области протона; 4) сбросом $\frac{1}{2}$ потенциальной энергии электрона электромагнитным излучением (теорема вириала); 5) поведением электрона в атоме как \sin -волны: то кумулирует к центру, не проникая в него, то диссипирует от центра, отражается от границы кулоновской потенциальной ямы и опять фокусируется к центру, отражаясь от него (рис.10а, $n=1$ и рис.11 в [3]).

Здесь есть общее с кумулятивной организацией таких структур в мезо-мире как тропические циклоны, где происходит со-организация циклонических и антициклонических потоков в единую структуру. Бициклонические потоки электронов и ионов организуются в линейные молнии, обычные электрические дуги и др. Хотя в фемтомире атомов и в мезомире бициклонов явления во многом аналогичны, но есть и отличия. Масса протона во много раз больше массы электрона, поэтому осцилляциями протона в атоме можно пренебречь и учитывать только осцилляции волны де Бройля электрона.

3. Кумуляция волн де Бройля электронов в протоны

Формирование сложных атомов происходит при дальнейшем коллапсе (кумуляции) волн де Бройля электронов, с большой кинетической энергией, из области 10^{-10} м в область 10^{-15} м, т.е. до размеров протона и формирование из них нейтрона со сбросом нейтрино. Такой процесс кумуляции называется **e-захват** или электронный захват. Кумуляция волны де Бройля электрона на протоне в область протона или кумуляция электрического поля протона в нейтрон дает энергию такой кумуляции в $U(R)=Ke^2/R = 1,69771$ МэВ. Здесь радиус протона $R=0,8482(38)$ Фм [4]. Полученная подводимая к протону потенциальная энергия электрона затрачивается на увеличение массы конечной частицы – нейтрона (939,5731 МэВ) по сравнению с протоном (938,2796 МэВ) и электроном (0,511 МэВ). Разница масс компонентов составляет 0,7825 МэВ.

Согласно теореме вириала, только половина потенциальной энергии электрона $U(R)$ может перейти во внутреннюю энергию нейтрона – $U(R)/2 = 0,8488$ МэВ. Вторая половина $U(R)$ должна быть рассеяна в окружающее нейтрон пространство. Эта энергия диссипирует в виде нейтрино (с энергией порядка 0,68 МэВ), энергии отскока оставшейся электронной оболочки (произошло изменение числа протонов в атомном ядре) и энергии отдачи атома. Эти энергии малы по сравнению с энергией нейтрино. Точность таких расчетов пока сомнительна, так как энергию нейтрино в каждом e-захвате помечать очень сложно. Поэтому неизвестно выполняется ли теорема вириала для ядерных процессов.

Нами может быть исследован такой процесс кумуляции электронов в область протонов и процесс нейтронизации вещества в плотных (квантовых звездах). Кумулятивно-диссипативные процессы и структуры пронизывают не только макромир звезд, галактик, но и мезомир, наномир и фемтомир. И всюду происходит соорганизация процессов кумуляции и диссипации в единую КДС или ККДС. Полученные нами результаты могут быть полезны для дальнейшего исследования фемтомира атомных ядер, а значит и для макромира квантовых звезд и ядер галактик.

Обобществление несколькими атомами части своих электронов приводит к кумуляции атомов (формированию) в молекулу, а обобществление электронов и ионов в кристаллы приводит к электронным оболочкам вокруг кристаллов и ионным решеткам внутри кристаллов. В данном докладе мы рассмотрим кумуляцию волн де Бройля в **полюсе** квантовые нанорезонаторы.

Литература

1. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
2. Ф.И.Высикайло Кумулятивная квантовая механика. – Москва: РУСАЙНС, 2022. – 242 с.
3. Дж. Гринштейн, А.Зайонц. Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. Пер. с англ.: Учебное пособие. / Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2008. - 400 с. ISBN 978-5-91559-013-6
4. Alexey Grinin, Arthur Matveev, Dylan C Yost, Lothar Maisenbacher, Vitaly Wirthl, Randolph Pohl, Theodor W Hänsch, Thomas Udem // Science. 2020 N 27;370(6520):1061-1066. doi: 10.1126/science.abc7776.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ

Павлов А.В., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д.

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
Россия, Москва
E-mail: telekh@bmstu.ru*

В данной работе рассматривается методика диагностики и количественного описания параметров плазмодинамических структур, возникающих в результате испарения различных образцов (металлов и полимеров) при воздействии на их поверхность широкополосного (от видимого до вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазона спектра) мощного (с интенсивностью более $10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$) излучения от импульсного сильноточного плазмодинамического разряда – разряда магнитоплазменного компрессора (МПК) эрозионного типа в вакууме или в фоновом газе (Ne, Ar, воздух) [1, 2].

Особенностью этой методики является то, что информация о процессах происходящих у поверхности исследуемых образцов при таком воздействии и количественная характеристика возникающих паро-плазменных потоков может быть получена в результате ограниченной серии экспериментов (практически единичного). В результате можно определить как параметры газовых потоков (давление, плотность в ударно-сжатом слое и т.д.), так и термодинамические параметры внутри возникающего у поверхности плазменного слоя (давление, температура и концентрации).

Понимание процессов, происходящих на поверхности и в приповерхностном паро-плазменном слое при воздействии мощного широкополосного излучения на различные материалы, актуально для создания и оптимизации устройств плазменной энергетики (абляционные импульсные плазменные ускорители, плазмодинамические источники ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, радиационное упрочнение поверхности, фотохимические установки, и т.д.), где требуется информация о распределении тепловых полей и потоков энергии, возникающих в результате работы таких устройств. Особый интерес представляет воздействие мощного (изменяющего агрегатное состояние мишени) жесткого (с энергией квантов выше потенциала ионизации атомов мишени) излучения на вещество – т.е. излучения ВУФ диапазона спектра. Этим объясняется интерес к этим исследованиям.

В качестве источника излучения использовался разряд магнитно-плазменного компрессора эрозионного типа. В МПК плазмодинамический нагрев электроразрядной плазмы осуществляется в результате ударно-волновой термализации направленной кинетической энергии высокоскоростного потока плотной излучающей плазмы при его торможении в газовой среде. При этом на оси около центрального электрода образуется высокотемпературная, излучающая область (плазменный фокус) [3]. Такие разряды характеризуются высокими спектрально-яркими характеристиками излучения в УФ и ВУФ областях спектра и имеют протяженное тело свечения [1]. При разряде в газовой среде буферный газ выполняет одновременно роль фильтра для жесткой компоненты эмиссионного спектра излучающей плазмы – коротковолновая граница спектра излучения таких разрядов определяется первым потенциалом ионизации фонового газа [4]. Образцы в виде брусков размерами 30 мм на 50 мм и толщиной 10 мм устанавливались в ближней зоне разряда, длинной стороной вдоль оси МПК. Таким образом, ближний к разряду конец мишени получал в 2 – 2,5 раза больше энергии, чем дальний.

Для визуализации ударных волн и других зон расширения паро-плазменного потока от мишени во внешнем газе использовались двухэкспозиционная лазерная голографическая интерферометрия с визуализацией больших оптических полей и метод Теплера в режиме светового поля [5]. Получены пространственные распределения параметров по высоте в приповерхностном плазменном слое (температура, давление и концентрации электронов и ионов). Для этого разработана техника обработки интерферограмм совместно с анализом других данных эксперимента. Обнаружено, в частности, что максимум энерговклада находится внутри плазменного слоя, а максимум плотности паров – вблизи поверхности.

Работа выполнена на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М» МГТУ им. Н.Э. Баумана, при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (0705-2020-0046).

Литература

1. Протасов Ю.С. Плазменные источники излучения высокой спектральной яркости // в кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том: Т.4. / Под ред. В.Е.Фортова.- М.: Наука, 2000.- С.232.
2. Kamrukov A.S., et al. High-power quartz plasmadynamic source of short-wavelength and vacuum ultraviolet radiation with a brightness temperature ~40 kK // *Sov. J. Quantum Electron.* 1984. V. 14. P. 1094.
3. Kozlov N.P., Protasov Y.S. On the mechanism of a plasma focus formation in an ablation type magnetoplasma compressor // *Phys. Lett. A.* 1978. V. 67. P. 191.
4. Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Protasov Yu.S., Shashkovskii S.G. Bright thermal VUV sources based on plasmodynamic discharges in gases // *High Temp.* 1989. V. 27. P. 141.
5. Pavlov A.V., Protasov Yu.Yu., Telekh V.D., Shchepanuk T.S. Laser holographic interferometry of short ultraviolet radiation with high power density interaction with condensed matters // *Scientific Visualization.* 2019. V. 11 (3). P. 111.

СЕКЦИЯ I. ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ПОПЕРЕЧНЫЙ СВЧ-РАЗРЯД В ВОЛНОВОДЕ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ УМЕРЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Гаджиев М.Х.¹, Антипов С.Н.¹, Тихонов В.Н.², Горбатов С.А.², Иванов И.А.²,
Тихонов А.В.²

¹*Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва*

²*Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии,
Россия, Обнинск*

E-mail: antipov@ihed.ras.ru

Неравновесная плазма является генератором целого ряда активных агентов, основным из которых являются ускоренные заряженные частицы, фотоны света и нейтральные активные частицы (ионы, радикалы, возбужденные молекулы). Основной особенностью плазмы СВЧ-разрядов является ее существенная неравновесность даже при высоких давлениях. Использование газовых разрядов при давлении около атмосферного обеспечивает дополнительное преимущество, заключающееся в отсутствии необходимости в каком-либо дорогом и сложном оборудовании для поддержания вакуума. Однако при атмосферном давлении СВЧ-плазмотрон на волне Н10 «классической» безэлектродной конструкции формирует чистую плазменную струю с температурой от нескольких тысяч градусов и более [1]. Известные электродные СВЧ-разрядники формируют аргоновую плазму с температурой в десятки градусов Цельсия, но такая плазма может содержать в себе продукты деструкции материала электродов [2].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование микроволнового разряда нового типа – безэлектродного СВЧ-разряда атмосферного давления, возбуждаемого в поперечном потоке газа в диэлектрической трубке, пересекающей волновод перпендикулярно вектору напряженности электрического поля E . Это так называемая конфигурация барьерного типа. В такой конфигурации широкие стенки волновода можно рассматривать как электродную систему из двух плоскопараллельных электродов, расположенных параллельно оси диэлектрической трубки, играющей роль барьера. Достоинством СВЧ-разряда атмосферного давления в барьерной конфигурации является умеренная температура плазменных струй на его основе – порядка двух-трех сотен градусов Цельсия и, как следствие, отсутствие деструктивного воздействия на многие обрабатываемые объекты, в том числе полимерные. Это обусловлено малым объемным энергетическим вкладом в разряд из-за ограничения разрядного тока диэлектрическим барьером. Барьер выступает в роли токоограничивающего сопротивления, что предотвращает большие токи, т.е. потери энергии на разогрев разрядного канала. Вместе с тем, в таком разряде процессы диссоциации молекул идут с наибольшей интенсивностью, что обеспечивается имеющим место распределением по энергиям свободных электронов. Именно такой тип разряда и является наиболее предпочтительным для эффективного использования активных частиц.

Представленный в работе [3] новый тип микроволнового источника плазмы атмосферного давления (рис. 1) обладает как признаками диэлектрического барьерного разряда (по конфигурации и низкой температуре газа), так и способностью формирования «чистой» плазменной струи подобно классическому СВЧ-плазмотрону (рис. 2).

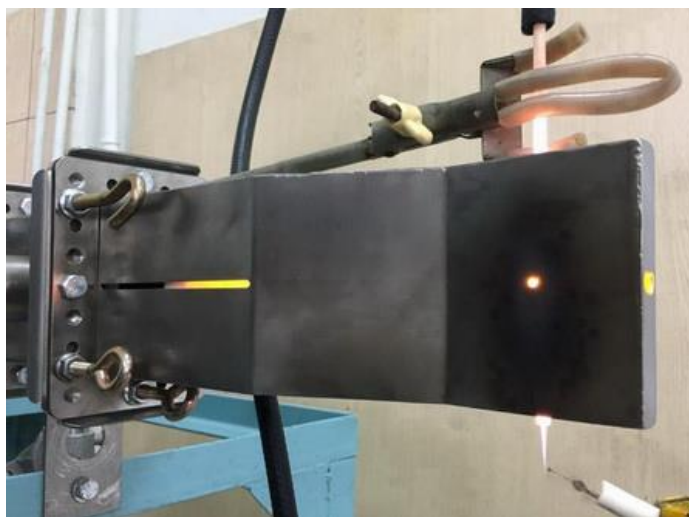


Рис. 1. Микроволновый источник плазменных струй умеренной температуры на основе поперечного СВЧ-разряда в волноводе.

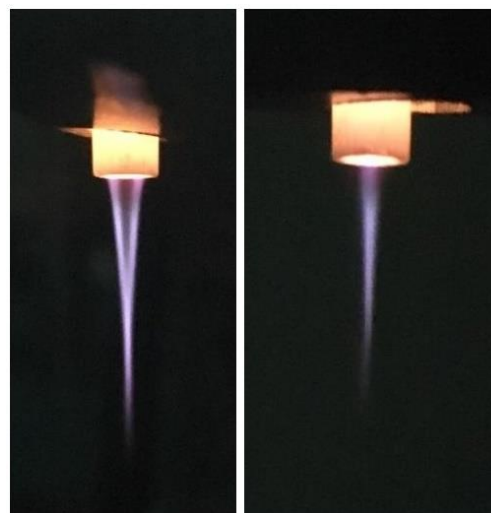


Рис. 2. Аргоновая плазменная струя на основе СВЧ-разряда в керамической трубке.

СВЧ разряд здесь возбуждается в диэлектрической трубке, проходящей поперек волновода перпендикулярно вектору напряженности электрического поля в нём. Другая особенность исследуемого СВЧ-разряда обусловлена потоковым движением плазмообразующего газа. При возбуждении разрядов в газовых потоках наличие двух выделенных направлений – электрического поля (направление электрического тока) и газового потока – задает поперечную конфигурацию разряда.

Экспериментальные исследования свойств безэлектродного СВЧ разряда атмосферного давления были проведены в стеклянных и кварцевых трубках с внутренними диаметрами 5 и 6 мм. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон ВЧ высшего сорта (99,993%).

Внутри газоразрядной трубки наблюдались широкие однородные светящиеся каналы,двигающиеся по потоку газа со скоростями порядка 50-100 м/с (для расходов газа до 40 л/мин). Каналы имеют вид поперечных диффузных разрядов-столбов, расщепляющихся на своих концах вблизи стенок разрядной трубки на филаменты. Филаменты на концах столбов образуют древовидную структуру и оканчиваются на поверхности трубки множеством ярких микропятен.

За выходным отверстием волноводного концентратора плазменная струя формируется из следующих друг за другом разрядных столбов, вытягиваемых потоком газа наружу и принимающих форму удлиняющейся дуги, концы которой расположены на внутренней поверхности трубки у выходного отверстия. При достаточном растяжении, на расстоянии порядка 1÷2 см от выходного отверстия, вытягиваемые разрядные каналы размыкаются в центральной части вследствие рекомбинации плазмы, что приводит к формированию вдоль стенок трубки нитевидных распадающихся разрядов со свободным концом, ориентированных по потоку газа.

Для измерений температуры контактным методом использовалась открытая малоинерционная хромель-копелевая термопара ХК (термопара типа L в зарубежной классификации). Термопара представляет собой термоэлектроды длиной около 30 см в диэлектрической изоляции. Такая длина необходима для удаления свободных концов от плазменной струи и позволяет поддерживать постоянство температуры свободных концов в течение всего периода измерений на уровне комнатной температуры. Температура свободных концов (холодного спая) измерялась дополнительным датчиком температуры – стандартной термопарой К-типа с помощью мультиметра. В качестве электроизмерительного прибора использовался вольтметр В7-78/1.

Для снижения наводимых электромагнитных помех, было выполнено экранирование термопары и проводов измерительного вольтметра с помощью металлической оплетки. Для сохранения малой инерционности кончик горячего спая оставался открытым. Провода вблизи горячего спая были тщательно скручены, поэтому влиянием дополнительной возможной ЭДС вследствие воздействия частиц плазмы пренебрегалось. Измерение температуры проводилось методом компенсации температуры холодного спая с использованием значений ТЭДС для термопары L-типа для различных температур рабочего конца, приведенных в ГОСТ Р 8.585-2001. Рабочий спай термопары помещался в плазменную струю на заданных расстояниях от выходного отверстия трубки, которая располагалась таким образом, чтобы срез её выходного отверстия совпадал с плоскостью внешней поверхности узкой стенки волноводного концентратора. Результаты измерений приведены на рис. 3.

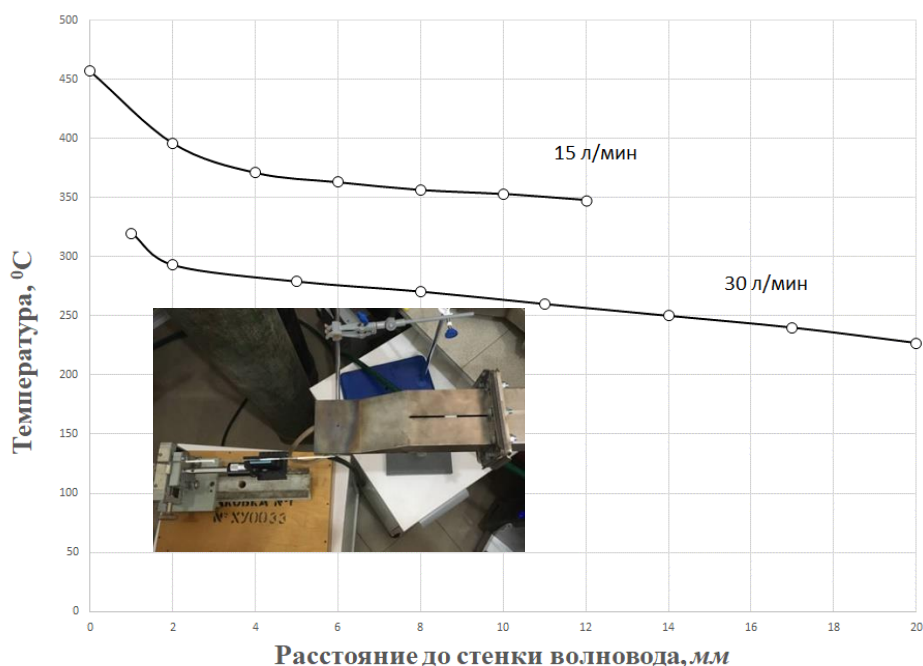


Рис. 3. Распределение температуры плазменной струи по центральной оси разрядной трубки, для расходов аргона 15 и 30 л/мин, полученные с помощью ЖК термопары.

Оценка температуры плазменной струи оптическим методом производилась с помощью тепловизора и алюминиевой фольги. Измерения поперечного профиля температур плазменной струи проводились следующим образом. Алюминиевая фольга толщиной порядка 0,01 мм размещалась поперек плазменной струи. Измерения проводились при мощности СВЧ генератора 600 Вт для двух значений расхода рабочего газа (аргона) – 10 и 20 л/мин, на расстоянии 20 и 30 мм от внешней стенки волновода. В качестве разрядной трубки использовалась кварцевая трубка с наружным диаметром 8 мм и толщиной стенки 1 мм. Трубка располагалась таким образом, чтобы срез её выходного отверстия совпадал с плоскостью внешней поверхности узкой стенки волновода.

При расходе аргона 10 л/мин длина видимой (светящейся) части плазменной струи составляла порядка 26 мм. Соответствующие термограммы теплового пятна в условных цветах представлены на рис. 4. Слева – на расстоянии 20 мм, справа – на 30 мм от волновода.

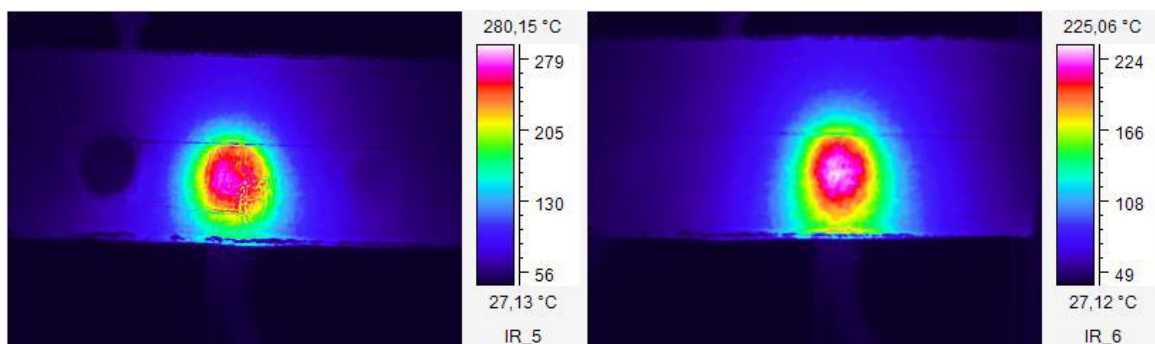


Рис. 4. Тепловизионная термограмма внешней поверхности алюминиевой фольги при расходе аргона 10 л/мин., слева – на расстоянии 20 мм, справа – на 30 мм.

При расходе аргона 20 л/мин длина видимой (светящейся) части плазменной струи составляла порядка 21 мм. Соответствующие термограммы в условных цветах представлены на рис. 5. Слева – на расстоянии 20 мм, справа – на 30 мм от волновода.

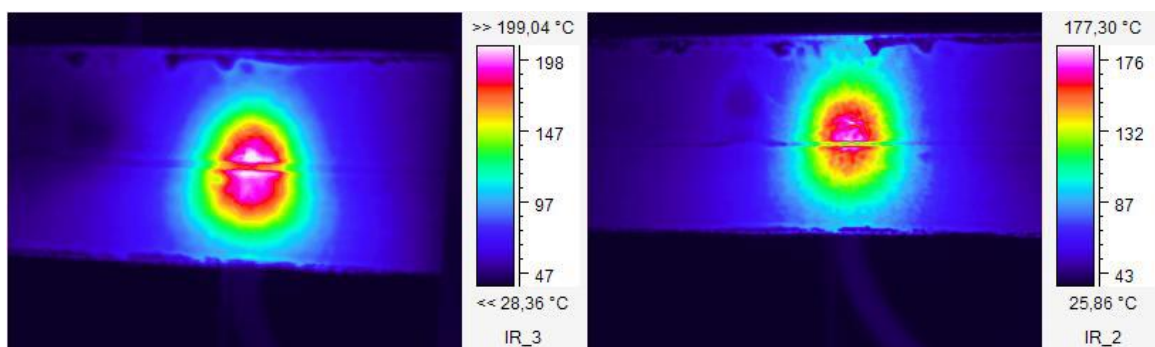


Рис. 5. Тепловизионная термограмма внешней поверхности алюминиевой фольги при расходе аргона 20 л/мин., слева – на расстоянии 20 мм, справа – на 30 мм.

Кроме того, были проведены измерения и анализ эмиссионных спектров плазменной струи, формирующейся потоком газа за выходным отверстием диэлектрической трубки. Спектральные измерения проводились с помощью трехканального спектрометра Avaspec 2048 с диапазоном длин волн 200÷1100 нм и спектральным разрешением 0,15 нм. Исследовалась наиболее яркая область плазменной струи вблизи внешней стенки волновода. Изображение плазменной струи формировалось на входном отверстии оптоволоконного световода, соединенного со спектрометром. Измерения спектров проводились с выдержкой 10 мс. В спектрах излучения плазмы наблюдаются молекулярные полосы N₂, OH и атомарные линии Ar.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-08-00894.

Литература

1. Tikhonov V.N., Aleshin S.N., Ivanov I.A. and Tikhonov A.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 927. P. 012067.
2. Wound Management System – Adtec SteriPlas; <http://www.adtecplasma.com/>
3. Tikhonov V.N., Gorbatov S.A., Ivanov I.A. and Tikhonov A.V. // Proc. 7th Int. Cong. on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). 2020. P. 596.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ РАЗРЯДНОГО КАНАЛА ПЛАЗМОТРОНА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Гаджиев М.Х., Тюфтяев А.С., Ильичев М.В., Юсупов Д.И., Демиров Н.А.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт
высоких температур РАН, Ижорская 13, стр.2, Москва
e-mail: makhach@mail.ru*

Генераторы низкотемпературной плазмы (ГНП) находят широкое применение в науке и технике (сварка, резка, упрочнение, напыление, наплавка и переплав, легирование сталей азотом из дуговой плазмы, получение сталей с особо низким содержанием углерода, в плазмохимии для создания необходимых условий протекания химических реакций), где необходима температура до десятков тысяч градусов [1-14]. Из всех типов ГНП наибольшую рабочую температуру могут обеспечить ГНП постоянного тока с продольным потоком газа, являющийся одним из наиболее простых и надежных источников низкотемпературной плазмы. ГНП с продольным потоком газа обычно выполняются с цилиндрическим каналом постоянного сечения [10]. Электрический разряд, особенности течения высокотемпературного газа и параметры работы самого генератора плазмы с таким каналом достаточно хорошо известны. Недостатками большинства ГНП с продольным потоком газа и самоустанавливающейся длиной дуги является стабильность работы лишь в относительно узких диапазонах изменения силы тока дуги и расхода плазмообразующего газа, а также падающий характер вольт-амперной характеристики (ВАХ) [10, 11], что предопределяет более жесткие требования к источнику электрического питания. В таких генераторах для стабилизации дуги и термоизоляции ее от стенок канала применяются пористый вдув, аксиальные потоки или закрутка газа [11, 13], а также делаются различные полости, уступы, диафрагмы, межэлектродные вставки [16], что усложняет их конструкцию. Всех выше перечисленных недостатков лишены ГНП с расширяющимся каналом выходного электрода [17-21]. Такая конструкция обеспечивает горение дуги в ламинарном потоке при высокой скорости газа на входе в сопло, способствует повышению стабильности работы устройства в широких пределах изменения силы тока дуги и расхода плазмообразующего газа, а также увеличению КПД нагрева рабочей среды из-за малых тепловых потерь в водоохлаждаемые части устройства. Исходя из этого можно сделать вывод, что профиль газоразрядного тракта ГНП сильно влияет на теплофизические, электрофизические характеристики генерируемого плазменного потока и, в конечном счете, на надежность и ресурс плазмотрона. Для эффективного использования всех достоинств плазмы электрической дуги в технологических процессах необходимо установить связь внешних регулируемых параметров (профиль канала, сила тока дуги, род, расход и давление газа) с локальными и интегральными характеристиками генерируемого потока плазмы.

Связи с этим целью работы было экспериментальное исследование влияния профиля газоразрядного тракта ГНП на электрофизические характеристики плазменного потока.

ГНП по принципу действия разделяют на два типа: с зависимой (прямого действия) и независимой (струйные) дугой. На первом этапе были проведены исследования влияния угла раскрытия сопла плазмотрона (от 0° до 18°) на электрофизические характеристики ГНП с прямой дугой для плазменно-дугового переплава (ПДП). На рис. 1 приведена схема экспериментального плазмотрона. В таблице 1 приведены ВАХ электрической дуги при изменении угла раскрытия сопла ГНП при расстоянии от среза сопла до анода-калориметра 30 мм и расходе плазмообразующего газа азота 0,23 г/с. Из таблицы 1 видно, что раскрытие канала сопла влияет на колебания напряжения горения

дуги, наиболее стабильное напряжение горения дуги при угле 12° . Для всех сопел КПД составило около 90%.

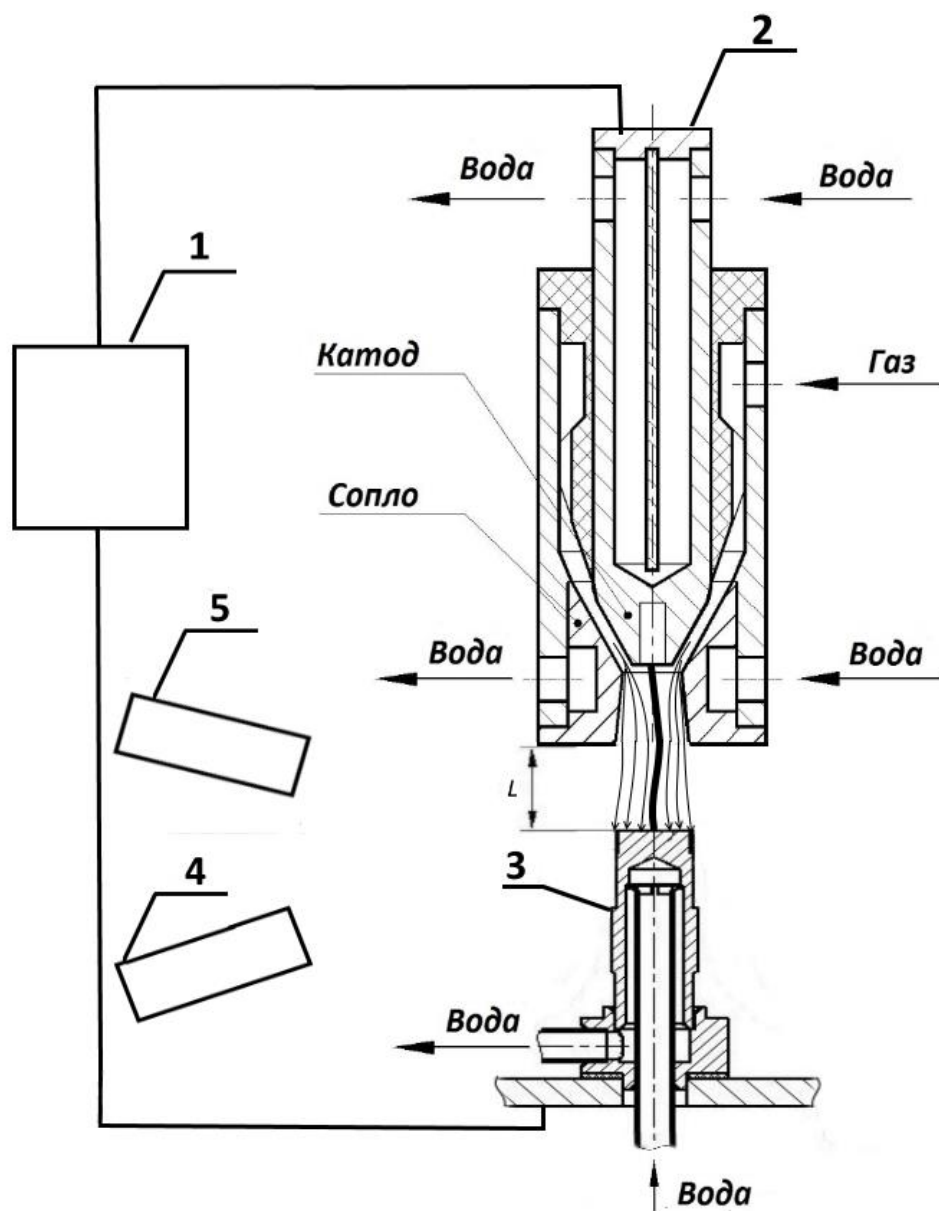


Рисунок 1. Принципиальная схема экспериментального стенда:
 1 – источник питания ГНП, 2 – ГНП, 3 – анод-калориметр, 4 – спектрометр,
 5 – скоростная видеокамера

Таблица 1. ВАХ электрической дуги

α°	0	4	8	12	14	18
I, A	U, B	U, B	U, B	U, B	U, B	U, B
100	90±4	87±2	83±2	80±1	77±2	81±3
120	88±4	85±2	80±1	79±0,5	76±1	80±2
140	91±3	83±2	80±1	77±0,5	75±2	78±2
160	89±3	82±1	80±1	77±0,5	75±1	76±2
180	88±3	82±1	80±1	77±0,5	77±2	74±3
200	86±2	82±1	80±1	78±0,5	76±1	72±3

На следующем этапе было проведено исследование ВАХ и КПД ГНП косвенного действия с цилиндрическим и расширяющимся каналом газоразрядного тракта с углом 12° (рис.2). В таблице 2 приведены ВАХ ГНП.

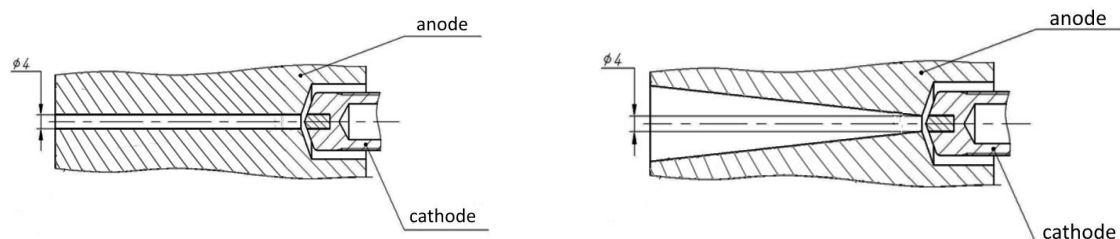


Рис.2. ГНП косвенного действия

Таблица 2. ВАХ ГНП косвенного действия

Анод G , г/с	цилиндрический			расширяющийся		
	2	2,5	3	2	2,5	3
I , А	U , В	U , В	U , В	U , В	U , В	U , В
100	27 ± 3	35 ± 1	38 ± 1	$29 \pm 0,5$	$30 \pm 0,5$	$31 \pm 0,5$
150	26 ± 2	36 ± 1	39 ± 1	$29 \pm 0,5$	$30 \pm 0,5$	$31 \pm 0,5$
200	26 ± 2	36 ± 1	40 ± 1	$30 \pm 0,5$	$30,5 \pm 0,5$	$31,5 \pm 0,5$
250	26 ± 2	35 ± 1	39 ± 1	$30,5 \pm 0,5$	$31 \pm 0,5$	$32,5 \pm 0,5$
300	23 ± 2	34 ± 1	38 ± 1	$31 \pm 0,5$	$31,5 \pm 0,5$	$33 \pm 0,5$

Из данных таблицы 2 видно, что лучшими характеристиками обладает расширяющийся канал во всем диапазоне изменения тока и расхода плазмообразующего газа аргона, при этом в расширяющемся канале ВАХ слабо возрастающая. КПД ГНП в зависимости от режима меняется в пределах от 39% до 66 %.

Расширение канала выходного электрода, наличие значительной (соизмеримой с осевой) тангенциальной составляющей скорости вихревого потока, так и объемная фотоионизация нейтрального газа на границе плазменного шнура потоком распространяющегося в радиальном направлении ВУФ-излучения, генерируемого сильноионизованным ядром дуги способствует диффузному характеру токоотбора на входном участке анодного канала. Кроме этого достигшее границы плазмы ВУФ-излучение осуществляет фотоионизацию холодного пристеночного слоя и последующий (в процессах фото- и тройной или диссоциативной рекомбинации) его нагрев. Вследствие высокой оптической плотности ВУФ-излучения его энергия не достигает стенки и полностью расходуется на нагрев газа. Таким образом, ВУФ-излучение и обеспечивает плазмотронам данного типа энергетически выгодный режим работы, без развития колебаний и турбулизации плазмы на коротком (2-3 входных диаметра анода) самоустанавливающемся участке дуги: лишь четверть энергии джоулеа нагрева попадает на охлаждаемую стенку. Остальные три четверти энергии затрачиваются на повышение энтальпии (среднемассовой температуры) рабочего газа [22-25].

Таким образом, найден оптимальный угол расширения выходного электрода 12° как для ГНП прямого действия, так и косвенного, обеспечивающий повышение эффективности и стабильности работы ГНП в широком диапазоне изменения тока и расхода плазмообразующего газа. Полученные данные будут способствовать повышению эффективности плазменных технологий вследствие энергосбережения, интенсификации процессов и увеличения ресурса работы плазмотрона.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-08-00224а.

Литература

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М. Наука, 1982. 379с.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 3-е изд. М., 2009. 736с.
3. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. 2-е изд. М., 2010. 472с.
4. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М., Энергия, 1976. 392с.
5. Михатулин Д.С. Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен, термохимическое и термоэрозионное разрушение тепловой защиты. М., Янус-К, 2011. 520с.
6. Краснов А.Н., Шаривкер С.Ю., Зильберберг В.Г. Низкотемпературная плазма в металлургии. М.: Металлургия, 1970. 215 с.
7. Bernd Helber, Alessandro Turchi, James B. Scoggins, Annick Hubin, Thierry E. Magin, //International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 100, September 2016, Pages 810-824.
8. Francesco Panerai, Bernd Helber, Olivier Chazot, Marianne Balat-Pichelin. //Carbon journal, vol 71. 2014. Pp.102-119.
9. Sanlisoy A., Carpinlioglu M.O. // International journal of hydrogen energy 42 (2017) 1361-1365.
10. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с
11. Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 264 с.
12. Коротеев А.С., Миронов В.М., Свирчук Ю.С. Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет. М.: Машиностроение, 1993. 296 с.
13. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. Низкотемпературная плазма. Т. 17. Новосибирск: Наука, СП РАН, 1999. 712 с.
14. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. 2-е изд. испр. и доп. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2008. 264с.
15. A. Sanlisoy, M.O. Carpinlioglu // International journal of hydrogen energy 42 (2017) 1361-1365.
16. Лелевкин В.М., Семенов В.Ф. //Письма в ЖТФ. 2002. Том 28. Вып. 17. С.31-36.
17. Исакаев Э. Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. //ТВТ. 2010. Т.48. № 1. С. 105-134.
18. Тюфтяев А.С. //ТВТ. 2013. Т.51. № 2. С. 183-190.
19. Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х. //ФХОМ. 2016. С1-4.
20. Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И. //Письма в ЖТФ. 2016. том 42. вып. 2. С.44-49.
21. Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И., Саргсян М.А. //Письма в ЖТФ. 2017. том 43. вып. 8. С.10-16.
22. Чиннов В.Ф. Экспериментальное исследование термической и неравновесной плазмы инертных и молекулярных газов // Дис. доктора физико-математических наук: 01.04.08. Москва, 2002. 261 с.
23. Белевцев А.А., Исакаев Э.Х., Маркин А.В., Чиннов В.Ф. // ТВТ.2002. Т. 40. №1. С.21-27.
24. Низкотемпературная плазма. Под ред. Энгельшта В.С., Урюкова Б.А. Т.1. Теория столба электрической дуги. Новосибирск.: Наука, 1990. 376 с.
25. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. Москва, Издательство Московского энергетического института.1994, 402 с.

ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЧАСТИЦ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ ЕМКОСТНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

Кононов Е.А.^{1,2}, Васильев М.М.^{1,2}, Петров О.Ф.^{1,2}

¹*Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва*

²*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Долгопрудный
E-mail: GADvin@yandex.ru*

В окружающем мире часто можно наблюдать плазму, содержащую микрочастицы – в космосе, в технологических процессах [1]. Свойства плазмы (распределение зарядов, поля) существенно зависят от частиц, содержащихся в ней, и объектов, контактирующих с ней. В качестве объектов могут выступать части экспериментальной установки – электроды, стенки рабочей камеры. Плазма может оказывать воздействие на такие объекты, пылевые частицы в ней, что приводит к изменению свойств последних.

В данной работе исследована поверхность полимерных частиц и частиц с металлической оболочкой, полученная в результате плазменной модификации, а именно состав и структура поверхности, возникшие при экспозиции частиц в приэлектродной области емкостного высокочастотного разряда. Элементный состав поверхности частиц, левитирующих в объеме плазмы, нелинейно изменялся во времени, на их поверхность осаждались металлы. Экспериментально обнаружено образование металлической островковой пленки на поверхности полимерных частиц. Электроды и другие металлические поверхности могут быть подвержены распылению потоками ионов плазмообразующего газа низких энергий (~100 эВ) и являться источником материала для такой модификации.

Представлены результаты анализа результатов плазменной модификации частиц в результате выдержки на электроде в течение 6 часов, а именно структуры и состава поверхности макрочастиц. Наблюдалось изменение состава и структура покрытия частиц. На поверхности полимерных частиц без покрытия, обращенной в сторону плазмы, образовывались игольчатые структуры из осажденных металлов. Также частицы подверглись эрозии, в результате чего изменялась форма макрочастиц. На поверхности частиц с металлическим покрытием наблюдалось образование столбчатых структур из продуктов эрозии электродов.

Таким образом, продукты эрозии электродов и других металлических поверхностей, контактирующих с разрядом, модифицируют частицы в приэлектродном слое емкостного высокочастотного разряда. Плазменная модификация позволяет изменять состав и структуру поверхности частиц и получать микрочастицы с уникальными функциональными свойствами, которые можно использовать как в научных [2] (создание активных янус-частиц для изучения самоорганизации в коллоидных системах), так и медицинских и промышленных целях (целевая доставка лекарств, создание порошковых основ для композитных материалов).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-12-00354.

Литература

1. Fortov, V.E.; Morfill, G.E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space, 1st ed.; Boca Raton: CRC Press, USA, 2009, pp. 301-438.
2. Arkar, K.; Vasiliev, M.M.; Petrov, O.F.; Kononov, E.A.; Trukhachev, F.M. Dynamics of Active Brownian Particles in Plasma // Molecules 2021. 26. 561.

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ ПРИ КРИОГЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Шумова В.В.^{1,2}, Поляков Д.Н.¹, Василяк Л.М.¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук, Россия, Москва

²Федеральный исследовательский центр химической физики
им. Н.Н. Семёнова, Российской академии наук, Россия, Москва
E-mail: shumova@ihed.ras.ru

Новые технологии с использованием низкотемпературной плазмы [1], в том числе криогенной [2, 3], активно развиваются в настоящее время в связи с потребностями микроэлектроники и необходимостью получения особо чистых материалов. С фундаментальной точки зрения исследования криогенной плазмы актуальны для развития теорий нуклеации, роста и агломерации наноструктур, коагуляции микро- и наночастиц [4–6]. Исследования характеристик низкотемпературных газовых разрядов предоставляют информацию для развития представлений об элементарных процессах и процессах самоорганизации в комплексной и сильно неидеальной плазме [7].

Для оптимизации технологий плазмохимических процессов в газовых разрядах и расширения области их применения необходимо изучение свойств разрядов и элементарных процессов с участием частиц плазмы. Начальным шагом в этом направлении является исследование электрических характеристик разрядной плазмы, а именно, вольт-амперных характеристик (ВАХ) разрядов. Изучение ВАХ и поведения электрического поля при охлаждении газа используется для разработки моделей, описывающих газоразрядную плазму при низких и криогенных температурах. Электрические характеристики плазмы ряда газов, в том числе, неона, при криогенной температуре сильно отличаются от их характеристик при стандартной температуре, и изучены недостаточно. Так, к настоящему времени опубликовано лишь несколько экспериментальных данных о влиянии охлаждения на эти параметры [8–11].

В работе [11] представлены результаты измерения и моделирования электрических характеристик разряда постоянного тока в неоне, полученные в разряде, охлажденном до температуры жидкого азота (77 К). Эксперименты проводились при давлении неона 18–187 Па и токе разряда 0,01–3,5 мА. В проведенном моделировании ВАХ разряда были использованы константы столкновительных процессов в плазме, использованные ранее при комнатной температуре. Было получено удовлетворительное описание зависимости E/N приведенной напряженности электрического поля разряда от давления, однако ее расчетные абсолютные значения превышали экспериментальные. В данной работе ставится задача улучшить точность описания электрических характеристик плазмы тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре.

В работе за основу взята диффузионно-дрейфовая модель однородного положительного столба тлеющего разряда в неоне [11]. Плазма неона моделировалась с учетом процессов ступенчатой и химионизации. Рассмотрены образование, дрейф, диффузия и гибель электронов, ионов и метастабильных атомов неона в объеме плазмы и на стенках разрядной трубки. Средняя энергия электронов и транспортные коэффициенты плазмы рассчитаны с помощью пакета BOLSIG+[12]. Моделирование показало, что вклад в ионизацию процессов с участием возбужденных атомов увеличивается с понижением температуры разряда. Одним из основных плазменных процессов, происходящих с участием возбужденных (метастабильных) атомов неона, является химионизация $2\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne}^+ + \text{Ne} + e^-$ [13].

Поскольку при криогенной температуре константы скоростей столкновительных процессов с участием электронов известны с гораздо более высокой точностью, чем константа скорости химионизации, было принято решение определить значение последней для наилучшего описания полученных ранее экспериментальных данных [11] и предложить модель плазмы тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре. Химические реакции в плазме неона низкого давления, учтенные в модели, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Химические реакции в плазме неона низкого давления.

Реакция		ΔH , эВ	Константа скорости
Ионизация из основного состояния	$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	21.56	k_i [12]
Возбуждение метастабильного уровня	$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}^{*+} + e^-$	16.62	k_{exc} [12]
Ионизация метастабильного уровня	$\text{Ne}^{*+} + e^- \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	4.94	k_{im} [12]
Химионизация	$2\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne}^+ + \text{Ne} + e^-$	—	k_{mm}
Тушение электронами	$\text{Ne}^{*+} + e^- \rightarrow \text{Ne}^{**+} + e^-$	—	k_{qe} [15]
Тушение атомами	$\text{Ne}^{*+} + \text{Ne} \rightarrow 2\text{Ne}$	—	k_{qa} [16]

На рисунке 1 представлена зависимость приведенной напряженности аксиального электрического поля E/N (линия 1) от давления неона P , в сравнении с экспериментальной зависимостью (круги и линия 2) и результатами моделирования, полученными в [11] (линия 3). При охлаждении разряда с постоянной величиной тока приведенная напряженность аксиального электрического поля падает. Наилучшее согласие $E/N(P)$ с данными эксперимента (линия 2) получено при значении $k_{\text{mm}} = 0.64 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [13]. На рисунке 1 показаны также результаты расчета $E/N(P)$ из [11] (линия 3), которые были получены с использованием значения константы k_{mm} из [14].

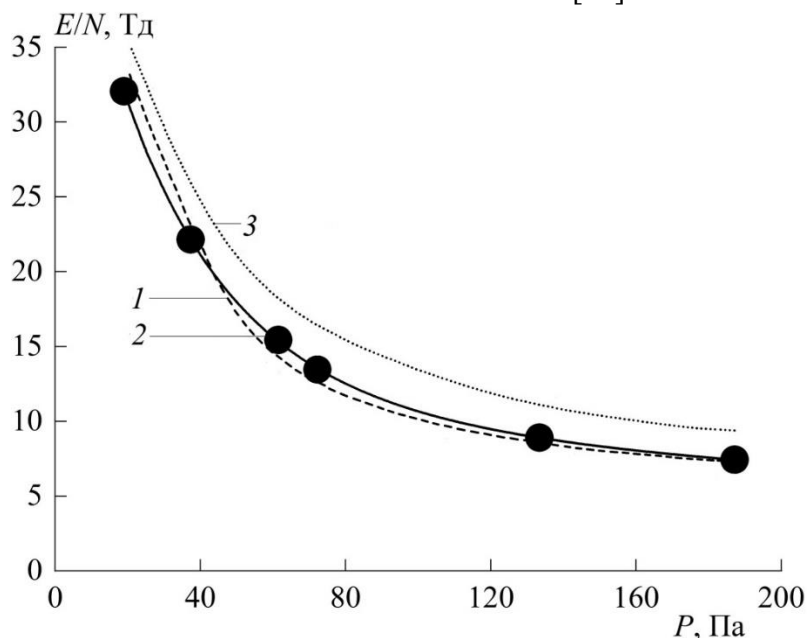


Рис. 1. Зависимость приведенной напряженности продольного электрического поля от давления неона в разряде с током 1 мА при температуре 77 К:

1 – результат моделирования с константой скорости химионизации $k_{\text{mm}} = 0.64 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (данная работа); 2 – аппроксимация экспериментальных значений (круги) из [11]; 3 – результат моделирования из [11] с k_{mm} , взятой из [14].

Таким образом, предложена модель плазмы тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре с учетом температурной зависимости константы скорости химионизации. Полученное значение константы скорости химионизации согласуется с имеющимися в литературе теоретическими моделями, анализ которых приведен в [13], однако, насколько нам известно, ранее прямо или косвенно из эксперимента получено не было.

Литература

1. Adamovich I. et al. The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. V. 50. №. 32. P. 323001.
2. Stauss S., Muneoka H., Terashima K. Review on plasmas in extraordinary media: plasmas in cryogenic conditions and plasmas in supercritical fluids // *Plasma Sources Science and Technology*. 2018. V. 27. №. 2. P. 023003.
3. Zhang Q. Z. et al. Mechanisms for plasma cryogenic etching of porous materials // *Applied Physics Letters*. 2017. V. 111. №. 17. P. 173104.
4. Cavarroc M. et al. Formation of single-crystal silicon nanoparticles at very low gas temperature in a rf silane-based discharge // *33rd European Physical Society Conference on Plasma Physics*. European Physical Society. 2006. V. 30. P. P-4.043.
5. Asinovskii E. I., Kirillin A. V., Markovets V. V. Plasma coagulation of microparticles on cooling of glow discharge by liquid helium // *Physics Letters A*. 2006. V. 350. №. 1-2. P. 126-128.
6. Polyakov D. N., Vasilyak L. M., Shumova V. V. Synergetics of dusty plasma and technological aspects of the application of cryogenic dusty plasma // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2015. V. 51. №. 2. P. 143-151.
7. Fortov V. E., Ivlev A., Khrapak S. A., Khrapak A. G., Morfill G. E. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Physics reports*. 2005. V. 421. №. 1-2. P. 1-103.
8. Mašek K., Peřina V. Influence of neutral gas cooling on longitudinal electric field in neon and helium discharge // *Czechoslovak Journal of Physics B*. 1967. V. 17. №. 2. P. 198-201.
9. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. Formation of the structures from dusty clusters in neon dc discharge under cooling // *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2016. V. 774. №. 1. P. 012181.
10. Loneková H. Experimental study on influence of cooling on glow discharge parameters // *Czechoslovak Journal of Physics B*. 1975. V. 25. №. 11. P. 1231-1239.
11. Shumova V. V., Polyakov D. N., Vasilyak L. M. Neon dc glow discharge at cryogenic cooling: experiment and simulation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. V. 50. №. 40. P. 405202.
12. Pitchford L. C. GEC plasma data exchange project // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013. V. 46. №. 33. P. 330301.
13. Шумова В. В., Поляков Д. Н., Василяк Л. М. Константа скорости химионизации метастабильных атомов неона в тлеющем разряде при криогенной температуре // *Химическая физика*. 2021. Т. 40. №. 8. С. 70-75.
14. Klucharev A. N., Vujnović V. Chemi-ionization in thermal-energy binary collisions of optically excited atoms // *Physics Reports*. 1990. V. 185. №. 2. P. 55-81.
15. Bogaerts A., Gijbels R. Comparison of argon and neon as discharge gases in a direct-current glow discharge a mathematical simulation // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 1997. V. 52. №. 5. P. 553-565.
16. Phelps A. V., Molnar J. P. Lifetimes of metastable states of noble gases // *Physical Review*. 1953. V. 89. №. 6. P. 1202.

ФОРМИРОВАНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ИОНО-ПЛАЗМЕННЫХ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ НИТРИДНЫХ ПОКРЫТИЙ

Крысина О.В.¹, Прокопенко Н.А.¹, Иванов Ю.Ф.¹, Шугуров В.В.¹,
Петрикова Е.А.¹, Шмаков А.Н.^{1,2}

¹ФГБУН Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН,
Россия, Томск, пр-т Академический, 2/3

²ФГБУН Институт катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения
РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр-т академика Лаврентьева, 5

E-mail: krysina@opee.hcei.tsc.ru

Интерес к нитридным многоэлементным керамическим и металлокерамическим покрытиям, полученным PVD-методами, возрастает с каждым годом ввиду их несомненных преимуществ перед бинарными традиционными нитридными покрытиями такими, как TiN, ZrN, CrN и др. Покрытия многоэлементных нитридных систем толщиной ~1-10 мкм синтезируют методами магнетронного распыления или вакуумно-дугового испарения в азотосодержащей среде. Такие покрытия имеют в своем составе в зависимости от применения покрытий и требуемых свойств от 3 до 10 элементов [1-5]. Например, это и ставшие широко распространенными покрытия системы Ti-Al-N [2-3], и покрытия на основе высокоэнтропийных сплавов (ВЭС) [4-5].

Целью данной работы было получение нитридных многоэлементных покрытий различной структуры и состава, включая покрытия на основе высокоэнтропийных сплавов, вакуумно-дуговым плазменно-ассистированным методом, исследование их свойств и структуры современными методами материаловедения, в том числе методами рентгеновской дифракции с использованием синхротронного излучения (СИ).

В работе рассматриваются несколько видов многоэлементных нитридных однослойных и многослойных покрытий: TiN-Cu; (Ti,Al)N; (Zr,Nb)N; AlTiCrNbMo-N.

Эксперименты по осаждению покрытий проводились на вакуумной ионно-плазменной установке «КВИНТА», которая входит в состав комплекса УНУ «УНИКУУМ», находящегося в перечне уникальных электрофизических установок РФ (<https://skp-rf.ru/catalog/usu/434216/>). Схема установки детально приведена в [6-7]. В зависимости от состава и структуры покрытий использовалось от 2 до 5 плазменных источников. В качестве подложек использовались сталь 12X18H10T, сплав титана BT1-0 и твёрдый сплав BK-8. В качестве материала испаряемых катодов использовались, как чистые металлы Ti, Mo, Cr, Nb, Zr, так и композиционные: Ti-Al, Ti-Cu, Zr-Nb.

Исследование синтезированных покрытий до и после термической обработки проводили методами оптической микроскопии (микровизор μ Vizo-MET-221), оптической профилометрии (микро-нано-профилометр МНП-1), растровой электронной микроскопии и микрорентгеноспектрального анализа (растровый электронный микроскоп Philips SEM-515 с микроанализатором EDAX Genesis XM 260 SEM), рентгеноструктурного анализа (рентгеновский дифрактометр Shimadzu XRD 6000), микро- и наноиндентирования (микротвердомер ПМТ-3 и нанотвердомер Nano Hardness Tester NHT-S-AX-000X). Исследования структуры и фазового состава проводили методами порошковой дифракции на каналах СИ накопителя ВЭПП-3 (СЦСТИ, ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, Новосибирск) [8] и просвечивающей электронной микроскопии (JEOL JEM-2100 F). *In situ* эксперименты по исследованию стойкости покрытий к окислению при высокотемпературном нагреве в воздушной атмосфере проводились на станции “Прецизионная дифрактометрия”, расположенной на шестом канале вывода СИ накопителя электронов

ВЭПП-3, с использованием высокотемпературной рентгеновской камеры реактора ХРК-900 и позиционно-чувствительного беспараллаксного детектора ОД-3М350 [9] производства ИЯФ СО РАН. Детектор позволяет регистрировать рентгенограммы в диапазоне углов $\sim 30^\circ$ (нами был выбран диапазон $2\theta = 33,5^\circ - 64,5^\circ$) с дискретностью $\sim 0,01^\circ$, время записи одной дифрактограммы составило 3 с. Фиксированная длина волны, равная $1,7135 \text{ \AA}$, задавалась однократным отражением излучения от кристалла монохроматора Ge(111) и определялась по дифракционной картине эталона $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (NIST SRM 676). В требуемом диапазоне углов регистрировалась рентгенограмма стандарта, по которой проводилась градуировка детектора. Дальнейшие измерения выполняли при заданном положении детектора.

Толщина синтезированных покрытий составила 3-5 мкм.

Среди свойств сформированных многоэлементных нитридных покрытий можно отметить высокую твердость (Таблица 1) вплоть до значений сверхтвердости (≥ 40 ГПа); низкий коэффициент трения до 0,2; относительно низкий параметр износа ($\sim 10^{-6} \text{ мм}^3\text{Н}^{-1}\text{м}^{-1}$). Все покрытия имели нанокристаллическую структуру с размером зерен менее 20 нм.

Таблица 1. Свойства нитридных многоэлементных покрытий до термического воздействия.

Свойство	Вид покрытия			
	TiN-Cu	(Ti,Al)N	(Zr,Nb)N	AlTiCrNbMo-N
Твердость H, ГПа	45	38	39	21
Модуль Юнга E, ГПа	360	467	343	384
Коэффициент трения μ	0,22	0,23	0,43	0,20
Параметр износа V, $10^{-6} \text{ мм}^3\text{Н}^{-1}\text{м}^{-1}$	2,6	3,5	9,4	6,4

Исследование на стойкость к высокотемпературному окислению нитридных многоэлементных покрытий на воздухе методами рентгеновской дифракции с использованием СИ показали, что у всех исследуемых покрытий разрушение нитридных фаз происходит не одновременно (Таблица 2, Рисунки 1-2). Интенсивность рефлексов нитридных фаз у покрытий систем TiN-Cu и (Ti,Al)N при критической температуре 750°C начинает снижаться. Полностью они исчезают при более высокой температуре, а именно при $840-850^\circ\text{C}$. При снижении интенсивности рефлексов нитридных фаз и их исчезновении наблюдается появление рефлексов оксидных соединений, таких как TiO_2 , WO_3 , CoWO_4 и др. При температуре 850°C все рефлексы нитридных фаз исчезают, зафиксированы только рефлексы оксидных соединений. Для многоэлементных высокоэнтропийных покрытий системы AlTiCrNbMo-N изменение интенсивности рефлекса основной фазы начинается при температуре 630°C , появление оксидных фаз наблюдается, начиная с температуры 1070°C , полное исчезновение рефлекса основной фазы наблюдается при более высокой температуре, а именно 1270°C . Что говорит о более высокой стойкости к окислению ВЭС-покрытий по сравнению с нитридными покрытиями тройных систем.

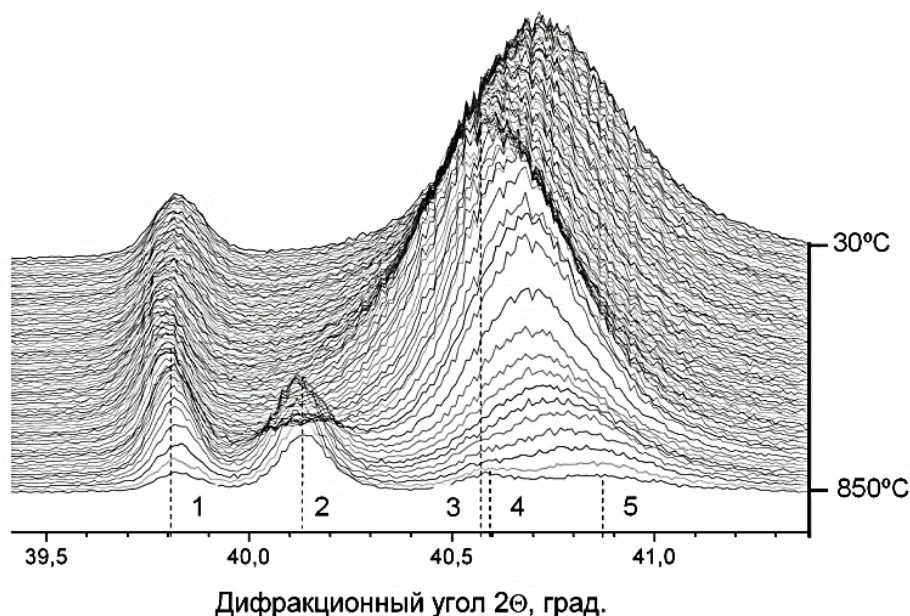


Рисунок 1. Характерный набор рентгенограмм образца трехэлементного покрытия на основе TiN в процессе нагрева от комнатной температуры до 850°C в представлении проекции интенсивность на плоскость «угол дифракции – температура» при *in situ* исследованиях с использованием СИ.

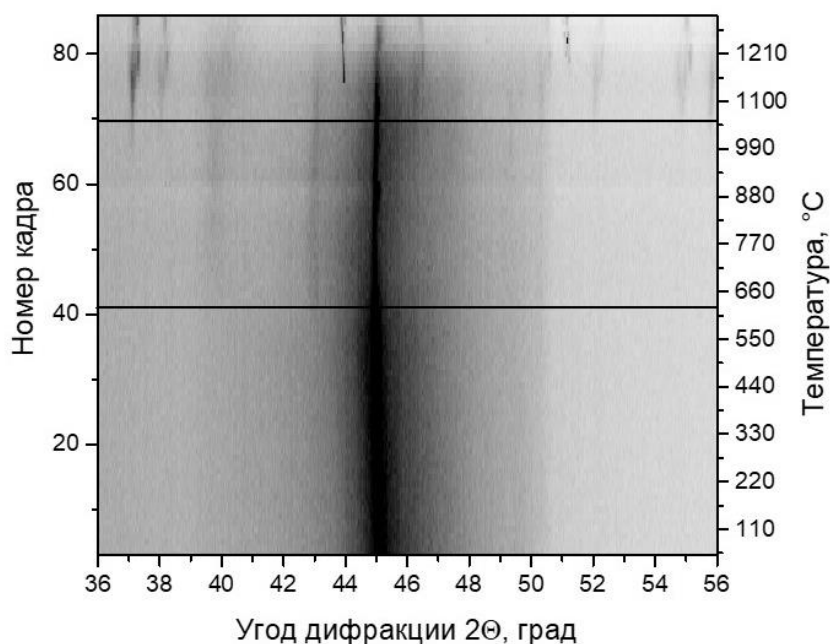


Рисунок 2. Набор рентгенограмм образца покрытия AlTiCrNbMo-N в процессе нагрева от комнатной температуры до 1300°C в представлении проекции интенсивность на плоскость «угол дифракции – температура» при *in situ* исследованиях с использованием СИ.

Показано, что многоэлементные нитридные тонкие (до 5 мкм) покрытия, синтезированные вакуумно-дуговым плазменно-ассистированным методом, обладают нанокристаллической структурой, высокой твердостью и износостойкостью, относительно низким коэффициентом трения и модулем Юнга, а их стойкость к высокотемпературному окислению может достигать температуры $\geq 1200^\circ\text{C}$ на открытом воздухе.

Таблица 2. Данные высокотемпературного окисления для нитридных многоэлементных покрытий на открытом воздухе.

Изменения на рентгенограмме	Температура образца Т, °С		
	TiN-Cu	(Ti,Al)N	AlTiCrNbMo-N
Снижение интенсивности рефлекса основной фазы	750	750	630
Исчезновение рефлекса основной фазы	840	850	1270
Появление рефлексов оксидных фаз	720	850	1070

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования (проект № 075-15-2021-1348) в рамках мероприятий № 2.1.5, 2.1.17 и 2.1.20.

Литература

1. Krysina O.V., Prokopenko N.A., Ivanov Yu.F., Tolkachev O.S., Shugurov V.V., Petrikova E.A. Multi-layered gradient (Zr,Nb)N coatings deposited by the vacuum-arc method. // Surface and Coatings Technology. 2020. V. 393. P. 125759 (1-6).
2. PalDey S., Deevi S.C. Single layer and multilayer wear resistant coatings of (Ti,Al)N: a review. // Materials Science and Engineering: A. 2003. V. 342. № 1–2. P. 58-79.
3. Vardanyan E.L., Ramazanov K.N., Nagimov R.Sh., Nazarov A.Yu. Properties of intermetallic Ti-Al based coatings deposited on ultrafine grained martensitic steel. // Surface and Coatings Technology. 2020. V. 389. P. 125657.
4. Погребняк А.Д., Багдасарян А.А., Якущенко И.В., Береснев В.М. Структура и свойства высокоэнтропийных сплавов и нитридных покрытий на их основе. // Успехи химии. 2014. Т. 83. №11. С. 1027.
5. Sathiyamoorthi P., Hyoung S.K. High-Entropy Alloys: Potential Candidates for High-Temperature Applications – An Overview. // Adv. Eng. Mater. 2018. V. 20. P. 1.
6. Shugurov V.V., Koval N.N., Krysina O.V., Prokopenko N.A. QUINTA equipment for ion-plasma modification of materials and products surface and vacuum arc plasma-assisted deposition of coatings. // IOP Conf. Ser.: J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1393. P. 12131 (1–10).
7. Krysina O.V., Koval N.N., Kovalsky S.S., Shugurov V.V., Lopatin I.V., Prokopenko N.A., Petrikova E.A. Low-inertia control method of nitrogen concentration in the PVD nitride coatings by non-self-sustained arc discharge with thermionic and hollow cathodes. // Vacuum. 2021. V. 187. P. 110123 (1-8).
8. URL: <https://ssrc.biouml.org/#!Stations>
9. Aulchenko V.M., Evdokov O.V., Kutovenko V.D., Titov V.M., Vasiljev A.V., Zhulanov V.V., Evdokov O.V., Pirogov B.Ya., Sharafutdinov M.R., Tolochko B.P., Zhogin I.A. One-coordinate X-ray detector OD-3M. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2009. V. 603. P. 76-79.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ПЕРЕНОСА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЭВОЛЮЦИИ СВОБОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Куликов Ю.М., Панов В.А., Гаджиев М.Х.

Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва

E-mail: kulikov-yurii@yandex.ru

Проблема теоретического описания и моделирования турбулентности является одной из наиболее сложных в классической физике. Актуальность её изучения связана с чрезвычайной распространенностью турбулентных течений, большой практической значимостью этого явления для работы различных технических устройств. Проблема турбулентности также связана с такими разделами математики и механики, как теория хаоса, проблемой ламинарно-турбулентного перехода, свойствами когерентных структур, турбулентностью в магнитной гидродинамике. В строгом смысле под турбулентностью понимается любое хаотическое решение трёхмерных уравнений Навье–Стокса, оказывающееся чувствительным к начальным данным, и которое является результатом последовательности неустойчивостей ламинарного течения, возникающей в том случае, когда бифуркационный параметр принимает значения из монотонно возрастающей последовательности. В качестве бифуркационного параметра, в наиболее простом случае определяющего перестройку течения, используется число Рейнольдса, однако, в зависимости от постановки задачи, возможно использование и других параметров.

В силу того, что под термином «плазма» подразумевается высокоионизованный квазинейтральный газ, дебаевский радиус которого много меньше характерного размера расчетной области, и проявляющий коллективные свойства, то турбулентность в плазме, в общем случае предполагает хаотизацию распределений полей величин, характеризующих её как сплошную среду. Под «холодной плазмой» мы будем понимать низкотемпературную ($T_e < 10$ эВ) плазму, при которой температура тяжелых частиц в плазме соответствует нормальным условиям, а кинетическая энергия, выделяющаяся в плазме при полной рекомбинации, мала по сравнению с кинетической энергией движения сплошной среды.

В рамках развиваемой модели мы будем предполагать, что (1) – частицы плазмы являются пассивной примесью, так как её наличие или отсутствие не влияет на основное течение, (2) – любой из пространственных и временных масштабов, характеризующих турбулентное течение, много больше дебаевского радиуса. Рассмотрим задачу об эволюции пассивной примеси в трехмерной кубической области, периодически продолженной в направлениях X, Y, Z . Размеры расчетной области составляют $L_x=L_y=L_z=L=0.2$.

Результаты решения будут рассматриваться на основе концентрации пассивной примеси c . Распределение последней будет хаотически меняться под воздействием трехмерного поля пульсаций скорости. Данные пульсации генерируются с помощью специального алгоритма, позволяющего задавать величину среднеквадратичной пульсации V и корреляционную длину λ . Отметим, что генерируемое поле пульсаций является полностью соленоидальным (в пределах погрешности), что позволяет использовать его в качестве начальных условий для несжимаемой жидкости.

В качестве начальных условий задавалось $V=0.1, \lambda=0.05L$, что дает характерную кинетическую энергию турбулентности $E_{\text{турб}} \approx 0.03$ относительно среднего течения, таким образом, турбулентность является достаточно слабой. Таким образом, в процессе расчета мы будем наблюдать турбулентную диффузию пассивной примеси под воздействием распада изотропной турбулентности.

Распределение пассивной примеси задается в форме гауссиана (без нормировочного коэффициента)

$$c = e^{-((x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2)/(2L\sigma^2)},$$

где $x_0=y_0=z_0=L/2$, $\sigma = 0.05$.

При моделировании также предполагается, что сплошная среда имеет характерную (реперную) плотность $\rho_0=1000$, динамическую вязкость $\mu=10^{-4}$. Основной вклад в процесс переноса пассивной примеси вносит адвекция (конвективный перенос), при этом процесс молекулярной диффузии является пренебрежимо малым, с коэффициентом диффузии ($d=0.5 \times 10^{-9}$). Характерная скорость звука в уравнении состояния $a=10$, общее время расчета $t=10$. При заданных параметрах, характерное число Рейнольдса, определяемое по размеру расчетной области составит $Re_L = \rho_0 VL/\mu = 2 \times 10^6$. Число Рейнольдса, характеризующее свойства турбулентности и определяющееся по корреляционной длине (интегральному масштабу) составит $Re_\lambda = \rho_0 V\lambda/\mu = 2 \times 10^6 = 100000$. Моделирование проводилось на последовательности сеток из 64^3 , 128^3 , 256^3 ячеек на основе собственной реализации численного метода КАБАРЕ, использующего приближение слабой сжимаемости.

В качестве результатов моделирования рассматриваются распределения пассивной примеси в различные моменты времени, которые представлены на рис. 1.

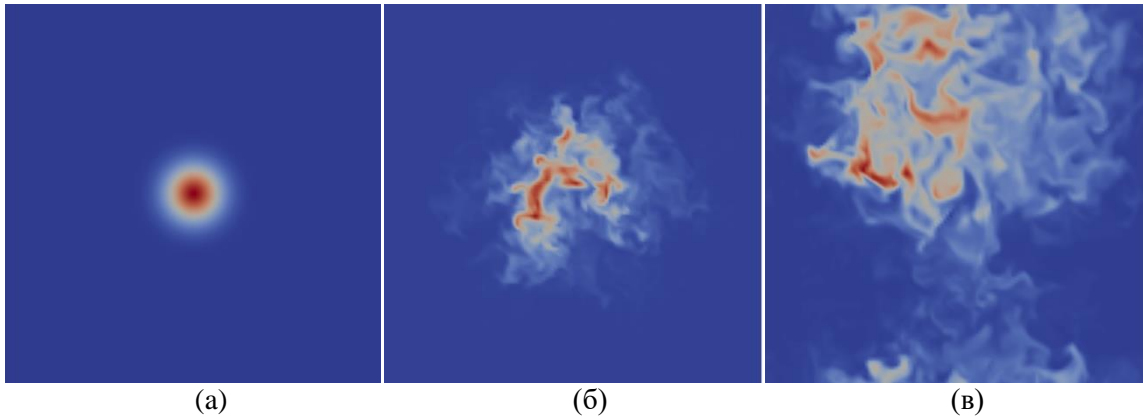


Рис. 1 Распределение пассивной примеси в плоскости $x=L/2$, полученное на сетке 128^3 в различные моменты времени (а) – $t=0$, (б) – $t=0.46875$, (в) – $t=4.6875$.

Результаты моделирования показали, что эволюция пассивной примеси имеет некоторое подобие задачам Тейлора и Ричарсона [3], встречающимся в турбулентной теории. В задаче Тейлора краситель непрерывно выбрасывается в турбулентный поток из одного точечного источника. Со временем облако красителя будет распространяться за счет турбулентного перемешивания. Необходимо определить, насколько большим в среднем будет облако через время t . Поскольку $V\lambda/d \gg 1$, это эквивалентно вопросу о том, как далеко в среднем мигрирует жидкая частица, выпущенная из источника, за время t . В задаче Ричардсона начальный размер облака меньше интегрального масштаба, но больше масштаба Колмогорова.

Геометрический центр тяжести облачка будет перемещаться в соответствии с результатами задачи Тейлора, по мере того как крупный вихрь будет уносить каплю красителя. Кроме того, размер облака будет увеличиваться со временем из-за мелкомасштабной турбулентности. Задача Ричарсона позволяет определить среднюю скорость распространения (расширения) облака. Иными словами определяется средняя скорость разделения двух соседних частиц жидкости (находящихся в противоположных, максимально удаленных областях облака) в результате турбулентного перемешивания. Согласно задаче Тейлора, поведение облака можно описать, вводя интегральный временной масштаб $t_\lambda = \lambda/V$, тогда размер облака пропорционален t при $t < t_\lambda$, а на более поздних временах ($t > t_\lambda$) $-t^{1/2}$.

Для турбулизованного облака примеси радиуса R закон Ричардсона дает $R^2 \sim \epsilon t^3$. Это выражение можно переписать как $R \sim (Vt)^{1/2}(R/\lambda)^{2/3}$, а поскольку закон Ричардсона применим только для $R \ll \lambda$, то $R \ll (V\lambda t)^{1/2}$. Напомним, что закон Тейлора применяется только к центральной части облака с примесью, тогда среднее расстояние, на которое центроид будет перемещаться за время t , составляет $(V\lambda t)^{1/2}$, что намного больше, чем оценка размера облака, сделанная Ричардсоном. Таким образом, небольшое облако перемещается быстрее, чем расширяется. Как только диаметр облака превышает размер крупного вихря, $R > \lambda$, закон Ричардсона нарушается, поскольку не существует вихрей с размером больше, чем R . В этот момент частицы на противоположных сторонах облака оказываются статистически независимы друг от друга, и, поскольку каждая движется в состоянии квазиброуновского движения, края облака будут распространяться со скоростью $R \sim t^{1/2}$. То есть дисперсия примеси практически такая же, как и у облака, возникающего в результате непрерывного выброса, поэтому оно растет как $R \sim (V\lambda t)^{1/2}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

Литература

1. Yu R., Bai X.-S., A fully divergence-free method for generation of inhomogeneous and anisotropic turbulence with large spatial variation // J. Comp. Phys. 2014.V. 256. P. 234.
2. Kulikov, Y.M., Son, E.E. Taylor-Green vortex simulation using CABARET scheme in a weakly compressible formulation // Eur. Phys. J. E. 2018. V. 41. P. 1292-895X
3. Turbulence : an introduction for scientists and engineers // Davidson P. A. – OUP, 2015 – 647 P.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ, ПОДТВЕРЖДАЮЩЕЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ СЛОЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ВОКРУГ ТЕЛА В ВЧ РАЗРЯДЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Абдуллин И.Ш.¹, Некрасов И.К.², Сагитова Ф.Р.¹

¹ООО «Плазма ВСТ»

² "Казанский (Приволжский) федеральный университет"

E-mail: igor05071997@mail.ru

В емкостном безэлектродном ВЧ разряде пониженного давления в расходном режиме на расстоянии нескольких длин свободного пробега иона от поверхности тела возникает область - слой положительного заряда (СПЗ) [1].

Независимо от того, является ли тело электродом или располагается в плазме ВЧ разряда пониженного давления, оно приобретает отрицательный потенциал относительно плазмы, при этом образуя СПЗ вокруг тела. Вследствие этого тело, помещенное в плазму, подвергается ионной бомбардировке плазмообразующего газа [2]. Голографические методы позволили обнаружить и измерить слой положительного заряда вокруг тела, помещенного в плазму, а с помощью измерений одиночным зондом Ленгмюра определен потенциал СПЗ.

На голограмме, образующейся при когерентном взаимодействии волны, прошедшей через плазму с опорной волной, фиксируются фазовые искажения объектной волны, которые могут быть апостериорно восстановлены и изучены различными оптическими методами. На этой стадии возможно повышение чувствительности интерференционных измерений, что позволяет исследовать плазму сравнительно низкой плотности (характерную для пониженного давления), недоступную обычными оптическими методами.

Исследования проводились на ВЧ-плазменной установке, описанной в [3]. Для подтверждения и детального исследования выводов работы [1] проведены голографические, зондовые измерения и исследования энергии и плотности ионного потока.

Метод двухлучевой интерферометрии фиксирует изменение длины ΔS оптического пути лучей, прошедших через исследуемую среду, посредством смещения $S(x, y)$ интерференционных полос в наблюдаемой интерференционной картине. В случае, если сдвиг интерференционных полос обусловлен рефракцией электронов, связь между их концентрацией и смещением полос на оси плазменной струи выразится следующим соотношением:

$$S(x, y) = 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^{2R} n_e dx, \quad (1)$$

где λ – длина волны источника света, n_e – концентрация электронов.

Исследования характеристик потока плазмы в присутствии волокнистого тела показали, что на расстоянии до 0.5 мм от обрабатываемого изделия наблюдается характерный излом интерференционных полос (рис. 1). Расшифровки голограмм согласно (1) позволили определить значение концентрации электронов, которая составила $n_e = 4 \cdot 10^{18} \div 50 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Концентрация электронов в СПЗ не является неизменной величиной. Полученное значение ($n_e = 4 \cdot 10^{18} \div 50 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$) является усредненным за период. Период состоит из следующих этапов: 1. при начальном этапе генерации плазмы в силу большей подвижности электроны быстрее ионов достигают поверхности образца, вследствие чего образуется притягивающее ионы отрицательное электрическое поле, 2. образовавшийся слой ионов притягивает эквивалентный по заряду слой электронов со стороны плазмы, 3. из слоя ионов

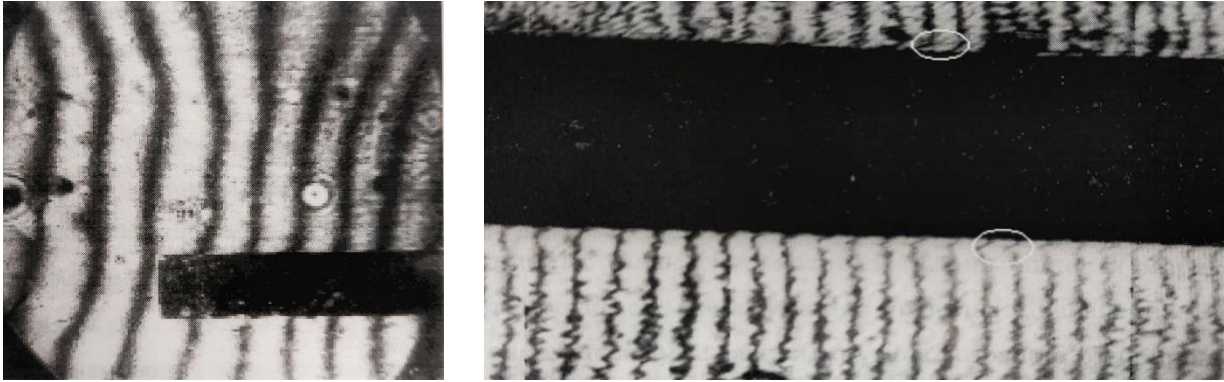


Рис. 1. Слева: интерферограмма плазменной струи при использовании опорных голограмм, зарегистрированных без потока при настройке полосы конечной ширины; справа: интерферограмма, характеризующая состояние исследуемого пространства. Широкая полоса посередине – тень от образца, поток плазмы направлен сверху вниз. Эллипсами выделены характерные изгибы интерференционных полос, свидетельствующие о наличии слоя, отличающегося по свойствам от остальной части плазмы.

возникает поток ионов на тело, которое заряжено отрицательно, ионы бомбардируют поверхность тела, достигая энергий до 100 эВ, и частично на ней рекомбинируют. Данный процесс повторяется периодически. При этом концентрации электронов и ионов будут примерно одинаковыми. Поэтому, определяя концентрацию электронов с помощью метода двулучевой интерферометрии, определена концентрация ионов.

Полученные данные позволили сделать вывод о том, что в окрестности обрабатываемого волокнистого материала образовывался пространственный слой не скомпенсированного положительного заряда толщиной 0.3-1.0 мм в зависимости от режима поддержания ВЧЕ-разряда пониженного давления.

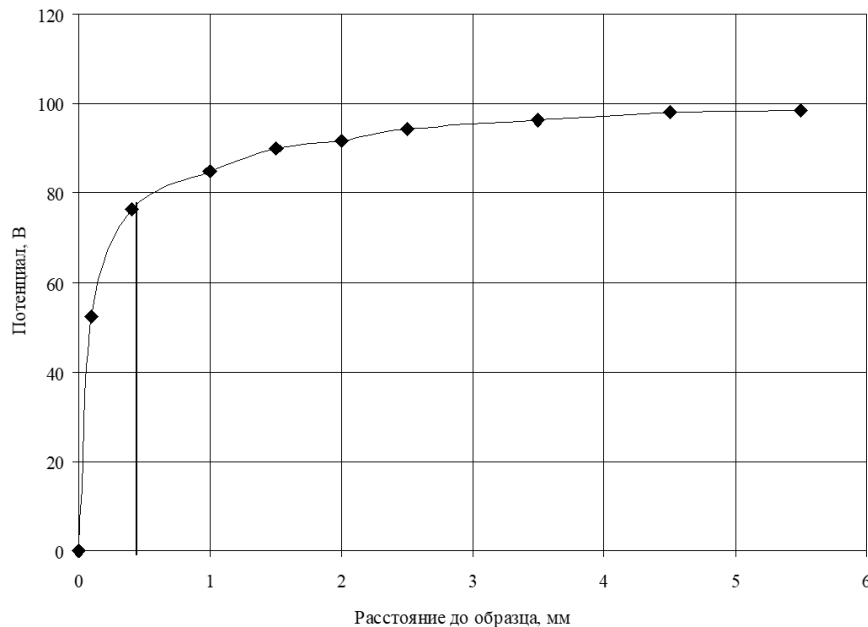


Рис. 2. Пространственное распределение плавающего потенциала плазмы вблизи обрабатываемого тела.

Таким образом, методом двулучевой интерферометрии установлено наличие слоя положительного заряда вокруг тела, помещенного в плазму. С помощью измерений одиноким зондом Ленгмюра исследовано пространственное распределение плавающего потенциала плазмы вблизи обрабатываемого тела.

Измерениями потенциала плазмы одиночным электростатическим зондом показано, что при удалении зонда от поверхности образца положительный потенциал плазменного столба увеличивается примерно по экспоненциальному закону до расстояния 1 мм, а затем потенциал слабо изменяется (рис. 2). Точность измерения определялась следующим соотношением микрометрических резьбы на сильфонном устройстве перемещения: 1 поворот гайки равен 30 мкм при диаметре зонда 40 мкм.

Выводы. Методом двулучевой интерферометрии продемонстрировано наличие «некоего» слоя в плазме вблизи с образцом и определяется его толщина – 0.3-1.0 мм. Методом измерения плавающего потенциала одиночным зондом Ленгмюра определен размер СПЗ – до 1 мм и наличие отличающегося потенциала поверхностного слоя от потенциала плазмы. Энергия ионов составляла до 100 эВ, а плотность ионного тока до 1.5 А/м² [3]. Данные измерения подтвердили наличие СПЗ вокруг образца (тела, помещенного в плазму) в ВЧЕ разряде пониженного давления.

Литература

1. Левитский С.М. Потенциал пространства и распыление электродов в высокочастотном разряде // Журн. техн. физ. – 1957. – Т.27, вып. 5 – С. 1001-1009.
2. Воздействие плазмы высокочастотного безэлектродного разряда на поверхность стекла / Д.Г. Геворкян, М.И. Абаев, А.Е. Чемель и др. // Журн. техн. физ. – 1987. – Т.7, №10. – С. 2042-2044.
3. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. – Казань: изд-во Казан. ун-та, 2000. – С. 58-66.

ЗАРЯЖЕННЫЕ МИКРОЧАСТИЦЫ В ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Печеркин В.Я., Василяк Л.М., Владимиров В.И.

*Объединенный институт высоких температур РАН. Россия, Москва
E-mail: vpecherkin@yandex.ru*

Квадрупольные электродинамические ловушки широко используются как для удержания ионов, так и заряженных микрочастиц в диапазоне размеров от 10 нм до 100 мкм для исследования их свойств [1-2]. В линейных электродинамических ловушках возможно создание устойчивых кулоновских структур заряженных микрочастиц при атмосферном давлении [3, 4]. В таких системах потенциальная энергия межчастичного взаимодействия превышает среднюю кинетическую энергию частиц. Кулоновские структуры в электродинамической ловушке представляют собой системы одноименно заряженных частиц без плазмы, и их исследования представляют особый интерес, так как нет нейтрализующего плазменного фона, как в пылевой плазме. Термодинамические параметры такой системы были рассчитаны по измеренным значениям сжимаемости [5]. Кулоновские структуры из большого количества частиц были получены в горизонтально расположенных линейных ловушках [4]. Вертикальное расположение такой ловушки применялось только для измерения заряда одиночной частицы для случая уравнивания силы гравитации электрической силой [6]. Целью данной работы было исследование возможности создания стабильных кулоновских структур в при вертикальном расположении линейной квадрупольной ловушки.

На рисунке 1 изображена схема устройства вертикальной линейной квадрупольной электродинамической ловушки. Четыре динамических электрода из медных стержней диаметром 4 мм и длиной 33 см были расположены вертикально в вершинах квадрата со стороной 2 см на пластинах из полиметилметакрилата. На два диагональных динамических электрода через балластный резистор 9,6 Мом подавалось синусоидальное напряжение с частотой 50 Гц (Рис. 1). У нижнего основания на оси ловушки был установлен сферический электрод диаметром 1 см, на который подавался постоянный электрический потенциал 0-5 кВ того же знака, что и знак заряда частиц.

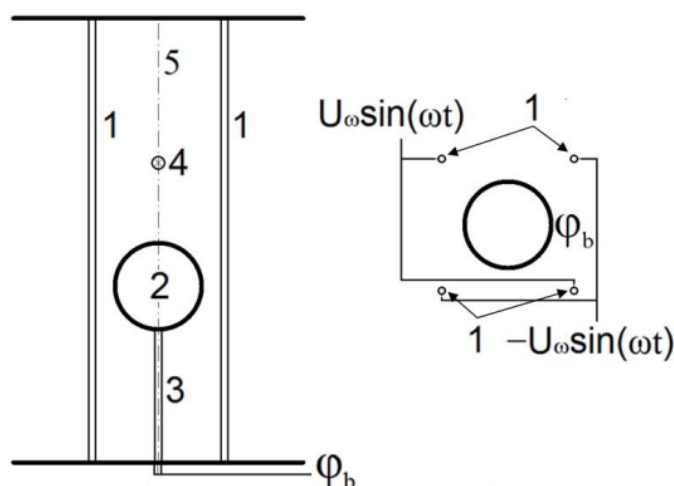


Рис. 1. Схема вертикальной линейной квадрупольной ловушки. 1 – динамические электроды, 2 – сферический электрод, 3 – стержень крепления торцевого электрода, 4 – микрочастицы оксида алюминия, 5 – осевая линия ловушки.

Регистрация частиц производилась камерой Hi Spec Imaging с максимальным разрешением 1280x1024 пикселей. Частицы подсвечивались лазером с длиной волны 532

нм и максимальной мощностью 300 мВт узким плоским лучом (лазерный нож) с шириной ~ 2 мм. Исследования проводились в воздухе при атмосферном давлении, использовали полидисперсные частицы Al_2O_3 с размерами 10-80 мкм. Так как квадрупольная ловушка проявляет селективность в отношении массы и заряда частиц, в ловушке будут удерживаться только те частицы, которые удовлетворяют условиям удержания [3]. Для зарядки частицы помещались на металлическую поверхность с потенциалом 5 кВ, и получали заряд 10^3 - 10^4 электронов [7]. На рис. 2 представлена фотография стабильной упорядоченной структуры в линейной вертикально ориентированной квадрупольной электродинамической ловушке. Образовалась структура в виде конуса из большого количества частиц, в отличие от горизонтальной ловушки, в которой образуются цилиндрические кулоновские структуры. При изменении напряжения на торцевом электроде расстояние до структуры меняется. Съемка производилась при нулевом угле к горизонтальной плоскости. При таком ракурсе съемки видно, что частицы совершают колебательные движения с небольшой амплитудой с частотой 50 Гц в направлении близком к перпендикулярному по отношению к линейным электродам. При изменении угла съемки до 30° видно, что частицы не только колеблются, а также двигаются по эллиптическим орбитам (рис. 3), что объясняется периодической сменой полярности напряжения на противоположных парах линейных электродов квадрупольной ловушки по синусоидальному закону. При увеличении переменного напряжения на линейных электродах стабильность структур нарушается, возникает вращательное движение фрагментов верхней части структуры, а также увеличиваются амплитуды движения отдельных частиц.

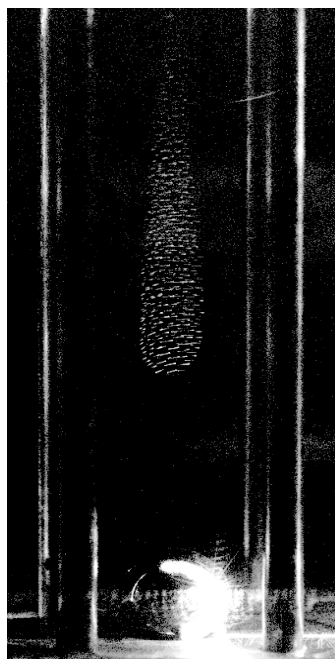


Рис. 2. Изображение стабильной упорядоченной структуры. Переменное напряжение на линейных электродах 4 кВ. Постоянное напряжение на сферическом электроде 5 кВ. Время экспозиции кадра 50 мс.

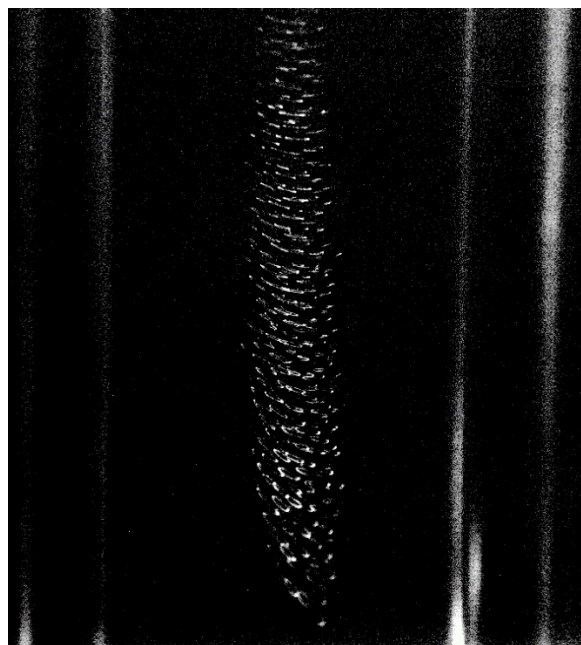


Рис. 3. Увеличенное изображение фрагмента упорядоченной структуры рис. 2. Угол съемки 30° .

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-01056-22-00).

Литература

1. Пауль В. // УФН. 1990. Т. 160. № 12. С. 109.
2. Rudyi S.S., Vovk T.A., Kosternoy I.A., Romanova A.V., Rozhdestvensky Y.V. // Journal of Physics Communications. 2020. V. 4. No. 1. 015022.
3. Vasilyak L. M., Vladimirov V. I., Deputatova L. V., Lapitsky D. S., Molotkov V. I., Pecherkin V. Ya., Filinov V. S., Fortov V. E. // New J. Phys. 2013. V. 15. № 4. 043047.
4. Syrovatka R. A., Vasilyak L. M., Deputatova L. V., Filinov V. S., Lapitsky D. S., Pecherkin V. Ya., Vladimirov V. I. // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. No. 3-4. P. 321
5. Лапицкий Д. С., Филинов В. С., Василяк Л. М., Сыроватка Р. А., Депутатова Л. В., Владимиров В. И., Печеркин В. Я. // Прикладная физика. 2017. № 4. С. 32.
6. Syrovatka R.A., Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Pecherkin V.Ya., Vasilyak L.M. and Vladimirov V.I. // Journal of Physics: Conference Series . 2016. V. 774. 012179
7. Vetchinin S.P., Panov V.A., Vasilyak L.M., Pecherkin V.Ya. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 653. No. 1. 015152.

ГЕНЕРАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ В УСКОРИТЕЛЯХ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ И ВЫВОДОМ ПУЧКА В АТМОСФЕРУ

Дорошкевич С.Ю., Воробьев М.С., Торба М.С., Артёмов К.П., Леванисов В.А.,
Коваль Н.Н., Сулакшин С.А.

Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск
E-mail: doroshkevich096@gmail.com

Работы по генерации электронных пучков большого сечения (ПБС) находят свое начало примерно с середины двадцатого века и продолжают по настоящее время. Актуальность данного направления определяется такими особенностями ПБС, как поперечное сечение порядка тысячи квадратных сантиметров, широкий диапазон энергий электронов от сотен кэВ до нескольких единиц МэВ, возможность вывода пучка в атмосферу через тонкую металлическую фольгу, средняя мощность которых может достигать десятков и даже сотен киловатт. При этом для ПБС имеется множество применений, которые связаны как с описанными выше особенностями, так и возможностью обеспечения высокой производительности обработки за счет разделения зоны генерации пучка от зоны электронно-пучкового облучения объекта. Примерами использования ПБС являются: возбуждение электроионизационных лазеров, модификация поверхности полимеров, стерилизация медицинской продукции, радиационная обработка сельхоз продукции и посевного материала, инициирование плазмохимических процессов и др. [1–3].

В данной работе описан отдельный класс ускорителей электронов, а именно низкоэнергетические (сотни кэВ) ускорители с плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу, разрабатываемые в лаборатории плазменной эмиссионной электроники ИСЭ СО РАН.

Широкоапертурный ускоритель «Дуэт» [4] (Рис.1) позволяет формировать электронный пучок сечением $750 \times 150 \text{ мм}^2$ в импульсно-периодическом режиме со следующими параметрами: энергия электронов 100–200 кэВ; амплитуда тока пучка в атмосфере 5–30 А; длительность импульсов тока пучка 10–300 мкс; частота следования импульсов 1–50 Гц; неоднородность плотности тока по сечению пучка $\pm 10\%$; максимальная средняя мощность пучка в атмосфере 5 кВт; плотность энергии пучка в атмосфере 10–500 мДж/см²·имп.

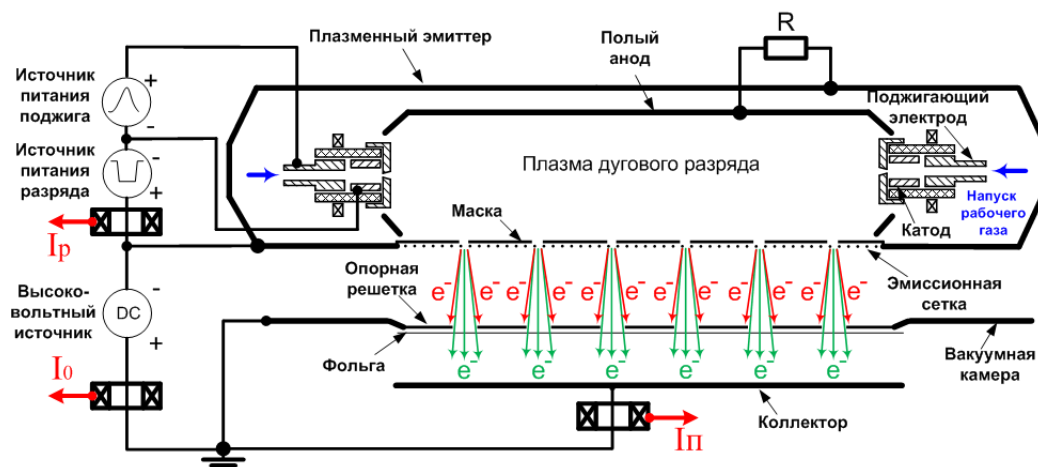


Рис. 1 – Принципиальная схема ускорителя электронов «Дуэт»

Конструкция ускорителя «Дуэт» и его принцип действия основан на сеточном плазменном катоде, представляющим собой полый полуцилиндр с двумя плазмогенераторами, которые генерируют самостоятельный дуговой разряд низкого давления. Сформированная плазма ограничена стенками полого анода и эмиссионной сеткой с размером ячейки $0,4 \times 0,4$ мм. Данная сетка служит для обеспечения слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы. Ввиду формирования отрицательного анодного падения внутри плазменного эмиттера постоянное высокое напряжение, приложенное к ускоряющему промежутку, снижает потенциальный барьер для электронов в области эмиссионной сетки, что позволяет осуществлять их эффективный отбор из эмиссионной плазмы. Извлеченные плазменные электроны формируют в ускоряющем промежутке пучок с энергией равной приложенному ускоряющему напряжению. Вывод электронного пучка в атмосферу происходит через алюминий-магниевую фольгу толщиной 30 мкм, уложенную на многоапертурную водоохлаждаемую опорную решетку. Для повышения эффективности вывода электронного пучка в атмосферу на эмиссионную сетку укладывается маска из металлической фольги, отверстия в которой повторяют конфигурацию отверстий опорной решетки и соосны с ними. Маска позволяет формировать узкие электронные пучки, диаметром около 10 мм, в области геометрической прозрачности опорной решетки, что снижает долю тока пучка, замыкающуюся на ребра выводного фольгового окна. Таким образом в атмосфере генерируется широкоапертурный пучок, представляющий собой суперпозицию малых электронных пучков.

Стабилизация границы эмиссионной плазмы обеспечивает слабую зависимость основных параметров пучка друг от друга (энергия электронов, амплитуда тока пучка, длительность и частота следования импульсов), что является несомненным преимуществом ускорителей данного типа для проведения поисковых исследовательских работ, а также для подбора наиболее эффективного режима обработки. На рис. 2 показано, что ток в ускоряющем промежутке слабо зависит от величины приложенного напряжения. При этом управление током пучка осуществляется путем изменения амплитуды и формы импульса тока дугового разряда. Повышение амплитуды тока разряда приводит к соответствующему повышению концентрации эмиссионной плазмы, что в свою очередь способствует увеличению числа извлеченных электронов. На рис. 3 представлена характерная осциллограмма токов ускорителя. Видно, что ток в ускоряющем промежутке I_0 и ток пучка в атмосфере I_{Π} повторяют форму импульса тока дугового разряда I_p . Надо отметить, что в ускорителях такого типа амплитуду токов I_p , I_0 и I_{Π} можно изменять даже в течение импульса субмиллисекундной длительности [5], что позволяет управлять мощностью пучка во время его генерации, что также может быть важно при решении некоторых задач.

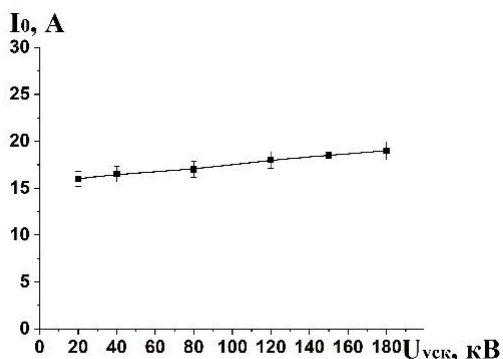


Рис. 2— Зависимость тока в ускоряющем промежутке I_0 от ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ при $I_p=90$ А.

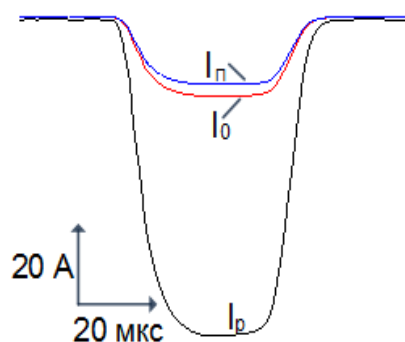


Рис. 3— Характерная осциллограмма токов разряда I_p , эмиссии I_0 и пучка I_{Π} в атмосфере при $U_{\text{уск}}=200$ кВ

В ускорителе электронов «Гелион» [6] (рис. 4), который основан на явлении ионно-электронной эмиссии, плазменный эмиттер представляет собой полый катод с двумя тонкопроволочными анодами, эмиссионная плазма в котором создается вспомогательным самостоятельным тлеющим разрядом. В отличие от ускорителя «Дуэт» в данной конструкции плазменный эмиттер является источником ионов, а поэтому и называется плазменным анодом. Одной из стенок, формирующих область генерации плазменного анода является многоапертурная анодная решетка размером 450×650 мм. Ионы гелия, ускоренные в прикатодном падении вспомогательного разряда и прошедшие отверстия анодной решетки попадают в область ускоряющего промежутка. Ускоряющее электрическое поле создается под действием ускоряющего напряжения величиной до $U_{\text{уск}}=150$ кВ, приложенного между высоковольтным катодом и анодной решеткой. Набрав высокую энергию, ускоренные ионы гелия бомбардируют поверхность высоковольтного катода из нержавеющей стали, в результате чего возникают вторичные электроны посредством ионно-электронной эмиссии. Эти электроны ускоряются в обратном направлении, проходя отверстия в анодной решетке, дрейфуют через анодную плазму и выводятся в атмосферу через тонкую металлическую фольгу толщиной 30 мкм. Фольга уложена на водоохлаждаемую опорную решетку, отверстия в которой повторяют конфигурацию отверстий анодной решетки.

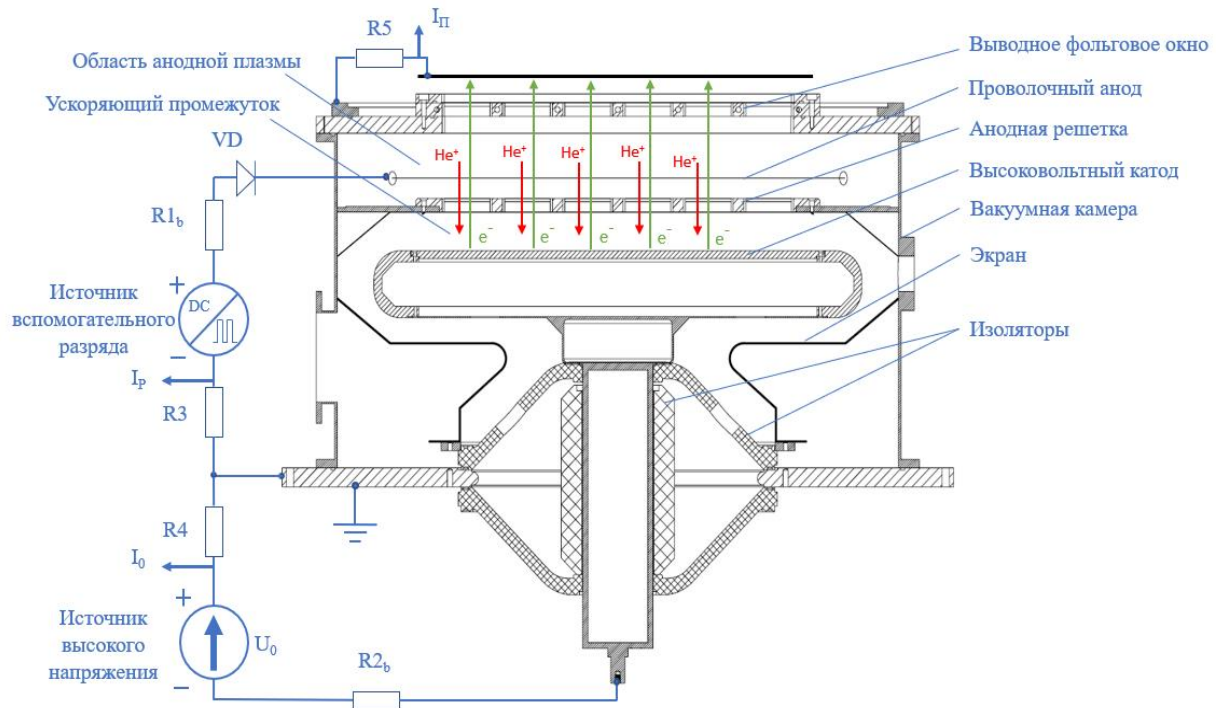


Рис.4 – Принципиальная схема ускорителя электронов «Гелион»

Данный ускоритель способен работать как в режиме постоянного тока (непрерывном), так и импульсном с частотой 1–100 кГц, что напрямую определяется режимом генерации вспомогательного разряда. Импульсный режим генерации по сравнению с режимом постоянного тока позволяет достигать большей амплитуды тока вспомогательного разряда и концентрации эмиссионной плазмы за счет изменения коэффициента заполнения импульсов (рис. 5). Изменение частоты следования импульсов позволяет управлять длительностью импульса тока разряда и паузой между импульсами, которая в случае рассматриваемой высокочастотной генерации разряда находится в диапазоне 5–800 мкс. Кроме того, генерация разряда с частотой в десятки килогерц способствует сни-

жению вероятности образования катодных пятен на стенках полого катода вспомогательного разряда, что связано с компенсацией заряда, накопленного на поверхности диэлектрических пленок, в момент паузы генерации разряда [7].

Таким образом ускоритель «Гелион» позволяет генерировать электронный пучок в атмосфере размером 450×650 мм, энергией электронов до 150 кэВ, током пучка 1-40 мА, частотой 1-100 кГц и длительностью 5-800 мкс (в импульсном режиме).

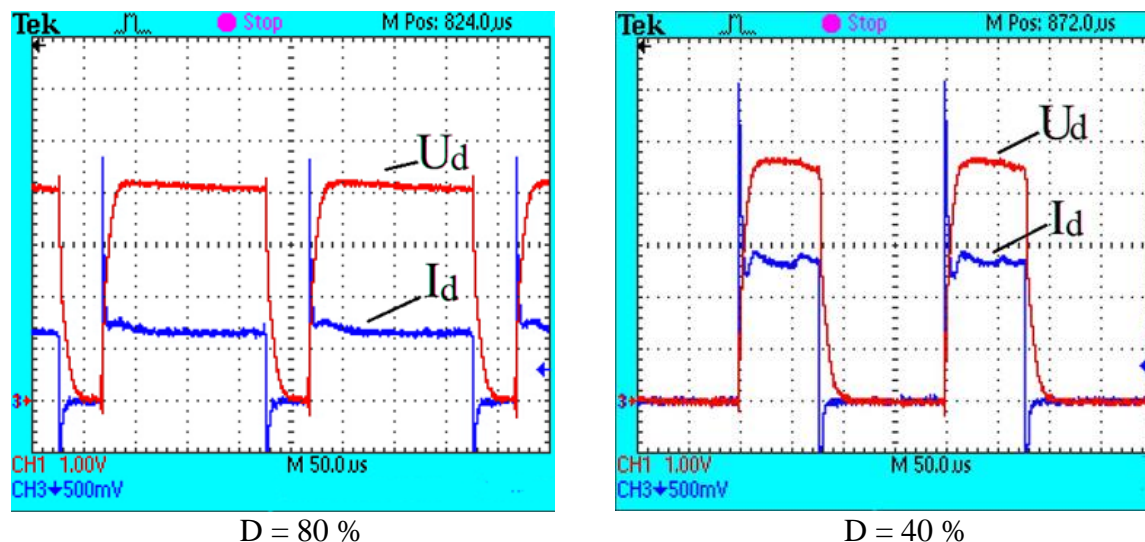


Рис. 5— Осциллограммы ток и напряжения вспомогательного разряда в импульсном режиме при изменении коэффициента заполнения импульсов D . ($f = 5$ кГц; $I_{d, cp} = 50$ мА): CH1- напряжение разряда(140 В/дел); CH3- ток разряда (50 мА/дел).

При энергии до 200 кэВ электронный пучок проходит в материале расстояние менее 1 мм, что обуславливает обработку лишь поверхностного слоя. Однако, сгенерированное при торможении пучка в поверхности образца рентгеновское излучение имеет гораздо большую глубину проникновения и зачастую воздействует на весь обрабатываемый материал. Для количественного определения поглощенной дозы, внесенной электронным пучком и тормозным рентгеновским излучением было проведено численное моделирование.

Использовался численный код ЕРНСА2 [8], в котором заданная геометрия состояла из следующих слоев: алюминиевая фольга толщиной 30 мкм (закрывает выводное окно установки), слой воздуха толщиной 30 мм (воздушный зазор между выводным окном и облучаемым материалом), слой углерода толщиной 1 мм. На рис. 6 приведено распределение дозы, приведенной к одному электрону, для различных начальных энергий электронов пучка. Моделирование показало, что основная часть электронов с начальной энергией до 160 кэВ поглощается в слое толщиной менее 250 мкм, там же создаётся и основная доза поглощённого излучения. Поглощенная доза, создаваемая тормозным рентгеновским излучением, на четыре порядка меньше дозы от электронного пучка. Полученное распределение поглощенной дозы по глубине подтвердилось проведенными дозиметрическими исследованиями при использовании пленочных дозиметров СО ПД(Э)-1/10.

В качестве применений описанных ускорителей может выступать обработка натурального латекса. В этом случае с учетом низкой глубины проникновения электронов в вещество требуется система прокачки латекса, позволяющая осуществлять многократное прохождение тонкого слоя латекса под пучком. В работе [9] на ускорителе Дуэт было показано, что электронно-пучковая обработка позволяет увеличить прочность на разрыв образцов из латекса с 3 до 21 МПа без добавления химических добавок. Увеличение

прочности происходит за счет возникновения поперечных связей между цепями молекул латекса в результате его радиационной сшивки.

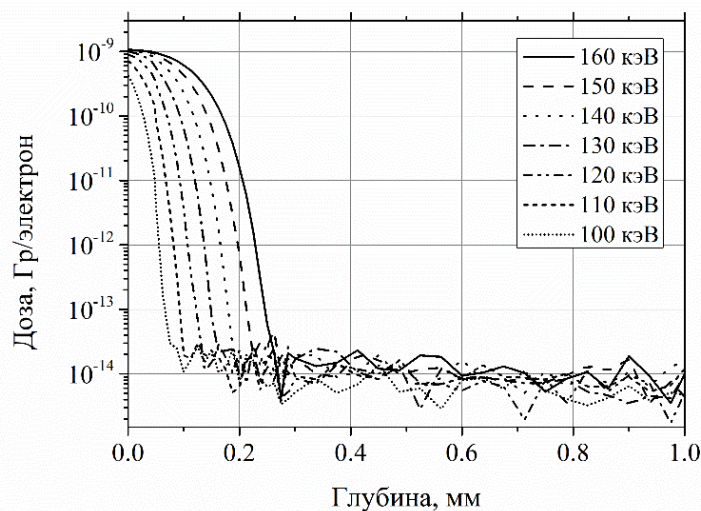


Рис. 6– Распределение поглощенной дозы в модельном слое углерода в зависимости от начальной энергии электронов

Другим применением таких ускорителей может являться обработка поливинилхлорида (ПВХ) [10]. При воздействии электронного пучка происходит отщепление хлора по реакции дегидрохлорирования, что приводит к образованию из ПВХ обогащенных углеродом полимеров с системой сопряженных кратных углерод-углеродных связей. Облучение ПВХ способно значительно расширить возможности контролируемого синтеза углеродных материалов, в частности, путем встраивания в их структуру модифицирующих добавок и придания конечному продукту заданной морфологии и геометрии на стадии подготовки полимерного прекурсора. Кроме того, развиваемый подход может послужить основой для разработки бездиоксиновых методов утилизации отходов хлорполимеров.

Еще одним перспективным применением низкоэнергетических электронных пучков является предпосевная обработка семян различных сельхоз культур. На представленных в данной работе ускорителях проводилась обработка пшеницы, ячменя, гороха и рапса [11]. Электронный пучок позволяет не только проводить дезинфекцию и дезинсекцию семян, но и стимулировать процессы прорастания при вводе малой дозы. Одним из объяснений такого эффекта является адаптивная реакция живой системы на изменение условий внешней среды (получение малых доз излучения) [12].

Таким образом, низкоэнергетические электронные пучки большого сечения, генерируемые в ускорителях с плазменными эмиттерами и выведенные в атмосферу через тонкую металлическую фольгу, могут широко использоваться в настоящее время, а модернизация конструкций ускорителей и исследование новых способов генерации пучка остаются актуальными задачами и ориентированы не только на расширение параметров генерируемого электронного пучка, но и на повышение стабильности работы как плазменных эмиттеров, так и ускорителей электронов в целом.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10015).

Литература

1. Электронные пучки большого сечения // С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. М.: Энергоатомиздат. 1984 – 112 с.
2. Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе // С.Ю. Соковнин – Екатеринбург: УрО РАН, 2007– 224 с.
3. Косоголов С.Л., Успенский Н.А., Шведюк В.Я., Васеленок А.А, Джигайло И.Д., Смирнов Г.А. // Известия ВУЗов. Физика. 2020. Т. 63. № 10. С. 41–47.
4. Воробьёв М.С., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А. // ПТЭ. 2015. №5. С.112–120
5. Воробьёв М.С., Москвин П.А., Шин В.И. и др. // Письма в ЖТФ, 2021, Т. 47, в. 10, С. 38–41
6. Doroshkevich S.Yu., Vorobyov M.S., Torba M.S., Koval N.N., Sulakshin S.A., Levanisov V.A., Ekavyan A.A., Chistyakov A.V. // Journal of Physics: Conference Series. **2021**. V. 2064. 012116.
7. Belkind A., Freilich A., Scholl R. // Surface and Coatings Technology. 1998. V. 108–109. P. 558–563
8. Беспалов В.И. // Изв. высш. уч. зав. Физика. 2000.Т. 43. № 4. С. 159.
9. Воробьёв М.С., Денисов В.В., Коваль Н.Н. и др.//ХВЭ. 2015. Т.49. №3.С. 169-172
10. Кряжев Ю.Г., М.С. Воробьёв, Коваль Н.Н. и др. // ПЖТФ. 2016. Т.42. №19. С.13-19
11. Дорошкевич С.Ю., Артёмов К.П., Терещенко Н.Н. и др. // ХВЭ. 2021. Т.55. № 4. С. 326-332.
12. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности // Козьмин Г.В., Гераськин С.А., Санжарова Н.И, Обнинск: ВНИИРАЭ, 2015. 400 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ДВУХСТУПЕНЧАТЫМ ПЛАЗМЕННЫМ УСКОРИТЕЛЕМ

Калашников А.В., Шевцов Е.А.

*Российский университет дружбы народов, Россия, Москва
E-mail: avkalashnikov@inbox.ru, shevtsovea98@mail.ru*

Источники направленных потоков плазмы могут быть использованы в качестве двигателей легких летательных аппаратов, осуществляющих коррекцию положения на орбите. Различные исследования показывают, что циклотронный авторезонанс (ЭЦР-взаимодействие) может быть использован для создания прототипа такого двигателя [1-8]. Основным преимуществом этого метода является отсутствие электродов, подверженных деградации, а также генерация квазинейтральной плазменной струи, не требующей использования нейтрализатора. Подход, реализованный в лаборатории физики сильно неравновесной плазмы, направлен на демонстрацию возможности реализации технологии тандемного двигателя на основе ЭЦР-взаимодействия.

В работе представлены результаты, полученные на экспериментальном стенде (рис. 1), созданного для изучения возможности ускорения заряженных частиц продольным СВЧ электрическим полем. Стенд состоит из двух последовательно расположенных цилиндрических резонаторов и катушек, обеспечивающих продольное аксиально-симметричное магнитное поле до 1500 Гс. Диэлектрический плазмопровод (кварцевое стекло, диаметр 6 см, длина 200 см) проходит оба резонатора через их торцевые стенки. Один из резонаторов с модой колебаний TE_{111} выполняет роль плазмообразующего инжектора. Другой, с модой E_{011} , обеспечивает в своем объеме и соответственно в плазмопроводе СВЧ поле преимущественно с продольной электрической составляющей.

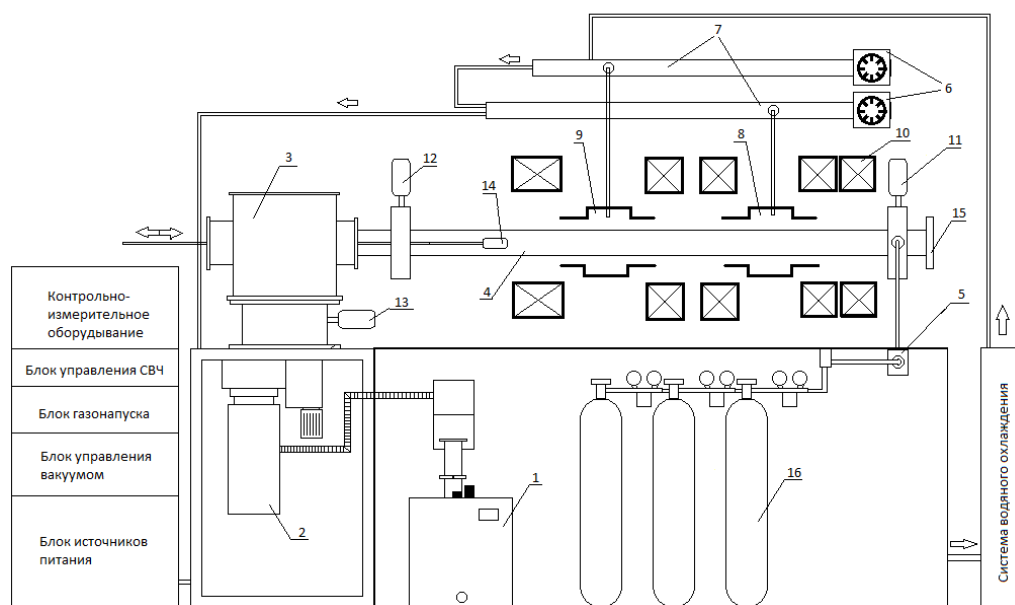


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1-форвакуумный насос, 2-турбомолекулярный насос, 3-вакуумная камера, 4-кварцевое стекло (рабочий объем), 5-система газонапуска, 6-магнетроны, 7-волноводы, 8-резонатор TE_{111} , 9-резонатор E_{010} , 10-катушки магнитного поля, 11-13 – датчики давления, 14-сеточный анализатор, 15-окно наблюдения, 16-баллоны рабочего газа.

Транспортировка потока плазмы из инжектора в резонатор E_{011} осуществляется созданием градиента осевого магнитного поля между резонаторами. В работе используются два магнетронных генератора со стабилизированными источниками питания (М-105-1, $\omega_0 = 2\pi f_0 = 1,5 \times 10^{10}$ рад s^{-1} , $f_0 = 2,45$ ГГц). Возбуждение TE_{111} осуществляется двумя штыревыми антеннами, расположенными по азимуту под углом 90 градусов. Обе симметричные антенны запитаны от одного магнетрона с модернизированной системой охлаждения анода. Конструктивные особенности СВЧ тракта обеспечивают разность фаз СВЧ поля на одной антенне относительно другой, что в сочетании с азимутальным расположением антенн в резонаторе, приводит к формированию вращающегося радиального СВЧ-электрического поля. Резонатор E_{011} возбуждается петлевой пристеночной антенной, от второго магнетронного генератора. Вакуумная откачка осуществляется турбомолекулярным насосом ТМН-1500, со скоростью откачки 700 л/с. Подача рабочего газа контролируется пьезоэлектрической системой напуска СНА-2.

Поскольку ожидаемая величина плотности плазмы составляет от 10^9 cm^{-3} , был задействован корпускулярный метод диагностики. Реализация данного метода подразумевает разделение заряженных плазменных компонент и последующему энергетическому анализу выделенной компоненты [9]. Разработанный сеточный анализатор (рис. 2), работающий по данному принципу, позволил определить основные параметры плазменных потоков: ток и функцию распределения плазменных компонент по энергиям.



Рис. 2. Разработанный сеточный анализатор

Цель работы состоит в измерении энергии распределения ионной компоненты вдоль оси магнитной системы в тандемной плазодинамической установке, в которой предусмотрены вариации: осевого профиля магнитного поля, потока газовой смеси, а также СВЧ мощности в каждой из ступеней.

Основные задачи данной работы заключаются в изучении влияния рабочих параметров установки на энергию ионов в потоке плазмы, а также в разработке и реализации систем диагностики плазменного потока и систем управления экспериментального стенда. Для осуществления поставленных целей и задач были определены оптимальные

режимы работы стенда, при поддержании которых, реализуется эффективная наработка плазмы в инжекторе и её дальнейшая транспортировка в область ускорения.

Полученные результаты и установленные режимы свидетельствуют об предпочтительном использовании магнитных полей внутри резонатора TE_{111} соответствующих ~ 440 Гс. В этих условиях наблюдается группа ионов с энергиями до 110 эВ и плотностью потока до 10^{10} см $^{-2}$, а наблюдаемая осевая локализация разряда (рис. 3), свидетельствует о магнитной изоляции плазмы от стенок диэлектрического плазмопровода.

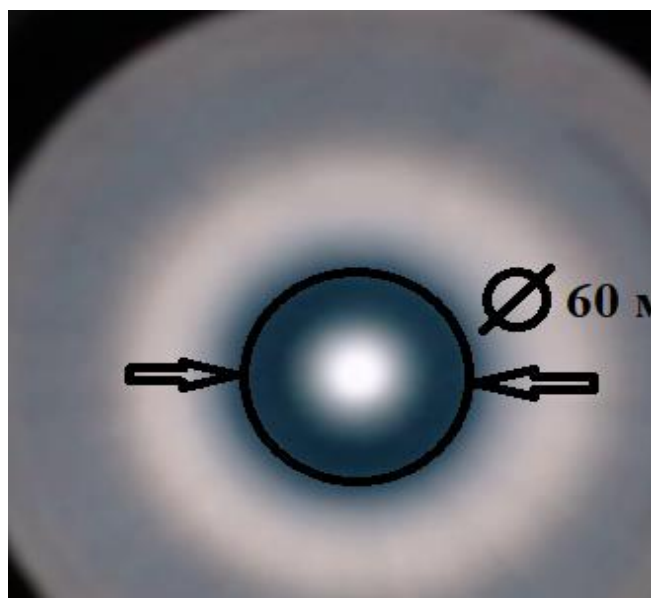


Рис. 3. Осевая локализация разряда

В ходе данной работы разработан и реализован программно-аппаратный комплекс (рис. 4), позволяющий контролировать рабочие параметры установки, производить сбор и анализ данных.

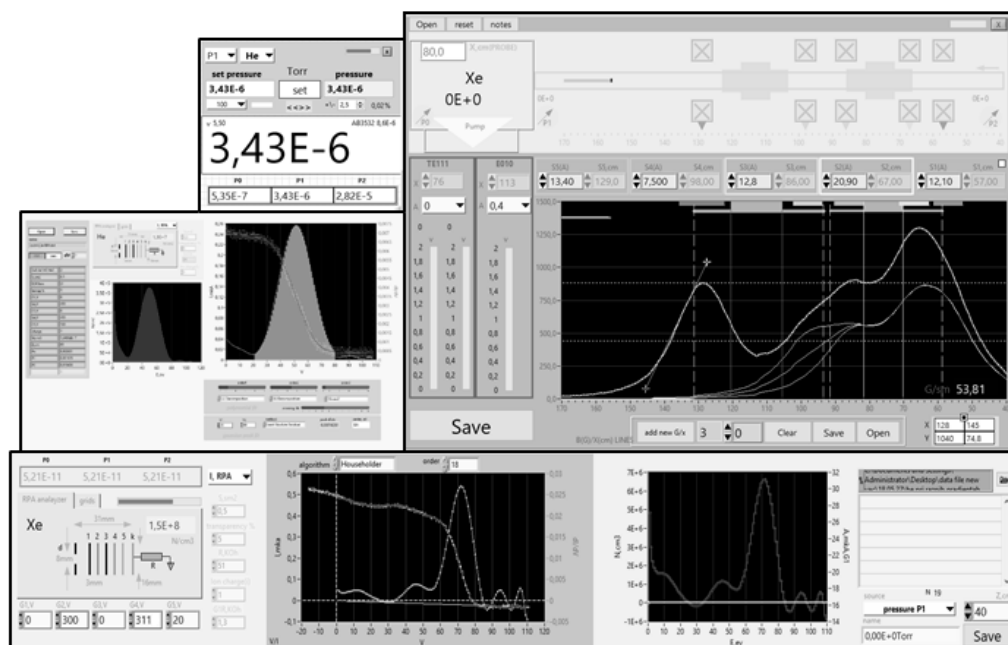


Рис. 4. Программно-аппаратный комплекс

Анализ полученных результатов показывает, что использование второй ступени (ускоряющего резонатора) в качестве ускоряющей структуры, транспортируемого в него потока плазмы, в текущем варианте реализации, не целесообразно. Необходимо внести конструктивные изменения в размерах и способе возбуждения резонатора с учетом влияния плазмы на распределение электромагнитных полей в его объеме.

Литература

1. Новиков Л.С., Черник В.Н. «Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении», Москва Университетская книга, 2008
2. А.В. Аржанников, А.Д. Беклемишев «Электрореактивный двигатель высокой тяги с горффрированным винтовым магнитным полем». Вестник НГУ Том 11, №1, 2016
3. David A. Kaufman «Investigation of an ECR Plasma Thruster and Plasma Beam Interaction with a Magnetic Nozzle» California institute of Technology Pasadena, California 1995
4. S. N. Bathgate, M. M. M. Bilek, D. R. Mckenzie «Electrodeless plasma thrusters for spacecraft: a review» Plasma Sci. Technol. 19, 2017
5. Julien Jarrige, Paul-Quentin Elias, Félix Cannat, Denis Packan «Performance Comparison of an ECR Plasma Thruster using Argon and Xenon as Propellant Gas» The George Washington University, Washington, D.C. USA October 6 – 10, 2013
6. Ganguli, R. D. Tarey, R. Narayanan and A. Verma «Evaluation of Compact ECR Plasma Source for Thruster Applications » Centre for Energy Studies, Indian Institute of Technology, New Delhi, 110016, India.
7. E. Rosati Azevedo, K. Swar, D. Staab, E. Longhi, A. Garbayo, B. Karadag, J. Stubbing, R. Moloney, A. Lucca Fabris, T. le Toux, O. Tarvainen, D. Faircloth «Xjet: design upgrade and preliminary characterization for an electrodeless ECR thruster» SPACE PROPULSION 2020 Estoril, Portugal / 08 – 12 February 2021.
8. В.А. Жильцов, В.М. Кулыгин «ТЕРМОЯД И КОСМОС», НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия.
9. Л.В. Литовченко, «Методы исследования параметров плазменных образований», Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», 2009 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СПЛАВА ЭЛЕКТРОННО-ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ

Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Тересов А.Д., Петрикова Е.А., Прокопенко Н.А., Крысина О.В., Толкачев О.С.

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук, Россия, Томск

E-mail: krycina@opee.hcei.tsc.ru, yufi55@mail.ru

Целью настоящей работы является анализ результатов, полученных при исследовании элементного и фазового состава, состояния дефектной субструктуры и морфологии фаз технически чистой меди, подвергнутой комплексной электронно-ионно-плазменной обработке, включающей нанесение многоэлементной пленки и последующее облучения системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком.

В качестве материала исследования использовали образцы технически чистой меди марки М00. Образцы имели форму пластинок размерами $10 \times 10 \times 5$ мм³. На предварительно полированную поверхность образцов меди на установке «КВИНТА» [1] напыляли пленку элементного состава Fe-Cr-Nb-Mo толщиной 3 мкм. Формирование многоэлементной пленки осуществляли путем одновременного вакуумно-дугового испарения катодов из железа, хрома, ниобия и молибдена. Метод формирования многоэлементных пленок подробно рассмотрен в [2]. Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком осуществляли на установке «СОЛО» [3] при следующих параметрах: энергия ускоренных электронов 18 кэВ; плотность энергии пучка электронов (60 и 70) Дж/см² при длительности импульса тока 200 мкс, количество импульсов 5, частота следования импульсов $0,3 \text{ с}^{-1}$, остаточное давление газа (аргон) в рабочей камере установки 0.02 Па.

Исследования дефектной структуры осуществляли методами сканирующей (приборы SEM 515 Philips и VEGA 3 Tescan) и просвечивающей дифракционной (прибор JEM 2100F, JEOL) электронной микроскопии. Анализ элементного состава осуществляли методами SEM/EDAX (микрорентгеноспектральный анализ, микроанализатор EDAX ECON IV, установленный на сканирующем электронном микроскопе SEM 515 Philips). Фазовый состав и состояние кристаллической решетки основных фаз поверхностного слоя образцов изучали методами рентгенофазового и рентгеноструктурного анализа (рентгеновский дифрактометр Shimadzu XRD 6000, Япония); съемку осуществляли в медном отфильтрованном излучении $\text{Cu-K}\alpha 1$; монохроматор CM-3121. Анализ фазового состава проводили с использованием баз данных PDF 4+, а также программы полнопрофильного анализа POWDER CELL 2.4.

Методами микрорентгеноспектрального анализа установлено, что пленка, сформированная на меди, имеет следующий элементный состав (ат. %): 20.1Cr-28.5Fe-24.1Nb-27.3Mo. Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком при плотности энергии пучка электронов (E_s) 60 Дж/см² сопровождается плавлением поверхностного слоя образцов и формированием, при последующей высокоскоростной кристаллизации, многоэлементного поверхностного сплава следующего элементного состава (ат. %): 13.8Cr-17.9Fe-25.2Cu-20.9Nb-22.2Mo. Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком при $E_s = 70$ Дж/см² приводит к формированию поверхностного сплава, преобладающим элементом которого является медь (60.1Cu-5.8Cr-7.9Fe-10.9Nb-15.3Mo (ат. %)).

Методами рентгенофазового анализа установлено, что основной фазой (84,1 вес.%) сформированной на поверхности меди пленки является α -(CrFeNbMo), имеющая объемцентрированную кристаллическую решетку с параметром $a = 3,1324 \text{ \AA}$ (табл. 1; рис. 1). В сравнительно небольшом количестве (5,3 масс.%) присутствует α -Fe.

Таблица 1. – Результаты рентгенофазового анализа образцов системы «пленка/подложка» в исходном состоянии ($E_s = 0 \text{ Дж/см}^2$) и после облучения импульсным электронным пучком

E_s , Дж/см ²	Обнаруженные фазы	Содержание фаз, вес. %	Параметр решетки, \AA	Размер ОКР, нм	$\Delta d/d \cdot 10^{-3}$
0	α -(CrFeNbMo)	84.1	$a = 3.1324$	8.3	5.52
	α -Fe	5.3	$a = 2.8740$	24.1	3.04
	Cu	10.6	$a = 3.6167$	141.8	
60	α -(CrFeNbMo)	98.9	$a = 3.1078$	8.2	4.276
	Cu	1.1	$a = 3.6200$	----	----
70	Cu	97.6	$a = 3.6116$	68.4	6.81
	α -(CrFeNbMo)	2.4	$a = 3.1325$	14.5	2.313

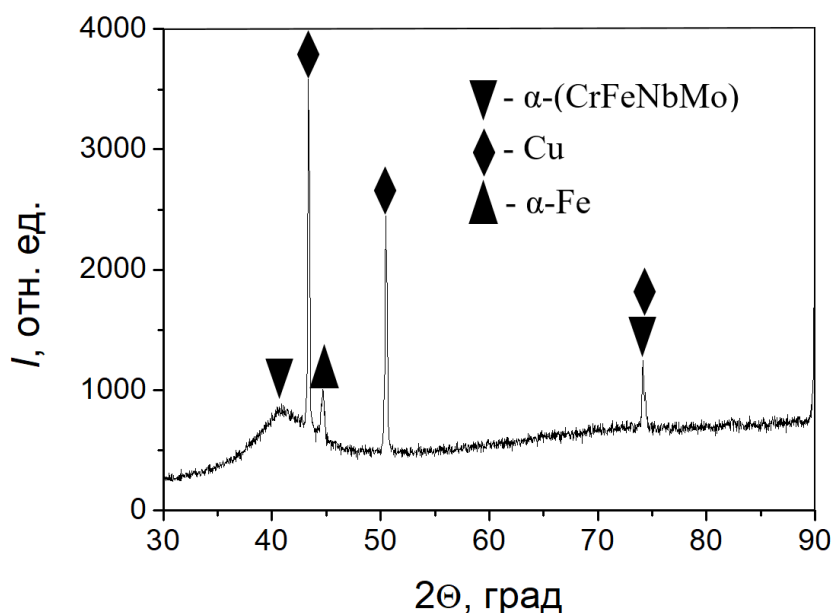


Рис. 1. Фрагмент рентгенограммы, полученной с системы «пленка/подложка» в исходном состоянии.

Дифракционные линии фазы α -(CrFeNbMo) являются размытыми (рис. 1), что может указывать на нанокристаллическое состояние пленки. Действительно, методами дифракционной электронной микроскопии тонких фольг установлено, что сформированная пленка является многослойным образованием, размеры кристаллитов которого изменяются в пределах (7-10) нм (рис. 2).

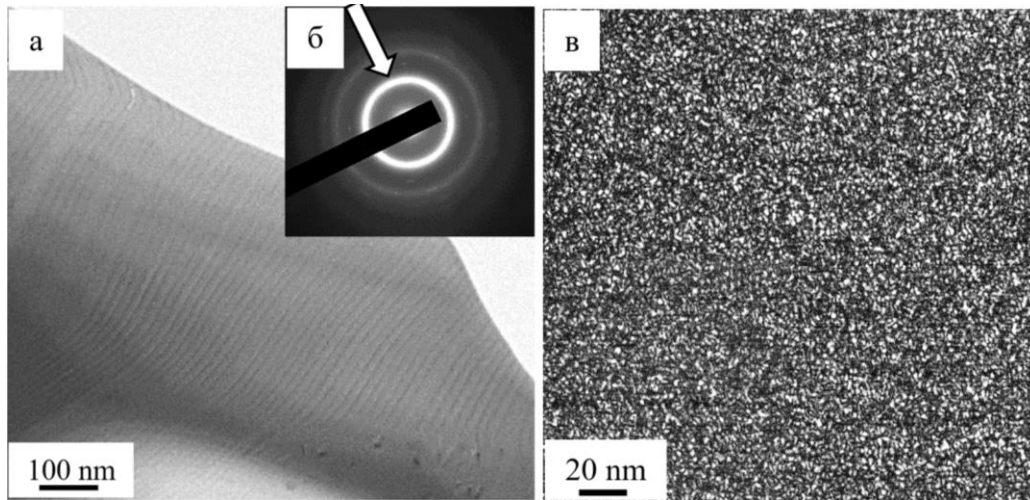


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение структуры пленки, сформированной на образцах меди ионно-плазменным методом; а – светлое поле, б – микроэлектронограмма, в – темное поле, полученное в первом дифракционном кольце (указано стрелкой на (б)).

Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком при $E_s = 60 \text{ Дж/см}^2$ приводит, во-первых, к формированию в пленке зеренной структуры с размером кристаллитов (80-110) нм (рис. 3, а) и, во-вторых, к образованию вдоль границы «пленка/подложка» переходного слоя толщиной $\approx 100 \text{ нм}$, размеры зерен которого изменяются в пределах (40-60) нм (рис. 3, а слой указан стрелками). Методами картирования выявлено легирование напыленной пленки атомами меди (рис. 3, б).

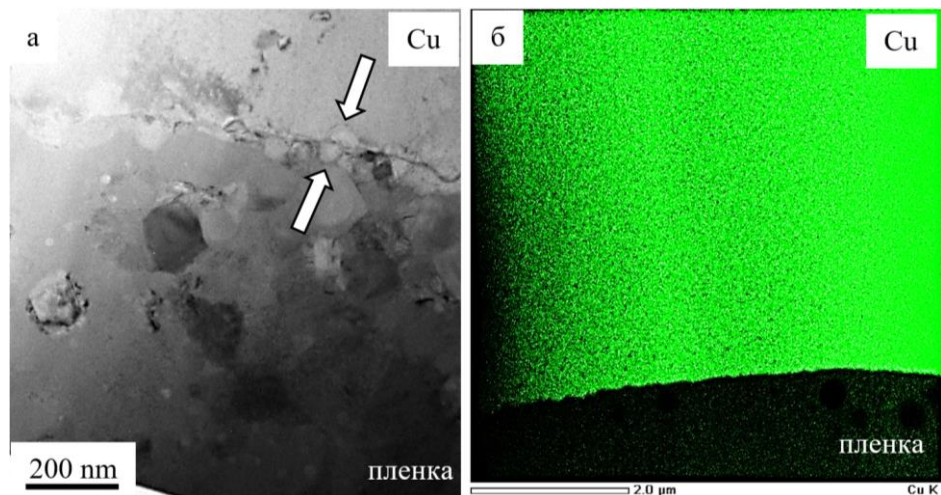


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение структуры пленки, сформированной на образцах меди ионно-плазменным методом и облученной импульсным электронным пучком при $E_s = 60 \text{ Дж/см}^2$; а – светлое поле; б – изображение данного участка фольги, полученное в характеристическом рентгеновском излучении атомов меди.

Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком при $E_s = 70 \text{ Дж/см}^2$ приводит к высокоскоростному плавлению поверхностного слоя толщиной до 20 мкм. В результате высокоскоростной кристаллизации формируется субмикронанокристаллическая многофазная структура (рис. 4, а), содержащая включения округлой формы, обогащенные атомами меди (рис. 4, б).

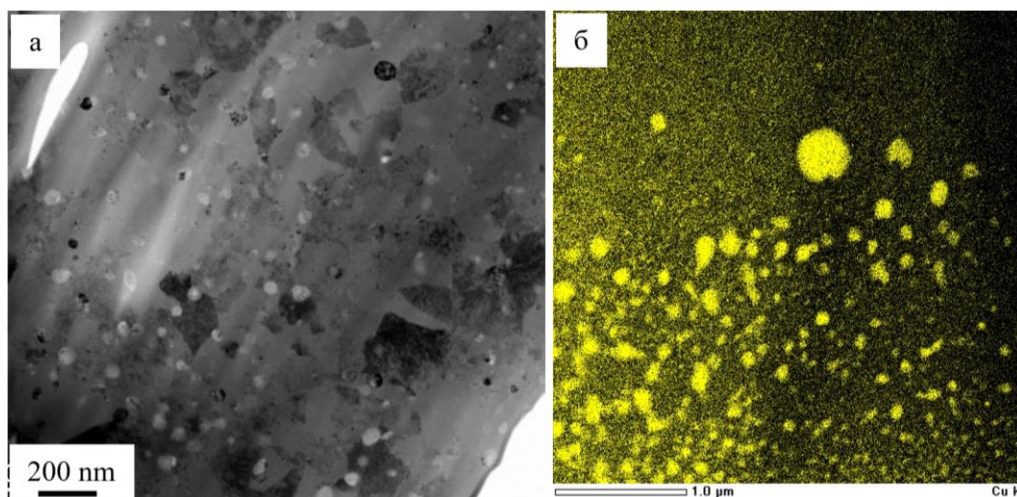


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение структуры пленки, сформированной на образцах меди ионно-плазменным методом и облученной импульсным электронным пучком при $E_s = 70$ Дж/см²; а – светлое поле; б – изображение данного участка фольги, полученное в характеристическом рентгеновском излучении атомов меди.

Таким образом, на поверхности образцов меди осаждением многоэлементной металлической плазмы, созданной вакуумно-дуговым испарением катодов железа, хрома, ниобия и молибдена, сформированы пленки толщиной 3 мкм элементного состава (ат. %): 20.1Cr-28.5Fe-24.1Nb-27.3Mo. Показано, что основной фазой (84,1 вес.%) сформированной пленки является α -(CrFeNbMo), имеющая объемцентрированную кристаллическую решетку с параметром $a = 3,1324$ Å. Пленка является многослойным образованием, размеры кристаллитов которого изменяются в пределах (7-10) нм. Облучение системы «пленка/подложка» импульсным электронным пучком при $E_s=60$ Дж/см² сопровождается формированием поверхностного сплава элементного состава (ат. %): 13.8Cr-17.9Fe-25.2Cu-20.9Nb-22.2Mo; основной фазой (98,9 вес.%) является α -(CuCrFeNbMo); при $E_s = 70$ Дж/см² формируется поверхностный сплав, преобладающим элементом (60.1 ат.%) и основной фазой (97.6 вес.%) которого является медь.

Формирование пленки электродуговым плазменно-ассистированным методом и ее облучение импульсным электронным пучком выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (номер: FWRM-2021-0006); исследование элементного и фазового состава, состояния дефектной субструктуры и морфологии фаз системы «пленка/подложка» выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00183, <https://rscf.ru/project/19-19-00183/>.

Литература

1. Электронно-ионно-плазменная модификация поверхности цветных металлов и сплавов // под ред. Н.Н. Коваля, Ю.Ф. Иванова. – Томск: Издательство НТЛ, 2016. – 312 с.
2. Prokopenko N.A., Petrikova E.A., Shugurov V.V., Petykevith M.S., Ivanov Yu.F, Uglov V.V. Formation of high-entropy alloy by methods of ion-plasma technologies // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2021. V. 1093. P. 012025. DOI:10.1088/1757-899X/1093/1/012025.
3. Ivanov Yu.F., Krysina O.V., Petrikova E.A., Teresov A.D., Shugurov V.V., Tolkachev O.S. Complex electron-ion plasma treatment of titanium: methods, structure, properties // High Temperature Material Processes. 2017. V. 21(1). P. 53.
4. DOI:10.1615/HIGHTEMPMATPROC.2017021265.

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОГО СПЛАВА, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННО-ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ

Петрикова Е.А., Иванов Ю.Ф., Шугуров В.В., Тересов А.Д.

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской
академии наук (ИСЭ СО РАН), Россия, Томск
E-mail: elizmarkova@yahoo.com*

В связи с экономическими и экологическими требованиями снижение веса автомобиля становится все более важным. С этой целью литейные сплавы Al-Si широко используются для производства автомобильных компонентов, работающих как при температуре окружающей среды, так и при сравнительно высоких температурах (более 200 °С), благодаря превосходным характеристикам, таким как низкая себестоимость, отличные литейные свойства, высокая удельная прочность и возможность вторичной переработки [1, 2]. Легирующие элементы обычно добавляют для повышения прочности при комнатной и повышенных температурах, а также для обеспечения возможности термообработки [3]. Микроструктура таких литейных сплавов содержит дендриты α -Al в качестве основного компонента, частицы Si и интерметаллидных фаз, таких как Al₂Cu, Mg₂Si, Fe-содержащие фазы и т. д. Размер, морфология и распределение данных фаз определяют механические свойства сплавов [4]. Хорошо известно, что измельчение структуры металлов и сплавов, достигаемое способами, позволяет повысить многие характеристики материала (твердость, износостойкость, предел прочности и пластичности и т.д.).

Целью работы являлась разработка методов и подходов существенного улучшения прочностных (микротвёрдость) и трибологических (скорость износа и коэффициент трения) характеристик силумина заэвтектического состава (Al-23%Si) путем создания упрочнённых поверхностных слоев в результате облучения импульсным электронным пучком системы «пленка (ZrTiCu) / (заэвтектический силумин) подложка».

Поверхностное легирование силумина атомами Zr-Ti-Cu осуществляли путем формирования системы «пленка (Zr-Ti-Cu) / (силумин) подложка» и последующего ее облучения импульсным электронным пучком. Процесс проводили в едином вакуумном цикле на установке «КОМПЛЕКС». Пленку Zr-Ti-Cu напыляли на поверхность образцов силумина электродуговым методом при одновременном распылении двух катодов (Ti-12%Cu и Zr). Формировали пленки двух составов: Zr-50%-TiCu 50% (далее состав 1) и Zr-70%-TiCu 30% (далее состав 2). Толщина пленки 0,5 мкм. Последующее облучение импульсным электронным пучком осуществляли при следующих параметрах: (10, 25 и 40) Дж/см²; 200 мкс; 3 имп.; 0,3 1/с. Ранее было показано, что при режиме облучения (25 Дж/см²; 200 мкс; 3 имп.; 0,3 1/с) скорость изнашивания силумина уменьшается в ~7,8 раза относительно литого состояния, микротвердость поверхностного слоя толщиной ~40 мкм увеличивается в среднем в 1,4 раза по отношению к объему; коэффициент трения снижается в ~1,8 раз [5].

Методами оптической и сканирующей электронной микроскопии проведены исследования структуры и элементного состава поверхности, формирующейся в результате высокоскоростного охлаждения системы «пленка (Zr-50%-TiCu 50%) / (силумин) подложка» (режим 1) и «пленка (Zr-70%-TiCu 30%) / (силумин) подложка» (режим 2), обработанной импульсным электронным пучком. Установлено, что сплав (1) интенсивно плавится уже при плотности энергии пучка электронов 10 Дж/см² (рис. 1, а), в то время как для сплава (2) наблюдается лишь частичное разрушение покрытия (рис. 1 б). Это, очевидно, связано с более высокой температурой плавления циркония. В режимах с плотностями энергии (25 и 40 Дж/см²) фиксируется полное плавление системы «ZrTiCu/AlSi» в обоих случаях (в покрытиях с большим и меньшим содержанием циркония). Фиксируется выглаживание поверхности образцов и формирование структуры высокоскоростной ячеистой кристаллизации (рис. 2 а, б).

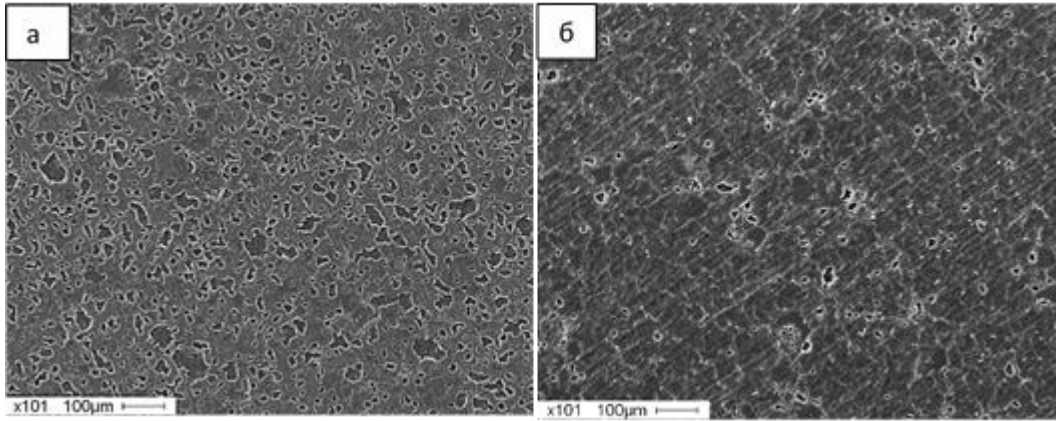


Рис. 1. Структура поверхности заэвтектического силумина после облучения импульсным электронным пучком (10 Дж/см², 200 мкс, 3 имп.) (а – режим напыления 1; б – режим напыления 2). Сканирующая электронная микроскопия.

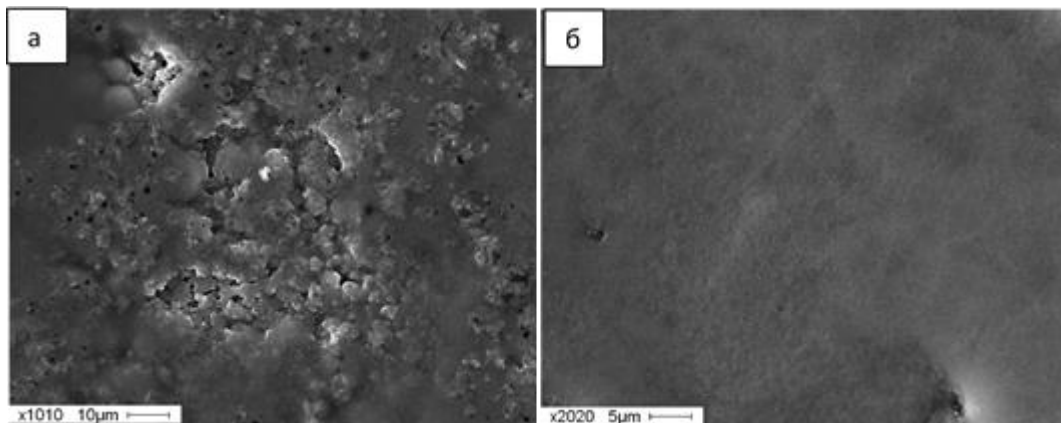


Рис. 2. Структура поверхности заэвтектического силумина после облучения импульсным электронным пучком (25 Дж/см², 200 мкс, 3 имп.) (а) и (40 Дж/см², 200 мкс, 3 имп.) (б). Сканирующая электронная микроскопия.

Исследования, выполненные методами микрорентгеноспектрального анализа, показали, что по мере увеличения плотности энергии пучка электронов в поверхностном слое возрастает концентрация алюминия и снижается концентрация циркония и титана, что свидетельствует о перемешивании системы «плёнка-подложка».

Получены профили распределения легирующих элементов в поверхностном слое модифицированных образцов. Выявлено формирование многофазной градиентной структуры, представленной поверхностным слоем, кристаллизующимся из расплава, в котором плавятся все структурные элементы сплава; переходным слоем, содержащим не расплавившиеся частицы интерметаллидов на основе железа и слоем термического влияния, в котором частично плавится алюминий, но сохраняются крупные пластины кремния и интерметаллиды. Легирующие элементы (Zr, Ti, Cu) присутствуют по всей толщине расплавленного слоя и плавно убывают по мере отдаления от поверхности облучения.

Проведен термический отжиг в интервале температур (200-400) °С и времени (1-4) час. в атмосфере аргона образцов заэвтектического силумина, подвергнутых поверхностному легированию путем облучения интенсивным импульсным электронным пучком системы «пленка (Zr-Ti-Cu) / (силумин) подложка». Установлено, что обработка силумина сопровождается формированием модифицированного слоя с повышенной твёр-

достью. Микротвёрдость образцов силумина с покрытием после отжига достигает максимального значения (3,4 ГПа) на поверхности образца, обработанного импульсным электронным пучком в режиме 10 Дж/см², 200 мкс, 3 имп. и отожженного в режиме 200°C, 1 час. Учитывая, что в исходном состоянии микротвёрдость силумина составляет ~1,0 ГПа, можно констатировать, что электронно-пучковая обработка системы «плёнка (ZrTiCu) / (силумин) подложка» с последующим отжигом приводит к увеличению твердости материала в ~3,4 раза, и превышает микротвёрдость не отожжённого образца, обработанного пучком в том же режиме, в ~1,7 раза.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00111.

Литература

1. A. Handbook, in, New York. ASM Internacional, 1985. - Aluminium and aluminium alloys, Davies J.R., ASM international, 1993.
2. Stadler F., Antrekowitsch H., Fragner W., Kaufmann H., Pinatel E., Uggowitzer P., Effects of La addition on the microstructure and tensile properties of Al-Si-Cu-Mg casting alloys, *Materials Science and Engineering: A*, (2012).
3. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. Laser Wakefield Acceleration of Finite Charge Electron Bunches // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008. V. 36. P. 1765.
4. Иванов Ю.Ф., Клопотов А.А., Петрикова Е.А., Рыгина М.Е., Толкачев О.С., Клопотов В.Д. Структурно-фазовое состояние силумина заэвтектического состава, облученного импульсным электронным пучком // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов.* 2020. Вып. 12. С. 89-102.

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЙЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЛИНЕЙНОЙ СТРУКТУРОЙ ИЗ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ

Печеркин В.Я., Василяк Л.М.

Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва

E-mail: vpcherkin@yandex.ru

В настоящее время резонансное рассеяние электромагнитных волн является основой для создания метаматериалов. Резонансные явления сыграли ключевую роль, является плазмоника [1–3]. В плазмонных системах резонансы более высоких порядков ограничены большой диссипацией в металлах. Замена металлов диэлектриками позволяет снизить диссипативные потери. Применение диэлектрических материалов с высоким значением диэлектрической проницаемости позволяет создавать субволновые элементы, размеры которых значительно меньше длины волны падающего излучения [4,5]. Теоретически и экспериментально было продемонстрировано, что частицы с высоким показателем преломления субволновых размеров могут вызывать гигантское усиление магнитного отклика на падающую электромагнитную волну в гигагерцовом и оптическом диапазонах [6-9]. Резонансные свойства отдельных элементов являются основой при создании метаматериалов применительно к фундаментальным и прикладным задачам в инфракрасной (ИК) и СВЧ областях [10-19].

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования рассеяния плоских электромагнитных волн ГГц диапазона на основном дипольном магнитном резонансе в линейных структурах из двух субволновых диэлектрических колец при ориентации линейной структуры вдоль волнового вектора.

Схема измерения магнитных полей в ближней волновой зоне структуры из диэлектрических колец приведена на рис. 1. Генерация и регистрация осуществлялось анализатором радиочастотных цепей Agilent E5071C ENA Network Analyzer и рупорной антенной (ETS-Lindgren's model 3115). Магнитные поля измерялись с помощью магнитного зонда Beehive Electronics 100B EMC Probe с внутренним диаметром кольца детектора 3.7 мм. Плоскость кольца магнитного зонда была перпендикулярна вектору магнитного поля \mathbf{H} и параллельна волновому вектору \mathbf{k} и вектору электрического поля \mathbf{E} падающей волны. В таком положении зонд регистрирует сумму магнитных полей падающей и рассеянной волны. Перед каждым испытанием проводилось измерение уровня фонового излучения в отсутствие тестовых объектов. Затем фоновый сигнал вычитали из измеренного сигнала при наличии тестовых элементов.

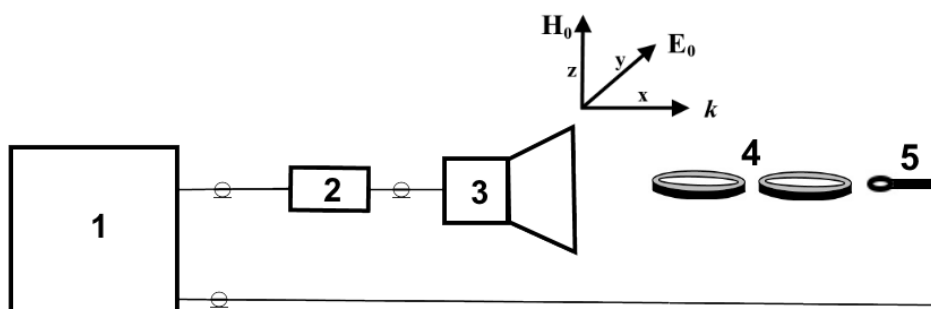


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - анализатор радиочастотных цепей; 2 - широкополосный усилитель; 3 - рупорная антенна; 4 - диэлектрические кольца; 5 - высокочастотный зонд магнитного поля.

Линейные структуры состояли из двух диэлектрических колец с внешним диаметром 16 мм с поперечным квадратным сечением $3 \times 3 \text{ мм}^2$, изготовленных из высокочастотной конденсаторной керамики. Диэлектрическая проницаемость и тангенс угла потерь были измерены на частоте 1 кГц и были равны 160 ± 5 , и 3×10^{-4} соответственно. Измерения проводились на расстоянии 50 см от антенны, волновой вектор k и вектор электрического поля E плоской падающей волны были параллельны плоскости колец, а вектор магнитного поля H - перпендикулярен (рис. 1).

На рис. 2 приведены измеренные спектры магнитного поля рассеяния отраженного (кривая 1) и прошедшего (кривая 2) излучения в ближней зоне, в дальней зоне на рис. 3. Расстояние между центрами колец равно 18 мм. При измерениях рассеяния в ближней зоне зонд магнитного поля располагался вблизи кольца с ближней и дальней стороны от антенны. В ближней зоне расстояние между краями зонда и кольца составляло 0 мм, в дальней зоне 32 мм. Зонд располагался над кольцами на высоте 2 мм. В ближней зоне расщепление резонансной частоты наблюдается только для прошедшей волны (рис. 2, кривая 2).

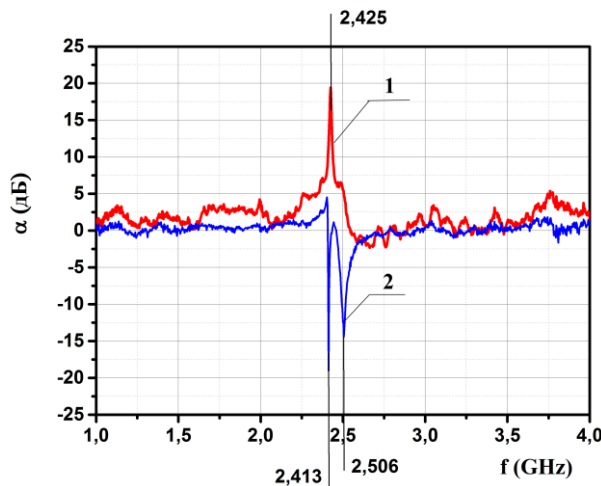


Рис. 2. Резонансные спектры рассеяния отраженной (1) и прошедшей (2) ЭМ - волны.

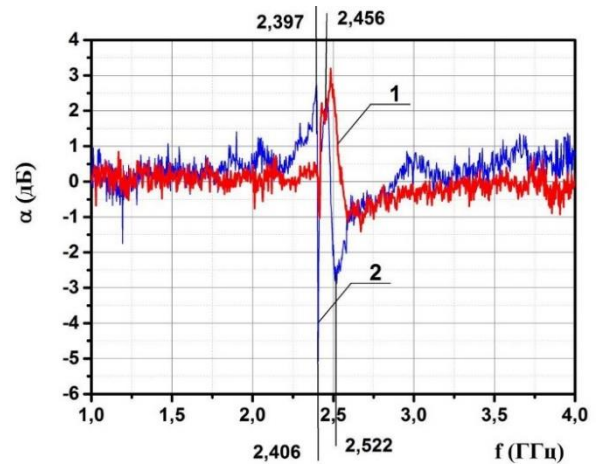


Рис. 3. Резонансные спектры рассеяния магнитного поля отраженной (1) и прошедшей (2) ЭМ- волны.

Различия в спектрах прошедшего излучения вдоль волнового вектора и отраженного излучения в направлении волнового вектора объясняется тем, что прошедший сигнал зависит от рассеяния по всем направлениям, а отраженный сигнал вдоль волнового вектора определяется конфигурацией линейной системы и увеличивается с увеличением количества резонансных элементов, рассеивающих с запаздыванием во времени. Время запаздывания возрастает с увеличением диэлектрической проницаемости материала колец. Расщепление основной резонансной частоты единичного кольца прошедшей электромагнитной волны обусловлено индуктивной связью между двумя кольцевыми контурами. Появление таких резонансов для другой конфигурации двух колец и при скользящем падении плоской волны было теоретически рассмотрено нами ранее [19,23]. Появление двух резонансных частот связано с взаимной индуктивностью колец и возможностью протекания индуцированных токов в противоположных направлениях. На рис. 2 видно, что в ближней зоне происходит расщепление основного магнитного резонанса на две частоты $f_{0-} = 2.413 \text{ ГГц}$ и $f_{0+} = 2.506 \text{ ГГц}$ (рис. 2, кривая 2). В дальней зоне в отличие от одного кольца, также наблюдаются отличия спектров рассеяния отраженной (рис. 3, кривая 1) и прошедшей (рис. 3, кривая 2) электромагнитной волны. Для прошедшей волны спектр рассеяния (рис. 3, кривая 2) совпадает со спектром, показанным на рис. 2

(кривая 2) и наблюдается возрастание амплитуды пика поглощения на низшей частоте и уменьшение его полуширины. Для отраженной волны в спектре рассеяния (рис. 3, кривая 1) наблюдается увеличение полуширины пика резонансного излучения почти в три раза по сравнению со спектром в ближней зоне, показанным на рис. 2 (кривая 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.).

Литература

1. Wang Z. B., Luk'yanchuk B. S., Hong M. H., Lin Y. & Chong T. C. // *Phys. Rev B*. 2004. V. 70. 035418.
2. Bashevoy M. V., Fedotov V. A. & Zheludev N. I. // *Opt. Express*. 2005. V. 13. 8372.
3. Luk'yanchuk B. S. & Ternovsky V. // *Phys. Rev. B*. 2006. V.73. 235432.
4. Verplanken M., Van-Bladel J. // *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.* 1976. N 24. P. 108.
5. Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Fu Y. H., Zhang J., and Luk'yanchuk B. // *Sci. Rep.* 2012. Vol. 2. P. 57.
6. Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Seidel A., Luk'yanchuk B. & Chichkov B. N. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82. P. 045404.
7. Garcia-Etxarri A., Gómez-Medina R., Froufe-Pérez L.S., López C., Chantada L., Scheffold F., Aizpurua J., Nieto-Vesperinas M., Sáenz J.J. // *Opt. Express*. 2011. V. 19. P. 4815.
8. Evlyukhin A.B., Novikov S.M., Zywiets U., Eriksen R.L., Reinhardt C., Bozhevolnyi S.I., Chichkov B.N. // *Nano Lett.* 2012. N 12. 3749.
9. Luk'yanchuk B., Vasilyak L.M., Pecherkin V.Y., Vetchinin S.P., Fortov V.E., Wang Z.B., Paniagua-Domínguez R., Fedyanin A.A. // *Sci. Rep.* 2021. N 11. 23453.
10. Pozar D. M. *Microwave Engineering*. USA. Hoboken. John Wiley & Sons. 2012.
11. Yang Y., Kravchenko I., Briggs D., Valentine J. // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. 5753.
12. Bukharin M.M., Pecherkin V.Y., Ospanova A.K., Il'in V.B., Vasilyak L.M., Basharin A.A. & Luk'yanchuk B. // *Sci. Rep.* 2022. N. 12. 7997.
13. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P. and Fortov V. E. // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7. P. 2180.
14. Shvartsburg A., Pecherkin V., Jiménez S., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Vázquez L. and Fortov V. E. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2018. Vol. 51. P. 475001.
15. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P. and Fortov V. E. // *Phys. Usp.* 2018. V. 61. N 7. P. 698.
16. Shvartsburg A., Pecherkin V., Jiménez S., Vasilyak L., Vázquez L., Vetchinin S. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2021. V. 54. 075004.
17. Shvartsburg A. B., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Alybin K. V., Volpian O. D., Obod Yu. A., Pecherkin V. Ya., Privalov P. A., Churikov D. V. // *Optics and Spectroscopy*. 2021. V. 129. N 2. P. 252.
18. Krasnok A.E., Maksymov I.S., Denisyuk A.I., Belov P.A., Miroshnichenko A.E., Simovskii C.R., Kivshar Yu.S. // *Phys. Usp.* 2013. V. 56. N 6. P. 539.
19. Paniagua-Domínguez R., Feng Yu.Ye., Miroshnichenko A.E., Krivitsky L.A., Hsing F.Y., Valuckas V., Gonzaga L., Toh Y. T., Yew Seng K.A., Luk'yanchuk B., Kuznetsov A.I. // *Nat. Comm.* 2016. V. 7. 10362.

РАЗРЯД В ВОЗДУХЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ, КАК ЛАБОРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ СПРАЙТОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия
E-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru*

Введение

В последние годы большое внимание уделяется изучению транзиентных световых явлений (ТСЯ) в верхних слоях атмосферы Земли, являющихся следствием электрических разрядов, чему посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–8]. К таковым, в частности, могут быть отнесены красные спрайты (*red sprites*), возникающие на высоте 70–80 км в районах грозовой активности. и состоящие из струй красного цвета, распространяющихся как к поверхности Земли, так и в противоположном от нее направлении. Первые документальные подтверждения данного явления были получены к концу XX века, что обусловлено использованием современных устройств высокого разрешения, установленных на борту самолетов [9] и на Международной космической станции [6]. В ранних исследованиях было установлено происхождение красного цвета спрайтов – излучение первой положительной системы молекул азота, а также и тот факт, что они движутся сначала вниз, в сторону области грозовых разрядов у поверхности Земли, затем вверх, а скорости их распространения составляют $(2–5) \cdot 10^6$ м/с. Процесс формирования красных спрайтов связывают с распространением волн ионизации в мезосфере [8].

Цель настоящей работы состояла в создании экспериментальной установки для формирования и исследования распространяющихся в противоположных направлениях ионизационных волн красного цвета, подобных, тем, что возникают в областях низкого давления воздуха, где реализуются красные спрайты.

Экспериментальная установка и методики

В настоящей работе для возбуждения волн ионизации в разреженном воздухе использовалась безэлектродная система, состоящая из кварцевая трубки марки GE 214 длиной 120 см с внутренним диаметром 5 см и толщиной стенки 2.5 мм. Давление воздуха p в трубке варьировалось в пределах 0.1–10 Торр. В центральной части трубки на ее внешней поверхности на расстоянии $d = 6$ мм были установлены два кольцевых электрода. На концах трубки крепились фланцы из капролона. Одно кольцо являлось высоковольтным электродом, второе было заземлено через токовый шунт. Возбуждение воздуха внутри трубки происходило посредством приложения к межэлектродному узлу импульсов напряжения положительной или отрицательной полярности от высокочастотного генератора ($|U_0| = 1–7$ кВ, $t_f \approx 350$ нс, $\tau_{1/2} \approx 2$ мкс, $f = 21$ кГц). Ориентация трубки относительно поверхности Земли не влияла на морфологию и характеристики разряда. Напряжение U на промежутке и разрядный ток I измерялись делителем ASA-6039 (АК-ТАКОМ) и самодельным токовым шунтом соответственно. Электрические сигналы с зондов регистрировались осциллографом MDO 3104 (Tektronix) с полосой пропускания 1 ГГц. Эмиссионные спектры реализуемой плазмы регистрировались при помощи спектрометров HR2000+ES ($\lambda = 190–1100$ нм; $\Delta\lambda \approx 0.9$ нм; OceanOptics Inc.) и HR4000 ($\lambda = 300–400$ нм; $\Delta\lambda \approx 0.2$ нм; OceanOptics Inc.) с известными характеристикой спектральной чувствительности. Интегральные изображения свечения плазмы разряда получены цифровой фотокамерой A100 (Sony). Скорость волн ионизации измерялась в экспериментах с быстродействующим фотодиодом PD025 ($\lambda = 200–900$ нм; $t_f \approx 0.8$ нс Photek) с катодом LNS20. При этом регистрировался временной ход интенсивности излучения из областей

шириной 4 см. Центры областей располагались на расстоянии $L = 3, 13$ и 23 см от кольцевого электрода (электродов). Во время этих измерений оставшаяся часть трубки закрывалась непрозрачным экраном. Из этих областей также регистрировались спектры излучения плазмы.

Результаты и их обсуждение

Интегральные изображения свечения плазмы разряда при различных давлениях воздуха представлены на Рис. 1. Время экспозиции t_b составляло 0.2 с.

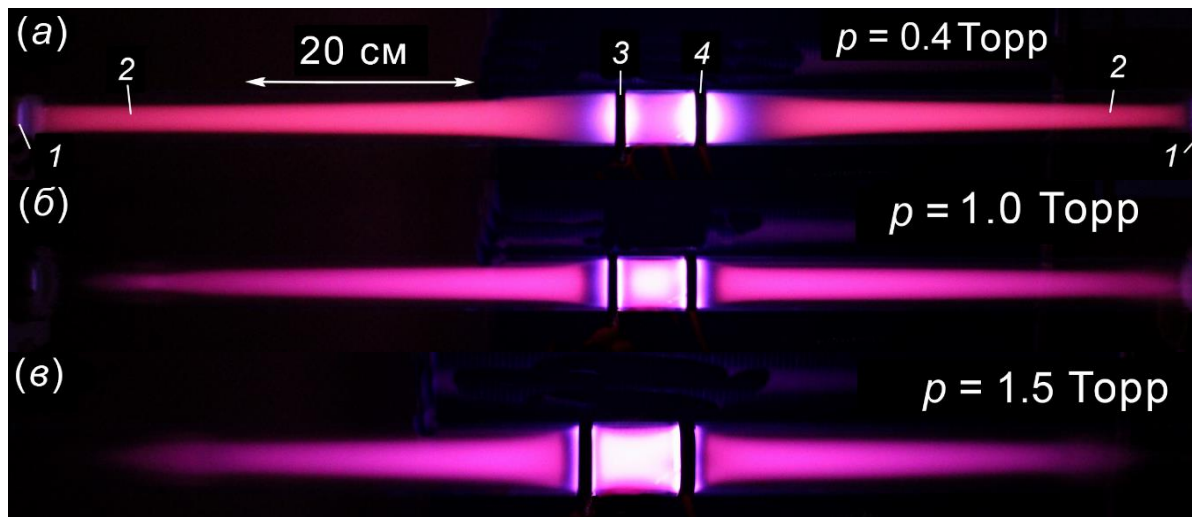


Рис. 1. Интегральные изображения свечения плазмы разряда в трубке при давлениях воздуха 0.4 (а), 1.0 (б) и 1.5 Торр (в). 1 – свечение возле капролонового фланца на конце трубы; 2 – волны ионизации; 3, 4 – заземленный и высоковольтный кольцевые электроды. $U_0 = +7$ кВ; без дополнительного электрода; $t_b = 0.2$ с; диафрагма 5.6 .

Для данной экспериментальной установки наибольшая напряженность электрического поля E достигается вблизи кольцевых электродов и в пространстве между ними, где горит емкостный разряд. В обе стороны от кольцевых электродов наблюдается распространение волн ионизации. Формируемые ими зоны диффузного свечения (плазма) имели длину несколько десятков сантиметров в диапазоне давлений воздуха 0.4 – 3 Торр и красный цвет, подобно тому, что наблюдается на высотах 50 – 100 км над поверхностью Земли. Увеличение (уменьшение) p и/или уменьшение (увеличение) $|U_0|$ приводит к сокращению (увеличению) длины диффузных красных струй, распространяющихся от зоны основного емкостного разряда.

На Рис. 2 представлен эмиссионный спектр в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 280$ – 900 нм плазмы из области распространения волны ионизации при $p = 1$ Торр, и которого видно, что наибольшая спектральная плотность энергии $W_{\text{спектр}}$ в этом диапазоне сосредоточена в колебательно-вращательных УФ-полосах, преимущественно с $\lambda = 337.13$ нм, второй положительной системы ($2+$) молекулярного азота N_2 . При снижении давления до 0.4 Торр распределение энергии излучения в спектре в целом сохранялось, однако наблюдалось заметное увеличение интенсивности полосы с $\lambda = 391.4$ нм первой отрицательной ($1-$) системы молекулярного иона азота N_2^+ , интенсивность которой могла быть сравнима с полосой с $\lambda = 337.13$ нм. Визуально наблюдаемое красное свечение плазмы разряда, обусловлено относительно высокой плотностью энергии излучения, содержащейся в полосах первой положительной системы N_2 ($\Delta\lambda = 500$ – 900 нм) при низких давлениях (см. вставка на рис. 2). Хотя по мере увеличения давления воздуха с 0.4 до 9 Торр соотношение интенсивностей излучения наиболее интенсивных полос $2+$ и $1-$ систем на различных расстояниях L от внешней кромки заземленного кольцевого

электрода увеличивается в 5 раз, в цвете свечения плазмы преобладает красная составляющая.

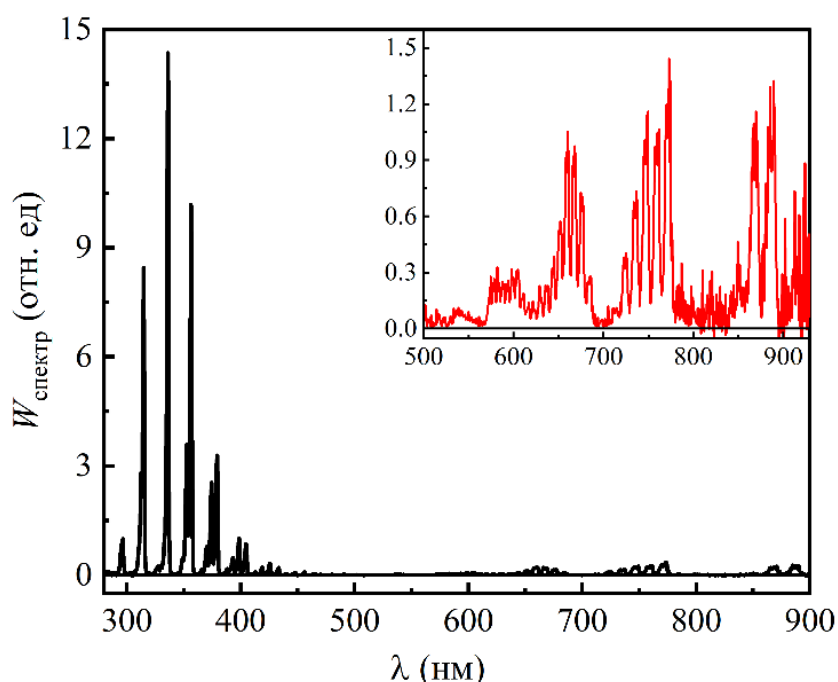


Рис. 2. Эмиссионный спектр плазмы разряда в диапазоне $\Delta\lambda = 280\text{--}900$ нм при $p = 1$ Торр. Спектр в диапазоне $\Delta\lambda = 500\text{--}900$ нм (вставка) снят с фильтром ЖС-12 с поглощением в спектральном диапазоне короче 500 нм.

Используя эмиссионные спектры плазмы разряда в воздухе при $p = 1$ Торр, снятых на расстояниях $L = 3, 13$ и 23 см от кольцевых электродов при помощи спектрометра HR4000 с более высоким разрешением в области $\Delta\lambda = 300\text{--}400$ нм (Рис. 3а), а также методы оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС) [10, 11] были измерены средние значения основных параметров плазмы. Применяя методы ОЭС к областям 1, 2, 3, и 4 на Рис. 3, были оценены значения электронной T_e , колебательной T_v , вращательной T_r и газовой T_g температур, а также приведенной напряженности электрического поля E/N . Так, изменение значений вращательной и газовой температур от зоны основного разряда до крайней точки красной диффузной струи меняется слабо от $T_g = 390$ К ($T_r = 360$ К) до $T_g = 370$ К ($T_r = 340$ К), а колебательная держится практически на одном уровне $T_v = 2700$ К. На Рис. 3б представлены зависимости T_e и E/N от расстояния L от зоны основного емкостного разряда, указывающие на то, что светящиеся области, распространяющиеся в обе стороны от кольцевых электродов, представляют собой плазму, формируемую в результате распространения волн ионизации. В пользу этой версии формирования говорит и вид спектров излучения плазмы в разных областях при $p = 0.4$ Торр, на которых интенсивность полосы N_2^+ ($\lambda = 394.3$ нм) превышает интенсивность полосы N_2 ($\lambda = 394.3$ нм) по всей длине трубки, т.е. в этих условиях имеют место значительно большие значения T_e и E/p .

Следует отметить, что корректность приведенных выше измеренных значений параметров плазмы подтверждается результатами моделирования эмиссионного спектра плазмы в этом диапазоне длин волн с помощью кода SPECAIR [12] – расчетная кривая «Расч» (пунктирная линия) очень точно описывает экспериментальную кривую «Эксп» (сплошная линия) при использовании значений температур, полученных из экспериментальных данных.

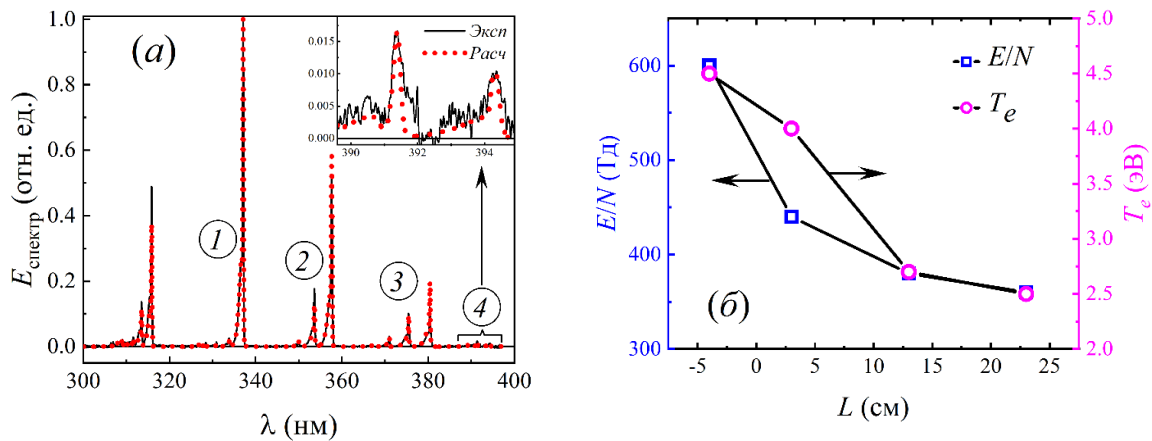


Рис. 3. (а) Экспериментальное («Эксп», сплошная линия) и полученное при моделировании («Расч», пунктирная линия) спектральное распределение энергии излучения в $\Delta\lambda = 300\text{--}400$ нм плазмы емкостного разряда между электродами. 1 – Колебательно-вращательная полоса 2+ системы N_2 с $\lambda = 337.13$ нм, используемая для определения T_r и T_g ; 2, 3 – последовательности колебательно-вращательных полос 2+ системы N_2 в $\Delta\lambda = 350\text{--}360$ нм и $\Delta\lambda = 370\text{--}380$ нм, используемые для определения T_v ; 4 – спектральный диапазон, содержащий колебательно-вращательные полосы 1- системы N_2^+ ($\lambda = 391.4$ нм) и 2+ системы N_2 ($\lambda = 394.3$ нм), используемые для определения T_e и E/N . ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$) (а) T_e и E/N на различных расстояниях L от заземленного кольцевого электрода. Точка $L = -4$ см соответствует центру между кольцевыми электродами. $p = 1$ торр.

Проанализируем полученные результаты и сравним их с известными данными о развитии красных спрайтов. В наших экспериментах наблюдалось формирование волн ионизации, распространяющихся в противоположных направлениях от области емкостного разряда. Для образования красных спрайтов также необходимо, чтобы концентрация электронов и ионов в плазме была достаточно высокой. Можно предположить, что источником плотной плазмы являются диффузные разряды между областями серебристых облаков с зарядами разной полярности. Известно, что серебристые облака, состоящие из кристаллов льда, формируются примерно на тех же высотах, что и красные спрайты [13]. Разделение зарядов в них происходит аналогично тому, как этот процесс происходит в грозовых облаках у поверхности Земли [14]. В случае диффузных разрядов низкого давления на больших высотах свечение плазмы довольно слабое. Поэтому их излучение до сих пор экспериментально не зарегистрировано. Тем не менее, мы полагаем, что такие разряды вблизи серебристых облаков инициируют при достаточном E/N образование ионизационных волн – спрайтов. На начальных этапах направление движения спрайтов вниз задается E , которая должна быть направлена от места появления спрайта к отрицательно заряженной поверхности. Такой поверхностью может быть верхняя часть грозовых облаков. Хотя верхний слой грозовых облаков обычно заряжен положительно [2, 3, 14], положительные молнии переносят в эту область отрицательный заряд Земли. Как следует из экспериментов на созданной установке, длина левой волны ионизации (распространяющейся от заземленного кольца) увеличивается при подаче отрицательного напряжения на дополнительный электрод или при его заземлении. При формировании нисходящих спрайтов их длину можно ограничить либо уменьшением E , либо увеличением p . Во-первых, нисходящие спрайты распространяются в более плотную среду. Кроме того, напряженность электрического поля над грозовыми облаками изменяется из-за наличия молнии и развития спрайтов.

По-видимому, изменение E влияет на направление и длину распространения восходящих красных спрайтов [2]. Таким образом, наблюдаемое на высотах около 70 км

хаотическое направление распространения спрайтов можно объяснить неравномерностью распределения зарядов в области серебристых облаков.

При формировании спрайтов основное направление их движения к Земле определяется электрическим полем отрицательного заряда, который во время молнии концентрируется в верхней части облаков. На следующем этапе это поле уменьшается и формируются спрайты, которые перемещаются вверх к слою избыточного отрицательного заряда. Это может привести к задержке появления спрайтов, обращенных вверх.

Заключение

Таким образом, в работе сообщается о создании установки, позволяющей формировать при низких давлениях атмосферного воздуха две волны ионизации, распространяющиеся в противоположных направлениях, и измерении скорости их распространения. Установлено, что скорость фронта волн ионизации соответствует средней скорости распространения красных спрайтов. Как и в случае со спрайтами, эта скорость уменьшается по мере распространения этих волн. Так, при $p = 1.5$ Торр на расстояниях 13 и 23 см от заземляющего электрода его значение составило 0.17 и 0.12 см/нс соответственно. Показано, что при заданных условиях формирования ионизационных волн в $\Delta p = 0.4\text{--}3$ Торр их цвет определяется излучением полос первой положительной системы молекулярного азота и соответствует цвету излучения красных спрайтов. Таким образом, данная установка позволяет моделировать условия и процесс формирования красных спрайтов в лабораторных условиях.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Соглашения № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

Литература

1. Williams E.R. Sprites, elves, and glow discharge tubes // *Phys. Today*. 2001. V. 54. P. 41. doi: 10.1063/1.1428435.
2. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges // Füllekrug M., Mareev E.A., and Rycroft M.J. (editors). – Dordrecht: Springer, 2006.
3. Pasko V.P. Red sprite discharges in the atmosphere at high altitude: the molecular physics and the similarity with laboratory discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. V. 16. Art. no. S13. doi: 10.1088/0963-0252/16/1/S02
4. Kanmae T., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Haaland R.K. Diameter-speed relation of sprite streamers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45(27). Art. no. 275203. doi: 10.1088/0022-3727/45/27/275203
5. Gordillo-Vázquez F.J., Luque A., Simek M. Near infrared and ultraviolet spectra of TLEs // *JGR: Space Physics*. 2012. V. 117. Art. no. A05329. doi: 10.1029/2012JA017516
6. Neubert T., Østgaard N., Reglero V., Blanc E., Chanrion O., Oxborrow C.A., *et al.* The ASIM mission on the International Space Station // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. P. 1. doi: 10.1007/s11214-019-0592-z
7. Jiang F., Huang C., Wang Y. Emission spectrum of sprites caused by the quasi-electrostatic field above thunderstorm clouds // *Meteorology and Atmospheric Physics*. 2019. V. 131. P. 421. doi: 10.1007/s00703-018-0579-4
8. Kuo C.L., Williams E., Adachi T., Ihaddadene K., Celestin S., Takahashi Y., *et al.* Experimental validation of N₂ emission ratios in altitude profiles of observed sprites // *Frontiers in Earth Science*. 2021. V. 9. P. 1102. doi: 10.3389/feart.2021.687989
9. Sentman D.D., Wescott E.M., Osborne D.L., Hampton D.L., Heavner M.J. Preliminary Results from the Sprites94 Aircraft Campaign: 1. Red Sprites // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 1205. doi: 10.1029/95GL00583
10. Nassar H., Pellerin S., Musiol K., Martinie O., Pellerin N., Cormier J.-M. N₂⁺/N₂ ratio and temperature measurements based on the first negative N₂⁺ and second positive N₂

overlapped molecular emission spectra // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 1904. doi: 10.1088/0022-3727/37/14/005

11. Britun N., Gaillard M., Ricard A., Kim Y.M., Kim K.S., Han J.G. Determination of the vibrational, rotational and electron temperatures in N₂ and Ar–N₂ rf discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 1022. doi: 10.1088/0022-3727/40/4/016

12. Laux C.O. Radiation and Nonequilibrium Collisional-Radiative Models. In: Physico-Chemical of High Enthalpy and Plasma Flows. von Karman Institute Lecture Series 2002-2007 // Fletcher D, Carbonnier J-M, Sarma GSR, Magin T. (editors). – Belgium: Rhode Saint Genèse, 2002.

13. Hervig M., Thompson R.E., McHugh M., Gordley L.L., Russell III J.M., Summers M.E. First confirmation that water ice is the primary component of polar mesospheric clouds // Geophys. Res. Lett. V. 28. P. 971. doi: 10.1029/2000GL012104.

Bazelyan E.M., Raizer Y.P. Lightning physics and lightning protection. – Boca Raton: CRC Press, 2000.

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЖИМ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМА АКТИВИРОВАННОЙ ВОДЫ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКЕ СЕМЯН

Сорокин Д.А. ¹, Скакун В.С. ¹, Соснин Э.А. ^{1,2}, Суханкулыев Д.Т. ², Панарин В.А. ¹,
Сурнина Е.Н. ²

¹*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск*

²*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Россия, Томск*

E-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

В последние годы в сельском хозяйстве растёт интерес к развитию и внедрению физических методов предпосевной обработки семян. По сравнению с химическими методами они исключают загрязнение почв удобрениями [1, 2], но обеспечивают аналогичное действие на семена. В частности, весьма перспективной может оказаться плазменная обработка, которая может быть прямой, так и косвенной.

В первом случае на семена непосредственно действуют плазмой определенного состава [1, 3]. Такая обработка позволяет сократить сроки прорастания семян, ускорить рост растений и снизить заболеваемость растений [1–5].

Во втором случае действуют на субстрат, а затем субстрат действует на семена. Наиболее распространённым и удобным субстратом является вода, которая после обработки называется активированной (отсюда название «плазма активированная вода» (ПАВ) – от англ. plasma activated water [6]).

Настоящий доклад обобщает наши первые исследования, посвященные получению ПАВ и её применение для обработки семян.

ПАВ получают с помощью обработки жидкости нетермической плазмой. В зависимости от условий воздействия разряда обработка обеспечивает влияние на исходную жидкость нескольких физических и химических факторов: ультрафиолетового излучения, ударных волн, нейтральных, заряженных и химически активных частиц (радикалов). Воздействуя на жидкость, они инициируют в ней химические реакции, обеспечивая необходимую по условиям задачи обработку. Один из подходов состоит в том, что импульс напряжения от источника подаётся на анод, газ (чаще всего – воздух) прокачивается через диэлектрическую трубку, образуя пузыри на конце диэлектрической трубки. Разряд зажигается между анодом и внутренней стенкой диэлектрической трубки (однобарьерный разряд), а также между жидкой и газовой фазой в пузыре. Для повышения интенсивности обработки используется высоковольтный источник импульсного напряжения с амплитудой импульсов напряжения 30 кВ и частотой следования импульсов 250 Гц. Устройство позволяет получать растворы воды, насыщенные ионами NO_3^- , позволяющие ускорять развитие корневой системы растений в условиях гидропоники [7].

Наш анализ этого решения показывает, что описанный процесс сопряжен с необходимостью применения высоких величин амплитуды напряжения, что ухудшает электробезопасность процесса обработки для оператора, усложняет и удорожает источник импульсного напряжения, который в этих условиях не обеспечивает стабильной работы на повышенных частотах. А последнее ограничивает скорость обработки жидкости. То, что часть мощности в данном способе тратится на барьерный разряд ведёт к потерям химически активных частиц на рекомбинацию и, как следствие, к непроизводительным потерям энергии. Кроме того, способ предназначен для обработки дистиллированной воды, и по мере изменения её состава эффективность обработки падает. Поэтому обработка как водных растворов, так и любых других жидкостей, имеющих повышенные значения удельной проводимости таким устройством неэффективна. Другими словами,

ввод энергии в жидкость в описываемом способе не согласован ни со свойствами жидкости, ни с временем жизни отдельных пузырей, получаемых при барботировании.

Для согласованного ввода энергии в жидкую фазу нами для установки, показанной на Рис. 1 был предложен следующий способ обработки [8, 9]:

Чтобы сохранить величину оптимальной порции энергии, вводимой в среду, и, одновременно, снизить амплитуду напряжения, а также уйти от недостатков аналога [7] мы предложили согласовать среднюю частоту образования пузыря f_n с частотой импульсов напряжения f как

$$f_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{f}{10^3 \div 10^4} \quad (1)$$

Тогда даже при пониженных напряжениях на аноде и при разбросе пробойных характеристик обеспечивается количество пробоев, достаточное, чтобы насытить границу и объём пузыря химически активными частицами, а с другой стороны введенной энергии недостаточно, чтобы разрушить уже образовавшиеся на границе и в объёме пузыря частицы. Указанное соотношение справедливо для жидкостей с различной вязкостью. Например, если плотность жидкости увеличивается и это приводит к снижению средней частоты появления пузырей, то время для обработки увеличивается. Это означает, что частоту следования импульсов следует уменьшать, чтобы в объёме пузыря и на его границе не росла диссоциация необходимых частиц последующими разрядными импульсами.

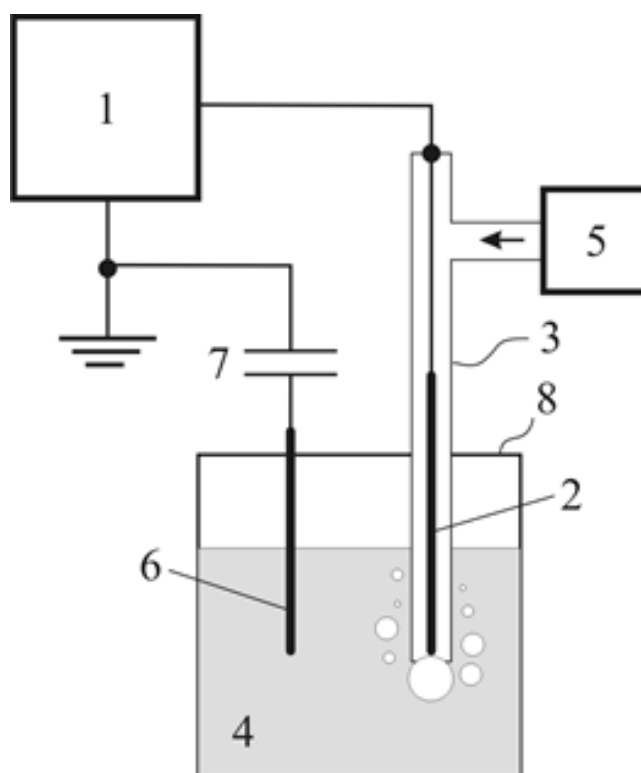


Рис. 1. Схема установки для газоразрядной обработки жидкости. 1 – источник импульсного напряжения; 2 – анод; 3 – диэлектрическая трубка; 4 – жидкость; 5 – нагнетатель рабочего газа или смеси рабочих газов через диэлектрическую трубку; 6 – погружной катод; 7 – ёмкость; 8 – сосуд.

Часть образовавшихся в объёме и на границе пузыря частиц, насыщая жидкость, меняет её электропроводность. Поэтому с течением времени всё большая часть энергии от источника напряжения расходуется не на обработку воды, а на движение образовав-

шихся в ней ионов. Чтобы снизить потери на этот паразитный процесс необходимо укорачивать фронт импульса τ так, чтобы он был согласован с проводимостью жидкости ρ как τ [нс] $\sim 1 / (10 \cdot \rho)$ [мкСм/см]. Это условие справедливо для величин ρ от 1 до 1000 мкСм/см, что ориентировочно соответствует фронтам от 1 мкс до единиц наносекунд. При более высоких величинах проводимости обработка жидкости разрядом в пузырьках будет уступать другому известному способу обработки жидкостей – электролитическому.

Обработка жидкости разрядом – процесс, развёрнутый во времени. Начинается он с разряда в пузыре (1), образованием необходимых частиц в пузыре и на его границе (2) и продолжается при движении пузыря через жидкость (3). На третьем этапе необходимо максимально растворить в жидкости как частицы, образовавшиеся на его границе, так и находящиеся в газовой фазе. Это позволяет максимально увеличить эффективность процесса обработки жидкости.

Приведём пример работы установки и способа. Установка (Рис. 1) включала в себя источник импульсного напряжения 1 с амплитудой 8–10 кВ, частотой от 2 до 50 кГц, фронтом импульса от 20 до 900 нс. Источник был соединён с анодом 2 в форме проволоки диаметром 0.7–1 мм, расположенной в диэлектрической трубке 3 и имеющей внутренний диаметр 8–10 мм и сужение до 1.2–1.5 мм. Такая геометрия исключала зажигание разряда между анодом и внутренней поверхностью диэлектрической трубки. Трубка 3 соединена с нагнетателем рабочего газа или смеси рабочих газов 5, позволяющем регулировать скорость потока до 5 л/мин. Анод 2, диэлектрическая трубка 3 и катод 6 помещены в жидкость 4 в сосуде 8. Между катодом 6 и источником импульсного напряжения 1 установлена емкость 7 для согласования вводимой в жидкость энергии.

Описанную установку использовали для обработки дистиллированной воды. Для этого воду барботировали воздухом и включали источник на частоте следования импульсов напряжения $f = 50$ кГц. Обработку осуществляли 2 минуты, далее процесс прекращали. Частоту образования пузырей $f_{\text{п}}$, которая задавалась расходом газа от нагнетателя 5, определяли с помощью ультралинейного конденсаторного микрофона РМС-2 с трехконтактным выходом и частотной характеристикой до 20 кГц, близкой к линейной, либо используя видеосъёмку.

После обработки разрядом вода меняла свой химический состав, превращаясь в раствор, что отражалось на его оптических спектрах поглощения. Они содержали характерную для ионов NO_3^- полосу поглощения в диапазоне длин волн 200–250 нм. Регистрацию спектров поглощения проводили спектрометром StellarNet EPP2000-C25. Также проводили контроль кислотности и проводимости раствора.

Описанную процедуру повторяли при различных частотах образования пузырей $f_{\text{п}}$, отмечая различия в поглощении полученных растворов, что свидетельствовало о различной эффективности обработки воды. Полученная зависимость оптического поглощения растворов A на длине волны 205 нм от частоты следования пузырей $f_{\text{п}}$ представлена на Рис. 2.

Видно, что у частот образования пузырей имеется оптимум. Согласно предложенному нами соотношению (1) для условий эксперимента $f_{\text{п}} = 2.5\text{--}25$ Гц. При снижении частоты следования импульсов напряжения f оптимум по $f_{\text{п}}$ сдвигается в сторону низких частот.

Полученные вышеописанным способом растворы ПАВ, содержащие нитрат-ионы NO_3^- , как известно, что обеспечивают усвоение азота у растений. Был поставлен эксперимент, в котором полученные растворы в десятикратном разбавлении использовали для полива семян льна (сорт «ТОСТ1»), ржи (сорт «Петровна») и пшеницы (сорт «Иргина»).

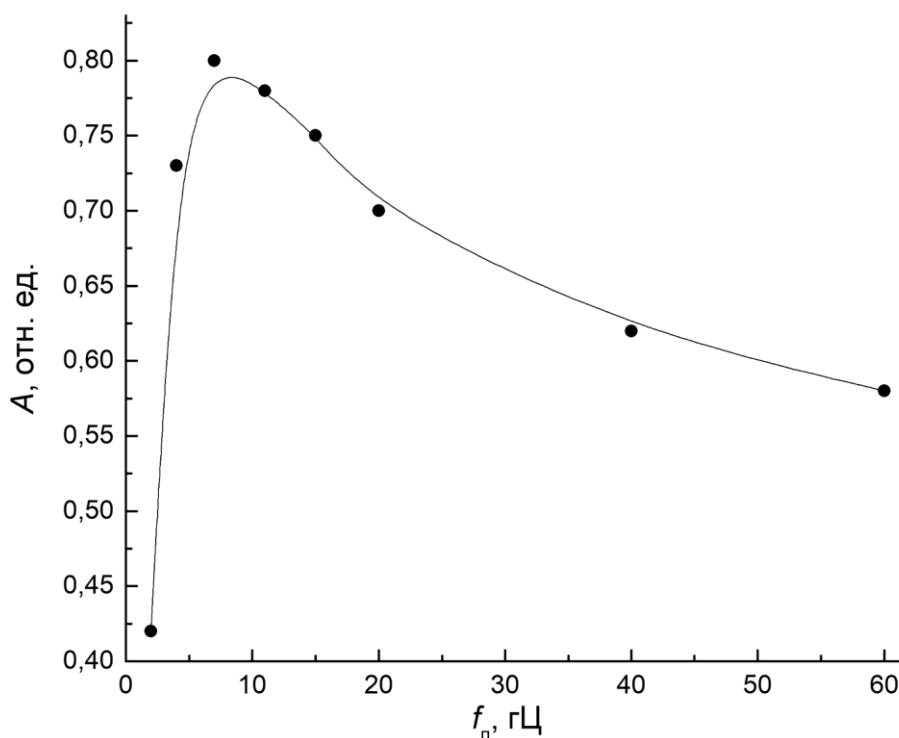


Рис. 2. Пример зависимости оптического поглощения растворов A на длине волны 205 нм от частоты следования пузырей f_p .

Во всех случаях наблюдение за развитием корневой системы семян показало, что по сравнению с поливом обычной водой, полив обработанной водой приводит к 2.5–5 кратному увеличению длины корешков растений и двукратному увеличению их сухой массы.

Это уверенно свидетельствует в пользу промышленной применимости полученных растворов для стимуляции роста растений в сельском хозяйстве.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИСЭ СО РАН, проект № FWRM-2021-0014.

Литература

1. Гордеев Ю.А., Юлдашев Р.З. Плазменные технологии в сельском хозяйстве – основа рационального природопользования // Вестник Таджикского техн. ун-та (ТТУ). 2011. № 6. С. 56–61.
2. Воропаева Н.Л., Белоножкина Т.Г., Карпачёв В.В., Наумов Е.В., Васильев М.М., Петров О.Ф. Инновационная экологически безопасная (нано)технология возделывания амаранта // Экологический вестник Северного Кавказа. 2015. Т. 11, № 1. С. 26–30.
3. Zhou Z., Huang Y., Yang S., Chen W. Introduction of a new atmospheric pressure plasma device and application on tomato seeds // Agricultural Sciences. 2011. V. 2, No. 1. P. 23–27.
4. Гольцова П.А., Чудинова Ю.В., Викторова И.А., Соснин Э.А. Предпосевная обработка семян низкотемпературной плазмой: состояние вопроса и перспективы исследований // Научная жизнь. 2017. № 3. С. 21–31.
5. Стацюк Н.В. Повышение ресурсного потенциала картофеля путем обработки семенного материала импульсным низкочастотным электрическим полем : дис. ... канд. биол. наук. Владикавказ, 2016. 135 с.
6. Thirumdas R., Kothakota A., Annapure F., Siliveru K., Blundell R., Gatt R.,

Valdramidis V.P. Plasma activated water (PAW): Chemistry, physico-chemical properties, applications in food and agriculture // Trends in Food Science & Technology. 2018. V. 77. P. 21–31.

7. Takahata J., Takaki K., Satta N., Takahashi K., Fujio T., Sasaki Y. Improvement of growth rate of plants by bubble discharge in water // Japanese Journal of Applied Physics. 2015. V. 54. No. 1S. 01AG07.

8. Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Скакун В.С., Панарин В.С. Способ газоразрядной обработки жидкости // Заявка на изобретение № 2019121305. Дата публ. 11.01.2021. Бюл. № 2.

9. Kuznetsov V.S., Sosnin E.A., Panarin V.A., Skakun V.S., Pechenitsin D.V., Tarasenko V.F., Viktorova I.A., Chudinova Y.V. The energy input mode influence on the efficiency of plasma water treatment in a bubble chamber// Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1393. No. 1. 012104.

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ И НОВЫЕ СЦЕНАРИИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ В СИСТЕМАХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Агаларов М.А.¹, Агаларова В.А.², Алексеева Е.А.²

¹Институт геологии, ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Аннотация. Предложена математическая модель управляемого оптического переключателя с новым принципом работы на основе светлых и темных солитонов (оптических битов информации), являющихся устойчивыми решениями многокомпонентной системы связанных нелинейных уравнений Шредингера.

Введение. Многослойные структуры и устройства, такие как мультиплексоры и переключатели оптических и/или электромагнитных сигналов (логических битов информации (солитонов)), играют ключевую роль в надежности и защите передаваемой информации в системах волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) и компьютерной технике. Эти устройства опто- и наноэлектроники выполняют задачи коммутации и блокировки информации, а также служат логическими элементами (вентильями) с энергией переключения ~ 6 пДж и частотой $\sim 0,2$ ТГц с высокой функциональностью. Различные бинарные структуры, у которых существует два устойчивых состояния, но при некотором возмущении (сигнальной волны [1,2]) переходит из одного состояния в другое, находят применение также в различных датчиках-сенсорах и новых устройствах сейсмологии.

Математическая модель. В данной работе мы рассматриваем математическую модель управляемого оптического переключателя с новым принципом работы на основе светлых и темных солитонов (оптических битов). Эти нелинейные структуры (световые солитоны) являются смешанными состояниями (точными решениями), обладающими эффектом конверсии и устойчивостью в многокомпонентной системе нелинейных уравнений Шредингера:

$$\left(\hat{L} + \sum_j a_{ij} \cdot |\Psi_j|^2 \right) \Psi_i = 0, \quad i, j=1, 2, \dots, n; \quad (1)$$

где n число компонент (слоев структуры), $\hat{L} = i\partial_\zeta - \frac{1}{2}\partial_{\xi\xi}$, $i=\sqrt{-1}$, $(\xi, \zeta)=(x, t)$.

В системе нелинейных дифференциальных уравнений (1) коэффициенты a_{ij} являются константами нелинейного взаимо- ($i \neq j$) и самодействия ($i=j$) полей $\Psi_j \in C$. В случае двухкомпонентного поля (например, два луча лазера с различными амплитудами) $i, j=1, 2$. $a_{11}=\alpha$, $a_{22}=\gamma$ и $a_{12}=a_{21}=\beta$, ($\alpha, \beta, \gamma > 0$). Случай $\alpha=\pm\beta=\gamma$ соответствует $U(2)$ - и $U(1,1)$ - группам симметрии системы (1) и интегрируемы в схеме МОЗР (метод обратной задачи рассеяния) [1]. Нетривиальное обобщение $U(2) \rightarrow U(m)$ дано в работе [3], где найден новый класс смешанных $U(\sigma, \mu)$ - векторных солитонов.

Здесь мы рассмотрим случай $\alpha \neq \beta \neq \gamma$ и, для удобства, перепишем нелинейную систему дифференциальных уравнений (СДУ) (1) в виде:

$$\begin{aligned} \hat{L}_1 \phi_1 &= (\phi_1^2 + \beta \phi_2^2) \phi_1, \quad L_1 = \frac{1}{2} \partial_{\xi\xi} + 1 \\ L_\mu \phi_2 &= (\beta \phi_1^2 + \gamma \phi_2^2) \phi_2, \quad L_\mu = \frac{1}{2} \partial_{\xi\xi} + \mu, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Psi_1 = \exp(i\zeta) \phi_1(\xi)$, $\Psi_2 = \exp(i\mu\zeta) \phi_2(\xi)$, и, изменением масштаба полей и переменных, принято $\alpha=1$.

Можно показать, что индивидуально поля (компоненты) ϕ_1 и ϕ_2 ведут себя в многослойной структуре (в системе (2)) при $\beta=0$ как темные солитоны:

$$\phi_1 = \pm \tanh(\Delta\xi), \quad (3)$$

$$\phi_2 = \pm \sqrt{\frac{\mu}{\gamma}} \tanh(\sqrt{\mu}\Delta\xi). \quad (4)$$

Решения (3,4) различимы по амплитуде и обладают топологическими зарядами $Q_1 \neq Q_2 \neq 0$.

Пусть теперь $\gamma = \mu^2$ ($\mu > 0$), что не разрушает среду и постановку задачи, а приводит к зависимости $\beta = \beta(\mu)$ и, следовательно, к единственному параметру управления в системе (2). Включим теперь взаимодействие полей ($\beta \neq 0$) управляя параметром μ .

В случае связи (кросс модуляции) $\beta = \mu(1+2\mu)$ точные решения системы дифференциальных уравнений (2) получим в виде:

$$\phi_1 = \pm \tanh(2\mu\Delta\xi), \quad (5)$$

$$\phi_2 = \pm \sqrt{\mu^{-1}} \cdot 2 \operatorname{sech}(2\mu\Delta\xi). \quad (6)$$

Здесь явно видно рождение светлого солитона с $Q_2=0$, для которого первоначально закрытая среда теперь оказывается прозрачной (“сверхпроводящей”) из-за топологического “пробоя” в системе. Эта интерпретация следует из анализа симметрии системы (3,4) и решений (5,6), где спонтанно нарушена дискретная P-симметрия: $\phi_i = -\phi_j$. Благодаря кросс-модуляции ($\beta \neq 0$) происходит “расщепление” топологического заряда поля ϕ_2 и нормальная дисперсия среды для него оказывается аномальной в присутствии темного (топологического) солитона ϕ_1 . При прочих одинаковых условиях задачи, пусть $\beta = \mu + 2$. Конфигурация полей

$$\phi_1 = \pm \sqrt{1-2\mu} \operatorname{sech}(2\mu^{-1/2}\Delta\xi), \quad (7)$$

$$\phi_2 = \pm \sqrt{\mu^{-1}} \tanh(2\mu^{-1/2}\Delta\xi). \quad (8)$$

является теперь другим точным решением СДУ (2). Решения (5,6) и (7,8) демонстрируют эффект конверсии солитонов (светлый) \Leftrightarrow (темный), напоминающий аналогичный эффект квантовой конверсии частиц (бозон) \Leftrightarrow фермион в КТП. [1]. Физика решений (7,8) такая же, как и решения (5,6).

Заключение и выводы. Найденные здесь нелинейные структуры и необычные сценарии “переключения” световых сигналов (солитонов) $|\phi_1\rangle \Leftrightarrow |\phi_2\rangle$, управляемых единственным параметром μ , могут иметь практические приложения в различных датчиках-биосенсорах и в оптоэлектронных устройствах нового поколения на основе многослойных структур и ВОЛС.

Литература

1. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П., Теория солитонов, Москва, Наука 1980
2. Hasegawa M. and Kodama Y., Solitons in Opt. Comm, Oxford, 2015
3. Agalarov A.M., Magomedmirzaev R.M., “Nontrivial class of composite $U(\sigma+\mu)$ vector solitons”; *JETP Letters*, **76**:7 (2002), 414–418

О ДИНАМИКЕ СВЕТОЭРОЗИИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Протасов Ю.Ю., Телех В.Д.

*Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана,
Россия, Москва*

E-mail: telekh@bmstu.ru

Полимерные материалы (ПТФЭ, ПОМ, ПММА, ...) рассматриваются как перспективные рабочие тела для ракетных двигателей малой тяги. Это, в первую очередь, лазерные ракетные двигатели и абляционные импульсные плазменные двигатели. В основе работы этих двигателей лежит возникновение удельного механического импульса отдачи при испарении полимера в условиях экстремального теплового и радиационного нагружения. Таким образом, светозрозия (абляция) является основным плазмообразующим процессом и определяет массовый расход рабочего вещества [1, 2, 3]. Такие двигатели активно разрабатываются в настоящее время в связи с бурным развитием малых космических аппаратов – нано- и пико спутников [4, 5].

Термин «абляция» означает унос вещества с поверхности твердого тела при воздействии высокой температуры, электромагнитного излучения, пучков заряженных частиц и т.п. В лазерных ракетных двигателях и в абляционных плазменных двигателях таким воздействием является электромагнитное излучение – лазерное (когерентное) или высокояркостное широкополосное соответственно.

Преимущества использования полимерных материалов в качестве рабочих тел для микродвигателей связано со значительным уменьшением объема, занимаемого твердым рабочим телом по сравнению с газами, упрощением систем подачи, возможностью прецизионного управления параметрами и т.д.

Несмотря на долгую историю разработки и исследований абляционных плазменных двигателей (с 1950–х годов) [6, 7] и лазерных двигателей (с 1970-х годов) [8], проблема описания как процессов световой эрозии, так и лазерной абляции мощным излучением (с потоком излучения более 10^6 Вт·см⁻²) остается [3, 9, 10].

Для выяснения особенностей физико-химических и газодинамических процессов на поверхности полимерных образцов при их экспозиции высокояркостным когерентным или широкополосным излучением и изучения их абляции создан стенд и предложена экспериментальная методика визуализации паро-плазменных потоков, которая позволяет установить особенности газодинамического «отклика» от поверхности облучаемой мишени и определить параметры генерируемой плазмы, т.к. именно они и определяют тяговые и ресурсные характеристики абляционных лазерных и плазменных двигателей. Основу диагностического комплекса составляет двухэкспозиционная лазерная голографическая интерферометрия и шпирен-фотографии (схема Теллера в режиме светового поля) [11].

На шпирен-снимках и интерферограммах зарегистрированы зоны, характерные для исследуемого вида воздействия излучения на материалы: реализуется режим газодинамического испарения (режим плазменного поршня), есть ударная волна в газе, контактная граница между ударносжатым газом и плазмой паров. Анализ интерферограмм указывает на то, что режиму развитого испарения предшествует режим диффузионного испарения. На интерферограммах над мишенью на разных расстояниях от источника облучения наблюдается 3 типа газодинамических возмущений: акустическая волна, протая волна (волна Римана), и ударная волна.

Литература

1. Popov G.A. and Antropov N.N. Ablative PPT. New quality, new perspectives // *Acta Astronautica*. 2006. V. 59. P. 175.
2. Tiankun Huang, Zhiwen Wu, Guorui Sun, Xiangyang Liu, William Yeong Liang Ling, Study and modelling of propellant ablation in coaxial ablative pulsed plasma thrusters // *Acta Astronautica*. 2020. V. 173. P. 69.
3. Phipps C. Laser Ablation Propulsion and Its Applications in Space // *Springer Series in Materials Science*. 2018. V. 274. P. 217.
4. O'Reilly D., Herdrich G., Kavanagh D.F. Electric Methods for Small Satellites: A Review // *Aerospace*. 2021. V. 8. P. 22.
5. Lemmer K., Propulsion for CubeSats // *Acta Astronautica*. 2017. V. 134. P. 231.
6. Bostick W.H. Experimental Study of Ionized Matter Projected Across a Magnetic Field // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 292.
7. Artsimovich L., et.al. Electrodynamic Acceleration of Plasma Bunches // *Soviet Physics JETP*. 1958. V. 6 (1). P. 1.
8. Kantrowitz A. Propulsion to orbit by ground-based lasers // *Astronaut. Aeronaut.* 1972. V. 10. P. 74.
9. Bityurin N., Luk'yanchuk B.S., Hong, M.H., Chong T.C. Models for Laser Ablation of Polymers // *Chem. Rev.* 2003. V. 103 (2). P. 519.
10. Urech L. and Lippert T. Photoablation of Polymer Materials // in *Photochemistry and Photophysics of Polymer Materials* / Ed. N.S. Allen. 2010. P. 541
11. Pavlov A.V., Protasov Yu.Yu., Telekh V.D., Shchepanuk T.S. Laser holographic interferometry of short ultraviolet radiation with high power density interaction with condensed matters // *Scientific Visualization*. 2019. V. 11 (3). P. 111.

ЛЕГКИЙ СИНТЕЗ МИКРОЧАСТИЦ ЯДРО-ОБОЛОЧКА Ti@TiN/TiON/TiO₂ ДЛЯ ПЛАЗМОННО-УСИЛЕННОГО СОЛНЕЧНОГО ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО

Селимов Д.А.¹, Оруджев Ф.Ф.¹, Муслимов А.Э.², Гаджиев М.Х.³

¹ФГБОУ ВО Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

²Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

³Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Email: daud-selimov@live.com

Стремительное развитие промышленности неминуемо приводит к ухудшению экологической ситуации, загрязнению окружающей среды. Объемы отходов промышленных предприятий, масел, производных фенола и хлорбензола, акрилонитрила, цианида, искусственных красителей, требующих утилизации не только, не уменьшаются, но и ежедневно возрастают. Несмотря на высокую стоимость, традиционные способы очистки и минерализации загрязнений эффективны не всегда, и требуется использование новых перспективных фотокатализаторов. В связи с этим, в данной работе предложена методика синтеза микрочастиц ядро-оболочка Ti@TiN/TiON/TiO₂ обладающих плазмонным эффектом в видимой и ближнем инфракрасных областях, при помощи электродуговой плазменной обработки в окружающей атмосфере [1].

Материалы были охарактеризованы следующими методами: микроскопические исследования проводились на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL (Япония), оснащенный энергодисперсионным рентгеновским микроанализатором (ЭРМ). Картины рентгеновской дифракции снимались на дифрактометре Empyrean фирмы PANalytical (Нидерланды) в геометрии Брэгга-Брентано. Использовалось излучение от медного анода ($\text{CuK}\alpha_2=1.54\text{\AA}$). Для определения химического состава поверхности порошка оксида титана методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) использовался РФЭС-спектрометр SPECS (Specs, Германия), оснащенный Al и Mg анодами.

На рис.1 показаны данные по фотокаталитическому разложению модельного красителя Метиленового Синего при прямом солнечном свете. Эксперименты проводились в г. Махачкала, РФ (42.97939 с.ш. 47.49659 в.д.) с 4 июля 2022 года по 10 июля 2022 года с 12:00PM по 16:00PM по московскому времени.

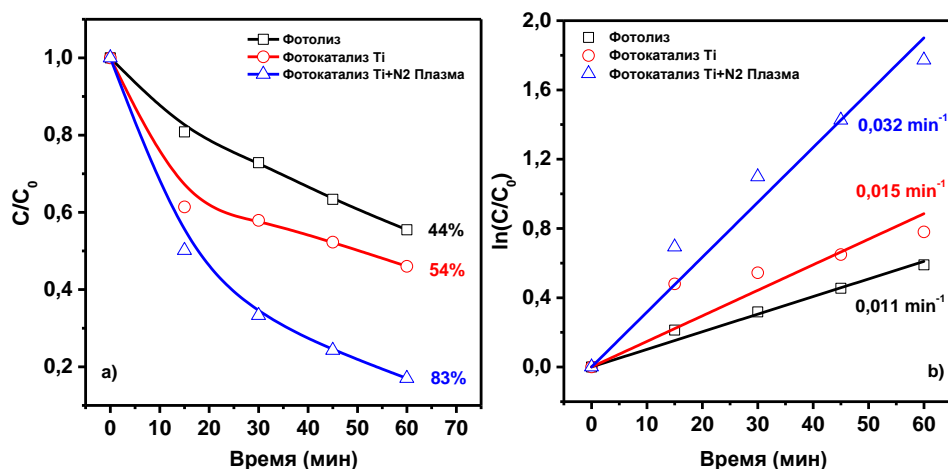


Рис.1 Кинетические кривые разложения МС (1 мг·л⁻¹, 20 мл) при прямом солнечном облучении (а). Полулогарифмические анаморфозы кинетических кривых разложения МС (б).

Как видно, из полученных данных фотоактивность порошков Ti обработанных в азотной плазме достигает 83% за 60 минут, против 54% эффективности чистого порошка Ti, в то же процент разложения только под солнечным светом (Фотолиз) достигает 44%. По кинетическому уравнению псевдопервого порядка были вычислены константы скорости (рис.1b), видно, что скорость частиц Ti@TiN/TiON/TiO₂ в 2.9 и 2.1 раз выше в сравнении с чистым порошком титана и фотолизом соответственно.

Из экспериментально полученных данных можно сделать вывод, что ядро-оболочка Ti@TiN/TiON/TiO₂ является достаточно эффективным фотокатализатором, для разложения органических загрязнителей под солнечным излучением.

Литература

1. Vacková T., Špatenka P., Balakrishna S. Plasma Treatment of Powders and Fibers //Non-Thermal Plasma Technology for Polymeric Materials. – Elsevier, 2019. – С. 193-210.

ДИНАМИКА УЕДИНЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Светлов А.С.^{1,2}, Кононов Е.А.^{1,2}, Петров О.Ф.^{1,2}, Васильев М.М.^{1,2}

¹*Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Россия, Долгопрудный*
²*Объединённый институт высоких температур РАН, Россия, Москва*
E-mail: svetlov.anton.s@gmail.com

Активное броуновское движение вызывает большой интерес как у биологов, так и у физиков [1]. В то время как броуновские частицы находятся в тепловом равновесии с окружающей средой, активные броуновские частицы, способны поглощать энергию и преобразовывать ее в направленное движение, которое в свою очередь выводит их из состояния равновесия.

Представлены результаты экспериментального исследования характера движения одиночных пылевых частиц в объёме с разным типом поверхности под действием лазерного излучения различной мощности в тлеющем разряде постоянного тока. Было проанализировано движение трёх типов частиц меламин формальдегида: непокрытые, покрытые медью и янус-частиц. Уединенная макрочастица инжектировалась в стратифицированный тлеющий разряд постоянного тока где, в результате баланса электрической силы и силы тяжести, наблюдалась ее левитация.

Поглощение лазерного излучения металлической поверхностью частицы приводит к её нагреву, в результате чего возникает термофоретическая сила, которая, в свою очередь, вносит вклад в движение уединённой макрочастицы. Показано, что янус-частицы и частицы с покрытием в тлеющем разряде постоянного тока могут преобразовывать энергию окружающей среды (лазерное индуцирование) в кинетическую энергию движения.

Для изучения характера движения частицы подвергались воздействию лазерного излучения различной мощности. Движение частиц регистрировалось с помощью двух высокоскоростных видеокамер. В результате обработки полученных экспериментальных видеоданных были получены координаты для каждого момента времени, определены кинетические энергии при различных значениях мощности лазерного излучения, а также построены графики среднеквадратичного смещения от времени.

В результате анализа графиков среднеквадратичного смещения частиц и зависимости кинетической энергии от мощности лазерного излучения сделан вывод, что изменение мощности воздействующего лазерного пучка приводит к изменению характера движения частиц в тлеющем разряде постоянного тока. Мы экспериментально наблюдали активное броуновское движение уединённой покрытой и янус-частиц [2], вызванное действием термофоретической силы, при различной интенсивности лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект 20-12-00372).

Литература

1. Ebbens S.J. and Howse J.R., 2010, In pursuit of propulsion at the nanoscale, *Soft Matter*, №6 p.726–38
2. Clemens Bechinger, Roberto Di Leonardo. Active particles in complex and crowded environments // *Rev. Mod. Phys.*, 2016, 88, 045006 DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.045006>

ГЕНЕРАЦИЯ РАДИАЛЬНО СХОДЯЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКЕ С СЕТОЧНЫМ МНОГОДУГОВЫМ ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ ДЛЯ ВСЕСТОРОННЕЙ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Торба М.С., Дорошкевич С.Ю., Воробьёв М.С., Коваль Н.Н., Ежов В.В.,
Сулакшин С.А., Картавцов Р.А.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск
E-mail: mtorba9@gmail.com*

Перспективность использования источников электронов с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с сетчатой/слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы, и плазменным анодом с открытой границей плазмы, неоднократно была продемонстрирована для модификации поверхности различных материалов и изделий, приводящая к кратному улучшению функциональных свойств их поверхности, недостижимые другими способами модификации поверхности материалов [1-6]. Однако сложность формы большинства обрабатываемых изделий сдерживает внедрение такого оборудования в конкретный технологический процесс. В качестве примера можно выделить источник электронов “СОЛО” [7], который используется для модификации поверхностей планарным пучком электронов, но обладает рядом недостатков для обработки изделий цилиндрической или сложной формы. Используя параметры электронно-пучковой обработки различных материалов данным источником, было решено разработать источник электронов, который бы позволил проводить всестороннюю обработку материалов электронным пучком. Именно поэтому в данной работе исследуется сеточный плазменный эмиттер источника электронов для генерации радиально сходящегося пучка, пригодного для модификации поверхности изделий не только цилиндрической, но и более сложной формы.

В данной работе основной целью являлась демонстрация возможности генерации радиально-сходящегося интенсивного (сотни ампер) субмиллисекундного электронного пучка в источнике с сеточным плазменным катодом на основе многодугового разряда низкого давления с перспективой его дальнейшего использования для электронно-пучковой модификации поверхности изделий сложной формы. Создание такой системы предполагало проектирование всех её узлов (вакуумная камера, плазменный эмиттер), а также разработку новой системы электропитания сеточного плазменного эмиттера.

Опираясь на опыт использования источника электронов “СОЛО” и знаниях о параметрах генерируемого им электронного пучка было решено создать систему со схожими параметрами, но которая позволила бы производить всестороннюю обработку материалов. Таким образом новый источник электронов должен иметь длительность импульса порядка сотен мкс и плотность энергии пучка порядка единиц Дж/см². Так, для обеспечения требуемой плотности энергии электронного пучка и достаточной для этого концентрации эмиссионной плазмы используется дуговой разряд низкого давления.

На рис. 1 представлена принципиальная схема источника для генерации радиально-сходящего электронного пучка. В вакуумной камере размещен сеточный плазменный эмиттер на основе дугового разряда низкого давления, в котором плазма создаётся с помощью шести плазмогенераторов. Плазма создаётся дуговым разрядом низкого давления, который инициируется пробоем по поверхности диэлектрика между поджигающим электродом и катодом. Внутри сеточного плазменного эмиттера установлен дополнительный электрод – полый анод, который через сопротивление подключен к эмиссионной сетке, для того чтобы переключить ток дугового разряда в область эмиссионной сетки для большего коэффициента извлечения электронов из эмиттера.

Извлечение электронов осуществляется под действием ускоряющего напряжения, которое прикладывается между эмиссионной сеткой и стержнем (обрабатываемое изделие), аксиально размещенным внутри вакуумной камеры.

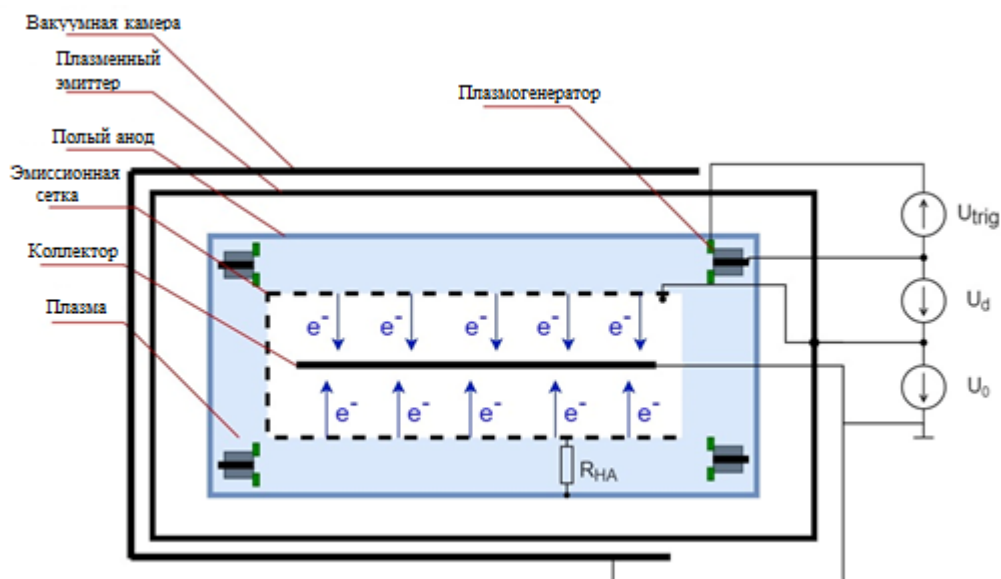


Рис. 1. – Принципиальная схема установки

На рис. 2 представлен внешний вид изготовленного сеточного плазменного эмиттера, который имеет следующие параметры: длина - 318 мм, внутренний диаметр - 220 мм. Также на данном рисунке показана схема подключения плазменных генераторов к основному разъему при помощи высоковольтных проводов и трубок для подачи газа. Полый анод в данной системе выполнен из фольги толщиной 200 мкм. Для исключения неоднородности плотности тока эмиссии конструкция сеточного плазменного эмиттера имеет механизм натяжения эмиссионной сетки с использованием шпилек из нержавеющей стали.



Рис. 2. – Внешний вид сеточного плазменного эмиттера

Создание новой многодуговой электродной системы плазменного эмиттера на основе дугового разряда низкого давления предполагает проектирование и создание системы электропитания (рис.3), которая должна обеспечивать необходимые параметры тока разряда, а именно: амплитуда тока порядка 300А, длительность импульса до 500 мкс. При этом поскольку эмиссионная плазма должна генерироваться на высоковольтной стороне (уровня -30 кВ) управление параметрами тока разряда осуществляется дистанционно по оптоволоконным каналам связи.

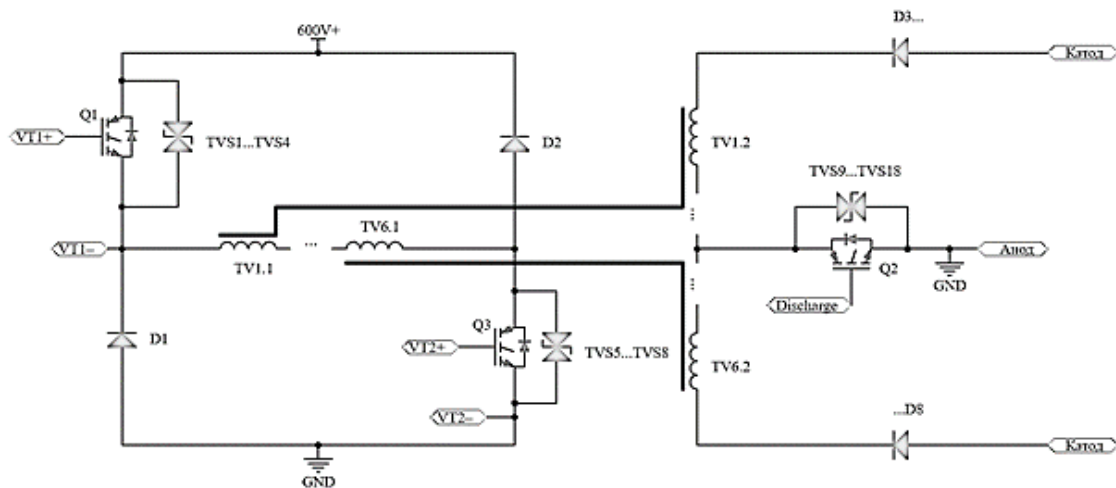


Рис. 3. – Принципиальная схема источника питания

За основу новой системы электропитания были взяты индуктивные накопители энергии. Принцип действия системы электропитания: выпрямленное и удвоенное напряжение сети подается на емкостной накопитель и заряжает его до напряжения около 600В. При открывании ключевых элементов Q1 и Q3 это напряжение прикладывается к последовательно соединённым первичным обмоткам индуктивных накопителей энергии. После запираания ключей Q1 и Q3, происходящее одновременно с инициированием импульса поджига дуги, накопленная в магнитном поле энергия индуцирует на вторичной обмотке дросселя напряжение обратной полярности, и в цепи разряда через ключ Q2 происходит протекание тока. В случае не зажигания дугового разряда, энергия, накопленная в дросселях, рекуперирует обратно в ёмкостный накопитель через диоды D1, D2. Накопители рассчитаны и сконструированы с коэффициентом трансформации равным шести, для того чтобы обеспечить необходимое напряжение холостого хода уровня 600 В на вторичной обмотке. Последовательный режим включения был выбран с целью повысить надежность срабатывания поджига благодаря равномерному распределению напряжения в первичном контуре при успешном поджиге одного из плазмогенераторов.

Успешный поджиг плазмогенератора приводит к снижению напряжения на соответствующей вторичной обмотке, а, следовательно, на первичной стороне также требуется меньшее напряжение. Это приводит к тому, что это напряжение равномерно распределяется между остальными индуктивными накопителями “подбрасывая” напряжение и повышая вероятность успешного поджига других плазмогенераторов. Суммарный ток вторичных обмоток соответствует току, который генерируется в первичном контуре схемы электропитания. Во вторичный контур были установлены защитные диоды КЦ201Е для того чтобы не допустить протекания тока по вторичной стороне во время накачки системы. Силовые транзисторы (Q1, Q3) в первичном контуре, находясь в открытом (замкнутом) состоянии позволяют генерировать ток до 250А, по ~40А на каждом дросселе, управляя временем их открытого состояния.

На рис. 4 представлены осциллограммы тока разряда и пучка при различных давлениях, которые демонстрируют возможность генерации радиально-сходящегося электронного пучка в такой системе.



$$p = 1 \times 10^{-1} \text{ Pa}$$



$$p = 3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$$

Рис. 4. – Осциллограммы тока разряда (CH2) и тока пучка (CH3) при различных давлениях

Максимальная плотность энергии электронного пучка, оцененная из осциллограмм как формальный интеграл произведения тока в ускоряющем промежутке и ускоряющего напряжения, достигала не более $0,5 \text{ Дж/см}^2$ и ограничивалась пробоем ускоряющего зазора, чаще всего обусловленных высокочастотной модуляцией мегагерцового уровня на осциллограмме тока I_b , что требует дальнейших исследований в этом направлении.

Таким образом в данной работе продемонстрирована возможность генерации радиально-сходящегося электронного пучка при использовании сеточного плазменного эмиттера на основе многодугового разряда низкого давления, который в перспективе может быть использован не только для модификации поверхности материалов сложной формы, но и для генерации СВЧ-излучения.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10015).

Литература

1. Энгелько В.И., Павлов Е.П., Ткаченко К.И., Щеголихин Н.П. Установка геза-4м для электронно-пучковой модификации поверхности оболочек твэлов. серия: ядерно-реакторные константы, выпуск 1, 2019 г.
2. Шулов В.А., Громов А.Н., Теряев Д. А., Энгелько В. И. Применение сильно-точных импульсных электронных пучков для модифицирования поверхности лопаток газотурбинных двигателей 2015 г.
3. Mueller G., Schumacher G., Strauss D., et al. Pulsed electron beam facility GESA for surface treatment of materials. Proc. Int. Conf. "BEAMS-96", Prague, 1996, v.1, p.267-271.
4. Engelko V., Yatsenko B., Mueller G., Bluhm Y. GESA-1 and GESA-2 accelerators of intense pulsed electron beams. Vacuum, 2001, v.62. p.211-214.
5. Кадыржанов К.К., Комаров Ф.Ф., Погребняк А.Д. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов: Монография. М.: Изд-во МГУ, 2005. – 640 с.
6. Gromov V. E., Ivanov F. Y., Vorobiev S. V., and Konovalov S. V., Fatigue of Steels Modified by High Intensity Electron Beams. Cambridge, U.K., 2015, p. 272.
7. Devyatkov V.N., Koval N.N. Profile formation of emission current of grid plasma cathode in a longitudinal magnetic field // J.Phys.: Conf.Ser. 2019. V.1393. P.012040.

СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ТЕЧЕНИЕ ЕГО ИМПУЛЬСА СУБМИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГЕНЕРИРУЕМОГО ИСТОЧНИКОМ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

Шин В.И., Воробьев М.С., Москвин П.В., Девятков В.Н., Коваль Н.Н.,
Картавцов Р.А.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, Томск
E-mail: shin.v.i@yandex.ru*

Источники импульсных электронных пучков представляют значительный интерес, прежде всего, в связи с перспективностью их использования для обработки поверхности материалов, повышения износостойкости режущего инструмента, увеличения усталостной прочности лопаток турбин и компрессоров, повышения коррозионной стойкости металлических материалов, увеличения электрической прочности вакуумной изоляции и др. [1-3], и нуждаются в дальнейшем изучении и технологическом совершенствовании.

Традиционный способ генерации электронных пучков в импульсном режиме чаще всего основан на подаче импульса тока пучка квазипрямоугольной формы. В этом случае оперируют таким параметром как «плотность энергии пучка» при его фиксированной длительности, считая мощность пучка постоянной в течение его импульса. Однако данный способ генерации накладывает ограничения на возможные режимы обработки материалов и изделий, а также на предельные параметры работы источника электронов. К тому же чаще всего для питания ускоряющего промежутка в источниках электронов применяются конденсаторные батареи, напряжение на выводах которых уменьшается в течение генерации электронного пучка. Мощность пучка в этом случае уменьшается со временем и называть ее постоянной неверно, для этого используем термин «квазипостоянная» мощность. Управление мощностью пучка в течение импульса открывает новые возможности обработки различных материалов и изделий, а также расширяет области применения импульсных электронных пучков, например: электронно-пучковая обработка металлических материалов и моделирование теплового воздействия по заданному закону изменения температуры поверхности.

Для реализации управления мощностью электронного пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности наиболее подходящим объектом являются плазменные источники электронов с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы. Использование плазменных катодов представляется наиболее целесообразным и перспективным, т.к. в настоящее время они являются практически единственными эмиссионными структурами, способными обеспечить широкий интенсивный электронный пучок субмиллисекундной длительности и, к тому же, обладают рядом неоспоримых преимуществ перед традиционными термо- и взрывоэмиссионными катодами как по параметрам, так и по эксплуатационным свойствам, что позволяет осуществлять обработку материалов в режимах, не достижимых при использовании других источников, а сеточная/слоевая стабилизация границы катодной/эмиссионной плазмы в таких источниках позволяет осуществлять независимую регулировку основных параметров электронного пучка (таких как энергия электронов, амплитуда тока пучка, длительность и частота следования импульсов), что облегчает научный поиск оптимальных режимов облучения в сравнительно широком диапазоне параметров пучка [4-7]. Такие источники позволяют проводить комплексные исследования (с перспективой дальнейших промышленных применений) по модификации поверхности материалов и изделий с одновременной оптимизацией режимов электронно-пучковых воздействий.

В работе продемонстрированы 2 способа управления мощностью электронного пучка в течение его импульса субмиллисекундной длительности. Первый способ основан на управлении амплитудой тока разряда, а второй способ основывается на сеточном управлении тока электронного пучка (режим плазменного триода).

Работа выполнена с использованием источника электронов «СОЛО» с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом (рисунок 1), граница которого открыта и подвижна, что позволяет генерировать широкий (диаметром до 40 мм) интенсивный (до 200 А) субмиллисекундный (до 500 мкс) электронный пучок [8, 9].

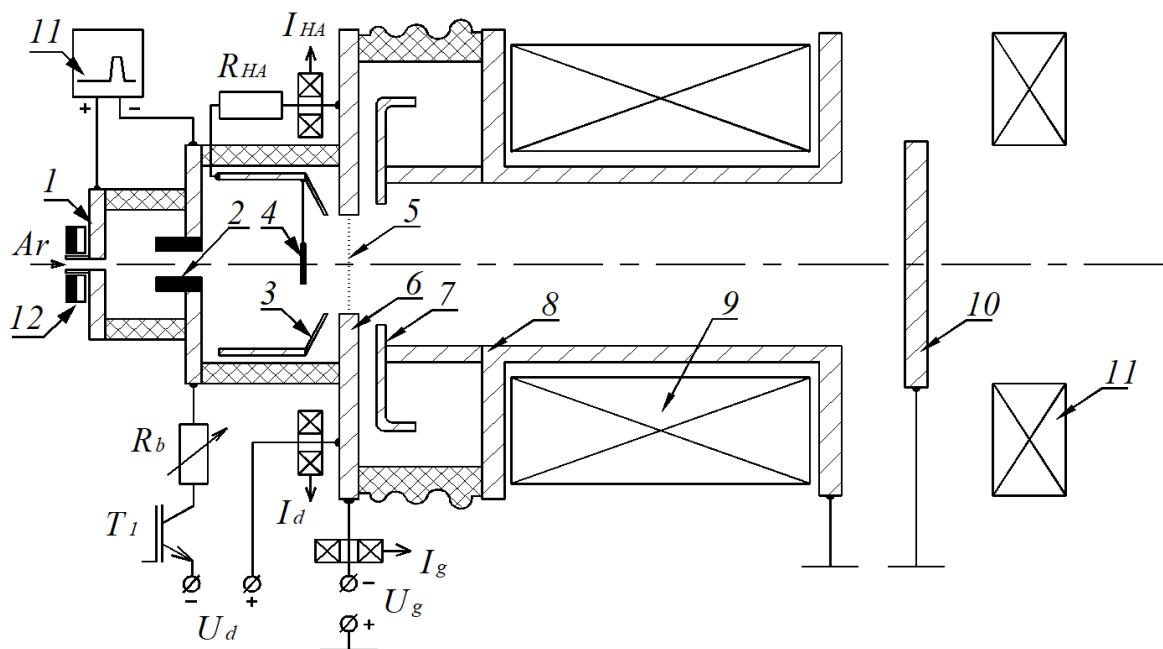


Рис. 1 – Схема электронного источника «СОЛО» с сеточным плазменным катодом и плазменным анодом

Источник электронов «СОЛО» с плазменным катодом основан на системе 2-х ступенчатого зажигания разряда. Между электродом 1, помещенным в поле постоянных магнитов 12, и катодом 2 при приложении импульса напряжения U_{trig} величиной 12-15 кВ зажигается инициирующий (поджигающий) разряд. Основной дуговой разряд горит между катодом 2 и электродами 5, 6. Анодная вставка 3, электрически соединённая с анодом дугового разряда через токоограничительное сопротивление R_{HA} , необходима для облегчения условий зажигания дугового разряда и крепления дополнительного перераспределяющего электрода 4, имеющего с ней электрический контакт. Электрод 4 используется для выравнивания распределения плотности эмиссионного тока. В центре эмиссионного электрода 6, являющегося пластиной из нержавеющей стали, выполнено отверстие диаметром 40 мм. Для обеспечения слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы отверстие в эмиссионном электроде перекрыто мелкоячеистой сеткой 5. Постоянное ускоряющее напряжение прикладывается между эмиссионным электродом 6 и извлекающим электродом 7, выполненным в виде диафрагмы диаметром 82 мм. Извлекающий электрод 7, труба дрейфа 8 и коллектор 10 находятся под потенциалом «земли». Первоначально отбор электронов из эмиссионной плазмы осуществляется через ячейки эмиссионной сетки под действием электрического поля, создаваемого электродами 7 и 8. После образования анодной плазмы, ускорение электронов происходит в двойном слое между границами катодной и анодной плазмы.

В исходной системе источника ускоренные электроны пучка транспортируются к коллектору в магнитном поле двух катушек 9, 11, величина поля в которых может достигать 1000 Гс. Амплитуда и длительность импульса тока пучка задаются амплитудой и длительностью импульса тока основного дугового разряда. В качестве рабочего газа используется аргон. Давление газа в рабочей камере варьируется в диапазоне $(0,6 \div 6) \cdot 10^{-2}$ Па.

Уже ставший традиционным способ генерации пучка, при котором осуществляется формирование импульсов тока пучка квазипрямоугольной формы путем зажигания похожего по форме тока разряда, заменен на новый – метод амплитудно-широотно-модулированного импульса тока пучка. Данный способ генерации электронного пучка считается перспективным, именно благодаря своей простоте реализации, а также широкому кругу возможных применений.

Такой способ управления мощностью электронного пучка основан на амплитудной модуляции тока дугового разряда. Одним из способов изменения тока дугового разряда в течение его импульса является использование источника электропитания с набором балластных резисторов R_N (рисунок 2), каждый из которых задает требуемую амплитуду тока разряда, протекающего через эти резисторы от единой конденсаторной батареи C во время открытого состояния соответствующих транзисторов VT_N . В данном случае использование четырех транзисторов VT_N позволяет получать $2^n = 2^4 = 16$ значений амплитуды тока пучка в течение его импульса, включая нулевое значение, что также может быть необходимо, например, при введении энергии в поверхность образца несколькими импульсами, существующими в субмиллисекундном диапазоне.

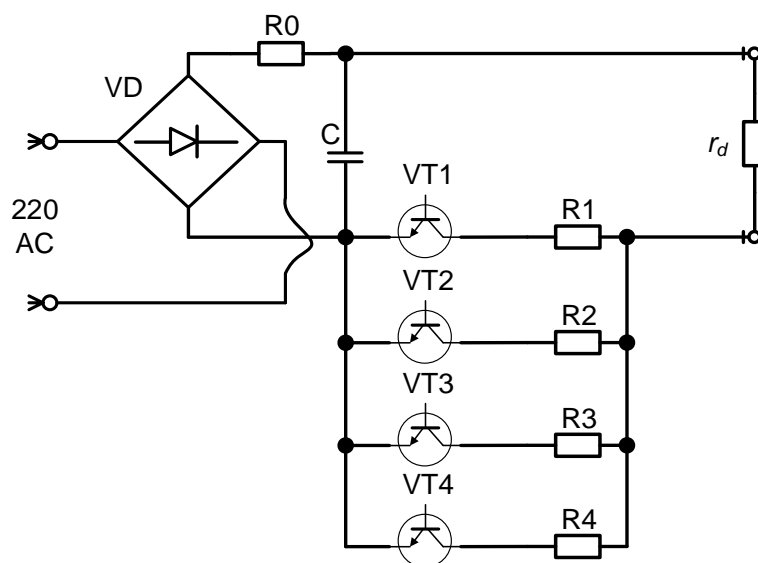


Рис. 2 – Схема источника электропитания дугового разряда в источнике электронов с сеточным плазменным катодом, генерирующего пучок переменной мощности в течение импульса тока пучка. r_d – переменный импеданс разряда

Для получения линейной характеристики управления током разряда величины токозадающих резисторов выбраны следующим образом $R_i = R_{i-1} / 2$. Предельная величина тока дугового разряда равна $I_d = 225$ А ($I_{R1} = 15$ А, $I_{R2} = 30$ А, $I_{R3} = 60$ А, $I_{R4} = 120$ А), предельная длительность импульса составляет 1 мс, амплитудная дискретность I_d равна 15 А, временная дискретность составляет 10 мкс.

Динамическое малоинерционное ($\approx 0,5$ МВт/мкс) изменение мощности электронного пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности (рисунок 3) открывает дополнительные возможности его использования как в научных, так и технологических целях [10].

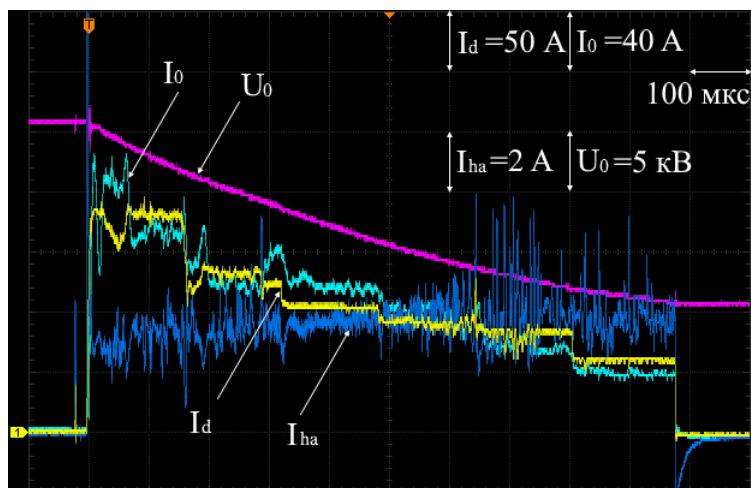


Рис. 3 – Осциллограммы основных токов разрядной системы при $p=28$ мПа, $B_1=50$ мТл (соленоид 9), $B_2=30$ мТл (соленоид 11), $U_0=26$ кВ.

Второй способ управления мощностью электронного пучка в течение его импульса представляет собой внедрение дополнительного сеточного электрода, перекрывающего торец полого анода со стороны эмиссионного электрода. Таким образом реализуется режим работы плазменного триода, ток пучка в котором управляется межсеточным напряжением между полым анодом и эмиссионным электродом. Источник смещения для сеточного управления, разработан по аналогии с источником для управления амплитудой дугового разряда. В этом случае имеется набор емкостных накопителей, заряженных до напряжения: $U_{C_i}=U_{C_{i-1}} \cdot 2$, к каждому из которых подключен транзистор. Амплитудная дискретность составляет 10 В, а временная дискретность 10 мкс. Упрощенная схема включения источника управляющего напряжения представлена на рисунке 4. В ходе экспериментов выявлено, что требуется дополнительный источник запирающего (опорного) напряжения соединенный последовательно с источником управляющего напряжения. Это обосновано запираем триода только при подаче дополнительного отрицательного потенциала на эмиссионный электрод относительно полого анода. Подача смещения источником управляющего напряжения (и модуляция) осуществляется относительно опорного (запирающего) напряжения.

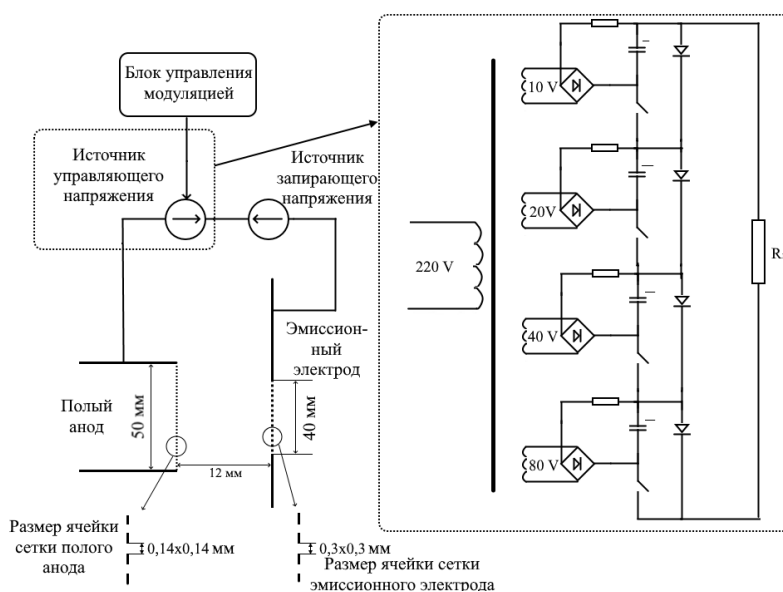


Рис. 4 – Схема подключения источника управляющего напряжения в плазменном триоде

На рисунке 5 показан график зависимости коэффициента усиления тока разряда, который определяется как отношение тока в ускоряющем промежутке I_0 к току дугового разряда I_d : $K_0=I_0/I_d$.

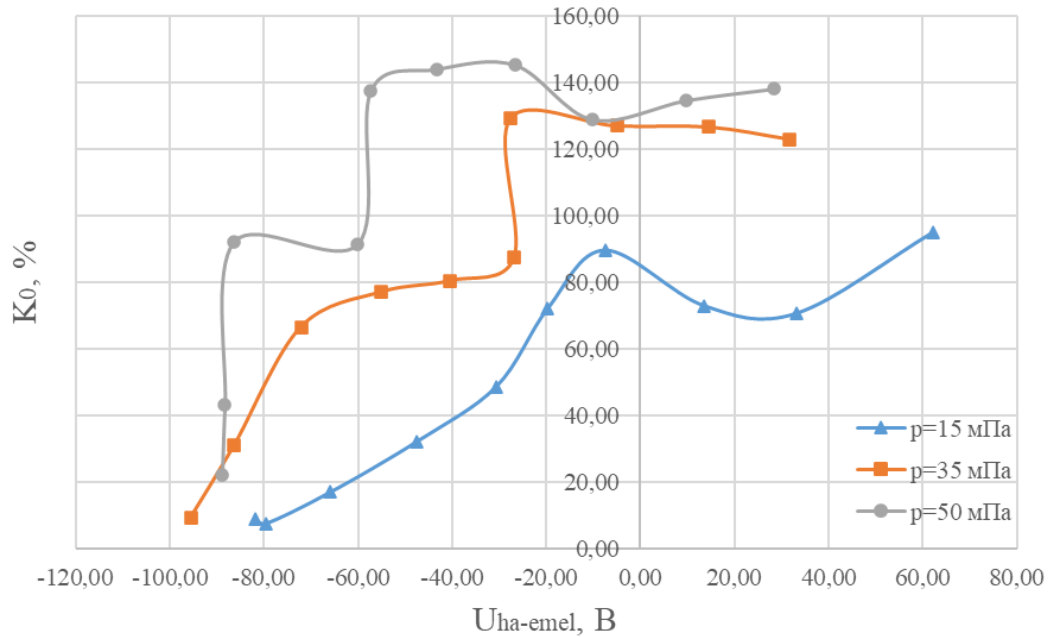


Рис. 5 - Коэффициент усиления тока разряда в зависимости от управляющего напряжения при $I_d=100$ А, $U_0=15$ кВ, $B_z=600$ Гс.

На рисунке 6 показаны основные токи и напряжения разрядной системы при работе источника в режиме плазменного триода.

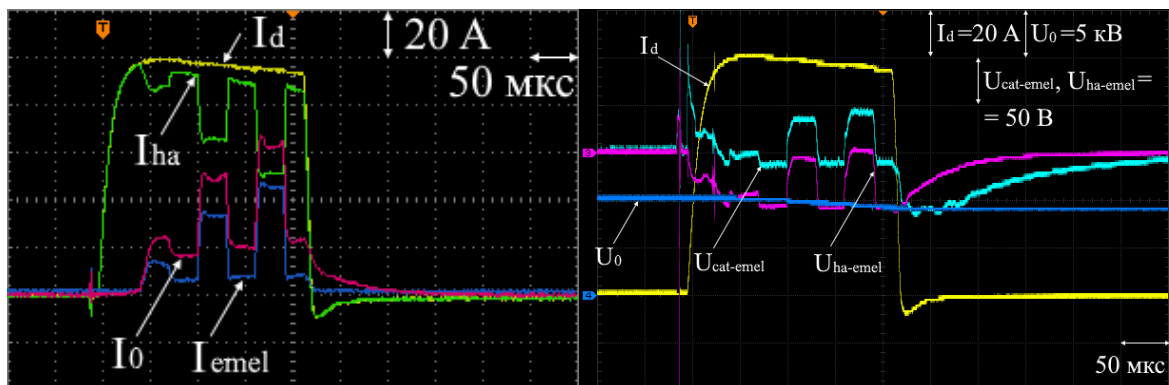


Рис. 6 – Осциллограммы основных токов и напряжений Режим: $p=35$ мПа, $I_d=100$ А, $t=200$ мкс, $U_0=10$ кВ.

Таким образом, в работе продемонстрированы 2 способа управления мощностью электронного пучка в течение его импульса с помощью дискретного изменения управляемого параметра. В случае управления мощностью электронного пучка концентрацией эмиссионной плазмы таким параметром является амплитуда дугового разряда, в случае режима работы плазменного триода (с дополнительным сеточным электродом) этим параметром является межсеточное напряжение. Применение данных способов генерации существенно расширяет возможности импульсной электронно-пучковой обработки.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10015).

Литература

1. Proskurovsky D.I. Application of low-energy, high-current electron beams for surface modification of materials // Proc. of 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS-96). 1996. V. 1. P. 259.
2. Proskurovsky D.I. Pulsed electron-beam technology for surface modification of metallic materials // Journal of Vacuum Science & Technology A. 1998. V. 16. No. 4. P. 2480.
3. Engelko V. Influence of particle fluxes from a target on the characteristics of intense electron beams // Vacuum. 2001. V. 62. No. 2-3. P. 97.
4. Электронные пучки большого сечения // С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – Москва: Энергоатомиздат, 1984 – 113 с.
5. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Н.В. Гаврилов, В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль, Е.М. Окс и др. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993 – 148 с.
6. Эмиссионная электроника / Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко. – М: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009 – 596 с.
7. Воробьев М.С., Гамермайстер С.А., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А., Щанин П.М. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером для получения мегаваттных пучков субмиллисекундной длительности // Письма в ЖТФ. 2014. Т.40. Вып. 12. С. 24.
8. Grigoriev S.V., Koval N.N., Devyatkov V.N., Teresov A.D. // Proc. 9th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. 2008. P. 19.
9. Devyatkov V.N., Koval N.N. Pulsed electron source with grid plasma cathode and longitudinal magnetic field for modification of material and product surfaces // Russian Physics journal. 2018. V. 60. No. 9. P. 1509.
10. Воробьев М.С., Москвин П.В., Шин В.И., Коваль Н.Н., Ашурова К.Т., Дорошкевич С.Ю., Девятков В.Н., Торба М.С., Леванисов В.А. Динамическое управление мощностью мегаваттного электронного пучка субмиллисекундной длительности в источнике с плазменным катодом // Письма в Журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 10. С. 38.

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ МИКРОВОЛНОВОЕ СПЕКАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Егоров С.В., Еремеев А.Г., Плотников И.В., Рыбаков К.И., Сорокин А.А.,
Холощев В.В.

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук, Россия, Нижний Новгород
E-mail: rybakov@ipfran.ru*

Спекание с использованием нагрева интенсивным микроволновым излучением является перспективным методом, обеспечивающим получение керамических и композиционных материалов с улучшенной микроструктурой и свойствами, сокращение времени обработки и высокую энергетическую эффективность [1]. В последнее десятилетие значительный интерес исследователей вызывают процессы быстрого спекания порошковых материалов под воздействием электромагнитных полей. Недавнее обнаружение эффекта высокоскоростного спекания (flash sintering) [2] продемонстрировало, что продолжительность процессов спекания может быть резко сокращена – иногда до нескольких секунд вместо многих часов, необходимых для спекания традиционными методами. Эффект высокоскоростного спекания возникает благодаря воздействию приложенного электрического поля. Протекающий через образец электрический ток вызывает дополнительный внутренний (объемный) нагрев образца, который может приводить к развитию тепловой неустойчивости, возникающей благодаря возрастающей зависимости электрической проводимости материала от температуры [3]. Неустойчивость характеризуется интенсивным локальным энерговыделением во внутренней области образца и сопровождается быстрым уплотнением. Был предложен ряд гипотез относительно природы ускорения уплотнения [4]; в частности, в ряде исследований было показано, что ускорение массопереноса может происходить благодаря формированию на границах зерен в результате интенсивного локализованного энерговыделения особых фаз с повышенными транспортными свойствами [5, 6].

Возможность внутреннего объемного нагрева является хорошо известной особенностью процессов микроволновой обработки керамических материалов. Начиная с первых работ по микроволновому нагреву [7], как в экспериментальных, так и в теоретических исследованиях была продемонстрирована возможность развития тепловой неустойчивости [8]. В течение нескольких десятилетий это рассматривалось как существенный недостаток микроволновой обработки материалов. Эксперименты по высокоскоростному спеканию показали, что тепловая неустойчивость при должном контроле над ней может играть положительную роль. Этот подход оказался плодотворным применительно к высокотемпературной микроволновой обработке материалов, где прецизионное управление микроволновой мощностью является необходимой предпосылкой для успешной реализации процесса.

В последние годы авторами были выполнены исследования высокоскоростного микроволнового спекания различных керамических материалов, в частности, Al_2O_3 , ZrO_2 , Y_2O_3 , MgAl_2O_4 , $\text{Yb}:(\text{La}_{0,1}\text{Y}_{0,9})_2\text{O}_3$ и др. [9–13]. Было показано [9–12], что эффект высокоскоростного спекания определяется одними и теми же физическими механизмами независимо от конкретной природы объемного источника энергии – например, джоулева тепла, выделяемого при протекании через образец электрического тока, или поглощаемой микроволновой мощности. Также было продемонстрировано, что начало быстрого уплотнения при микроволновом нагреве коррелирует с развитием тепловой неустойчивости [13, 14].

Основная цель исследований, рассмотренных в данной работе, заключалась в изучении возможности реализации режима высокоскоростного микроволнового спекания в функциональных электрокерамических материалах, таких как варисторная керамика на основе ZnO, диэлектрическая керамика на основе BaTiO₃ и SrTiO₃, а также керамика на основе CeO₂ для применения в качестве твердого электролита.

Спекание образцов проводили в рабочей камере гиротронного комплекса для высокотемпературной микроволновой обработки материалов с максимальной выходной мощностью 5 кВт [15]. Источником микроволнового излучения в системе является гиротрон – гиромагнитный электровакуумный прибор, работающий на частоте 24 ГГц. Выходная мощность гиротрона может плавно регулироваться практически от нуля до максимума путем изменения напряжения его источника питания. Система управления технологическим процессом автоматически регулирует мощность микроволнового излучения в соответствии с заданным температурно-временным режимом. Для процессов, рассматриваемых в данной работе, такой режим включал в себя медленный нагрев с постоянной скоростью 5 °С/мин до промежуточной температуры (400...500 °С), выдержку при этой температуре, необходимую для удаления адсорбированной воды, и плавное увеличение скорости нагрева до значения, выбранного для высокотемпературной стадии процесса спекания (10...300 °С/мин). После достижения максимальной температуры (1100...1600 °С в зависимости от материала) изотермическая выдержка, как правило, не осуществлялась. Таким образом, общая продолжительность высокотемпературной стадии спекания могла составлять всего несколько минут (например, 2,5 мин в процессе высокоскоростного спекания BaTiO₃-керамики при скорости нагрева 300 °С/мин в интервале от 500 до 1250 °С).

Температуру образцов измеряли в течение всего процесса спекания с помощью термопар типа В (Pt + 30 % Rh / Pt + 6 % Rh). Одна термопара располагалась в центре образца, и сигнал с нее использовался для автоматического управления процессом. Другая термопара располагалась на периферии образца. Измерение разницы температур между центром и периферией образца использовалось для оценки объемно поглощаемой микроволновой мощности.

Для повышения однородности температуры при микроволновом нагреве применялась теплоизоляция образцов. В большинстве экспериментов образцы помещали в контейнер из малопоглощающего теплоизоляционного материала на основе пористого оксида алюминия. С целью изменения напряженности электромагнитного поля в образцах для сравнительных исследований в теплоизоляционные контейнеры вводили дополнительные поглотители микроволнового излучения. Они представляли собой спеченные кольца из карбида кремния (SiC) с внутренним диаметром, немного превышающим диаметр образца. Из-за сильного поглощения микроволн карбидом кремния значительная часть мощности поступала к образцу за счет теплопередачи, а напряженность электромагнитного поля внутри образцов (и, соответственно, объемно поглощаемая микроволновая мощность) значительно снижалась. Усадку образцов в ходе некоторых экспериментов контролировали с помощью оптической дилатометрии. Для этого использовали теплоизоляционную сборку со сквозным каналом, через который образец наблюдался объективом дилатометрической системы, установленным вне рабочей камеры [16].

Как было показано ранее [10, 12], высокоскоростной нагрев интенсивным микроволновым излучением может приводить к значительным изменениям структурно-фазового состояния спекаемых керамических материалов. В системе с автоматическим регулированием микроволновой мощности, подаваемой в рабочую камеру, эти изменения могут быть обнаружены по отклонениям от монотонного роста мощности при возрастании температуры. Благодаря поглощению микроволновой мощности в объеме образца его температура увеличивается; кроме того, некоторая часть поглощенной мощности отводится в окружающую среду из-за неидеальной теплоизоляции. Объемная плотность

поглощенной микроволновой мощности p в керамическом материале может быть представлена в виде произведения эффективной высокочастотной электрической проводимости σ_{eff} , характеризующей поглощение микроволнового излучения в материале, и квадрата напряженности микроволнового электрического поля E в образце. Таким образом, энергобаланс в ходе микроволнового нагрева может быть приближенно выражен в виде

$$\sigma_{\text{eff}}(T) E^2 V = C m dT/dt + Q(T), \quad (1)$$

где V – объем, C – удельная теплоемкость, m – масса образца, Q – скорость отвода тепла от образца. Во время микроволнового нагрева с постоянной скоростью первый член в правой части уравнения (1) остается примерно постоянным, но второй член, характеризующий потери тепла, растет с температурой T . Соответственно, поглощаемая мощность $p = \sigma_{\text{eff}} E^2$ является возрастающей функцией температуры на протяжении всего процесса микроволнового нагрева.

Эффективная высокочастотная проводимость керамических материалов σ_{eff} , как правило, увеличивается с температурой (в частности, это объясняется ее ионной природой). Как указывалось выше, при объемном нагреве такая зависимость проводимости может привести к развитию термической неустойчивости. При этом происходит быстрый рост температуры, а значит, резко возрастает и проводимость.

Квадрат микроволнового электрического поля E^2 пропорционален мощности микроволнового излучения, подаваемого в рабочую камеру [12]. Для осуществления нагрева с заданной скоростью роста температуры мощность регулируется автоматически таким образом, чтобы плотность поглощаемой мощности p постепенно увеличивалась, как обсуждалось выше. Если в какой-то момент процесса проводимость σ_{eff} резко возрастает (например, из-за развития тепловой неустойчивости), система управления уменьшает подводимую микроволновую мощность, чтобы уменьшить второй множитель в левой части уравнения (1) и предотвратить чрезмерный рост p . Поэтому изменение состояния материала, вызвавшее резкое увеличение проводимости, можно обнаружить по уменьшению (или прекращению роста) автоматически регулируемой микроволновой мощности, подаваемой в рабочую камеру.

Экспериментально установлено, что увеличение эффективной высокочастотной электрической проводимости при нагреве интенсивным микроволновым излучением коррелирует с ранним началом уплотнения. В качестве примера на рис. 1 показано сравнение процессов микроволнового нагрева керамики BaTiO_3 , проведенных с использованием или без использования SiC-поглотителя [17]. Видно, что в процессе с использованием поглотителя автоматически регулируемая микроволновая мощность монотонно возрастает на протяжении всего процесса (если отвлечься от небольших колебаний, возникающих из-за несовершенной работы системы регулирования мощности). С другой стороны, в процессах непосредственного микроволнового нагрева (без использования поглотителя) в интервале температур 500–700 °C наблюдается остановка роста автоматически регулируемой мощности, что свидетельствует о значительном увеличении эффективной проводимости. Вскоре после возобновления роста мощности скорость усадки, определяемая по данным оптической дилатометрии, начинает заметно возрастать по сравнению с процессом, использующим SiC-поглотитель. Кривая зависимости скорости усадки от температуры имеет два максимума, в отличие от процесса спекания с использованием поглотителя, в котором наблюдается только один максимум при более высокой температуре. Наблюдаемый сдвиг кривых усадки свидетельствует о наличии дополнительного механизма уплотнения, который активируется при достаточном уровне объемно поглощаемой микроволновой мощности. Корреляция с увеличением эффективной высокочастотной электрической проводимости позволяет предположить, что

этот механизм связан с образованием зернограничных фаз, имеющих повышенные поглотительные и транспортные свойства. Подробное исследование аналогичных процессов в образцах ZnO-керамики с добавками V_2O_3 показало, что наблюдаемые явления сходны с недавно обнаруженным электрохимически индуцированным фазовым переходом [18], при котором зернограничная фаза преобразуется под действием приложенного электрического поля в упорядоченное состояние, характеризующееся повышенным коэффициентом зернограничной диффузии и увеличенной подвижностью границ зерен.

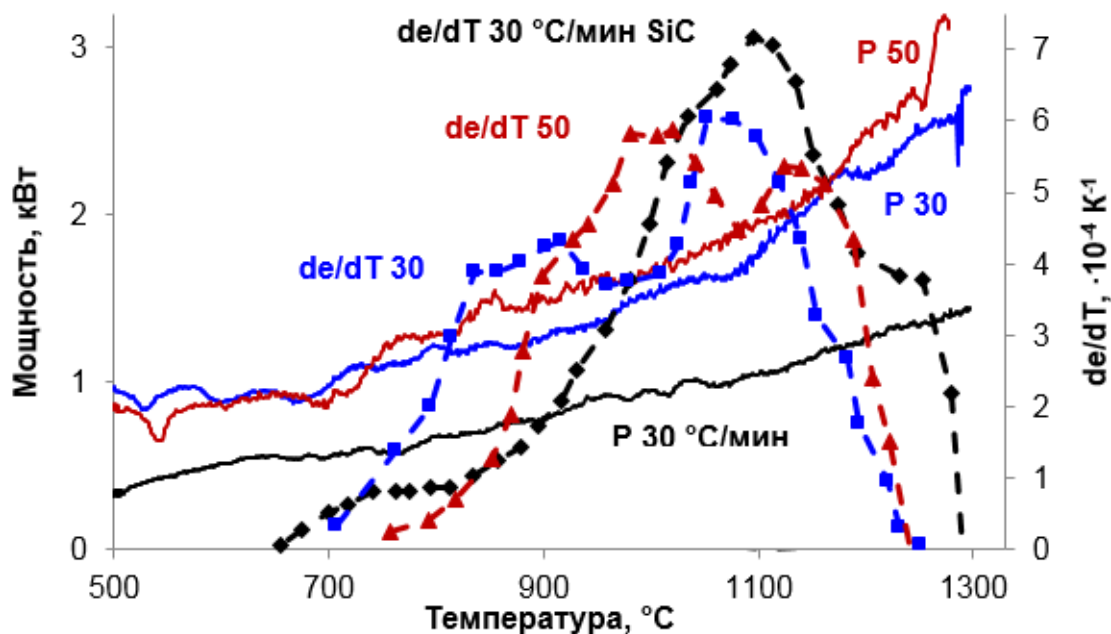


Рис. 1. Автоматически регулируемая мощность P микроволнового излучения, подаваемого в рабочую камеру (сплошные линии), и нормированная скорость усадки de/dT (штриховые линии) в зависимости от температуры в процессах спекания BaTiO_3 -керамики, выполняемых с использованием или без использования SiC-поглотителя микроволнового излучения.

Образцы керамики, полученные в оптимизированных режимах быстрого микроволнового спекания, имели конечные плотности в диапазоне 95...96 % от теоретического значения (BaTiO_3 , $\text{Ba}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{TiO}_3$ и варисторная керамика с композицией $\text{ZnO} + 1,5 \text{ мол. \% } \text{V}_2\text{O}_3 + 1 \text{ мол. \% } \text{Sb}_2\text{O}_3$), 94...95 % ($\text{Gd}:\text{CeO}_2$) и 92...94 % (SrTiO_3). Согласно результатам электронно-микроскопических исследований, размер зерна в спеченных образцах и его распределение зависели от скорости микроволнового нагрева, максимальной температуры спекания и применения поглотителя. Это означает, что плотность поглощаемой микроволновой мощности влияет на протекание процессов рекристаллизационного роста зерна во время спекания.

Пример изображения микроструктуры образца BaTiO_3 -керамики, полученного микроволновым спеканием, приведен на рис. 2. Изображение иллюстрирует рекристаллизационный рост зерен, который происходил в большинстве образцов во время микроволнового спекания: мелкие зерна со средним размером примерно 1–2 мкм поглощаются растущими в материале крупными зернами. Как показано в [17], соотношение между мелкозернистой и крупнозернистой фазами различно в образцах, спеченных до одной и той же максимальной температуры при разных скоростях нагрева. Кроме того, трансформация зеренной структуры происходит не одновременно во всем объеме образца, а распространяется в виде фронта от центра образца к его периферии. По-видимому, это

связано с неравномерным распределением температуры при объемном микроволновом нагреве.

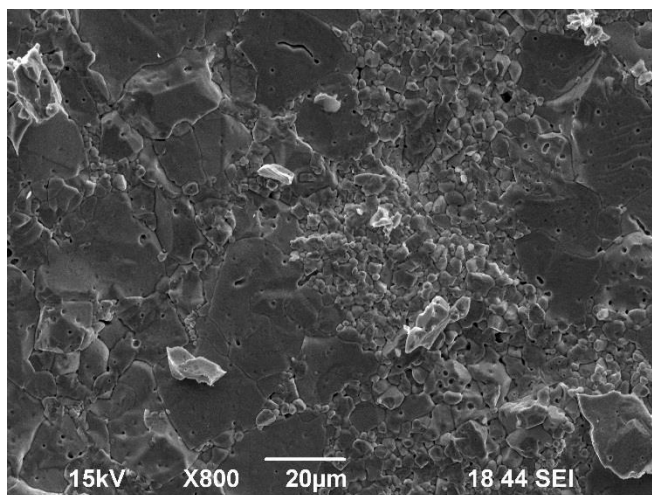


Рис. 2. Микроструктура скола образца BaTiO_3 -керамики, полученного микроволновым спеканием при нагреве со скоростью $150\text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$ до температуры $1250\text{ }^\circ\text{C}$ без изотермической выдержки.

Функциональные характеристики керамических материалов, полученных высокоскоростным микроволновым спеканием, исследовались в их взаимосвязи с режимами микроволновой обработки, достигнутой плотностью и микроструктурой.

Для образцов варисторной керамики на основе ZnO измеренная пробойная напряженность электрического поля оказалась примерно обратно пропорциональной размеру зерна. Пробойное поле было наибольшим для материалов, спеченных при максимальной скорости микроволнового нагрева, и наименьшим для образцов, спеченных традиционным методом. Показатель нелинейности составил $34\text{...}35$ для образцов, полученных при микроволновом нагреве со скоростями 30 и $50\text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$, и около 32 для образцов, полученных при микроволновом нагреве со скоростью $10\text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$, а также для спеченных традиционным методом [14].

Полученные образцы BaTiO_3 -керамики имели диэлектрическую проницаемость в интервале $1800 - 2450$ на частоте 1 кГц . Тангенс угла диэлектрических потерь данных образцов находится в пределах $0,016 - 0,036$ в диапазоне частот $25\text{ Гц} - 3\text{ МГц}$. Сопоставление с результатами исследования микроструктуры показывает, что наибольшие значения диэлектрической проницаемости наблюдаются в спеченных образцах, имеющих в составе преобладающую мелкозернистую фазу, а наименьшие – в образцах, полностью состоящих из крупнозернистой фазы, образовавшейся в результате рекристаллизационных процессов [17]. Измеренные значения диэлектрической проницаемости образцов SrTiO_3 -керамики, полученных высокоскоростным микроволновым спеканием, составили $230 - 255$ на частоте 1 кГц . Полученные образцы характеризуются низкими диэлектрическими потерями на высоких частотах (тангенс угла потерь менее $0,01$ в диапазоне частот $1 - 3\text{ МГц}$). В образцах композиции $\text{Ba}_{0,75}\text{Sr}_{0,25}\text{TiO}_3$ достигаются высокие значения диэлектрической проницаемости, равные примерно 4200 на частоте 1 кГц . Оптимальные режимы микроволновой обработки для получения образцов $\text{Ba}_{0,75}\text{Sr}_{0,25}\text{TiO}_3$ с указанными свойствами характеризуются скоростями нагрева $10 - 30\text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$ с максимальной температурой нагрева, равной $1250\text{ }^\circ\text{C}$ [19].

Электрическая проводимость образцов $\text{Gd}:\text{CeO}_2$, полученных высокоскоростным микроволновым спеканием, имеет температурную зависимость аррениусовского типа, что свидетельствует об ионном характере проводимости. Измеренные значения удельной проводимости достигают примерно $1\text{ См}/\text{м}$ при температуре $600\text{...}650\text{ }^\circ\text{C}$.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность высокоскоростного микроволнового спекания ряда функциональных керамических материалов с продолжительностью высокотемпературной стадии процесса, измеряемой единицами минут. Важным преимуществом описанного метода является возможность управления микроструктурой и функциональными свойствами получаемых материалов путем выбора режимов обработки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00685).

Литература

1. Bykov Yu.V., Rybakov K.I., Semenov V.E. High-temperature microwave processing of materials // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. R55.
2. Cologna M., Rashkova B., Raj R. Flash sintering of nanograin zirconia in <5 s at 850 °C // *J. Am. Ceram. Soc.* 2010. V. 93. P. 3556.
3. Todd R.I., et al. Electrical characteristics of flash sintering: thermal runaway of Joule heating // *J. Eur. Ceram. Soc.* 2015. V. 35. P. 1865.
4. Yu M., et al. Review of flash sintering: materials, mechanisms and modelling // *Adv. Appl. Ceram.* 2017. V. 116. P. 24.
5. Narayan J. A new mechanism for field-assisted processing and flash sintering of materials // *Scripta Mater.* 2013. V. 69. P. 107.
6. Chaim R. On the kinetics of liquid-assisted densification during flash sintering of ceramic nanoparticles // *Scripta Mater.* 2019. V. 158. P. 88.
7. Roussy G., Mercier J. Temperature runaway of microwave heated materials: study and control // *J. Microwave Power.* 1985. V. 20 [1]. P. 47.
8. Rybakov K.I., Olevsky E.A., Krikun E.V. Microwave sintering – fundamentals and modeling // *J. Am. Ceram. Soc.* 2013. V. 96. P. 1003.
9. Bykov Yu.V., et al. Flash microwave sintering of transparent Yb:(LaY)₂O₃ ceramics // *J. Am. Ceram. Soc.* 2015. V. 98. P. 3518.
10. Bykov Yu.V., et al. On the mechanism of microwave flash sintering of ceramics // *Materials.* 2016. V. 9. Art. No. 684.
11. Быков Ю.В. и др. Сверхбыстрое спекание оксидных керамических материалов при микроволновом нагреве // *ЖТФ.* 2018. Т. 88. С. 402.
12. Rybakov K.I., et al. Ultra-rapid microwave sintering employing thermal instability and resonant absorption // *J. Mater. Res.* 2019. V. 34. P. 2620.
13. Egorov S.V., et al. On the correlation between the thermal instability onset and the flash sintering event // *Scripta Mater.* 2020. V. 174. P. 68.
14. Egorov S.V., et al. Rapid microwave sintering of zinc oxide-based varistor ceramics // *J. Eur. Ceram. Soc.* 2021. V. 41. P. 6508.
15. Быков Ю.В. и др. Исследовательский гиротронный комплекс миллиметрового диапазона длин волн. I. Описание комплекса // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2018. Т. 61. С. 843.
16. Egorov S.V., et al. Implementation of rapid microwave sintering using a 24 GHz gyrotron system // *Rev. Sci. Instrum.* 2022. V. 93. Art. No. 064708.
17. Egorov S.V., et al. Rapid sintering of barium titanate ceramics using direct and susceptor-assisted microwave heating // *Materialia.* 2022. V. 24. Art. No. 101513.
18. Nie J., et al. Discovery of electrochemically induced grain boundary transitions // *Nature Comm.* 2021. V. 12. Art. No. 2374.
19. Егоров С.В. и др. Высокоскоростное микроволновое спекание керамики на основе титанатов бария и стронция // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2022 (принято к опубликованию).

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ ПЛЁНОК ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВ

Прокопенко Н.А.,¹ Иванов Ю.Ф.,¹ Шугуров В.В.,¹ Толкачев О.С.,¹ Петрикова Е.А.,¹
Петюкевич М.С.,¹ Крысина О.В.,¹ Ахмадеев Ю.Х.,¹ Шмаков А.Н.²

¹ФГБУН Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, Россия,
Томск, пр-т Академический, 2/3

²ФГБУН Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр-т академика Лаврентьева, 11
E-mail: prokopenko@opee.hcei.tsc.ru

В последние годы увеличивается количество исследований, направленных на синтез и изучение высокоэнтропийных сплавов (ВЭС) различного состава и назначения. Высокоэнтропийными сплавами принято считать сплавы в состав которых входит не менее пяти элементов с концентрацией каждого от 5 до 35 ат. % [1,2]. Благодаря широкому спектру различных составов и уникальным свойствам ВЭС могут найти применение во многих прикладных и научных областях.

В рамках данной работы синтезированы металлокерамические плёнки высокоэнтропийных сплавов состава AlTiCrNbMo-N вакуумно-дуговым плазменно-ассистированным методом. Исследованы их состав и свойства, в том числе с помощью синхротронного излучения.

Эксперименты по нанесению покрытий проводились на вакуумной ионно-плазменной установке «Квинта», которая входит в состав комплекса УНУ «УНИКУУМ», находящегося в перечне уникальных электрофизических установок РФ (<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/434216/>). Схема эксперимента подробно рассмотрена в [3, 4]. Осаждение проводилось из газометаллической плазмы, созданной вакуумно-дуговым независимым испарением катодов из Ti-Al, Nb, Mo и Cr. Нанесение покрытий проводилось в атмосфере аргона при нанесении металлического ВЭС, и в смеси Ar/N₂=1/1 при нанесении нитрида ВЭС. Давление газа составляло 0,3 Па. В качестве подложек использовались сталь 12X18H10T, сплав титана BT1-0, твёрдый сплав ВК-8 и фольга из вольфрама.

Исследования элементного и фазового состава, состояние дефектной субструктуры проводили методами сканирующей (прибор Philips SEM-515 с микроанализатором EDAX ECON IV) и просвечивающей дифракционной (прибор JEM 2100F, JEOL) электронной микроскопии. Исследование фазового состава и структурных параметров образцов проводилось методами рентгеноструктурного анализа на дифрактометре XRD-6000 на CuK α -излучении. Часть плёнок ВЭС, напыленных на подложки из вольфрама, была подготовлена для анализа структуры, термостойкости и жаропрочности методами синхротронного излучения, результаты которых будут опубликованы позднее.

Перед проведением экспериментов по синтезу ВЭС-плёнок был проведён ряд экспериментов. Для определения доли ионной компоненты каждого металла была измерена радиальная характеристика плотности ионного тока каждого элемента с помощью цилиндрического коллектора площадью 200 см². Коллектор располагался на оси катода на расстоянии 17 см, 36 см, 55 см от катода. Такое расположение коллектора повторяет схему воздействия плазмы при вращении оснастки с образцами во время нанесения покрытий. На рисунке 1 представлен пример радиального распределения плотности ионного тока для катода из Ti-Al (1-1).

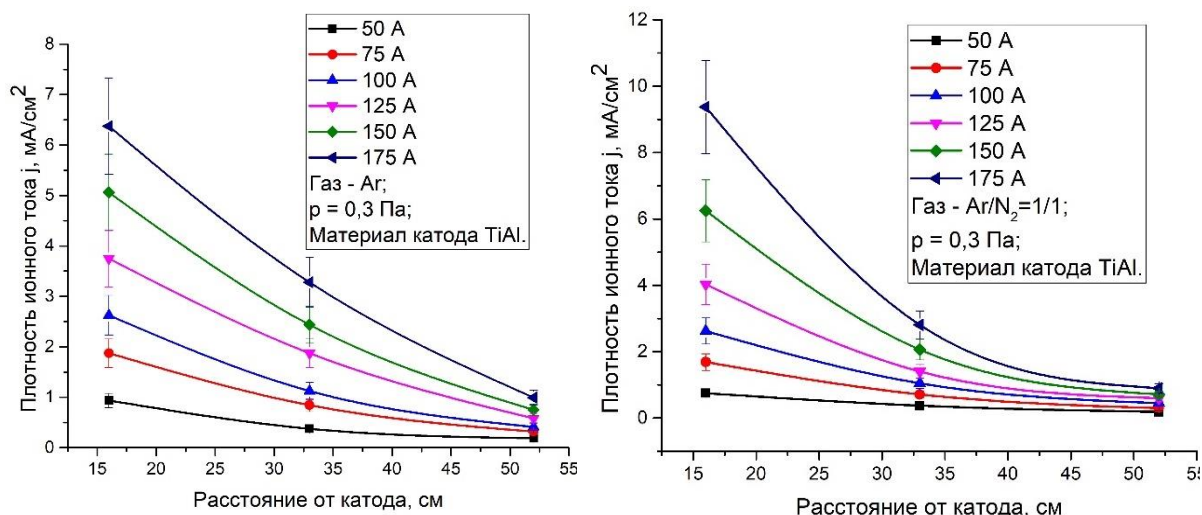


Рис. 1. Плотность ионного тока в зависимости от расстояния до катода.

В таблице 1 представлены результаты измерений плотности ионного тока на коллектор, в зависимости от тока дугового разряда (50÷175 А) и расстояния от катода (17÷55 см), в разных газовых смесях. С увеличением тока разряда плотность ионного тока растёт в 2-6 раз независимо от расстояния до источника плазмы. Плотность ионного тока при аналогичных токах разряда и расстояниях может отличаться до 2-х раз, в зависимости от состава рабочей газовой смеси. Схожие характеристики наблюдаются для всех генераторов металлической плазмы независимо от материала катода.

Таблица 1. Плотность ионного тока в зависимости от расстояния для разных плазмогенераторов и состава газовой смеси.

Газ	Ток разряда плазмогенератора, А	Плотность ионного тока на коллектор, mA/cm ²			
		Ti-Al	Cr	Mo	Nb
Ar	50	0,9±0,2	3±0,4	1,3±,5	0,9±0,2
	75	1,9±0,3	4,7±0,6	2±0,75	2,1±0,9
	100	2,6±0,4	8±0,8	2,6±1	3±1,1
	125	3,8±0,6	9,3±1	3±1,2	3,8±1,5
	150	5,1±0,8	10±1,1	3,6±1,5	4,9±1,8
	175	6,4±1	11±1,2		
Ar-N ₂	50	0,75±0,2	5±0,7	1,9±0,4	1,3±0,3
	75	1,7±0,3	6,2±1	3±0,6	2,3±0,6
	100	2,6±0,5	7,5±1,35	4,1±0,8	3±0,8
	125	4±0,6	10±1,6	5,3±1,1	3,4±1,5
	150	6,3±0,7	10,5±1,8	6,4±1,5	4,1±1,6
	175	9,4±0,9	12±2,1		

Следующим этапом исследований было определение скорости роста каждого элемента покрытия отдельно. В центре рабочей камеры, равноудалённо от каждого катода (36 см), располагалась подложка из ВК8 и определялась скорость осаждения при разных токах разряда (табл.2).

Таблица 2. Скорость осаждения каждого элемента формируемой пленки.

Ток дугового разряда	Скорость нанесения покрытий, мкм/ч		
	100А	130А	150А
Ti-Al	1,85	2,4	2,76
Cr	1	1,4	1,6
Nb	0,8	1,04	1,2
Mo	1	1,4	1,6

Для получения ВЭС-плёнок режим работы плазмогенераторов выбирался таким образом, чтобы с учетом скорости напыления каждого катода соблюсти процентное весовое соотношение элементов пленки ВЭС, что соответствовало следующим параметрам: $I_{Ti-Al} = 170A$; $I_{Cr} = 160 A$; $I_{Mo} = 110 A$; $I_{Nb} = 120 A$.

Результаты исследования элементного состава сформированных металлокерамических пленок высокоэнтропийного сплава, полученные методами микрорентгеноспектрального анализа (табл. 3 и на рис. 2), свидетельствуют о том, что полученные пленки, во-первых, являются ВЭС неэквивалентного состава и, во-вторых, содержат в своем составе атомы азота, что свидетельствует о формировании нитридной фазы, т.е. о формировании пленки ВЭС металлокерамического состава.

Таблица 3. Элементный состав металлокерамических плёнок ВЭС.

Режим анализа	Элементы, ат. %					
	Al	Ti	Cr	Nb	Mo	N
С учетом азота	9,7	17,2	11,2	17,7	21,1	23,1
Без учета азота	12,4	22,6	14,7	22,9	27,4	0,0

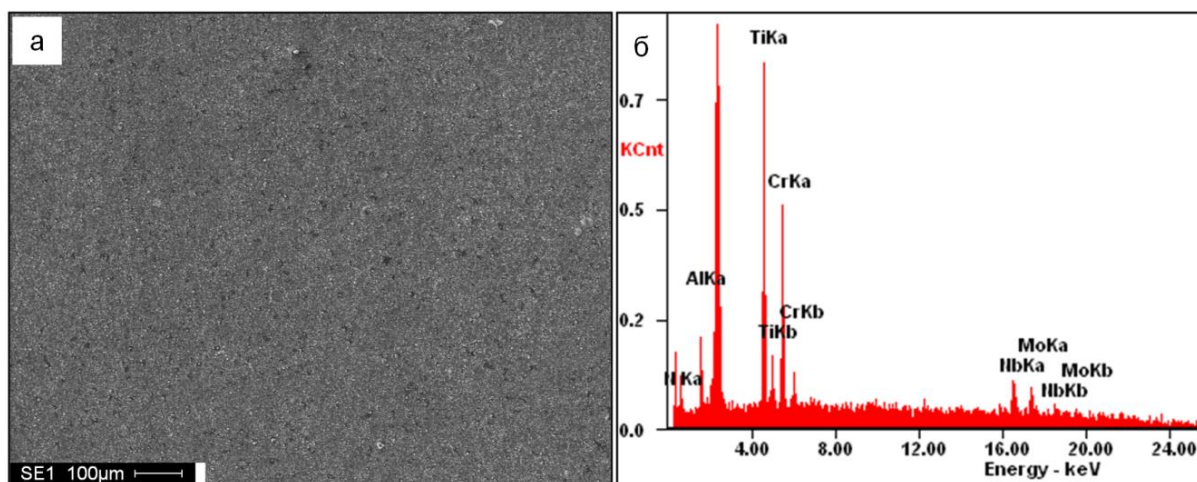


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение структуры металлокерамических пленок высокоэнтропийного сплава (а); на (б) приведены энергетические спектры, полученные с поверхностного слоя пленки (а).

Исследования образцов ВЭС на термостойкость и жаростойкость методом рентгенофазового анализа с использованием синхротронного излучения показали, что при нагревании на воздухе распад системы начинается при температуре (630-640) °С. При температурах (1070-1080) °С появляются новые рефлексы, предположительно, относящиеся к оксидным соединениям компонентов сплава. Рефлексы ВЭС полностью исчезают при температурах (1260-1270) °С. При большей температуре пленка начинает разрушаться.

По результатам работы были исследовано радиальное распределение плотности ионного тока для независимой работы 4-х плазмодгенераторов. Определена скорость роста покрытий каждого элемента плёнки ВЭС. Получены плёнки металлокерамические плёнки состава AlTiCrNbMo-N.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования (проект № 075-15-2021-1348) в рамках мероприятий № 2.1.5, 2.1.17 и 2.1.20 (исследования сплава ВЭС 1)

Литература

1. Погребняк А.Д., Багдасарян А.А., Якущенко И.В., Береснев В.М. Структура и свойства высокоэнтропийных сплавов и нитридных покрытий на их основе. // Успехи химии. 2014. Т. 83. №11. С. 1027.

2. Sathiyamoorthi P., Nyong S.K. High-Entropy Alloys: Potential Candidates for High-Temperature Applications – An Overview. // Adv. Eng. Mater. 2018. V. 20. P. 1.

3. Prokopenko N.A., Petrikova E.A., Shugurov V.V., Petykevith M.S., Ivanov Yu.F. and Uglov V.V. Formation of high-entropy alloy by methods of ion-plasma technologies. // AMEFP 2020. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 1093 (2021) 012025.

4. Иванов Ю.Ф., Коваль Н.Н., Ахмадеев Ю.Х., Углов В.В., Шугуров В.В., Петрикова Е.А., Крысина О.В., Прокопенко Н.А., Ажажа И.И. Структура и свойства многослойных пленок высокоэнтропийных сплавов, полученных ионноплазменным методом. // Изв. ВУЗов. Физика 2021. Т. 64. No. 12, стр. 32.

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОБОЙ В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В ГЕЛИИ

Ашурбеков Н.А., Рабаданов К.М., Шахрудинов А.М.

*Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: nashurb@dgu.ru*

В данной работе проведено исследование влияния поперечного магнитного поля на формирование пробоя в высоковольтном импульсном разряде в гелии при давлении 30 Торр. Исследована динамика начальной стадии развития разряда в случае отсутствия и присутствия магнитного поля. Результаты исследования показывают, что магнитное поле вносит вклад на развитие пробоя разрядного промежутка в гелии. Установлено, что наложение поперечного магнитного поля на разрядный промежуток приводит к уменьшению времени пробоя разрядного промежутка. Показано, что наложение магнитного поля приводит к уменьшению величины пробивного напряжения.

Начало интенсивных исследований относится к времени первых экспериментов по удержанию плазмы магнитным полем в 1950-х годах [1,2,3]. Тема исследований по удержанию высокотемпературной плазмы магнитным полем до сих пор представляют большой интерес для многих ученых со всего мира [4,5,6]. Также не менее интенсивно изучалось в прошлом и сейчас влияние магнитного поля на низкотемпературную плазму различных типов разрядов [7,8]. В ранних работах [1,6,7,8] было показано, что действие магнитного поля эквивалентно увеличению давления. Основное воздействие магнитного поля на тлеющий разряд заключается в том, что электроны и ионы движутся не по прямым линиям, а по орбитам вокруг линий магнитного поля по круговым орбитам [10,13] радиусом r_L , называемым ларморовским:

$$r_L = m\nu / eB, \quad (1)$$

где ν - скорость электрона, B – вектор магнитной индукции, а e и m - заряд и масса электронов. Магнитное поле влияет на перенос плазмы к стенке камеры, изменяя баланс ионизации и пространственное распределение плазмы. Фактически, из-за уменьшения потерь плазмы на стенку приложении магнитного поля к плазме газового разряда сопровождается падением частоты ионизации. В этом случае магнитное поле вызывает те же эффекты, которые можно наблюдать при повышении давления газа.

До сих пор интерес к изучению газовых разрядов в магнитных полях не уменьшился [4-13]. В конце прошлого столетия появились численные модели для моделирования газовых разрядов в магнитных полях [13-18]. Поэтому, в данной работе проведены исследования по изучению влияния поперечного магнитного поля на пробой разрядного промежутка высоковольтного импульсного разряда в гелии при давлении 30 Торр и на временные характеристики разряда. Экспериментальная установка состоит из разрядной камеры, системы откачки и напуска газа, постоянных магнитов, двух высоковольтных выпрямителей, блока синхронизации и поджига. На рисунке 2 приведена геометрия численной модели, которая представляет собой двумерную геометрию, соответствующее реальной геометрии. Разрядная камера состоит из полусферических электродов диаметром 0,8 см, которые располагаются внутри кварцевой трубки на расстоянии 0,4 см друг от друга и над трубкой расположены постоянные магниты. Постоянный магнит создавал в зазоре постоянное магнитное поле $B = 0.4$ Т. Магнит имел размеры значительно превышающие размеры разрядного промежутка, что обеспечивало однородность магнитного поля. На разрядный промежуток, который заполнен гелием, подавались импульсы

напряжения регулируемой амплитуды $1 \div 5$ кВ с временем нарастания по фронту около 80 нс и длительностью по полувысоте 400 нс. Частота повторения этих импульсов составляет 50 Гц.

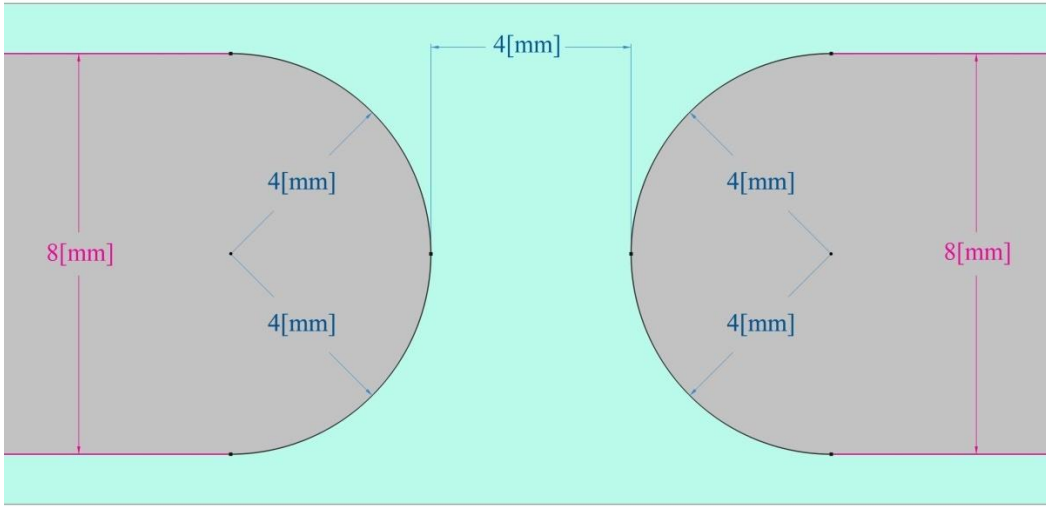


Рис. 1. Геометрия модели газоразрядной камеры.

Для описания плазмы в разрядной камере используется уравнение непрерывности для частиц с дрейфово-диффузионным приближением, дрейфово-диффузионное уравнение для средней энергии электронов и уравнение Пуассона [13]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) - \nabla \cdot ((\mu_e \cdot \mathbf{E})n_e + \nabla(\mathbf{D}_e n_e)) = R_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) - \nabla \cdot (n_e(\mu_e \cdot \mathbf{E}) + \mathbf{D}_e \cdot \nabla n_e) - \mathbf{E} \cdot ((\mu_e \cdot \mathbf{E})n_e + \nabla(\mathbf{D}_e n_e)) = S_{en} \quad (3)$$

$$\varepsilon_0 \nabla^2 V = -q(N^+ - n_e) \quad (4)$$

где μ_e - подвижность плотности электронов, \mathbf{E} - электрическое поле, \mathbf{D}_e - коэффициент диффузии для электронной плотности, R_e - скорость появления/исчезновения электронов, n_e - плотность энергии электронов, μ_e - подвижность плотности энергии электронов, \mathbf{D}_e - коэффициент диффузии плотности энергии электронов, S_{en} - потеря энергии электронов при столкновительных процессах, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф / м}$ - электрическая постоянная, q - заряд электрона, N^+ - плотность положительных зарядов.

При описании поведения слабоионизованной плазмы в не слишком сильном магнитном поле, пока ионы не намагничены, если при фиксированном давлении газа частота упругих электрон атомных столкновений не зависит от энергии электронов, то частота ионизации в магнитном поле будет зависеть только от эффективного электрического поля [17-20]. Поэтому, в нашем случае для учета влияния магнитного поля в уравнениях (2-4) поле \mathbf{E} заменяется на \mathbf{E}_{ef} .

$$\mathbf{E}_{ef} = \frac{\mathbf{E}}{\sqrt{1 + \omega^2 / \nu_{ea}^2}}, \quad (5)$$

где $\omega = qB/m$ - циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле, ν_{ea} - частота упругих электрон атомных столкновений.

Для решения уравнений (2-5) их необходимо дополнить начальными и граничными условиями. В данной работе использовались следующие начальные условия:

- для плотности электронов: $n_e(t=0, x, y) = 10^{15} m^{-3}$ – начальная фоновая плотность плазмы;
- для начальной средней энергии электронов: $\varepsilon = 4eV$;
- для потенциала электрического поля: $V = 0$ – на стенках катода, $V = U(t)$ – потенциал на стенках анода, который задается такой же как и в эксперименте. На рисунке 2 приведены прикладываемое напряжение $U(t)$ и токи разряда, полученные из эксперимента в случае отсутствия прикладываемого магнитного поля $B=0$ и в случае наличия приложенного магнитного поля $B=0.4$ Т.

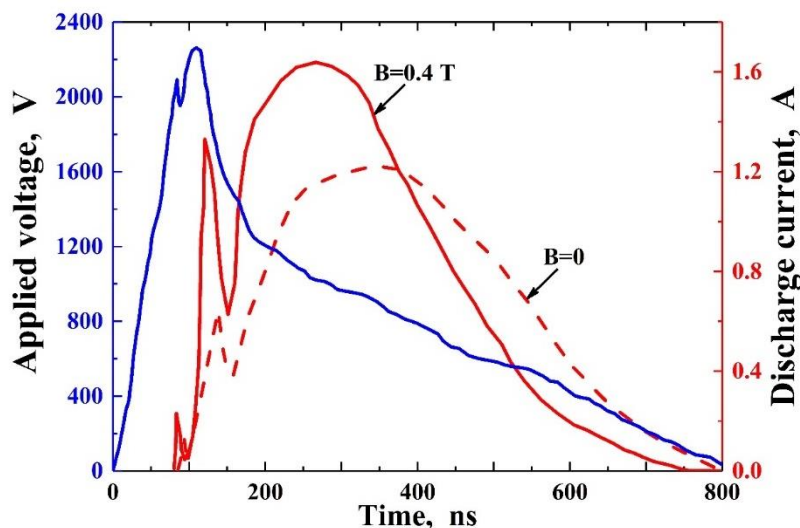


Рис. 2. Приложенное напряжение и разрядные токи высоковольтного импульсного разряда в гелии из эксперимента.

На рисунке 3 представлена вольтамперная характеристика разряда в гелии при отсутствии поперечного магнитного поля на разрядный промежуток при давлении 30 Торр.

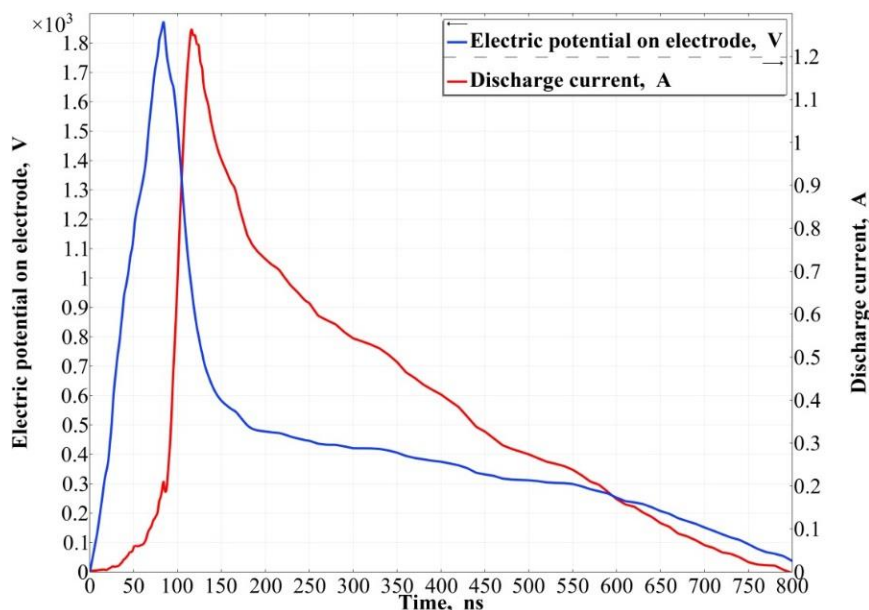


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения разряда в гелии при $B=0$ и давление газа 30 Торр из численных расчетов.

На рисунке 4 представлена вольтамперная характеристика разряда в гелии при наложении поперечного магнитного поля $B=0.4$ Т на разрядный промежуток при давлении газа 30 Торр.

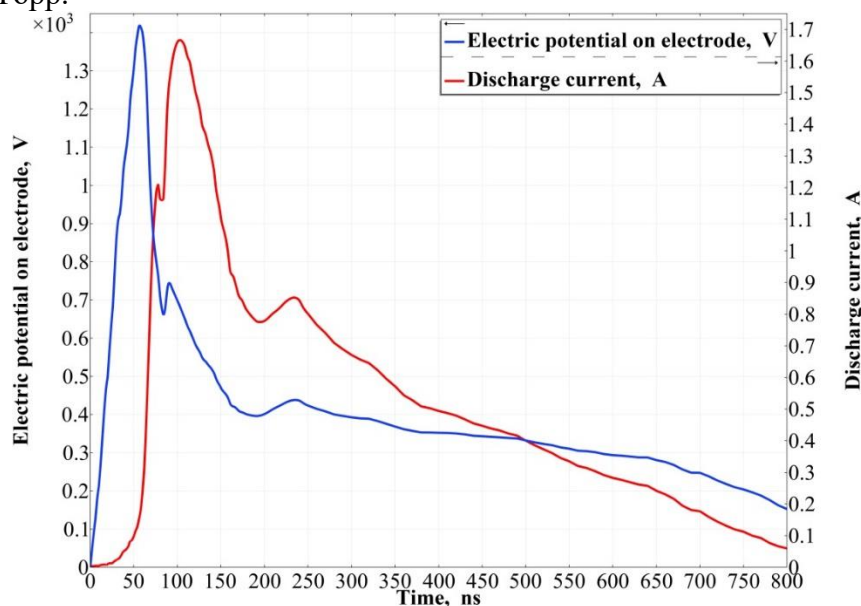


Рис. 4. Осциллограммы тока и напряжения разряда в гелии при $B=0.4$ Т и давлении газа 30 Торр из численных расчетов.

Из рисунков 3 и 4 видно, что результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными результатами (Рисунок 2). Так например, максимум тока разряда в случае отсутствия наложенного магнитного поля из эксперимента составляет 1.2А (Рисунок 2), и из численных расчетов мы получаем такое же значение. Также видно, что в случае присутствия магнитного поля время пробоя сокращается, так в случае $B=0$ пробой происходит в момент времени 85нс, а в случае $B=0.4$ Т пробой происходит в момент времени 58нс. Также из рисунков видно, что наложение магнитного поля приводит к уменьшению напряжения пробоя разрядного промежутка, так, в случае $B=0$ оно составляет 1.9кВ, а в случае $B=0.4$ Т составляет 1.4кВ.

Полученные осциллограммы тока и напряжения в разряде показывают хорошее соответствие с экспериментальными результатами. Результаты исследований показывают, что наличие магнитного поля даже небольшой величины вносит вклад на динамику плазменных процессов и на пробой разрядного промежутка.

Литература

1. Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах, 1, М.-Л., 1935. С.205.
2. Tamm I E, in *Fizika Plazmy i Problema Upravlyaemykh Termoyadernykh Reaktsii* (Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions) Vol. 1 (Exec. Ed. M A Leontovich) (Moscow: Izd. AN SSSR, 1958) p. 3 [Translated into English (New York: Pergamon Press, 1961)].
3. Sakharov A D, in *Fizika Plazmy i Problema Upravlyaemykh Termoyadernykh Reaktsii* (Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions) Vol. 1 (Exec. Ed. M A Leontovich) (Moscow: Izd. AN SSSR, 1958) p. 20 [Translated into English (New York: Pergamon Press, 1961)].
4. Naoki Sato. (2022) Existence of weakly quasisymmetric magnetic fields without rotational transform in asymmetric toroidal domains. *Scientific Reports* 12:1, 11322.
5. Allen H. Boozer. (2022) Local analysis of fast magnetic reconnection. *Physics of Plasmas* 29, 5, 052104.

6. E. Rodríguez, E.J. Paul, A. Bhattacharjee. (2022) Measures of quasisymmetry for stellarators. *Journal of Plasma Physics* 88:1, 905880109.
7. Костин В.Н., Ткаченко В.М. Исследование влияния магнитного поля на коронный разряд, *ЖТФ*, 1964, Т.34, в.5. С.86-89..
8. Андреев С.И., Ванюков М.П., Старовойтов А.П. Влияние импульсного продольного магнитного поля на яркостные характеристики разряда в гелии, *ЖЭТФ*, 1962, т.43, в.3. С. 76-79.
9. K. Mitani and N. Kubo. Breakdown of Argon at Low Pressure in a Longitudinal Magnetic Field, *J. Phys. Soc. Jpn.* 15, 678 (1960).
10. V.V. Apollonov, G.G. Baitsur, A.M. Prokhorov et al., *Pis'ma Zh. Tekh. Fis.* 11, 1262 (1985) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* 11, 521 (1985)].
11. O. A. Omarov, A. A. Rukhadze, and A. S. Shikhaev, Plasma mechanism of gas breakdown in strong longitudinal magnetic fields, *Zh. Tekh. Fiz.* 52, 255 (1982).
12. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева А.С., Таибов К.Т. Исследование влияния поперечного магнитного поля на интенсивности излучения спектральных линий атомов гелия в плазме наносекундного разряда. *Вестник ДГУ. Естественно наука*, 2010. Выпуск 6. С. 42 - 50.
13. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*, Издательство: Интеллект, 2009. С.627.
14. L Pekker. Longitudinal distribution of plasma density in the low-pressure glow discharge with transverse magnetic field // *Plasma Sources Science and Technology*, 1995, V. 4, № 1, 31-35.
15. S A Martsinukov and D K Kostrin. Distribution of the charged particles of a gas-discharge laser plasma in a transverse magnetic field. // *Calculation model Journal of Physics: Conference Series*, 2059 (2021) 012013.
16. X Wang, D Ye, F Gu. Numerical simulation on the characteristics of corona jet across transverse magnetic field // *Proceedings of the CSEE*, 28(5), 105, 2008.
17. Mayorov, S.A. On the Effect of Longitudinal Magnetic Field on Electron Diffusion during Drift in Neon. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 48, 107–113 (2021).
18. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. Влияние поперечного магнитного поля на катодный слой тлеющего разряда, *ЖТФ*, 1990, № 4. С. 83 – 87.
19. A. Yu. Starikovskiy, N. L. Aleksandrov, and M. N. Shneider, Streamer self-focusing in an external longitudinal magnetic field // *PHYSICAL REVIEW E* 103, 063201 (2021).
20. Голант В.Г., Жилинский А.П., Сахаров С.А. *Основы физики плазмы*. -М.: Атомиздат, 1977. 383 с
21. D. W. Scholfield, J. M. Gahl and N. Shimomura, "Effective electric field for an arbitrary electromagnetic pulse," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 27, no. 2, pp. 628-632, 1999, doi: 10.1109/27.772295.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР В НАНОСЕКУНДНОМ РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ В НЕОНЕ

Ашурбеков Н.А., Курбангаджиева М.Б., Рабаданов К.М.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: nashurb@dgu.ru

В докладе приведены результаты исследования динамики формирования пространственных плазменных структур в наносекундных разрядах в неоне в длинных экранированных трубках при давлениях газа 1-40 Торр. Известно, что в наносекундном диапазоне времени развитие ионизационных процессов в газовой среде происходит в сильно неравновесных и нестационарных условиях. Из-за специфики энергетических уровней атомов инертных газов, когда энергетический интервал между первым и вторым возбужденными состояниями составляет более $2/3$ от потенциала ионизации, распределение заселенностей даже между компонентами тонкой структуры энергетических состояний атомов не подчиняется равновесному распределению Больцмана. В процессе ионизации инертных газов в начальных стадиях разряда происходит интенсивная наработка возбужденных атомов на низколежащих энергетических уровнях, что при определенных условиях сильно влияет и на оптические спектры пропускания такой плазмы [см., например, 1,2]. В таких условиях для построения кинетической модели развития исследуемого типа наносекундного разряда требуется проведение анализа процессов наработки плотности электронов, возбужденных атомов, ионов одновременно с исследованием пространственно-временной динамики изменения электрического поля, средней энергии электронов, коэффициентов переноса и констант элементарных процессов. В настоящей работе приведены результаты комплекса таких исследований в программной среде модуля Plasma пакета Comsol Multiphysics [3]. Численное моделирование задачи проводилось с использованием той геометрии газоразрядной системы, в которой ранее нами проводились все экспериментальные исследования, т.е. была использована коаксиальная газоразрядная система, снабженная двумя внутренними полыми цилиндрическими электродами [1,2].

Геометрическая область моделирования (рис. 1) представляет собой двумерную осесимметричную систему, соответствующую модели экранированной разрядной трубки, использованной в экспериментальных исследованиях. Длина разрядной трубки составляла величину 50 см с внутренним диаметром 1 см, диаметр металлического экрана – 3 см.

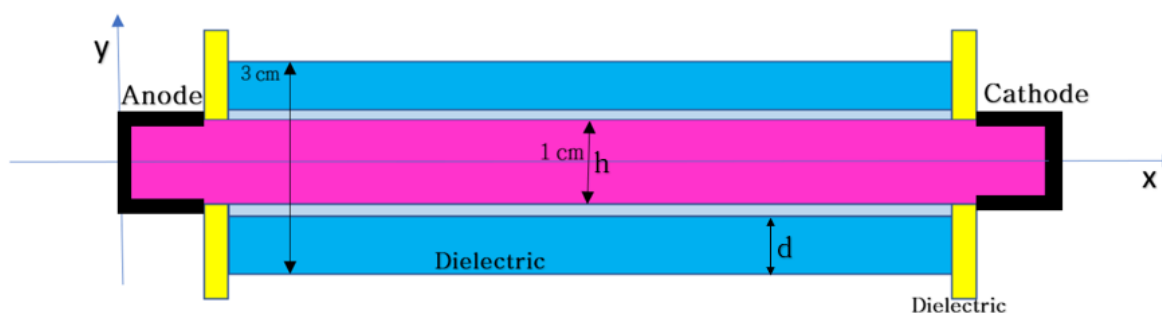


Рис. 1. Геометрия разрядной трубки в программе Comsol Multyphysics

Для заданной модели, представляющей собой плазменный волновод, в программе предусмотрено решение следующих уравнений:

- стандартное уравнение Пуассона для расчета потенциала плазмы

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 4\pi e(n_i - n_e)$$

- уравнение дрейфа-диффузии для плотности электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(-(\mu_e \mathbf{E})n_e - \nabla(D_e n_e)) = R_e$$

- расширенная форма уравнений Максвелла-Стефана для переноса тяжелых частиц

$$\rho \frac{\partial \omega_k}{\partial t} = \nabla \rho \omega_k (D_{k,f} \frac{\nabla \omega_k}{\omega_k} + D_{k,f} \frac{\nabla M_n}{M_n} + \frac{D_k^T}{\rho \omega_k} \frac{\nabla T}{T} - z_k \mu_{k,f} \mathbf{E}) + R_k$$

- уравнение энергетического баланса для электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(-(\mu_e \mathbf{E})n_e - \nabla(\mathbf{D}_e n_e)) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = S_{en}$$

Были использованы начальные условия:

$$n_e(t = 0, x, y) = n_i(t = 0, x, y) = n_0$$

$$n_0 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

при которых плотность фоновой плазмы n_0 выбиралась путем оценок остаточных процессов в газоразрядной системе из реальных условий эксперимента при частотно-периодическом режиме создания плазмы.

Граничные условия также подбирались с учетом условий реального эксперимента, при этом для привязки численной модели с реальным экспериментом форму сигнала электрического потенциала, подаваемого на электроды, выбиралась из эксперимента.

Далее строилась конечно-элементарная треугольная сетка, которая дискретизирует геометрическую область моделирования на подобласти, необходимые для решения численной задачи методом конечных элементов. В ходе решения в каждой внутренней узловой точке сетки рассчитывались значения потенциала электрического поля и плотности заряженных частиц. При этом учитывались упругие и неупругие электрон-атомные и ион-атомные столкновения, которые приводили к возбуждению и ионизации атомов неона. Учитывалась гибель заряженных частиц за счет рекомбинации в объеме и на поверхности электродов и диэлектрических стенок. В расчетах были использованы элементарные процессы с участием электронов, ионов, возбужденных атомов неона, приведенные в табл. 1.

В процессе численного моделирования были получены:

- картины пространственно-временной динамики наработки в разрядной области плотности электронов;
- картины пространственно-временной динамики наработки в разрядной области плотности ионов;
- картины пространственно-временной динамики наработки в разрядной области плотности нескомпенсированного заряда, т.е. динамику развития зарядовых структур в процессе развития разряда;

- картины пространственно-временной динамики наработки в разрядной области плотности возбужденных атомов;

- картины пространственно-временной динамики релаксации средней энергии плазменных электронов;

- картины пространственно-временной динамики распределения электрического потенциала и напряженности самосогласованного электрического поля, рассчитываемого с учетом внешнего потенциала на электродах и электрического поля, создаваемого нескомпенсированными зарядовыми структурами в разряде.

Таблица 1. Плазмохимические реакции, которые учитывались при моделировании

№	Реакции	$\Delta\varepsilon$ (eV)	Константы реакций	Тип реакции
1	$e + Ne \rightarrow e + Ne$		ФРЭЭ	Упругое столкновение
2	$e + Ne \leftrightarrow e + Ne^*(^3P_2)$	16.62	ФРЭЭ	Возбуждение
3	$e + Ne^*(^3P_2) \rightarrow e + Ne$	-16.62	ФРЭЭ	Сверхупругое столкновение
4	$e + Ne \leftrightarrow e + Ne^*(^3P_1)$	16.67	ФРЭЭ	Возбуждение
5	$e + Ne^*(^3P_1) \rightarrow e + Ne$	-16.67	ФРЭЭ	Сверхупругое столкновение
6	$e + Ne \leftrightarrow e + Ne^*(^3P_0)$	16.72	ФРЭЭ	Возбуждение
7	$e + Ne^*(^3P_0) \rightarrow e + Ne$	-16.72	ФРЭЭ	Сверхупругое столкновение
8	$e + Ne \leftrightarrow e + Ne^*(^1P_1)$	16.85	ФРЭЭ	Возбуждение
9	$e + Ne^*(^1P_1) \leftrightarrow e + Ne$	-16.85	ФРЭЭ	Сверхупругое столкновение
10	$e + Ne \rightarrow 2e + Ne^+$	21.56	ФРЭЭ	Прямая ионизация
11	$Ne^* + Ne \rightarrow e + Ne + Ne^+$	4.945	ФРЭЭ	Ступенчатая ионизация
12	$Ne^* + Ne \rightarrow Ne + Ne$	-	$18.26 \cdot 10^{-18}$ (м ³ /с)	Тушение возбужденных атомов
13	$Ne^* + Ne^* \rightarrow Ne^+ + Ne + e$	-	$3.2 \cdot 10^{-16}$ (м ³ /с)	Хемоионизация

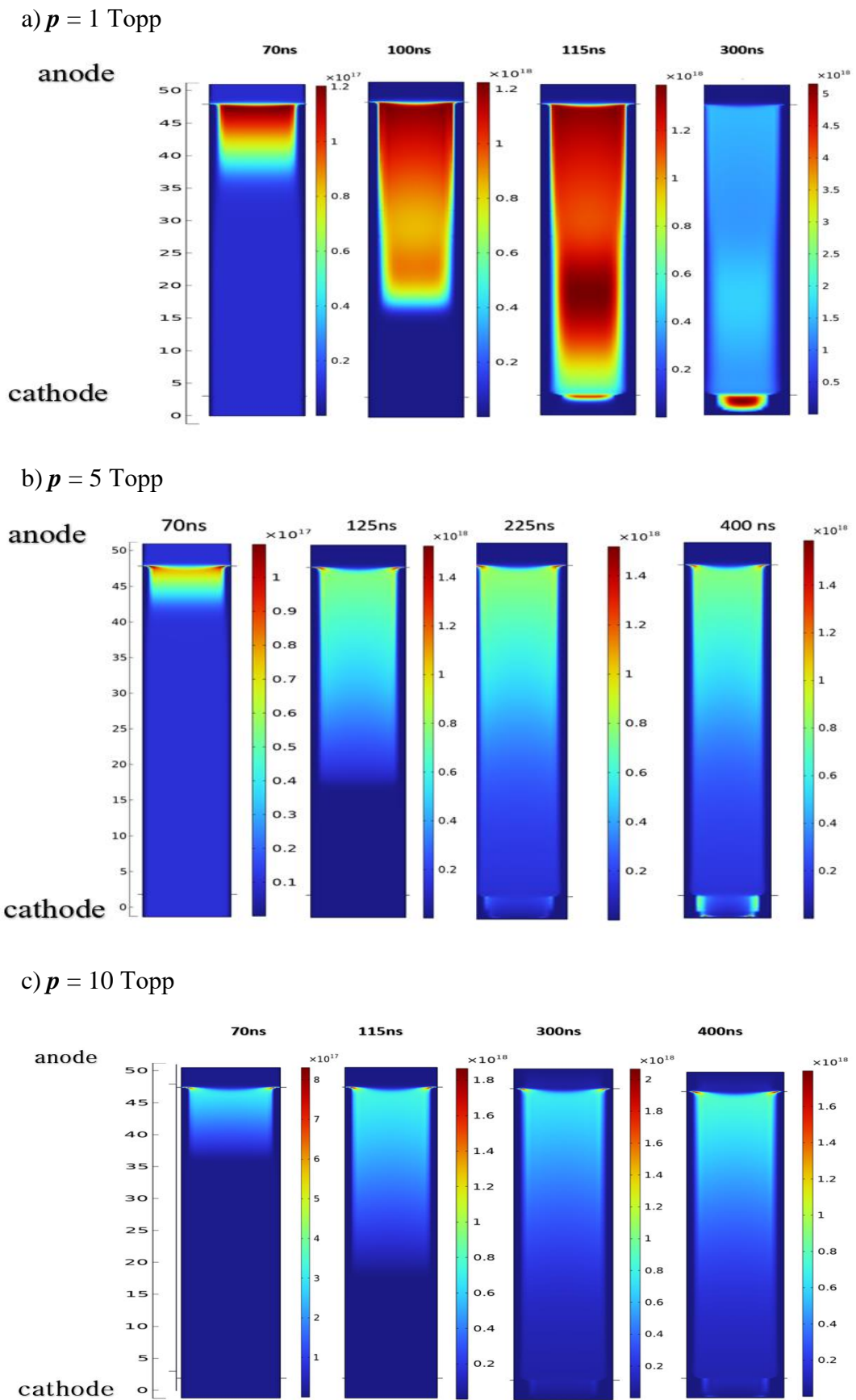


Рис. 2. Динамика формирования и распространения ионизационного фронта в разрядном промежутке при амплитуде импульсов напряжения на электродах $U_0 = 28$ кВ.

Отдельно были получены данные о распространения ионизационных фронтов, пространственная структура разряда с наносекундным временным разрешением, проанализированы основные закономерности формирования оптических спектров пропускания плазмы вблизи узких резонансов поглощения в широком диапазоне изменения давлений газа в разряде в неоне при давлениях газа p в диапазоне от 1 до 40 Торр и значениях прикладываемого к электродам напряжения U_0 от 15 до 28 кВ

В качестве иллюстрации на рисунке 2 представлены результаты численного моделирования картины распределения и динамика формирования и распространения плотности электронов в разрядной области в различные моменты времени при трех давлениях газа: 1 Торр, 5 Торр, 10 Торр.

По приведенным рисункам можно увидеть:

- развития ионизационных процессов происходит в виде формирования фронта волны ионизации вблизи высоковольтного электрода и далее распространения вдоль разрядной трубки со скоростью в диапазоне 10^8 - 10^9 см/с ;
- с увеличением давления газа скорость распространения фронта ионизационной волны падает;
- максимальная плотность заряженных частиц, нарабатываемая в разрядном промежутке одной прямой волной ионизации при амплитудах импульсов напряжения 28 кВ составляет величину примерно $4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ ;
- с изменением давления газа существенно меняется геометрическая протяженность фронта волны ионизации.

Сопоставление результатов расчета с результатами наших экспериментальных исследований показывает не только хорошее их качественное совпадение, но и количественное, например, для величин скорости распространения фронтов волн ионизации.

При давлении газа 20 Торр развитие разряда распространение фронтов волн ионизации происходит качественно так же, как и при давлении в 5 Торр с той лишь разницей, что времена релаксации плотности электронов и других параметров разряда сильно отличаются. Например, середины трубки фронт волны ионизации достигает после 80 нс, чуть быстрее, чем при давлении газа 1 Торр. Примерно на 120 нс фронт волны ионизации достигает катода, проникает внутрь полости катода, при этом величина концентрации электронов внутри полости катода больше, чем в предыдущем случае примерно на порядок. Этот факт указывает на реализацию в данном случае эффекта полого катода, когда за счет осциллирующего движения электродов между стенками катода эффективность ионизации газа растет.

Полученные картины хорошо согласуются также с экспериментальными результатами, в которых наблюдается усиление свечения плазмы вдоль стенок трубки по сравнению с центром разрядной трубки в несколько раз.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20–32–90150

Литература

1. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р . ТВТ, 53, № 5 (2015) 664-675. <https://doi.org/10.7868/S0040364415030011>
2. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhsinov G.Sh., Kurbangadzhieva M.B., Rabadanov K.M . Proc. SPIE, 12086 (2021) 1208617-2. <https://doi.org/10.1117/12.2610779>
3. COMSOL Multiphysics 5.6 Release, www.comsol.com/release/5.6.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В АРГОНЕ С ПАРАМИ ЖЕЛЕЗА

Майоров С.А.^{1,2,3}, Курбанисмаилов В.С.⁴, Рагимханов Г.Б.⁴, Халикова З.Р.⁴

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
Казахский национальный университет им. Аль-Фараби
⁴Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: gb-r@mail.ru*

Диффузия и дрейф электронов в газах и газовых смесях имеют существенные особенности, которые могут быть использованы в многочисленных приложениях газоразрядной плазмы. В частности, при дрейфе электронов во внешнем электрическом поле может существовать область параметров, в которой дрейфовая скорость электронов уменьшается с увеличением напряженности электрического поля, т.е. дифференциальная проводимость становится отрицательной [1, 2]. Изучения данного явления представляет большой интерес, так как оно присутствует в газах, используемых для дозиметрии и детекторов частиц [3–5], влияет на рабочие диапазоны газовых лазеров с накачкой внешним электронным пучком [6,7], играет важную роль при оценке сечений электрон-атомных столкновений [8, 9]. В работе [10] показано, что в аргоне это связано с наличием молекулярных примесей, а в [11] в качестве причины возникновения отрицательной дифференциальной проводимости указывается электрон-электронные столкновения. В связи с этим особый интерес представляют газы, в которых наблюдается эффект Рамзауэра.

Разряд в смеси инертного газа с большим потенциалом ионизации и небольшой добавкой тяжелого легкоионизируемого газа может радикально отличаться от разряда в чистом газе из-за изменения характеристик ионного потока [12], поскольку ионный состав даже при небольших концентрациях примеси будет в основном определяться легкоионизируемой добавкой [13]. Даже при весьма значительном количестве экспериментальных и теоретических работ по исследованию дрейфа электронов в газах и газовых смесях [14-17] лишь их относительно малая часть посвящены дрейфу электронов в инертных газах с примесями паров металлов [18-20]. Но эта задача представляет большой практический интерес, так как взаимодействие плазмы с металлическими поверхностями приводит к их распылению. При более низком потенциале ионизации атомов металла по сравнению с атомами рабочего газа пары металла могут существенно менять кинетическую картину разряда [21].

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в аргоне с парами железа, основное внимание уделено исследованию влияния концентрации (доли) атомов железа на коэффициенты переноса электронов. Вычислительный эксперимент основан на рассмотрении ансамбля невзаимодействующих между собой электронов, движение которых определяется заданными полями и мгновенными столкновениями с атомами. Моделирование электрон-атомных столкновений методом Монте-Карло совместно с решением задачи о движении электрона в заданных электрических и магнитных полях позволяет рассчитывать характеристики их дрейфа [12,21].

Данные для сечений упругих электрон-атомных столкновений для атома аргона взяты из базы данных Ruesch [22], сечения ионизации и возбуждения из [23,24]. В работе [25] выполнен подробный анализ результатов расчета транспортных характеристик электрона с применением различных баз данных. Для атомов железа сечения упругих электрон-атомных столкновений взяты из работ [26-28], сечения ионизации из работ [29-30], а сечения возбуждения из работ [30-33].

На рисунке 1 приведены данные зависимости сечений ионизации атомов железа электронным ударом (левая панель) и транспортного сечения столкновений электронов с атомами железа (правая панель) от энергии столкновения [26-30].

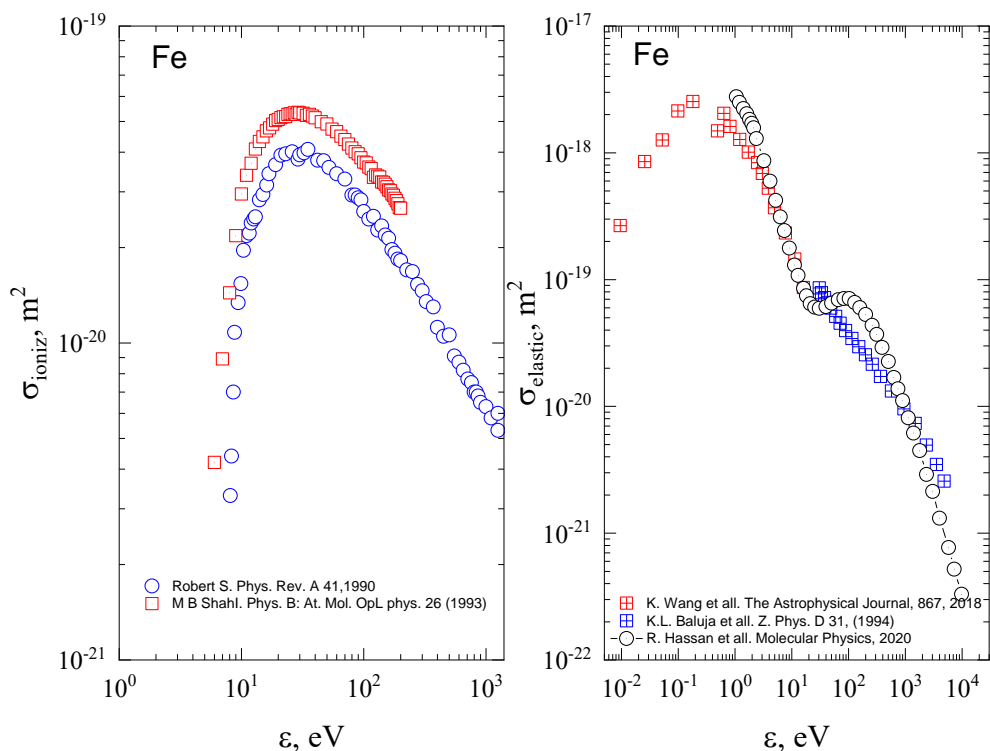


Рис. 1. Зависимости сечений ионизации и упругих электрон-атомных столкновений для атома железа.

Были проведены расчеты характеристик дрейфа электронов в чистом аргоне и в смеси аргона с парами металла при различных значениях приведенной напряженности электрического поля E/N в пределах интервала от 0,1 до 1000 Тд. При этом концентрация паров металлов варьировалась диапазон значений от 0,001% до 30%.

Как показали результаты расчетов, при небольшом процентном содержании паров металла скорость дрейфа и коэффициент Таунсенда для ударной ионизации имеют более высокие значения, чем в чистом аргоне или в чистом паре металла. Средняя энергия и отношение коэффициента поперечной диффузии к подвижности показали монотонные изменения при фиксированном значении E/N от более высоких значений в чистом аргоне до более низких значений в чистом паре металла.

На рисунках 2 а, б представлены результаты расчетов зависимости приведенного первого ионизационного коэффициента Таунсенда от E/N (а) и от процентного содержания паров железа (б). На рисунке 2а приведены результаты расчета в чистом аргоне, в чистом паре железа и в аргоне с примесью железа 0,01 %, 0,1 %, 1%, 5% и 10%. На рисунке 2б приведены зависимости приведенного первого ионизационного коэффициента Таундсенда при концентрациях паров железа в диапазоне от 0.001 % до 30% при различных значениях E/N .

Результаты расчетов демонстрируют, что при небольшом процентном содержании паров металла коэффициент Таунсенда имеет более высокие значения, чем при дрейфе в чистом аргоне или чистом паре металла. Присутствие даже малой примеси металла приводит к значительному увеличению коэффициента ударной ионизации. При этом его значение превышает значение для ионизации в чистом паре металла, что обусловлено влиянием буферного газа (аргона) на функцию распределение электронов по энергии. Ее тело определяется атомами буферного газа – аргона, а энергичный хвост –

ионизацией атомов примеси. Поэтому влияние паров металла на коэффициент Таунсенда оказывается наиболее заметным в области малых E/N .

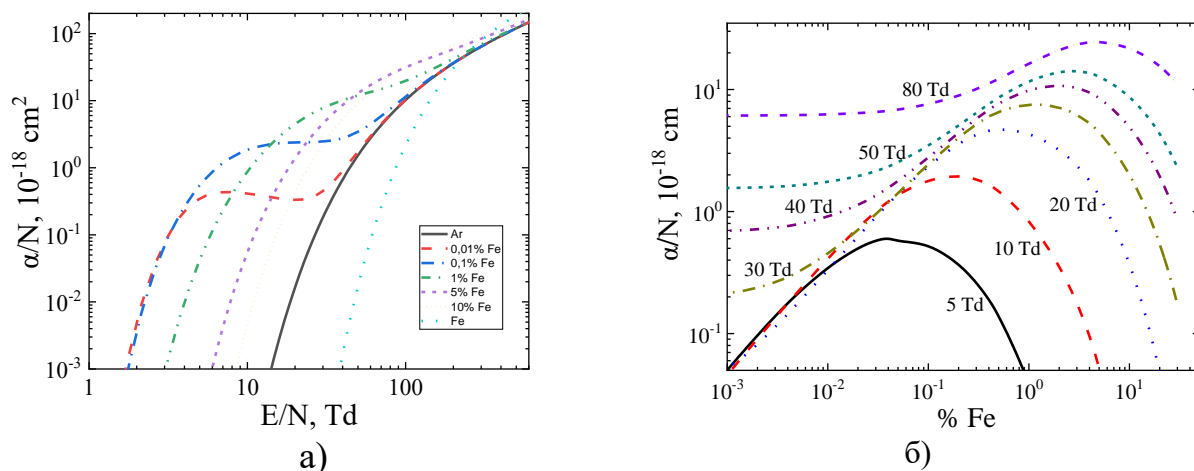


Рис. 2. Зависимости приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда от приведенной напряженности электрического поля E/N (а) и процентного содержания паров железа в аргоне (б).

Приведенные результаты на рисунке 2 результаты очень наглядно демонстрируют интересный эффект: ионы железа преобладают при низких значениях поля E/N , тогда как ионы аргона доминируют при высоких значениях E/N . Этот результат можно объяснить тем, что значение коэффициента ионизации определяется скоростью ионизации как атомов аргона, так и атомов железа. Большая часть электронного ансамбля способна ионизировать атом железа, а не атом аргона из-за более низкого потенциала ионизации (т.е. 7,87 эВ по сравнению с 15,755 эВ). Следовательно, процесс замены атома аргона атомом железа первоначально приводит к увеличению коэффициента ионизации. Однако по мере увеличения концентрации атомов железа средняя энергия электронов будет уменьшаться (см. рисунок 3а), поскольку атомы железа имеют гораздо большее полное сечение столкновений, чем атомы аргона. Уменьшение же средней энергии электронов приведет к увеличению скорости дрейфа (эффект Рамзауэра), увеличению энерговклада и средней энергии электронов. Что в свою очередь и приводит к увеличению частоты ионизации атомов аргона.

Как показывают приведенные здесь расчеты, при низких концентрациях атомов железа (например, $<0,2\%$ при $E/N=10$ Td и $<2\%$ при $E/N=40$ Td) увеличение частоты ионизации атомов железа больше, чем уменьшение ионизации атомов аргона. Эта роль быстро меняется для более высоких концентраций атомов железа (например, при концентрациях больше $0,2\%$ при значении поля $E/N=10$ Td и при концентрациях больше 2% при значении поля $E/N=40$ Td). Это приводит к уменьшению коэффициента ионизации, значение которого становится ниже, чем значение в чистом аргоне.

На рисунке 3 приведены зависимости средней энергии электронов (а) и скорости дрейфа электронов (б) в аргоне с примесями паров железа в зависимости от E/N . Результаты расчетов скорости дрейфа электронов в аргоне показывают удовлетворительное согласие с экспериментальными и теоретическими данными других авторов [34-40]. Значения дрейфовой скорости в парах чистого железа монотонно возрастают от $0,1 \cdot 10^5$ до $3,23 \cdot 10^7$ см/с и при одинаковых E/N меньше значений дрейфовой скорости в чистом аргоне, которые изменяются от $0,17 \cdot 10^6$ до $5,92 \cdot 10^7$ см/с. Здесь же приведены результаты расчета в аргоне с $0,01\%$, $0,2\%$ и 20% содержанием атомов железа. Скорость дрейфа в этих смесях может быть в три раза выше, чем в чистом аргоне.

Объяснение этих в общем-то неожиданных результатов может быть получено при рассмотрении энергетического баланса. Значение дрейфовой скорости электронов определяется в результате баланса скорости набора энергии от электрического поля потерями при столкновениях электронов с атомами газа. Добавление малой примеси атомов железа приводит к росту потерь энергии электронов при неупругом электрон-атомном столкновении, которые начинают превышать потери при упругом соударении. Из-за понижения средней энергии электронов (см. рис. 3а) скорость дрейфа увеличивается, поскольку для аргона эффект Рамзауэра наиболее ярко выражен. Однако по мере увеличения концентрации паров железа средняя энергия электронов будет падать ниже пороговых значений, необходимых для неупругого столкновения с атомами железа, а роль упругих столкновений станет более значительной. В этом случае скорость дрейфа имеет значения между более высоким значением для аргона и более низким значением для паров железа.

Значения средней энергии электронов как функции E/N показаны на рис. 3а. Диапазон изменения средней энергии электронов при изменении поля от 0,1 до 1000 Тд составляет в чистом аргоне от 5,09 до 8,85 эВ, а значения в парах чистого железа изменяются от 0,11 до 0,97 эВ. Средняя энергия электронов при дрейфе в паре железа ниже по сравнению с газообразным аргоном, так как сечение упругого столкновения для железа намного больше чем для аргона.

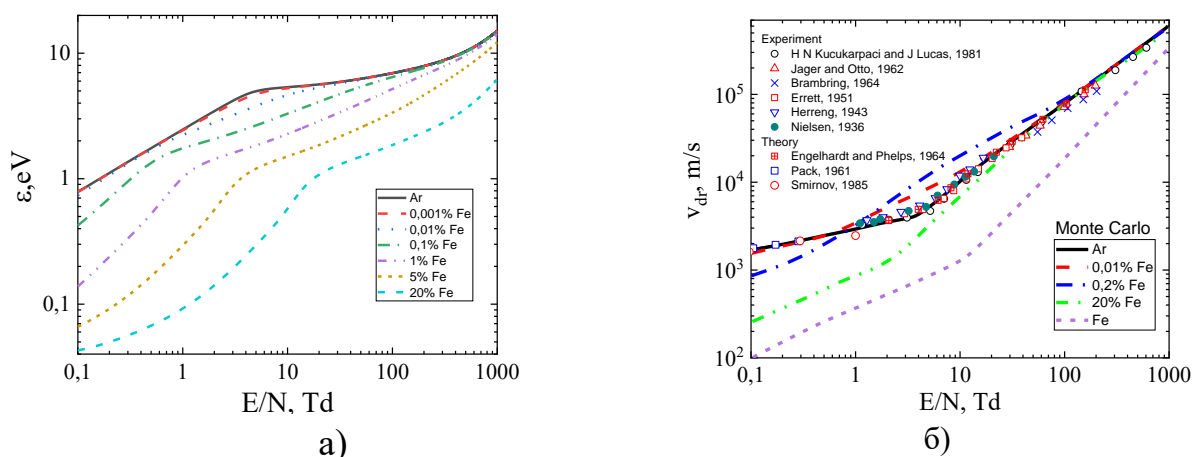


Рис. 3. Характерные зависимости средней энергии электронов (а) и скорости дрейфа электронов (б) в аргоне с примесями паров железа в зависимости от E/N .

Итак, в настоящей работе приведены некоторые результаты расчетов характеристик дрейфа электронов в смесях аргона и паров железа в широких диапазонах значений приведенной напряженности электрического поля E/N и концентрации примеси атомов железа в аргоне. Показано, что малые примесей паров металла в аргоне приводят к увеличению коэффициента ионизации и скорости дрейфа.

Для экспериментов с разрядами постоянного тока при пониженном давлении газа в режиме задания тока разряда, это означает радикальное изменение основных параметров газоразрядной плазмы. Для ВЧ разрядов в режиме фиксированного ввода мощности, ситуация будет аналогичной. Поэтому, приведенные в настоящей работе результаты должны учитываться как при трактовке, так и планировании экспериментов с разрядами с использованием благородных газов, потенциал ионизации которых обычно значительно выше потенциалов ионизации конструктивных элементов, выполненных обычно из металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ (проект № 20-08-01069а)

Литература

1. Petrović Z L.j., Crompton R.W. and Haddad G.N. // *Aust. J. Phys.* 1984. **37** 23
2. Dyatko N., Kochetov I. and Napartovich A. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2014. **23**. P. 043001
3. Christophorou L.G., McCorkle D.L., Maxey D.V. and Carter J.G. // *Nuclear Instrum. Methods.* 1979. **163**. 141
4. Mathieson E. and E.I. Hakeem N. // *Nuclear Instrum. Methods* 1979. **159**. 489
5. Al-Dargazelli S.S, Ariyaratne T.R., Breare J.M. and Nandi B.C. 1981 *Nucl. Instrum. Methods* **176** 523
6. Lopantseva G.B., Pal A.F., Persiantsev I.G., Polushkin V.M., Starostin A.N., Timofeev M.A. and Treneva E.G. // *Fiz. Plazmy.* 1979. **5**. 1370
7. Christophorou L.G. (ed) 1981 *Electron and Ion Swarms: Proc. Second Int. Swarm Seminar, Oak Ridge, Tennessee, USA (22–23 July, Oxford, Berkeley, CA: Pergamon, The University of California)*
8. Petrović Z. Lj., Šuvakov M., Nikitović Ž., Dujko S., Šašić O., Jovanović J., Malović G. and Stojanović V. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. **16**. S1
9. Nakamura Y. 1995 *Aust. J. Phys.* **48** 357
10. Long W H.Jr., Bailey W.F. and Garscadden A. 1976 *Phys. Rev. A* **13** 471
11. Aleksandrov N, Dyatko N, Kochetov I, Napartovich A and Lo D 1996 *Phys. Rev. E* **53** 2730
12. Майоров С. А. // *Физика плазмы.* 2009. Т. 35. № 9. С. 3.
13. Майоров С. А. // *Краткие сообщения по физике.* 2006. № 6. С. 29.
14. Мак-Даниэль И. *Процессы столкновений в ионизованных газах.* — М.: Мир, 1967.
15. Хаксли Л., Кромптон Р. *Диффузия и дрейф электронов в газах.* — М.: Мир, 1977.
16. Petrovic Z. Lj., Dijko S., Marec D., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. **42**. P. 194002.
17. Цендин Л. Д. // *УФН.* 2010. Т. 180. С. 139
18. S.A. J Ai-Amin and J. Lucas. Electron swarm in mixtures of metal vapour and argon gas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** (1988) 1261-1270
19. V.S. Kurbanismailov, S.A. Maiorov, G.B. Ragimkhanov and Z.R. Khalikova. Monte Carlo simulation of electron drift characteristics in an inert gas with mercury vapor// *Journal of Physics: Conference Series* **1697** (2020) 012233
20. Golyatina R.I., Maiorov S.A., Raghimkhanov G.B. Calculation of ionization and runaway electrons characteristics in helium with iron vapor// *Physical Sciences and Technology. Vol. 7* (No. 1-2), 2020: 15-18
21. Kurbanismailov V. S., Maiorov S. A., Omarov O. A., and Ragimkhanov G.B. Optical and Kinetic Characteristics of an Atmospheric Pressure Pulsed Discharge in Helium with Iron Vapor // *Technical Physics*, 2019, Vol. 64, No. 3, pp. 348–351
22. Pancheshnyi S., Biagi S., Bordage M., Hagelaar G., Morgan W., Phelps A., Pitchford L. The LXCat project: Electron scattering cross sections and swarm parameters for low temperature plasma modeling. *Chem. Phys.* (2012) **398**, 148–153.
23. De Heer F. J., Jansen R. H. J., van der Kaay W. // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1979. Vol. **12**. № 6. P. 979.
24. De Heer F. J., Jansen R. H. J. // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* 1977. Vol. **10**. № 18. P. 3741. L C Pitchford , L L Alves, K Bartschat, S F Biagi, M C Bordage, A V Phelps, C M Ferreira, G J M Hagelaar, W L Morgan, S Pancheshnyi, V Puech, A Stauffer and O Zatsarinny Comparisons of sets of electron–neutral scattering cross sections and swarm parameters in noble gases: I. Argon// *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 334001 (19pp)

25. K.L. Baluja, Anju Gnpta. Total cross-sections for electron scattering from iron at 10-5000 eV using a model optical potential //Phys. D. 1994. Vol.31, pp.5-11
26. Kedong W., K. Bartschat, and O. Zatsarinny. Electron Scattering from Neutral Fe and Low-energy Photodetachment of Fe⁻// The Astrophysical Journal, 2018 867(63) 9pp,
27. R. Hassan , M. M. Haque , A.K.F. Haque , M. Shorifuddoza , Mahmudul H. Khandker, M. Atiqur R. Patoary , A. K. Basak , M. Maaza , B. C. Saha & M. Alfaz Uddin. Relativistic study on the scattering of electrons and positrons from atomic iron at energies 1 eV – 10keV // Molecular Physics.2020.
28. Robert S. Freund, Robert C. Hetzel, Randy J. Shul, and Todd R. Hayes. Cross-section measurements for electron-impact ionization of atoms// Physical Review A. 1990. Vol. 41, № 7 P.3575-3595
29. M.B. Shah, P.Mc. Callion, K. Okunot and H.B. Gilbody. Multiple ionization of iron by electron impact// I. Phys. B: At. Mol. OpL phys. 1993. **26** 2393-2401.
30. Yu. M. Smirnov. Electron Impact Excitation of Even Septet Levels of an Iron Atom// Optics and Spectroscopy, 2012, Vol. 113, No. 4, pp. 353–358.
31. Yu. M. Smirnov. Excitation of ⁵S, ⁵P, and ⁵D levels of the iron atom by slow electrons// Journal of Applied Spectroscopy Vol. 78, No. 5, pp. 801–804,
32. Yu M Smirnov Excitation of Fe I and Fe II in electron atom collisions//Quantum Electronics 30 (11) 1019 -1024 (2000)
33. Kolosov, P. A. Smirnov, Y. M. Electron-Impact Excitation Cross Sections for 5P⁰ and 5D⁰ States of the Iron Atom// Astronomicheskii Zhurnal. 1983. Vol. 60. P. 524.
34. H N Kucukarpaci and J Lucas. Electron swarm parameters in argon and krypton//J. Phys. D: Appl. Phys., 1981. 14. 2001-14.
35. Jager G and Otto W 1962 *Z. Phys.* 169 517-25
36. Brambring J 1964 *Z. Phys.* 179 539-43
37. Errett DD 1951 *PhD Thesis* Purdue University, Indiana (see also Dutton 1975)
38. Herreng P 1943 *C.R. Acad. Sci., Paris* 217 75-7
39. Nielsen RA 1936 *Phys. Rev.* 50 9504
40. Engelhardt AG and Phelps AV 1964 *Phys. Rev. A* 133 375-80

ГЕНЕРАЦИЯ ОКСИДА АЗОТА В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДИФФУЗНОМ РАЗРЯДЕ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Курбанисмаилов В.С., Омарова П.Х., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

E-mail: gb-r@mail.ru

Моделирование кинетики горячего воздуха (несколько тысяч градусов) является важной задачей для различных приложений, таких как синтезирование окиси азота (NO) для медицинских приложений [1], плазменно-стимулированное горение [2-4], взаимодействие искрового разряда с поверхностью [5-7], выявление основных плазмохимических процессов при развитии лидерного канала [8, 9].

В настоящей работе выполнено численное моделирование наработки окиси азота (NO) в искровом канале при импульсном воздействии с последующим сравнением с результатами экспериментов полученных в работе [10].

Подробно экспериментальные исследования разряда описаны в [10]. Разряд возбуждался в воздухе атмосферного давления при комнатной температуре в промежутке с резко неоднородной геометрией электрического поля.

Разрядный промежуток обладал кольцевой конфигурацией и был образован отрезком трубы внутренним диаметром 60 mm из дюралюминия и коаксиально расположенного диска диаметром 52 mm из нержавеющей стали. Толщина диска 3 mm, угол заострения 30° , радиус заострения 0.1 mm. Межэлектродное расстояние равно 4 mm. Боковые фланцы камеры изготовлены из оргстекла. Посредством ввода и вывода воздуха через отверстия разрядной камеры обеспечивалось прохождение потока воздуха с расходом 1 l/min [10]. Источник питания формировал на электродах квазисинусоидальные импульсы длительностью 7 μ s. Частота следования импульсов от однократных до $f = 10.5$ kHz.

Каналы формируются последовательно в направлении прохождения газа на примерно равном расстоянии друг относительно друга, постепенно перемещаясь по всему кольцевому промежутку (рис. 1). Каждый канал представляет собой столб диффузного свечения диаметром 0.3–0.4 mm. Т.е., первый пробой задает начальное положение, а поток газа обеспечивает последовательно перемещение пробоев по промежутку на расстояние, определяемое частотой высоковольтных импульсов и скоростью потока.

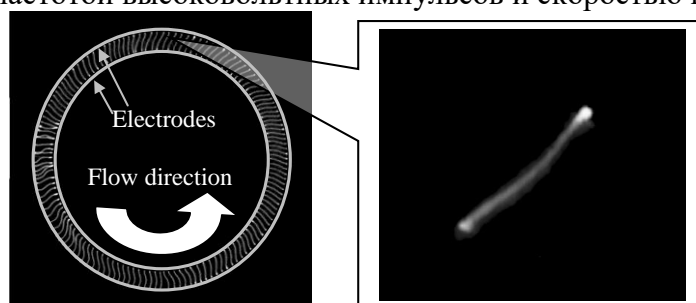


Рис. 1. Фотография массива разрядных каналов в межэлектродном промежутке при $f=1.56$ kHz (слева) и увеличенное изображение отдельного канала (справа)

Эффект последовательного, в такт с частотой высоковольтных импульсов, перемещения пробоя по длине промежутка можно объяснить смещением продуктов синтеза разряда в направлении газового потока. Однако, данное предположение является предварительным, а сам эффект подлежит дальнейшему изучению.

Установлено, что разряд имеет две выраженные фазы: быструю и квазистационарную [10]. Быстрая начинается с пробоя промежутка при напряжении $U_1 = 3.2-3.4$ kV

на переднем фронте импульса через, примерно, 1.2 μs после начала. В этой фазе импульс тока разряда представляет собой пик амплитудой $I_1 = 2.7\text{--}2.8$ А длительностью 200–300 ns. После спада напряжения за время ≤ 50 ns практически до нуля наступает квазистационарная фаза: напряжение возрастает до $U_2 = 0.3\text{--}0.5$ kV, длительность этой фазы составляет 5–6 μs с током $I_2 = 0.2\text{--}0.3$ А.

Судя по однородности свечения столба (исключая приэлектродные области), распределения энерговыделения по длине канала примерно одинаково. Из осциллограмм тока и напряжения [10] следует, что энерговыделен в второй (квазистационарной) фазе более чем в два раза превосходит энерговыделен в первой фазе.

В разряде обеспечивается эффективный синтез оксида азота, его концентрация зависит от частоты, причем до $f = 6.5$ kHz она близка к линейной [10].

В настоящей работе будем рассматривать только вторую фазу. Кроме того, моделирование будем проводить для режима, в котором концентрация NO растет линейно с частотой, что соответствует предположению о независимой наработке NO в каждом отдельном импульсе. В соответствии с [10] плазменная область представляет собой цилиндрический канал диаметром $d = 0.4$ mm и высотой $L = 4$ mm. Полагаем, что для всех импульсов канал филамента характеризуется одними и теми же значениями диаметра и его длины.

С целью выявления основных плазмохимических процессов при температурах до $T_g = 7000$ К рассматривалась схема реакций с участием N_2 , O_2 , N , O , NO , NO_2 , NO^+ , и электронов e . Температуры всех тяжелых частиц приняты одинаковыми, плазма квазинейтральна.

Константы реакций представлены в Табл.1.

№	Реакции	Константа скорости, m^3/s , m^{12}/s	Ист.
1	$O_2 + M \rightarrow O + O + M$	$7.1 \times 10^9 T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{2238}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{59380}{T_g}\right) / N_A, M = N, O$ $2 \times 10^9 T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{2238}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{59380}{T_g}\right) / N_A, M = N_2, O_2, NO$	[11]
2	$N_2 + M \rightarrow N + N + M$	$1.4 \times 10^{13} T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{3354}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{113200}{T_g}\right) / N_A, M = N, O$ $6.5 \times 10^{12} T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{3354}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{113200}{T_g}\right) / N_A, M = N_2, O_2, NO$	[11]
3	$NO + M \rightarrow N + O + M$	$1.5 \times 10^{11} T_g^{-0.37} \left(1 - \exp\left(-\frac{2700}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{75500}{T_g}\right) / N_A, M = N_2, O_2$ $3 \times 10^{12} T_g^{-0.37} \left(1 - \exp\left(-\frac{2700}{T_g}\right)\right) \exp\left(-\frac{75500}{T_g}\right), M = N, O, NO$	[11]
4	$O + O + M \rightarrow O_2 + M$	$2.2 \times 10^8 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = O$ $8 \times 10^7 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = O_2$ $2.5 \times 10^3 T_g^{-0.5} / N_A^2, M = N_2, N, NO$	[12]
5	$N + N + M \rightarrow N_2 + M$	$5.5 \times 10^8 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = N$ $2 \times 10^8 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = N_2$ $6 \times 10^3 T_g^{-0.5} / N_A^2, M = O_2, O, NO$	[12]
6	$N + O + M \rightarrow NO + M$	$2 \times 10^9 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = NO, O, N$ $1 \times 10^8 T_g^{-1.5} / N_A^2, M = O_2, N_2$	[12]

7	$O+N_2 \rightarrow NO+N$	$5 \times 10^7 \exp\left(-\frac{75500}{RT_g}\right) / N_A$	[12]
8	$N+O_2 \rightarrow NO+O$	$1 \times 10^5 T_g^{1/2} \exp\left(-\frac{6200}{RT_g}\right) / N_A$	[12]
9	$NO+N \rightarrow O+N_2$	$1.3 \times 10^7 / N_A$	[12]
10	$NO+O \rightarrow N+O_2$	$1 \times 10^6 T_g^{1/2} \exp\left(-\frac{3120}{T_g}\right) / N_A$	[12]
11	$2NO+O_2 \rightarrow 2NO_2$	$10^{-11.18+\log(T_g)+700/T_g} / N_A^2$	[13]
12	$N+O \rightarrow NO^++e$	$\frac{5 \times 10^{-17}}{T_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{32500}{T_g}\right)$	[12]
13	$e+O_2 \rightarrow O^++O$	$\frac{3.44 \cdot 10^{-23} \exp\left[-1.05 \cdot (5.3 - \ln(E/N))^3\right] \times \mu_e E}{[O_2] / ([N_2] + [O_2])}$	[14]
14	$O^++O_2 \rightarrow O+O_2^{\cdot-}$	$6.96 \times 10^{-17} \exp\left(-\left(\frac{198}{5.6+E/N}\right)^2\right)$	[15]
15	$O^++N_2 \rightarrow e+N_2O$	$1.16 \times 10^{-18} \exp\left(-\left(\frac{48.9}{11+E/N}\right)^2\right)$	[15]
16	$O^++O_2+M \rightarrow M+O_3^{\cdot-}$	$1.1 \times 10^{-42} \exp\left(-\left(\frac{E/N}{65}\right)^2\right), M=O_2, N_2, O, N, NO$	[15]

На основании этого для каждой компоненты плазмы с учетом плазмохимических реакций, представленных в таблице 1 можно записать уравнение:

$$\frac{dn}{dt} = \sum_{i,j} k_{ij} N_i N_j - \frac{n}{\tau_{fl}}, \quad \tau_{fl} = \frac{d}{v_n}, \quad (1)$$

где k_{ij} - константа скорости реакции с участием компонент N_i и N_j ; τ_{fl} - гидродинамическое время пролета газа через канал, $d = 2r$ - диаметр филамента, v_n - нормальная скорость потока вблизи поверхности филамента, которую в виду малых скоростей можно оценить как $v_n \sim v_0 \left(\frac{T_g}{T_0}\right)^{1/2}$ [16], где T_g - температура газа внутри филамента.

Можно получить скорость потока v_0 . Так как время зажигания разряда и его гашения, то есть действие импульса тока, намного меньше временного промежутка между электрическими импульсами $t_i = 1/f$, то можно предположить, что продукты плазмохимических реакций, способствующих зажиганию разряда, переносятся потоком на расстояние $t_i v_0$. При времени экспозиции больше, чем t_i фиксируется несколько филаментов. В соответствии с рисунком 2 расстояние между каналами находится на уровне $\sim 5d$, что дает для скорости потока $v_0 \sim \frac{5d}{t_i} = 5d \cdot f_i \sim 2$ м/с.

В процессе расчета концентрация электронов n_e и температура газа T_g в момент горения второй фазы предполагались постоянными величинами. Значение n_e вычислялась в зависимости от T_g

$$n_e = \frac{j}{e\mu_e E} = \frac{I}{\pi r^2 e\mu_e E}, \quad \mu_e = \mu_e(E/N), \quad N = \frac{P_0}{kT_g}, \quad (2)$$

где $j = \frac{I}{\pi r^2}$, $E = \frac{U}{L}$ - плотность тока и напряженность в канале радиусом $r = d/2$ и длиной L . I, U - ток и напряжение на филаменте соответственно; T_g - температуры электронов и газа, k - постоянная Больцмана; во всех расчетах давление полагалось постоянным $p_0 = 1$ атм.

Зависимости для подвижности $\mu_e(E/N)$ и температуры электронов $T_e = T_e(E/N)$ были взяты из [17].

После того как вторая фаза закончилась, в течение времени между импульсами, напряженность поля и концентрация электронов полагались равными нулю $E = 0$, $n_e = 0$; а температура газа спадала по следующему закону:

$$T(t) = T_0 + \Delta T \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad \tau \approx \frac{r^2}{4 \frac{\lambda_g}{\rho_0 C_p}}, \quad (4)$$

где τ - масштаб времени выравнивая температуры в газовом цилиндре с радиусом r для $T_g = T_0 = 300$ К. При этом концентрация молекул азота и кислорода в каждый момент времени определялось соотношением:

$$[O_2] = 0.21 \frac{P_0}{kT_g}, \quad [N_2] = 0.79 \frac{P_0}{kT_g}. \quad (5)$$

Объединяя (1) - (5) получим искомую систему уравнений для нахождения образования окиси азота (NO). Так как подача импульса носила импульсно-периодический характер, то значение NO находилось путем получения квазистационарного решения (1) с последующей процедурой усреднения по времени:

$$[NO] = \frac{\int_{t_1}^{t_2} n_{NO} dt}{t_2 - t_1}. \quad (6)$$

На рисунке 2 представлены результаты расчетов и сравнение с экспериментом, где показан эффект влияния не только T_g (сравнение кривых 1 и 2), но и напряженности поля E (сравнение кривых 2 и 3) и частоты импульсов f на образование окиси азота NO . Сам рост NO , очевидно, связан с экспоненциальным поведением констант скоростей, как от температуры T_g , так и от напряженности поля E в соответствии с табл.1, что приводит к большой чувствительности результатов расчета от E и T_g . Кроме того, увеличение частоты f ведет к росту относительной доли времени, в течение которой работают факторы E и T_g , приводящие к росту концентрации NO .

В соответствии с рисунком 2 можно отметить, что на начальном участке ($f < 3$ kHz) лучше совпадает с экспериментом результаты расчетов для $E = 100$ kV/m, $\Delta T = 2000$ К (кривая - 1). Для промежутка ($3 < f < 7$ kHz) близки к измеренным значениям расчеты с параметрами $E = 100$ kV/m, $\Delta T = 1900$ К (кривая - 2). Для больших частот ($f < 3$ kHz) наибольшее согласие достигается при $E = 75$ kV/m, $\Delta T = 2000$ К (кривая - 3).

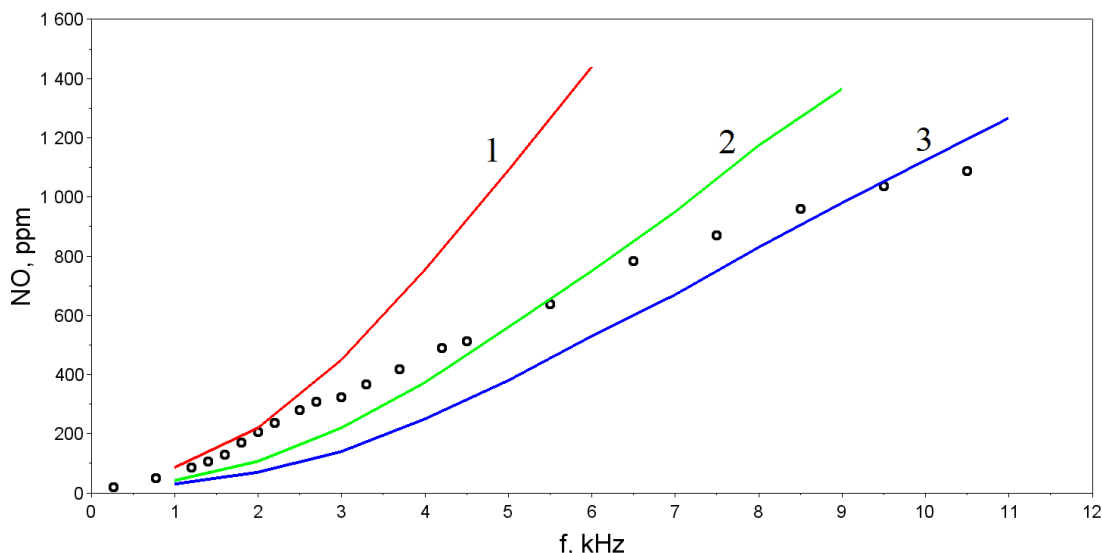


Рис. 2. Концентрация NO как функция частоты подачи импульса напряжения на разрядник при разной степени нагрева и напряженности поля внутри филамента. 1 – $E = 100 \text{ kV/m}$, $\Delta T = 2000 \text{ K}$; 2 – $E = 100 \text{ kV/m}$, $\Delta T = 1900 \text{ K}$; 3 – $E = 75 \text{ kV/m}$, $\Delta T = 2000 \text{ K}$.

То есть на каждом участке экспериментальной кривой есть свой набор параметров E и T_g , который дает удовлетворительное согласие с измерениями. Не следует, однако, преувеличивать данное обстоятельство, так как представленная модель не учитывает, как пространственную структуру разряда в газодинамическом потоке, так и детальную плазмохимию с учетом большого числа возбужденных уровней.

Тем не менее, представленные результаты расчета качественно согласуются во всем диапазоне измеренных значений f , а также показывают степень влияния таких параметров как температура газа T_g и напряженность электрического поля E внутри филамента на наработку окиси азота.

В соответствии с табл.1 можно предположить следующий механизм образования NO. В сильном поле образуется атомарный кислород ($e + O_2 \rightarrow \bar{O} + O$) и отрицательный ион, который также в соответствии с реакцией ($\bar{O} + O_2 \rightarrow O + O_2^-$) приводит к образованию атомарного кислорода в электрическом поле. При этом, чем сильнее поле E/N , тем быстрее идут данные реакции. Кроме того, наработка атомарного азота (N) и кислорода (O) в основном идет по схеме реакций ($O_2 + M \rightarrow O + O + M$, $N_2 + M \rightarrow N + N + M$). Далее, N и O в реакциях ($O + N_2 \rightarrow NO + N$, $N + O_2 \rightarrow NO + O$) приводят к образованию NO.

Таким образом, экспериментальные данные дают основания утверждать, что диффузный импульсно-периодический разряд, возбуждаемый в потоке воздуха атмосферного давления в кольцевом промежутке с резко неоднородной геометрией электрического поля, является источником слабоионизованной неравновесной плазмы и обеспечивает эффективный синтез оксида азота.

Предложена физико-математическая модель развития искрового разряда в воздухе атмосферного давления в одномерной постановке, на основе которой выполнено моделирование наработки окиси азота NO. По результатам исследований кинетики процессов предложен следующий механизм образования NO.

Р

а

б

о

т

а

в

Литература

1. Malik M.A. // Plasma Chem. Plasma Process. 2016. Vol. 36. P. 737–766. DOI: 10.1007/s11090-016-9698-1
2. Starikovskaia S M 2006 Plasma assisted ignition and combustion *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 R265–99
3. Starikovskiy A, Aleksandrov N (2013) Plasma assisted ignition and combustion. *ProgEnergyCombustSci* 39:61–110
4. Ju Y, Sun W (2015) Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry. *ProgEnergyCombustSci* 48:21–83. doi:10.1016/j.pecs.2014.12.002
5. Almazova, K. I. ; Belonogov, A. N. ; Borovkov, V. V. ; Kurbanismailov, V. S. ; Ragimkhanov, G. B. ; Trenkin, A. A. ; Tereshonok, D. V. ; Khalikova, Z. R. Plasma and Gas-Dynamic Near-Electrode Processes in the Initial Phase of a Microstructured Spark Discharge in Air // *Technical Physics Letters*, Volume 46, Issue 8, p.737-740 DOI: 10.1134/S1063785020080039
6. K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov, V. S. Kurbanismailov, Z. R. Khalikova, G. B. Ragimkhanov, D. V. Tereshonok and A. A. Trenkin // *EPL*, 130 (2020) 65002 DOI <https://doi.org/10.1209/0295-5075/130/65002>
7. K I Almazova, A N Belonogov, V V Borovkov, Z R Khalikova, G B Ragimkhanov, D V Tereshonok, A A Trenkin Investigation of plasma properties in the phase of the radial expansion of a spark channel in the ‘pin-to-plate’ geometry // 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* 30 095020 DOI : 10.1088/1361-6595/aba8cc
8. Bondiou A., Gallimberti I. Theoretical modelling of the development of the positive spark in long gaps // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1994. V. 27. P. 1252-1266.
9. Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. Temperature and density effects on the properties of a long positive streamer in air // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1996. V. 29. P. 2873-2880.
10. С.Н. Буранов, В.В. Горохов, В.И. Карелин, В.Д. Селемир, А.С. Ширшин. *ЖТФ*. 90 (5), 755 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.05.49175.220-19
11. Namihira, T. DC Breakdown Voltage of Carbon Dioxide Medium Under Needle to Plane Electrode/ *Katsuki S., Hackam R., Akiyama H., Okamoto K.* // *IEEE Trans Plasma Science*. -2002. - Vol. 30. - N 5. - P. 1993–1998.
12. Hu, H. Study on production of inhaled nitric oxide for medical applications by pulsed discharge / *Liang H., Li J., Zhao Q., He J.* // *IEEE Transaction Plasma Science*. -2007. - Vol. 35. - N 3. - P. 619–625.
13. Мессу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. -760 с.
14. Русанов, В.Д. Эксперименты по диссоциации CO₂ в неравновесной плазме умеренного и повышенного давления. СВЧ разряд / Фридман А.А., Шолин Г.В. // *Химия плазмы*. -1978. -В. 5. -С. 232–241.
15. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. Дом Интеллект“, 2009. -736 с.
16. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. дом” Интеллект“, 2009. -736 с
17. Soloviev, V R. Surface barrier discharge modelling for aerodynamic applications /V M Krivtsov // *J. Phys. D: Applied Physics* -2009. –Vol.42. – P. 125208.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ С ПОЛОСТЬЮ ПОЛУКРУГЛОЙ ФОРМЫ

Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Закарьяева М.З., Рабаданов К.М., Шахсинов Г.Ш.

Дагестанский государственный университет, Российская Федерация, Махачкала.

E-mail: ikob161@mail.ru

При поиске эффективных газоразрядных систем, в которых генерируются высокоэнергетические электроны непосредственно в газовой среде в процессе электрического пробоя газа, важную роль играет выбор электродной системы и геометрии профиля поверхности катода. В данной работе приводятся результаты численного исследования динамики развития наносекундного разряда с протяженным полым катодом в аргоне в диапазоне давлений газа 5-40 Торр. Приводится сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными результатами в аргоне при давлении газа в камере $p = 5$ Торр и амплитуде прикладываемого к электродам импульса напряжения $U_0 = 1$ кВ.

Наносекундный разряд происходил в кварцевой трубке между электродами из алюминия, расположенными параллельно на расстоянии 0,6 см друг от друга. Анод представлял собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0,5 см. Катод представлял из себя цилиндрический стержень длиной 5 см и диаметром 1,2 см, вдоль которого прорезана полость полукруглой формы радиусом 0,3 см. Конструкция разрядной камеры позволяла наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке между электродами и в полости катода [1]. Для регистрации картин пространственного распределения оптического излучения и исследования структуры разряда использовался комплекс из высокоскоростной ICCD фотокамеры модели PI-MAX3 и спектрографа Acton SP2300i [2].

Моделирование задачи проводилось в программной среде Comsol Multiphysics с использованием специального модуля Plasma [3]. Геометрия области моделирования выбиралась исходя из реальных размеров разрядной камеры и электродной системы. Для задания формы и параметров потенциала электрического поля производилась оцифровка импульса прикладываемого в эксперименте к промежутку напряжения. Для выравнивания значений разрядного тока с экспериментальными значениями, в модель вводится балластное сопротивление в соответствии с уравнением $U = U_0 - I_p * R_b$.

Результаты моделирования пространственно-временного распределения плотности возбужденных атомов в разрядном промежутке показали, что с развитием разряда сильно меняется концентрация возбужденных атомов в разряде, а также распределение плотности возбужденных атомов в разрядном промежутке (рис. 1.а). Первые возбужденные атомы появляются у поверхности анода и с распространением фронта ионизации от поверхности анода к катоду возбужденные атомы неравномерно заполняют промежуток между электродами. После проникновения плазмы в полость катода, и формирования катодного слоя в полости интенсивное возбуждение атомов происходит в основном в узком плазменном слое в полости и у внешней поверхности катода. Концентрация возбужденных атомов в слое достигает величин $4 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (рис. 1.а). При этом напротив круглой полости по центру разрядного промежутка формируется слабосветящая область, где концентрация возбужденных атомов на порядки меньше чем в прикатодном слое.

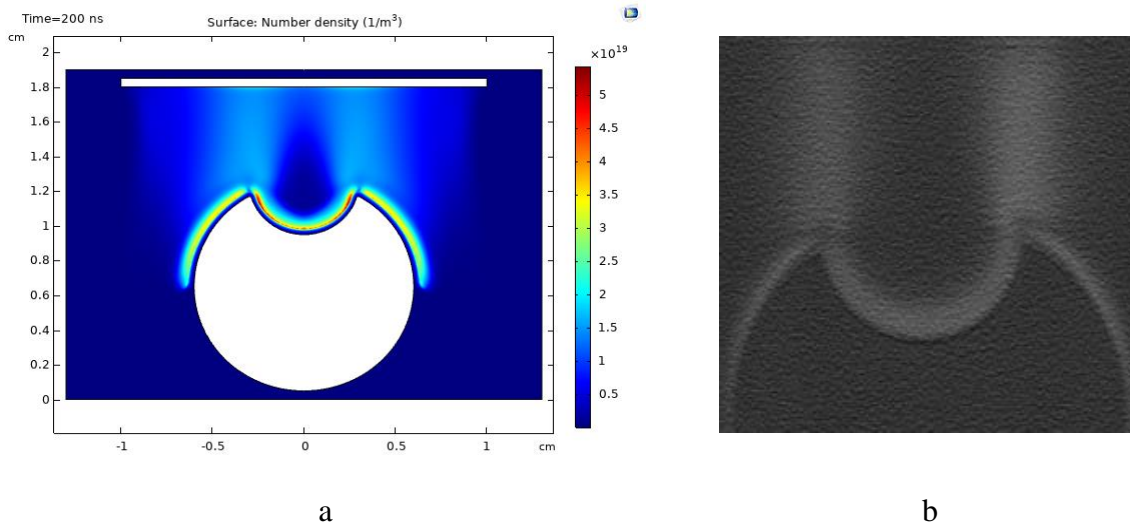


Рис. 1. а – распределение плотности возбужденных атомов в разрядном промежутке (результаты моделирования); б – картина пространственного распределения оптического излучения разряда (эксперимент)

Характерная картина распределения оптического излучения в разрядном промежутке показывает, что узкая светящаяся область наблюдается вдоль внутренней поверхности полости и потом от обоих краев полости распространяется до поверхности анода. По центру разрядного промежутка при этом наблюдается темное пространство, которое доходит до поверхности анода (рис. 1.б). Результаты моделирования распределения плотности возбужденных атомов в промежутке хорошо согласуются с пространственным распределением оптического излучения разряда (рис. 1), что показывает корректность модели, заложенной в программной среде Comsol Multiphysics.

Из рис.2а видно, что концентрация свободных электронов, после проникновения плазмы в полость катода и формирования катодного слоя, максимальна у основания в центре полости и достигает значений $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Через 200 ns после приложения напряжения к разрядному промежутку концентрация электронов в плазменном слое в полости составляет $\sim 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и сравнима с концентрацией возбужденных атомов. В этот же момент времени средняя энергия электронов также максимальна у основания в центре полости и достигает до 80 эВ (рис. 2б).

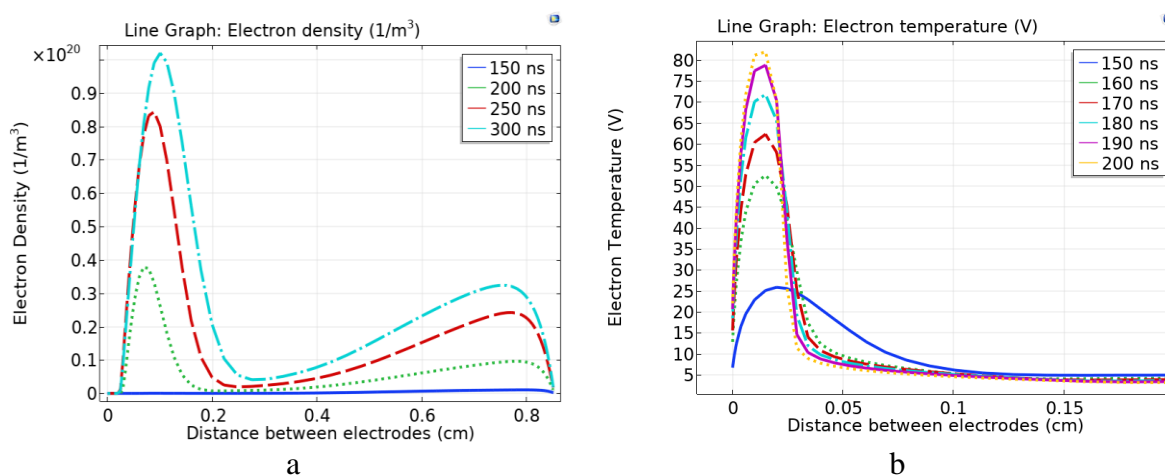


Рис. 2. Результаты численного моделирования: а – распределение концентрации электронов вдоль оси разряда; б – распределение средней энергии электронов вдоль оси разряда

Результаты моделирования показывают, что после формирования катодного слоя процессы возбуждения и ионизации газа наиболее интенсивно идут у поверхности катода. Это связано с ускорением вторичных электронов в области катодного падения потенциала, эффективным возбуждением и ионизацией этими электронами атомов газа в области отрицательного свечения. Присутствие в этой же области большого количества ускоренных электронов приводит к повышению средней энергии электронов.

Таким образом, численная модель динамики распределения плотности возбужденных атомов, плотности электронов и средней энергии электронов позволяют глубже понять особенности формирования высоковольтного наносекундного разряда с полым катодом, физику процессов, протекающих на различных стадиях развития разряда и объяснить наблюдаемые в эксперименте особенности излучения этого типа разряда.

Литература

1. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О. ЖТФ. 2015. Том 85, вып. 10. С. 42-49.
2. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Рамазанов А.Р., Шахсинов Г.Ш. Письма в ЖТФ. 2014. Том 40. Вып.15. С. 71-79.
3. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Zakaryeva M.Z., Ramazanov A.R., Shakhsinov G.Sh. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V. 1393. – P. 012001.

СЕКЦИЯ II. ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ МОДЕЛИ ТРЕХСЛОЙНОЙ МАГНИТОТВЕРДОЙ/МАГНИТОМЯГКОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К.

*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, М. Ярагского 94,
Махачкала, Россия.
taaev89@mail.ru*

В 1991 году было предложено изготавливать композитные материалы с чередующимися магнитотвердыми (hard) и магнитомягкими (soft) слоями. Магнитотвердый слой обеспечит материал высокой коэрцитивной силой, а магнитомягкий – высокой намагниченностью насыщения [1]. Помимо увеличения максимального энергетического произведения $(BH)_{max}$ [2] в таких гетероструктурах было открыто весьма интересное явление: обратимость кривой перемагничивания. Это явление получило название спиновая пружина.

Для исследования трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры была использована модель [3-6], обобщающая стандартную XY-модель.

Энергия системы представлена в виде:

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \sum_i K(S_i^x)^2 - g\mu_B \mu_0 \sum_i (H^x S_i^x + H^y S_i^y) \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоев с обментами J_{hard} , J_{soft} и J_{int} ; вторая сумма учитывает вклад анизотропии в энергию системы, $K = K_{hard}$ и $K = K_{soft}$ – соответственно константы анизотропии магнитотвердого и магнитомягкого слоев; третья сумма – вклад внешнего магнитного поля в энергию системы, $g \approx 2$ – фактор Ланде, μ_0 – магнитная восприимчивость, μ_B – магнетон Бора, $H^{x,y}$ – проекции внешнего магнитного поля \mathbf{H} , $S_i^{x,y}$ – проекции спина \mathbf{S}_i , локализованного на узле i , $|\mathbf{S}_i| = 1$.

Расчеты проводились стандартным алгоритмом Метрополиса метода Монте-Карло для систем с линейными размерами $L_x \times L_y \times L_z$ при температуре T намного ниже T_c [3]. Рассматривались две системы:

1. h/s/h – толщина каждого магнитотвердого слоя принимала значение 25 атомных монослоев, а магнитомягкого 50, соответственно.
2. s/h/s – толщина магнитотвердого слоя принимала значение 50 атомных монослоев, а магнитомягкого 25 каждая.

Мы исследовали полевые зависимости общей намагниченности, намагниченности магнитотвердого и магнитомягкого слоев модели, а также их продольных и поперечных составляющих. Провели сравнение полученных результатов с результатами для двухслойной модели, полученные нами ранее [6,7].

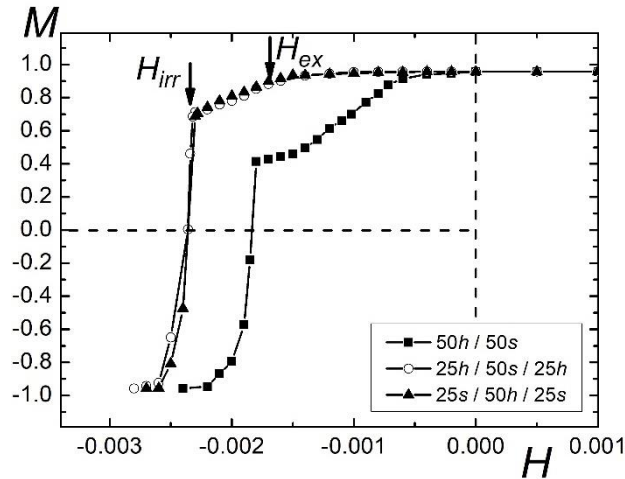


Рис. 1. Кривые перемагничивания моделей двухслойной и трехслойной магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур.

На рис. 1. приведены кривые перемагничивания для двухслойной и трехслойной магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры. Из рисунка видно, что увеличение многослойности системы при сохранении толщины магнитотвердого и магнитомягкого слоев приводит к улучшению магнито жестких свойств модели. Критическое поле перемагничивания H_{irr} для трехслойной структуры выросло на 25-30 %, а поле обменного смещения H_{ex} на 150 % относительно значений для двухслойной модели.

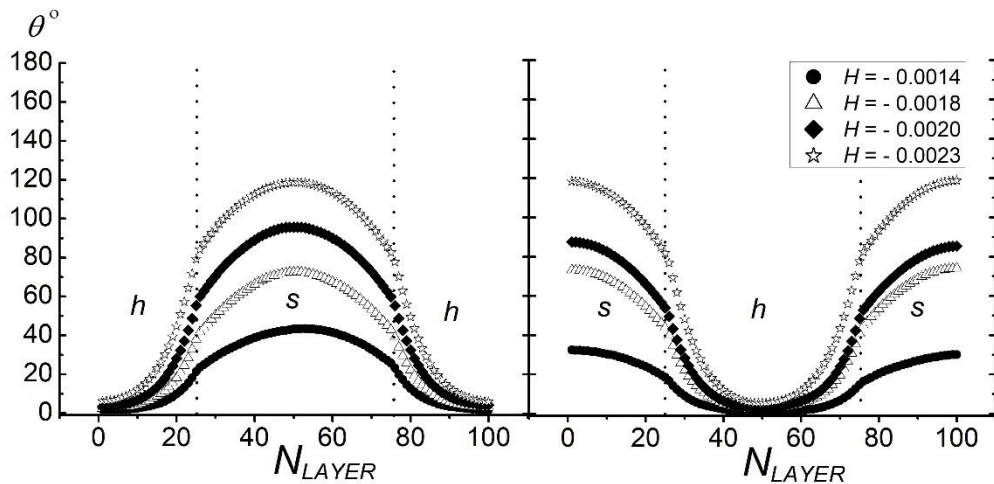


Рис. 2. Углы поворота θ векторов намагниченности M_j каждого монослоя для двух моделей.

На рис. 2 приведены для сравнения углы поворота θ векторов намагниченностей монослоев M_j двух моделей. В трехслойных гетероструктурах магнитомягкий слой жестко связан с магнитотвердым слоем, в отличие от бислоя. В связи с чем, максимальный угол поворота вектора намагниченности j -го монослоя магнитомягкого слоя для трехслойной модели меньше, чем для модели бислоя. Для обеих моделей трехслойной структуры, как видно из рис. 2, максимальный угол отклонения равен 120° , когда для бислоя этот угол равен порядка 160° [4].

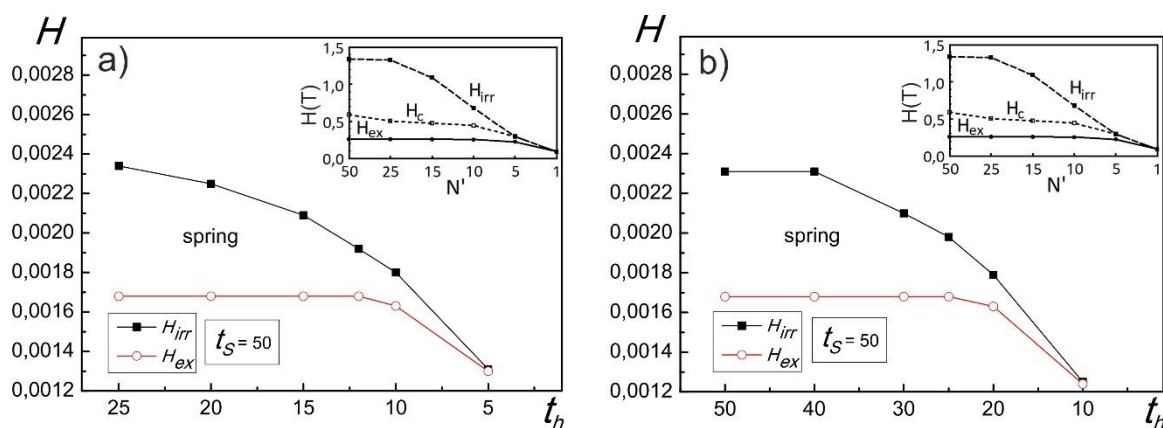


Рис. 3. Фазовые диаграммы зависимости значений H_{irr} и H_{ex} от толщины магнитотвердого слоя t_h для моделей $h/s/h$ (a) и $s/h/s$ (b).

Нами было также изучено влияние толщины магнитотвердого слоя на процессы перемагничивания. На рис. 3 представлены фазовые диаграммы зависимости значений H_{ex} и H_{irr} от толщины магнитотвердого слоя t_h для обеих моделей. На вставке к рисункам представлена фазовая диаграмма, полученная ранее в работе [8]. Для трехслойной модели $s/h/s$ значение H_{irr} оказывается одинаковым для толщины магнитотвердого слоя в 40- и 50-атомных монослоев. В результате делаем вывод, что изготовление магнитотвердой/магнитомягкой гетероструктуры типа $s/h/s$ было бы более эффективным, а также магнитомягкие слои обволакивали бы область магнитотвердого слоя для предотвращения коррозии.

Литература.

1. Kneller E.F., Hawig R., The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. p. 3588-3600.
2. Coey J.M.D., Skomski R., New magnets from interstitial intermetallics // Phys. Scripta. 1993. Vol. T49. p. 315-321.
3. Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K., Uzdin V.M., Investigation of critical phenomena of the hard/soft magnetic bilayer model by the Monte-Carlo method // J. Alloys and Comp. 2016. Vol. 678. p. 167-170.
4. Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K., Magnetization reversal of hard/soft magnetic bilayer // J. Alloys and Comp. 2019. Vol. 785. p. 1253-1256.
5. Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К., Исследование влияния констант обменного взаимодействия на процессы перемагничивания модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя // ЖЭТФ. 2019. Т. 156, С. 331-337.
6. Тааев Т.А., Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К., Влияние магнитомягкой фазы на процессы перемагничивания магнитотвердого/магнитомягкого бислоя // ФТТ. 2020. Вып. 6, С. 846-850.
7. Taaev T.A., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K., Hard/soft magnetic trilayer: Monte Carlo simulation // Thin Solid Films. 2022. Vol. 741. p. 139040.
8. Amato M., Pini M. G., Rettori A., Optimization study of the nanostructure of hard/soft magnetic multilayers // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. p. 3414.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХВЕРШИННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ НА ОЦК РЕШЕТКЕ

Курбанова Д.Р., Муртазаев К.Ш., Рамазанов М.К., Магомедов М.А., Муртазаев А.К.

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Россия, Махачкала
E-mail: d_kurbanova1990@mail.ru

Природа фазового перехода модели Поттса с различным числом состояний спина q ограничена ферромагнитным взаимодействием между ближайшими соседями. В зависимости от числа состояний спина q и пространственной размерности модель Поттса демонстрирует температурный фазовый переход (ФП) первого или второго рода. Критические свойства ферромагнитной модели Поттса достаточно хорошо изучены в двумерном случае [1,2]: при $q > 4$ система демонстрирует ФП первого порядка, в то время как при $q \leq 4$ переход непрерывен. Для трехмерного случая известно, что при $q > 3$ в системе наблюдается фазовый переход первого рода [3]. Поведение антиферромагнитной модели Поттса считается более сложной, поскольку сильно зависит от микроструктуры решетки. Таким образом, можно сказать, что ферромагнитные модели Поттса достаточно хорошо изучены благодаря их универсальности; для антиферромагнитных моделей, ввиду большого разнообразия критического поведения системы, многие вопросы должны быть исследованы в каждом конкретном случае отдельно [4-7]: Существует ли фазовый переход при критической температуре, и если да, то какого порядка? Какова природа низкотемпературной фазы? Если есть критическая точка, каковы критические показатели и классы универсальности?

В настоящей работе на основе репличного алгоритма и алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло [8,9] исследуется влияние конкуренции обменного взаимодействия на фазовые переходы и термодинамические свойства трехмерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на объемно-центрированной кубической решетке.

Гамильтониан модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ с учетом взаимодействий первых и вторых ближайших соседей может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 H &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle\langle i,k \rangle\rangle, i \neq k} S_i S_k \\
 &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle\langle i,k \rangle\rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} ,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных взаимодействий для первых и вторых ближайших соседей, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$.

Направления спинов заданы таким образом, что выполняется равенство:

$$\theta_{i,j} = \begin{cases} 0, & \text{if } S_i = S_j \\ 120^\circ, & \text{if } S_i \neq S_j \end{cases} \Rightarrow \cos \theta_{i,j} = \begin{cases} 1, & \text{if } S_i = S_j \\ -1/2, & \text{if } S_i \neq S_j \end{cases} . \tag{2}$$

Согласно уравнению (2) для двух спинов S_i и S_j энергия парного обменного взаимодействия $E_{i,j} = -J_1$, если $S_i = S_j$. В случае когда $S_i \neq S_j$, энергия $E_{i,j} = J_1/2$. Таким образом, энергия парного взаимодействия спинов равна одной величине при их одинаковом направлении, и принимает другое значение при не совпадении направлений спинов. Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L = 8 \div 24$ при $J_2 = 0$ и $J_2 = -1$.

На рис. 1 приведены температурные зависимости теплоемкости, полученные на основе репличного алгоритма (REMC) и алгоритма Ванга-Ландау. Данные, полученные разными алгоритмами, достаточно хорошо соответствуют друг другу, что позволяет говорить о надежности полученных результатов.

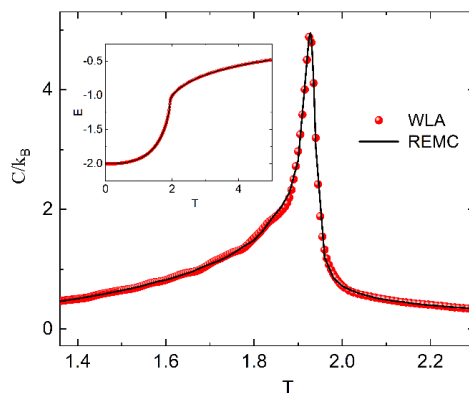


Рис. 1 Температурные зависимости теплоемкости C для систем с линейными размерами $L=24$, полученные репличным алгоритмом (REMC) и алгоритмом Ванга-Ландау (WLA). Также на вставке приведены температурные зависимости энергии.

На основе гистограммного метода и метода кумулянтов Биндера проведен анализ характера фазовых переходов. Гистограммный анализ - один из наиболее точных методов, позволяющих установить род ФП [28,29]. Установлено, что в исследуемой модели наблюдается переход второго рода. Учет взаимодействия вторых ближайших соседей $J_2 = -1.0$ приводит к слабовыраженному фазовому переходу первого рода.

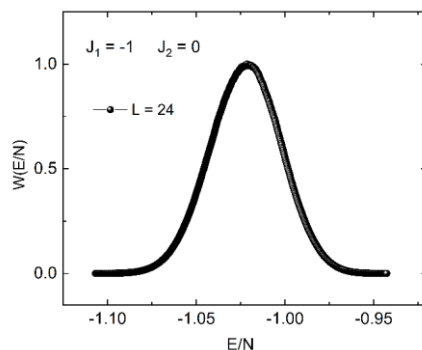


Рис. 2. Гистограмма распределения энергии для $J_2 = 0$ при $L = 24$.

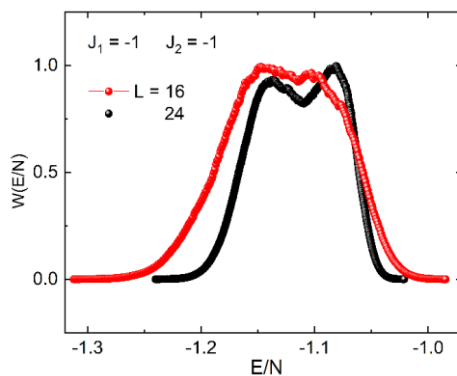


Рис. 3. Гистограмма распределения энергии для $J_2 = -1.0$ при $L = 16$ и 24

На рис. 2 и 3 представлены гистограммы распределения энергии для случаев $J_2 = 0$ и $J_2 = -1.0$. Графики построены при критической температуре. При $J_2 = 0$ наблюдаем один пик, что характерно для фазового перехода второго рода ($T_N = 2.725(5)$). На рис. 3. представлены гистограммы распределения энергии для систем с линейными размерами $L = 16; 24$ при $J_2 = -1.0$. С увеличением линейных размеров системы пики становятся более выраженными, что характерно для ФП первого рода ($T_N = 1.928(2)$). Таким образом, учет взаимодействия вторых ближайших соседей приводит к смене типа фазового перехода.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (№ МК-5223.2022.1.2).

Литература

1. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. **54**, 235 (1982).
2. R.J. Baxter, J. Phys. C **6**, **445** (1973).
3. N. Schreiber, R. Cohen, S. Haber, Phys. Rev. E **97**, 032106 (2018)
4. Zh. Fu, W. Guo, H.W.J. Blöte, Phys. Rev. E **101**, 012118 (2020).
5. M.K. Ramazanov, A.K. Murtazaev, M.A. Magomedov, Physica A **521**, 543 (2019).
6. Ch. Yamaguchi, Y. Okabe, J. Phys. A **34**, 8781 (2001).
7. R. Kotecky, J. Salas, A.D. Sokal, Phys. Rev. Lett. **101**, 030601 (2008).
8. D. P. Landau and K. Binder, Monte Carlo Simulations in Statistical Physics, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
9. F. Wang and D. P. Landau, Phys. Rev. E **64**, 056101 (2001).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ТРЕХВЕРШИННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К., Магомедов М.А., Муртазаев А.К.

*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Россия, Махачкала
E-mail: d_kurbanova1990@mail.ru*

Низкоразмерные решеточные модели описывают большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. Общей чертой этих систем является фрустрация, которая представляет собой конкуренцию из-за геометрических или энергетических ограничений. Магнитные материалы, имеющие треугольную решетку, вследствие особой геометрии, сильно фрустрированы. С понижением температуры процесс упорядочения в таких системах происходит гораздо медленнее по сравнению даже с обычными фрустрированными системами. Такое поведение обусловлено тем, что в системах с меньшим координационным числом возможны не только состояния с нетривиальным глобальным вырождением, но и локально вырожденные состояния [1-3].

В настоящей работе на основе алгоритма Ванга-Ландау методом Монте-Карло выполнены исследования фазовых переходов, магнитных структур основного состояния и термодинамических свойств двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на треугольной решетке с учетом обменных взаимодействий первых J_1 и вторых J_2 ближайших соседей. Эта модель может быть использована для описания поведения некоторых классов адсорбированных газов на графите [4]. Данная модель интересна и тем, что значение $q=4$ является граничным значением интервала $2 \leq q \leq 4$, где наблюдается ФП второго рода и области значений $q > 4$, в котором ФП происходит как переход первого рода [5]. Кроме того, в рассматриваемой модели было обнаружено неоднозначное псевдокритическое поведение [6].

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L = N$, $L = 12 \div 120$ в диапазоне $-2.0 \leq J_2 \leq 0.0$. В стандартный алгоритм Ванга-Ландау нами внесены дополнения, которые позволяют получить магнитную структуру основного состояния системы.

На рис.1 представлены магнитные структуры основного состояния при разных значениях величины обменного взаимодействия J_2 . Спины, обозначенные кружками одного и того же цвета, имеют одинаковое направление. На рис. 1(a) представлены магнитные структуры основного состояния для $J_2=0.0$. Основное состояние является ферромагнитным, в котором все спины ориентированы вдоль одного из четырех направлений – система четырехкратно вырождена. Такая картина наблюдается в интервале значений $-0.4 \leq J_2 \leq 0.0$. На рисунках 1(b) и 1(c) приведены магнитные структуры основного состояния для случаев $J_2 = -0.5$ и $J_2 = -0.7$. Происходит нарушение ферромагнитного упорядочения. Наблюдается полосовая структура, причем цвет и направление полос может быть произвольным. Количество состояний пропорционально $\ln(N_{GS}) \propto L$. Для случая $J_2 = -1.0$ (рис. 1(d)) учет антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей приводит к полному нарушению магнитного упорядочения. Степень вырождения основного состояния в данном случае $\ln(N_{GS}) \propto L^2$. В интервале $-2.0 \leq J_2 \leq -1.0$ (рис. 1(e), (f)) в системе возникают триплетные и страйпово-триплетные структуры. Количество состояний пропорционально $\ln(N_{GS}) \propto L$. Вырождение основного состояния в данной области связано с множеством состояний.

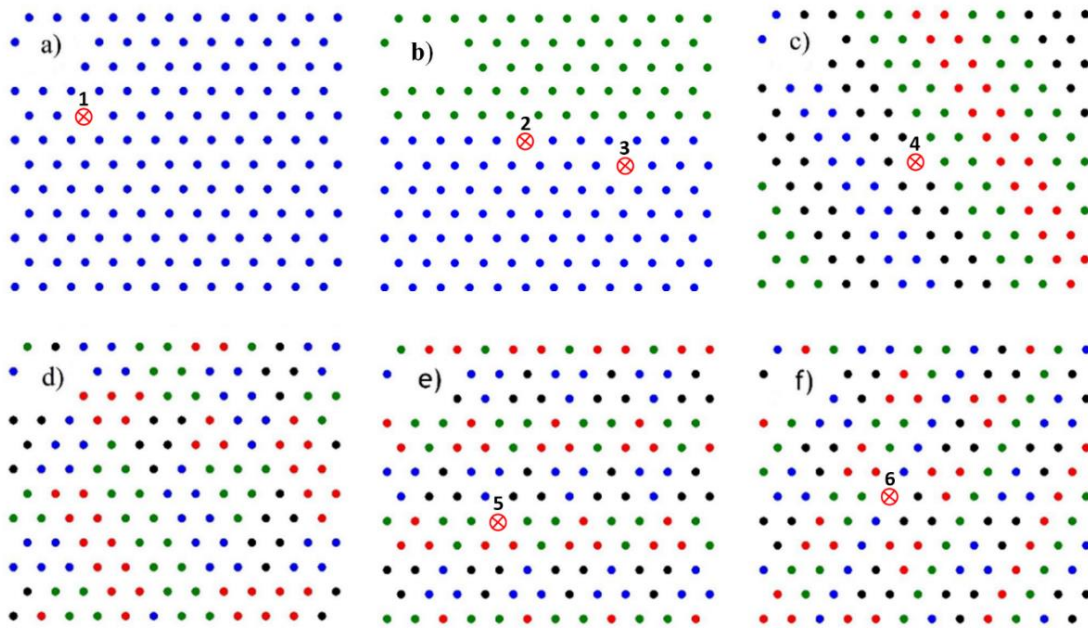
Для энергетического анализа структур основного состояния нами отмечены узлы на решетке размерами 12×12 на рис. 1. Каждый узел имеет 6 ближайших соседей и 6 следующих ближайших соседей. Энергетический вклад узла i определяется как:

$$E_i = -\frac{J_1}{2} \sum_j \delta_{i,j} - \frac{J_2}{2} \sum_k \delta_{i,k} = -\frac{J_1}{2} n - \frac{J_2}{2} m, \quad (1)$$

где n – число ближайших соседей, имеющих то же значение, что и данный спин, m – число следующих соседей, имеющих то же самое значение.

В зависимости от структуры и положения спина на решетке возможны следующие варианты, приведенные на рис. 1:

1. Все соседи спина имеют то же самое значение ($n=6$ и $m=6$).
2. Спин находится на границе двух широких полос ($n=4$ и $m=3$).
3. Спин находится на второй линии от границы двух широких полос ($n=6$ и $m=5$).
4. Спин в страйповой структуре с шириной 2 полосы ($n=4$ и $m=2$).
5. Любой из узлов на триплетной структуре ($n=2$ и $m=0$).
6. Любой из узлов на триплетной структуре ($n=2$ и $m=0$).
7. Спины на решетке с фрустрациями имеют случайное число n и m .



Зависимость энергии этих узлов от величины J_2 приведена на рис. 2. В зависимости от структуры основного состояния система может содержать разное количество узлов типа 1-7. Структуры, приведенные на рис. 1 для решетки 12×12 содержат:

- a) все 144 спина типа 1.
- b) 96 спина типа 1, 24 спина типа 2, 24 спина типа 3. При наличии в системе нескольких полос данное соотношение спинов может меняться, при этом всегда выполняется условие равенства числа узлов типа 2 и типа 3.
- c) все 144 спина типа 4.
- d) все 144 спина типа 7. Фрустрированное неупорядоченное состояние.
- e) все 144 спина типа 5.
- f) все 144 спина типа 6.

Энергетический анализ различных конфигураций спинов основных состояний при $J_1 = 1$ и различных J_2 приведен на рис. 3. Таким образом, в зависимости от величины энергетически выгодными являются:

$$\begin{aligned} -0.5 \leq J_2 & \quad a \\ J_2 = -0.5 & \quad a, b, c \\ -1 \leq J_2 \leq -0.5 & \quad c, \\ J_2 = -1 & \quad c, d, e, f \\ J_2 \leq -1 & \quad e, f. \end{aligned}$$

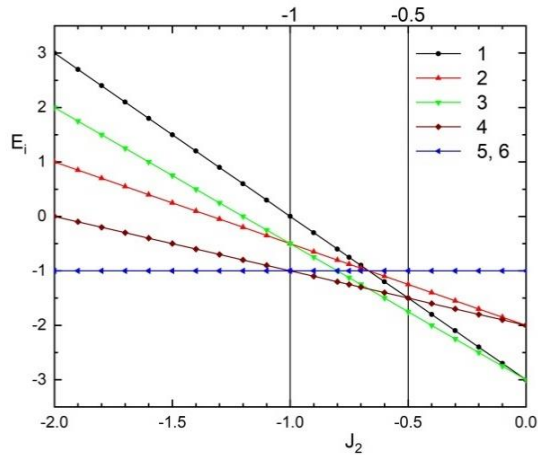


Рис. 2 Энергетический анализ магнитных структур основного состояния.

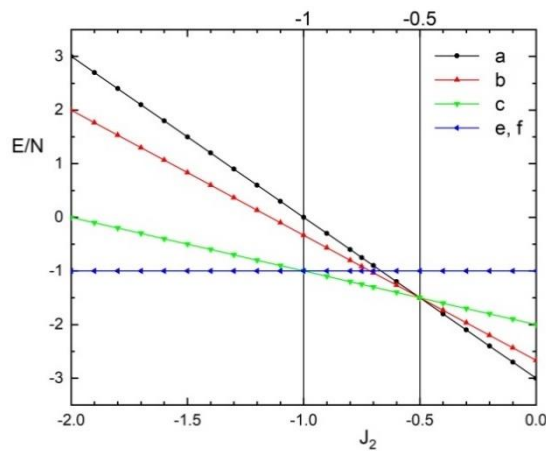


Рис. 3 Энергетический анализ различных конфигураций спинов основного состояния.

Таким образом, в зависимости от величин обменных взаимодействий, с понижением температуры в системе возможны несколько сценарий упорядочения:

1. Триpletное или смешанное страйпово-триpletное состояние (рис. 1(e), 1(f)) в интервале $-2.0 \leq J_2 \leq -1$, энергия основного состояния $E_{\min} = -J_1$.
2. Фрустрированное неупорядоченное состояние (рис. 1(d)) при $J_2 = -1.0$.
3. Страйповое состояние (рис. 1(c)) в интервале $-1.0 \leq J_2 \leq -0.5$, энергия основного состояния $E_{\min} = -2J_1 - J_2$.
4. Упорядоченное ферромагнитное состояние (рис. 1(a)) при $J_2 > -0.5$, энергия основного состояния $E_{\min} = -3J_1 - 3J_2$.

Структуры, приведенные на рис. 1(b), реализуются только при $J_2 = -0.5$. Ширина полос может быть разной [9].

Литература

1. G. Toulouse, Commun. Phys. **2**, 115 (1977).
2. H.T. Diep, Frustrated Spin Systems, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore (2004).
3. Zh. Fu, W. Guo, H.W.J. Blöte, Phys. Rev. E **101**, 012118 (2020).
4. E. Domany, M. Schick, J.S. Walker, Phys. Rev. Lett. **38**, 1148 (1977).
5. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. **54**, 235 (1982).
6. N. Schreiber, R. Cohen, S. Haber, Phys. Rev. E **97**, 032106 (2018)
7. M.K. Ramazanov, A.K. Murtazaev, M.A. Magomedov, D.R. Kurbanova ФТТ **64**, 1046 (2022).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ФРУСТРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

Рамазанов М.К.^{1,2}, Муртазаев А.К.^{1,2}, Магомедов М.А.^{1,2}, Мазагаева М.К.,²
Джамалудинов М.Р.²

¹Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

²Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН,
Россия, Махачкала

E-mail: sheikh77@mail.ru

Для исследования фазовых переходов (ФП), магнитных, термодинамических и критических свойств магнитных материалов в современной физике конденсированных сред используются различные решеточные модели. С помощью теоретических методов на простых решеточных моделях удается решить большое количество задач, имеющих широкие перспективы для практического применения. Для изучения физических свойств магнитных материалов широко используют модели Изинга, ХУ, Гейзенберга, Поттса и др. Эти модели также описывают большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. [1].

В последние годы, с использованием этих моделей успешно изучаются различные магнитные спиновые системы. Особый интерес представляют исследования, посвященные изучению магнитных спиновых систем с фрустрациями. Такие системы обладают богатой природой ФП и имеют особенности магнитного, термодинамического и критического поведения. Включение возмущений различной природы, таких как внешнее магнитное поле, взаимодействие следующих за ближайшими соседями, немагнитные примеси, тепловые и квантовые флуктуации и др. в магнитных спиновых системах с фрустрациями может привести к совершенно новому физическому поведению таких систем.

В данной работе нами изучается влияние внешнего магнитного поля на характер ФП, магнитные и термодинамические свойства спиновых систем с фрустрациями. Нами предпринята попытка на основе метода Монте-Карло (МК) изучить влияние внешнего магнитного поля на ФП, магнитные и термодинамические свойства двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке с учетом обменных взаимодействий ближайших и следующих за ближайшими соседями.

Эта модель довольно уникальна и до сих пор малоизучена. Модель Поттса может быть использована для описания поведения некоторых классов адсорбированных газов на графите [2]. Данная модель интересна еще и тем, что значение $q=4$ является граничным значением интервала $2 \leq q \leq 4$, где наблюдается фазовые переходы (ФП) второго рода и области значений $q > 4$, в котором ФП происходит как переход первого рода. Анализ результатов, полученных при исследовании двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на треугольной [3], гексагональной [4,5] и кагоме решетках [6], показывает, что в данной модели наблюдается переход, имеющий признаки ФП первого рода.

Гамильтониан модели Поттса с учетом взаимодействия ближайших и следующих за ближайшими соседями, а также внешнего магнитного поля имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} S_i S_k - h \sum_{\langle i \rangle} S_i = \\ &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} - h \sum_{\langle i \rangle} S_i \end{aligned} \quad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных ферро- ($J_1 > 0$) и антиферромагнитного ($J_2 < 0$) взаимодействия соответственно для ближайших и следующих за ближайшими соседями, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$, h – величина магнитного поля (h приводится в единицах J_1). В данном исследовании рассматривается случай, когда $|J_1| = |J_2| = 1$. Величина внешнего магнитного поля менялась в интервале $0.0 \leq h \leq 7.0$ с шагом 1.0. Магнитное поле направлено вдоль одного из направлений спина.

Направления спинов задается таким образом, чтобы выполнялось равенство

$$\theta_{i,j} = \begin{cases} 0, & \text{если } S_i = S_j \\ 109.47^\circ, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}, \quad \text{Cos} \theta_{i,j} = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j \\ -1/3, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}. \quad (2)$$

В настоящее время такие системы на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются на основе метода Монте-Карло (МК) [7]. В последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК. Одним из наиболее эффективных для исследования подобных систем является репличный обменный алгоритм метода МК. Поэтому нами, в данном исследовании был использован этот алгоритм. Получены магнитные структуры основного состояния в широком интервале значений поля. Обнаружено, что в зависимости от величины магнитного поля в данной модели наблюдаются димерная, частично упорядоченная и страйповая магнитные структуры. На основе гистограммного метода проведен анализ характера ФП. Показано, что в интервале значений магнитного поля $0.0 \leq h \leq 3.0$ переход из упорядоченной и частично упорядоченной фаз в полностью разупорядоченную (парамагнитную) фазу является ФП первого рода. Обнаружено, что в сильных полях $h \geq 4.0$ магнитное поле снимается вырождение основного состояния и фазовый переход в системе размывается.

Литература

1. Diep H.T. Frustrated Spin Systems, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore (2004).
2. Domany E., Schick M., Walker J.S. Classification of Order-Disorder Transitions in Common Adsorbed Systems: Realization of the Four-State Potts Model // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1148.
3. Муртазаев А.К., Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на треугольной решетке // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 2195.
4. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Мазагаева М.К., Магомедов М.А. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 502.
5. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Исследование фазовых переходов и термодинамических свойств модели Поттса с $q=4$ на гексагональной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ФТТ. 2020. Т. 62. С. 442.
6. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A., Rizvanova T.R., and Murtazaeva A.A. Phase diagram of the Potts model with the number of spin states $q = 4$ on a kagome lattice // Low Temp. Phys. 2021. V. 47. P. 396.
7. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A. Phase diagrams and ground-state structures of the Potts model on a triangular lattice // Phys. A. 2019. V. 521. P. 543.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИК $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рамазанов М.К.,^{1,2} Муртазаев А.К.,^{1,2} Магомедов М.А.,^{1,2} Рамазанов К.М.,¹
Рамазанов Р.М.¹

¹Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

²Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН, Россия, Махачкала

E-mail: sheikh77@mail.ru

В нулевом магнитном поле антиферромагнитные спиновые системы, имеющие правильную двумерную треугольную решетку, образуют 120 градусную спиновую структуру. Спиновая структура, природа фазовых переходов, термодинамические и магнитные свойства таких систем сильно зависят от внешнего магнитного поля.

Двумерные антиферромагнетики на треугольной решетке широко изучались теоретически и экспериментально [1,2]. Соединение $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ является примером квазидвумерного антиферромагнетика на треугольной решетке. Для компьютерного моделирования и изучения влияния внешнего магнитного поля на физические свойства этого соединения методом Монте-Карло может быть использована модель Гейзенберга.

В данной работе мы исследуем магнитные и термодинамические свойства квазидвумерного антиферромагнетика $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ в различных магнитных полях методом Монте-Карло. Для описания данного соединения с учетом всех его характеристик нами был использован гамильтониан классической модели Гейзенберга, который можно записать в следующем виде

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_l) - D \sum_{\langle i \rangle} (S_i^z)^2 - H \sum_{\langle i \rangle} S_i^z, \quad (1)$$

где $|\vec{S}_i|$ трехкомпонентный единичный вектор (классический спин) $\vec{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$, H - величина магнитного поля (выражается в единицах $|J_1|$). Угловые скобки $\langle \rangle$ в данной формуле означают суммирование спинов с индексами i, j, l . Первый член в формуле (1) учитывает обменное взаимодействие ближайших соседей внутри слоев ($J_1 < 0$), а второй - ближайших соседей между слоями ($J_2 < 0$). Известно, что для квазидвумерного антиферромагнетика $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ отношение обменного межслойного взаимодействия к внутрислойному $J_2/J_1 = 0.05$. Третий член в формуле (1) учитывает анизотропию типа легкая плоскость ($D = 0.57$ - постоянная анизотропии).

В настоящее время такие системы на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются методом Монте-Карло [3]. Нами получены температурные зависимости параметра порядка m и теплоемкости C при разных значениях магнитного поля H . На зависимости намагниченности от магнитного поля обнаружено плато, равное $1/3$ намагниченности насыщения.

Литература

1. Kawamura H., Miyashita S. Phase transition of the two-dimensional Heisenberg antiferromagnet on the triangular lattice // J. Phys. Soc. Jpn. 1984. V. 53. P. 4138.
2. Svistov L.E., Smirnov A.I., Prozorova L.A., Petrenko O.A., Demianets L.N., Shapiro A.Ya. Quasi-two-dimensional antiferromagnet on a triangular lattice $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 139901.
3. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A. Phase diagrams and ground-state structures of the Potts model on a triangular lattice // Phys. A. 2019. V. 521. P. 543.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ФРУСТРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА РЕШЕТКЕ КАГОМЕ

Муртазаев А.К.,^{1,2} Рамазанов М.К.,^{1,2} Магомедов М.А.,^{1,2} Ризванова Т.Р.²

¹Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

²Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, Россия, Махачкала

E-mail: rizv@yandex.ru

Уникальные свойства низкоразмерных, квазиодномерных и двумерных структур и их использование в наносистемах выглядят многообещающе: это может позволить совершить значительный прорыв во многих научных, технологических областях в обозримом будущем. Поэтому закономерно, что изучению этих структур сейчас уделяется большое внимание. Двумерная модель Поттса с числом состояний спина $q=4$ может быть применена для описания ряда материалов, в которых наблюдаются необычные температурные зависимости различных термодинамических параметров. Кроме того, интерес к этой модели обусловлен тем, что она может быть использована для описания реальных материалов и соединений. Данная модель интересна и тем, что значение $q=4$ является граничным значением интервала $2 \leq q \leq 4$, где наблюдается фазовый переход (ФП) второго рода и области значений $q>4$, в котором ФП происходит как переход первого рода [1].

Результаты исследований двумерной ферромагнитной модели Поттса с конкурирующими обменными взаимодействиями на треугольной [2], гексагональной [1,3] решетках и на решетке кагоме [4] методом Монте-Карло (МК) показывают, что характер ФП и термодинамическое поведение этой модели зависят от типа решетки. Это связано с тем, что степень вырождения основного состояния системы и точка фрустрации зависят от типа решетки.

Исследование двумерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на решетке кагоме с учетом обменных взаимодействий первых и вторых ближайших соседей в литературе практически не встречается. Данная модель, даже без учета взаимодействий вторых ближайших соседей, вследствие особой геометрии является фрустрированной. Учет антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей в данной модели может привести к изменению вырождению основного состояния, появлению различных фаз и ФП, а также влиять на его термодинамические и магнитные свойства.

В связи с этим, в данной работе нами предпринята попытка на основе метода МК провести исследование ФП и термодинамических свойств двумерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на решетке кагоме с взаимодействием первых J_1 и вторых J_2 ближайших соседей. Поскольку поведение модели Поттса зависит от величины J_2 , особый интерес представляет изучение природы ФП для этой модели при различных соотношениях величины антиферромагнитного взаимодействия вторых ближайших соседей. Из данных, полученных на сегодняшний день, нельзя однозначно определить характер ФП и закономерности изменения термодинамического поведения фрустрированной модели Поттса на решетке кагоме с числом состояний спина $q=4$ и эти вопросы до сих пор остаются открытыми.

Гамильтониан модели Поттса с учетом взаимодействий первых и вторых ближайших соседей может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned}
H &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} S_i S_k = \\
&= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \text{Cos} \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \text{Cos} \theta_{i,k}
\end{aligned} \tag{1}$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных антиферромагнитных взаимодействий ($J_1 < 0$, $J_2 < 0$) соответственно для первых и вторых ближайших соседей, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$. Величина взаимодействия вторых ближайших соседей менялась в интервале $-1.0 \leq J_2 \leq 0.0$.

Направления векторов заданы таким образом, что выполняется равенство:

$$\theta_{i,j} = \begin{cases} 0, & \text{если } S_i = S_j \\ 109.47^\circ, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}, \quad \text{Cos} \theta_{i,j} = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j \\ -1/3, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}. \tag{2}$$

Схематическое представление этой модели представлено на рисунке 1.

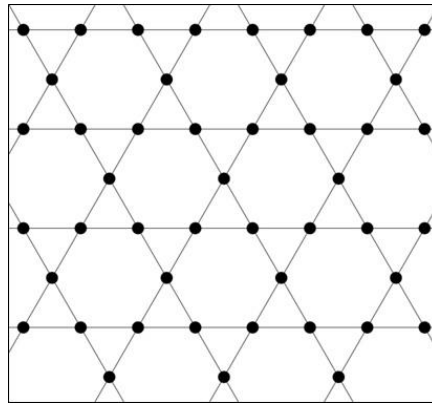


Рис. 1. Модель Поттса на решетке кагоме.

Данное исследование выполнено с использованием алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло. Используя гистограммный метод проведен анализ природы фазовых переходов. Установлено, что в интервале $-1.0 \leq J_2 \leq -0.1$ наблюдается фазовый переход второго рода. Показано, что для значения $J_2 = 0.0$ в системе наблюдаются сильные фрустрации, которые приводят к исчезновению фазового перехода.

Литература

1. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Мазагаева М.К., Магомедов М.А. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 502.
2. Муртазаев А.К., Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на треугольной решетке // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 2195.
3. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Исследование фазовых переходов и термодинамических свойств модели Поттса с $q=4$ на гексагональной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ФТТ. 2020. Т. 62. С. 442.
4. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A., Rizvanova T.R., and Murtazaeva A.A. Phase diagram of the Potts model with the number of spin states $q = 4$ on a kagome lattice // Low Temp. Phys. 2021. V. 47. P. 396.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ МОДЕЛИ ПОТТСА

Рамазанов М.К.,^{1,2} Муртазаев А.К.,^{1,2} Магомедов М.А.,^{1,2} Курбанова Д.Р.,²
Хизриев М.-Ш. С.²

¹Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

²Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН,
Россия, Махачкала

E-mail: sheikh77@mail.ru

Низкоразмерные решеточные модели описывают большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. В этих системах из-за конкуренции обменных взаимодействий, геометрических или энергетических ограничений могут возникать фрустрации. В магнитных материалах, имеющих треугольную решетку, вследствие особой геометрии, возникают фрустрации. С понижением температуры процесс упорядочения в таких системах происходит гораздо медленнее чем в обычных нефрустрированных системах. Такое поведение обусловлено тем, что в системах с меньшим координационным числом возможны не только состояния с нетривиальным глобальным вырождением, но и локально вырожденные состояния [1].

В данной работе нами изучается двумерная модель Поттса на треугольной решетке с числом состояний спина $q=4$. Эта модель довольно уникальна и до сих пор малоизучена. Модель Поттса может быть использована для описания поведения некоторых классов адсорбированных газов на графите [2]. Данная модель интересна еще и тем, что значение $q=4$ является граничным значением интервала $2 \leq q \leq 4$, где наблюдается фазовые переходы (ФП) второго рода и области значений $q>4$, в котором ФП происходит как переход первого рода. Анализ результатов, полученных при исследовании двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на треугольной [3], гексагональной [4,5] и кагоме решетках [6], показывает, что в данной модели наблюдается переход, имеющий признаки ФП первого рода.

Гамильтониан модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ с учетом взаимодействий первых и вторых ближайших соседей может быть представлен в следующем виде:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \delta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \delta_{i,k}, \quad (1)$$

где $\delta_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{если } S_i = S_j \\ 0 & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases}$ (дельта функция), $S_i = 1, 2, 3, 4$, J_1 и J_2 – параметры обмен-

ных ферро- ($J_1 > 0$) и антиферромагнитного ($J_2 < 0$) взаимодействия соответственно для первых и вторых ближайших соседей. В данном исследовании величина взаимодействия вторых ближайших соседей меняется в интервале $-2.0 \leq J_2 \leq 0.0$, а $J_1 = 1$.

В настоящее время такие системы на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются на основе метода Монте-Карло (МК) [7]. В последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК. Одним из наиболее эффективных для исследования подобных систем является алгоритм Ванга-Ландау, особенно в низкотемпературной области. В связи с этим, исследование магнитных структур основного состояния и термодинамических свойств двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на треугольной решетке с учетом взаимодействий первых и вторых ближайших соседей выполнено с использованием алгоритма Ванга-Ландау метода МК. Определены магнитные структуры основного состояния при различных значениях величины

взаимодействия вторых ближайших соседей. Обнаружено, что изменение величины взаимодействия вторых ближайших соседей в данной модели приводит к изменению магнитного упорядочения. Проведен энергетический анализ магнитных структур основного состояния. Построена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины обменного взаимодействия вторых ближайших соседей. Показано, что при значении $J_2 = -1$ наблюдаются сильные эффекты фрустрации, что приводит к нарушению магнитного упорядочения.

Для построения фазовой диаграммы нами строились температурные зависимости теплоемкости для различных значений величины обменного взаимодействия вторых ближайших соседей в интервале $-2.0 \leq J_2 \leq 0.0$. Для каждого значения J_2 определялась температура $T(C_{\max})$, при котором теплоемкость принимает максимальное значение. Температуру, соответствующую максимуму теплоемкости можно считать близкой к критической температуре.

На диаграмме обнаружено несколько различных фаз: ферромагнитная, парамагнитная, страйпово-триплетная и страйповая. При значении $J_2 = -1.0$ критическая температура равна нулю и фазовый переход отсутствует. Это объясняется тем, что конкуренция обменных взаимодействий первых и вторых ближайших соседей для данного значения J_2 приводит к возникновению полной фрустрации. Фрустрации нарушают порядок в системе и приводит к исчезновению фазового перехода.

Появление различных фаз на диаграмме обусловлено изменением магнитной структуры основного состояния. Каждой фазе соответствуют различные магнитные структуры:

1. В интервале $J_2 < -0.5$ наблюдается упорядоченная ферромагнитная фаза;
2. Страйповая фаза наблюдается в интервале $-1 < J_2 \leq -0.5$;
3. Фрустрированная неупорядоченная фаза – при $J_2 = -1$;
4. Страйпово-триплетная фаза – в интервале $-2.0 \leq J_2 \leq -1$.

Литература

1. Diep H.T. Frustrated Spin Systems, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore (2004).
2. Domany E., Schick M., Walker J.S. Classification of Order-Disorder Transitions in Common Adsorbed Systems: Realization of the Four-State Potts Model // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1148.
3. Муртазаев А.К., Курбанова Д.Р., Рамазанов М.К. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на треугольной решетке // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 2195.
4. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Мазагаева М.К., Магомедов М.А. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 502.
5. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Исследование фазовых переходов и термодинамических свойств модели Поттса с $q=4$ на гексагональной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ФТТ. 2020. Т. 62. С. 442.
6. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A., Rizvanova T.R., and Murtazaeva A.A. Phase diagram of the Potts model with the number of spin states $q = 4$ on a kagome lattice // Low Temp. Phys. 2021. V. 47. P. 396.
7. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A. Phase diagrams and ground-state structures of the Potts model on a triangular lattice // Phys. A. 2019. V. 521. P. 543.

ПЬЕЗОУСИЛЕННАЯ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОФОРМОВАННОЙ МАГНИТНОЙ НАНОВОЛОКОННОЙ МЕМБРАНЫ ПВДФ/ BiFeO_3

Абдурахманов М.Г.,¹ Рабаданова А.А.,¹ Селимов Д.А.,¹ Гюлахмедов Р.Р.,¹
Шуайбов А.О.,¹ Собола Д.С.,¹ Оруджев Ф.Ф.¹

¹ФГБОУ ВО Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
Email: abdurakhmanov230218@gmail.com

В настоящее время индустриальное развитие стран и рост урбанизации увеличивает нагрузку на экологическую составляющую нашего мира, в частности, приводит к дефициту чистой воды и к серьезной угрозе водным ресурсам. Это вызвано увеличением выбросов различных органических загрязнителей, таких как удобрения, поверхностно-активные вещества (ПАВ), антибиотики, растворители, пигменты и красители, выбрасываются из многих отраслей промышленности, таких как сельское хозяйство, кожевенная, пищевая, пестициды, фармацевтика, пластмассы, текстиль и т.д. Эти загрязнители оказывают не самые благоприятные последствия на живые организмы. Разложение органических загрязнителей также является затруднительным. К примеру красители, сложный химический состав которых и их высокая потребность в химическом кислороде затрудняют разложение красителя на безвредные соединения. Исследователи ищут эффективные методы для разложения органических соединений, присутствующих в сточных водах.

Фотокатализ является одной из наиболее широко изучаемых областей очистки сточных вод, в которой полупроводник с подходящей запрещенной зоной может эффективно поглощать свет и образовывать фотогенерированные электронно-дырочные пары. Эти электроны и дырки могут затем мигрировать на поверхность фотокатализатора и инициировать окислительно-восстановительные процессы, приводящие к деградации органических загрязнителей. Одним из основных недостатков, ограничивающих практическое применение фотокатализаторов, является высокая скорость электронно-дырочной рекомбинации, что в конечном итоге снижает их фотокаталитическую эффективность.

Использование BiFeO_3 (BFO) в качестве многообещающего кандидата для фотокатализа видимого света было продемонстрировано благодаря его низкой запрещенной зоне $\approx 2,1$ эВ [1]. Кроме того, BiFeO_3 также обладает хорошими пьезо/сегнетоэлектрическими характеристиками с большой спонтанной поляризацией и пьезоэлектрическим коэффициентом. Эти свойства делают BiFeO_3 отличным кандидатом для эффективного использования как световой, так и вибрационной энергии для каталитического разложения органических загрязнителей без необходимости связывать его с другими материалами или использовать внешнее смещение. [2] Но несмотря на эти преимущества, BiFeO_3 используют в виде наночастиц. Вследствие чего нерешенным остается вопрос отделения этого вещества от раствора после очистки. В связи с этим, актуальной является задача поиска новых материалов в виде пленок. Поливинилиденфторид (ПВДФ) является диэлектриком с шириной запрещенной зоны более 9 эВ и обладает невысоким значением пьезоэлектрического коэффициента. Для усиления пьезоэлектрических свойств и фотоочувствления необходимо создать композитный материал на основе ПВДФ с добавлением функциональных наночастиц.

В нашей работе исследуется пьезофотокаталитическая активность при разложении органических красителей пьезоактивной нановолоконной композитной пленки ПВДФ с включенными в нее наночастицами BiFeO_3 .

Композит был приготовлен в виде волокон путем электропрядения из 15 мас.% раствора ПВДФ в смеси диметилсульфоксида и ацетона с объемным соотношением 7/3. BiFeO_3 синтезирован золь-гель-методом. Для получения ПВДФ/ BiFeO_3 феррит висмута растворяли в смешивающем растворителе в количестве 5 мас.% по отношению к твердому полимеру перед растворением ПВДФ. Этот раствор затем подвергали электропрядению при постоянном напряжении 50 кВ в течении 30 минут. Расстояние между коллектором и иглой 20 см. Для пьезофотокаталитического разложения использовали ультразвуковую ванну с мощностью 360 Вт с частотой 40 кГц. В качестве источника видимого света использовалась металлогалогенная лампа мощностью 70 Вт (Osram), в качестве источника ультрафиолетового (УФ) света использовалась ртутная лампа высокого давления мощностью 250 Вт (Philips). Расстояние от источника света до реактора 10 см. В реакторе сохраняли постоянную температуру 26°C. Испытание проводили 60 мин, отбирая пробу каждые 15 мин для спектрофотометрического анализа при длине волны 663,7 нм. Образец был погружен в стакан с раствором метиленового синего (МС) (20 мл). Для того, чтобы разграничить различные факторы были проведены дополнительные эксперименты по разложению МС: при воздействии света с катализатором (фотокатализ), при воздействии УЗ без катализатора (сонолиз) и воздействии света без катализатора (фотолиз), при воздействии УЗ с катализатором без света (пьезокатализ). [3].

Результаты и обсуждения

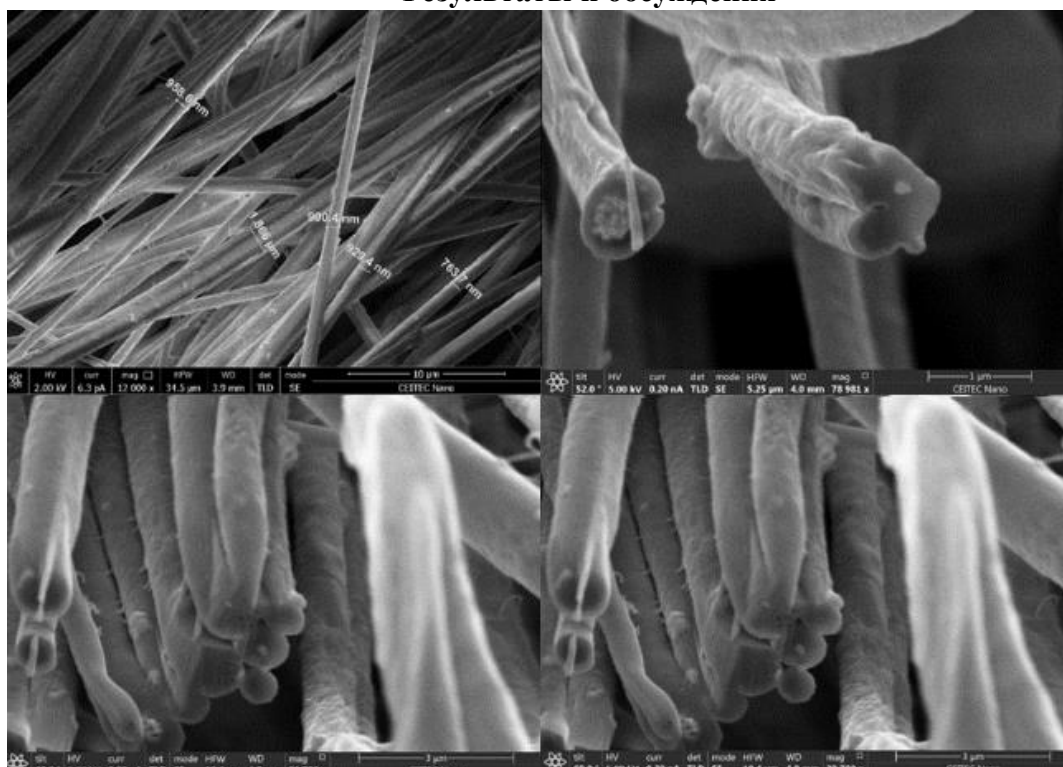


Рис.1. СЭМ изображения ПВДФ/ BiFeO_3 и чистого ПВДФ.

На рис.1 представлены СЭМ изображения, на которых показаны волокна ПВДФ с внедренными частицами ВФО. На изображении мы видим, что волокна композита

имеют преимущественную ориентацию и неоднородный диаметр. Большая часть наночастиц ВFO довольно однородно включена в волокна. Доказательством того, что частицы ВFO находятся именно внутри, а не снаружи, является то, что снимок на рис. 1а снят при ускоряющем напряжении равном 2 кВ, на котором наночастиц незаметны, тогда как при напряжении в 15 кВ видны белые включения, которые и являются наночастицами. Формирование более прямых, однородных, плотных и бездефектных нановолокон связано с увеличением плотности заряда полимерного раствора [4]. Также формирование волокон зависит от расстояния между иглой и коллектором, скоростью впрыска и приложенного напряжения. В работе [5] было показано, что с увеличением расстояния между иглой и коллектором и увеличением скорости впрыска приложенное напряжение электроспиннинга также должно увеличиваться, чтобы обеспечить достаточные электростатические силы для создания струи раствора.

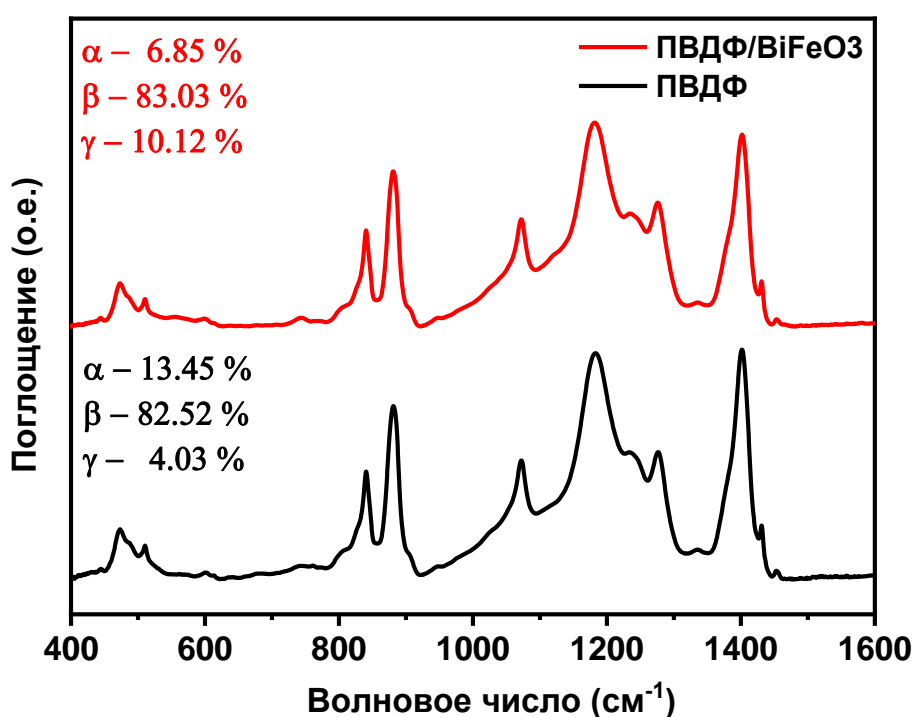


Рис.2. ИК-Фурье спектр нановолокон чистого ПВДФ и ПВДФ/ BiFeO_3 .

На рисунке 2 представлены ИК-Фурье спектры нановолокон ПВДФ/ BiFeO_3 и чистого PVDF. Расчеты показали, что в чистом ПВДФ доля α фазы составила 13,45 %, доля γ фазы 4,03 % и доля β фазы 82,52 % соответственно. После модификации BiFeO_3 значительно увеличилась доля γ -фазы и составила 10,12 %, доля α -фазы - 6,85% и доля β -фазы претерпела незначительное увеличение – 83,03 %. Исходя из полученных данных, можно предположить, что за счет внедрения BiFeO_3 происходит переполяризация фаз за счет ион-дипольного взаимодействия, которое могло бы привести к локальному упорядочению всех транс-конформаций.

На рисунке 3 показаны кривые каталитического разложения модельного органического соединения Метиленового Синего при различных внешних стимулах (УФ и видимое облучение, ультразвук).

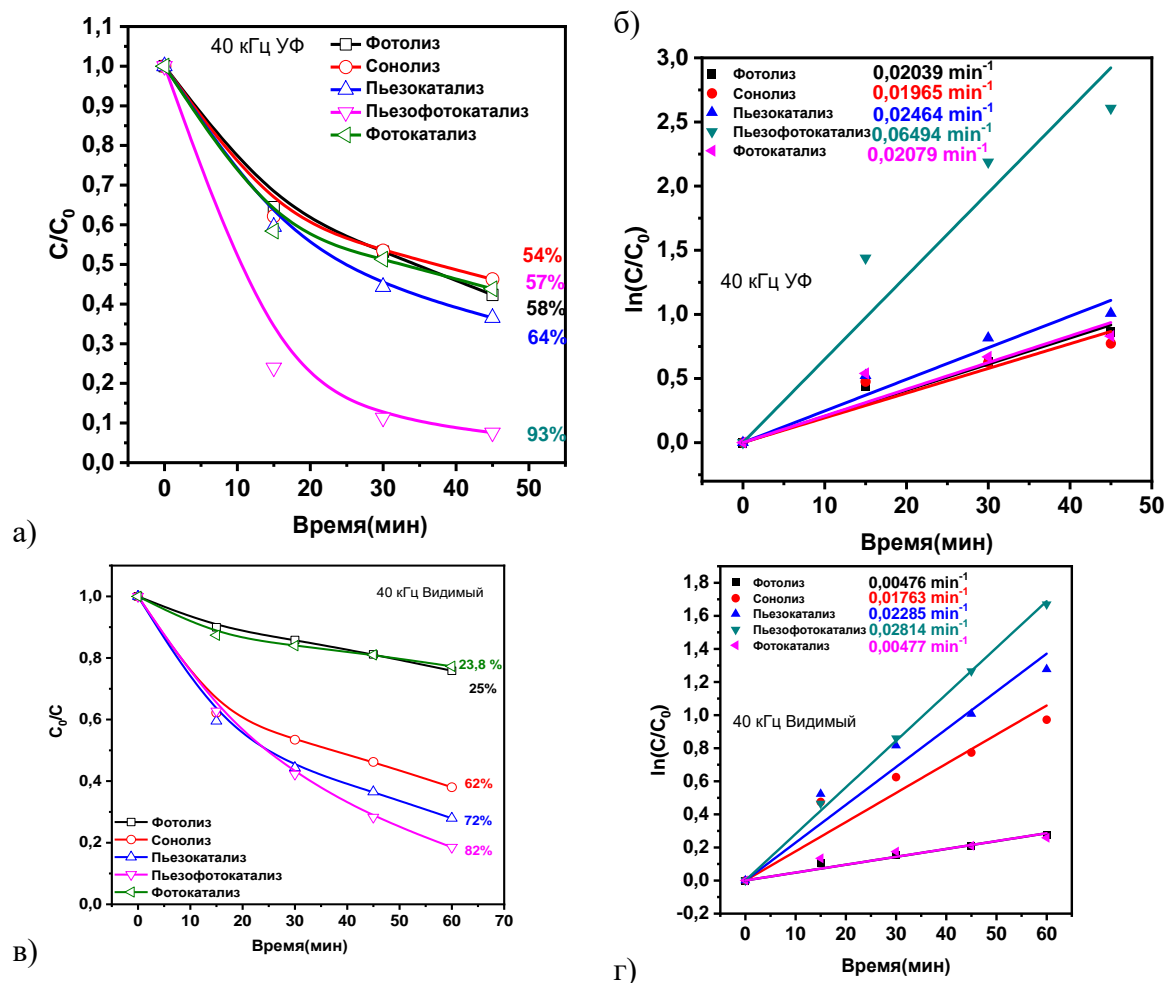


Рис. 3. а) Кривые деструкции МС ($1 \text{ мг} \cdot \text{л}^{-1}$, 20 мл) и б) зависимость $\ln(C/C_0)$ от времени для нановолокон ПВДФ/ BiFeO_3 при УФ облучении; в) Кривые деструкции МС ($1 \text{ мг} \cdot \text{л}^{-1}$, 20 мл) и г) зависимость $\ln(C/C_0)$ от времени для нановолокон ПВДФ/ BiFeO_3 при видимом свете.

Из представленных данных видно, что наибольшая деградация красителя была достигнута за 45 минут при пьезофотокатализе с УФ светом - 93%. При том, что при пьезокатализе за это же время разложилось 64%, а при сонолизе – 54%. Фотокаталитическая активность в 57%, аналогична фотолизу 58%, что может указывать отсутствие фотокаталитических свойств у композита. Были также вычислены константы скорости по кинетическому уравнению псевдопервого порядка значения которых составили 0.0204, 0.0197, 0.0246, 0.0649, 0.0208 мин^{-1} для фотолиза, сонолиза, пьезокатализа и фотокатализа, соответственно. При совместном воздействии ультразвуковой обработки и облучения УФ светом скорость реакции увеличивалась в 3.18, 3.29, 2.64, 3.12 раз в сравнении с фотолизом, сонолизом, пьезокатализом и фотокатализом, соответственно. При пьезофотокаталических экспериментах с использованием видимого света тенденция схожая, то есть самую большую активность имеет пьезофотокатализ 83%, при пьезокатализе 72% и сонолизе 62%, а между фотокатализом 23.8% и фотолизом 25% особой разницы не наблюдается. Также вычислены значения константы скорости k 0.0048, 0.0176, 0.0229, 0.0281, 0.0048 мин^{-1} для фотолиза, сонолиза, пьезокатализа, пьезофотокатализа и фотокатализа, соответственно. При пьезокатализе совместно с облучением видимого света скорость увеличилась в 5.9, 1.6, 1.2, 5.89 раз в сравнении с фотолизом, сонолизом, пьезокатализом и фотокатализом, соответственно.

Выводы

В итоге проведенного исследования можно полагать, что использование в качестве наполнителя BiFeO_3 приводит к увеличению электроактивной фазы, что ведет к повышению эффективности пьезокатализа. Композитный материал не проявляет фотокаталитической активности, однако, при совместном воздействии УЗ и ФК скорость реакции разложения МС возрастает в примерно 3 раза при УФ облучении и примерно 6 раз при видимом облучении. Такое ускорение реакции можно объяснить наличием пьезофоторонного эффекта, при котором генерируемый пьезопотенциал приводит к изгибу зон и активации фотокаталитической активности композита [3].

Исследование выполнено за при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-73-10091).

Литература

1. Mushtaq F. et al. Piezoelectrically enhanced photocatalysis with BiFeO_3 nanostructures for efficient water remediation // *Iscience*. – 2018. – Т. 4. – С. 236-246.
2. Soltani T., Entezari M. H. Sono-synthesis of bismuth ferrite nanoparticles with high photocatalytic activity in degradation of Rhodamine B under solar light irradiation // *Chemical Engineering Journal*. – 2013. – Т. 223. – С. 145-154.
3. Orudzhev F. et al. Ultrasound and water flow driven piezophototronic effect in self-polarized flexible $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ containing PVDF nanofibers film for enhanced catalytic oxidation // *Nano Energy*. – 2021. – Т. 90. – С. 106586.
4. Mandal D., Henkel K., Schmeißer D. Improved performance of a polymer nanogenerator based on silver nanoparticles doped electrospun P (VDF–HFP) nanofibers // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2014. – Т. 16. – №. 22. – С. 10403-10407.
5. Mansouri S., Sheikholeslami T. F., Behzadmehr A. Investigation on the electrospun PVDF/NP-ZnO nanofibers for application in environmental energy harvesting // *Journal of Materials Research and Technology*. – 2019. – Т. 8. – №. 2. – С. 1608-1615.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОМАТЕРИАЛОВ $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКОМ

Алиханов Н.М.-Р., Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Гаджиев М.Х.,
Ильичев М.В.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия
E-mail: darkusch@mail.ru

Приведены результаты исследования диэлектрических свойств наноструктурированной керамики $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ до и после воздействия плазменным потоком аргона. Керамика состава $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ была изготовлена из термообработанного при температуре $\sim 450^\circ\text{C}$ в течение 30 мин нанопорошка того же состава. Нанопорошки синтезировались золь-гель методом, согласно рекомендациям [1]. Спекание керамики проводилось при температуре $\sim 600^\circ\text{C}$ в течение 30 мин. Обработка плазмой осуществлялась в течение ~ 20 сек на расстоянии ~ 25 мм при удельном тепловом потоке ~ 0.05 кВт/см².

Согласно структурным исследованиям установлено [2], для керамики характерна искаженная ромбоэдрическая структура $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ с пространственной группой симметрии R3c.

Исследования комплексной диэлектрических характеристик (ϵ' и $\text{tg}\delta$) проводились в интервале температур $25 - 500^\circ\text{C}$ и частот 1 кГц – 1 МГц на автоматизированном стенде с использованием измерителя LCR-78110G. Для образцов наблюдается дисперсия диэлектрических свойств в исследованном диапазоне частот. Как и предполагалось, значения диэлектрической проницаемости ϵ' и потерь $\text{tg}\delta$ монотонно уменьшаются с увеличением частоты (рис. 1 и 2). Как видно, плазменная обработка привела к снижению не только параметра ϵ' , но и $\text{tg}\delta$ в области выше 2 кГц. Величина ϵ' при частоте 1 кГц, отличие от значений для образца без обработки, уменьшается в ~ 1.4 раза.

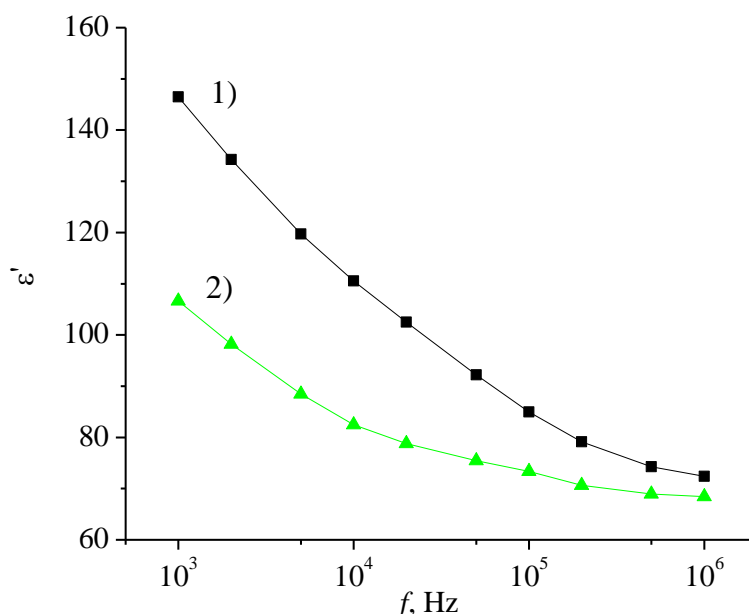


Рис. 1. Частотная зависимость ϵ' для керамик до – 1) и после – 2) воздействия потоком плазмы.

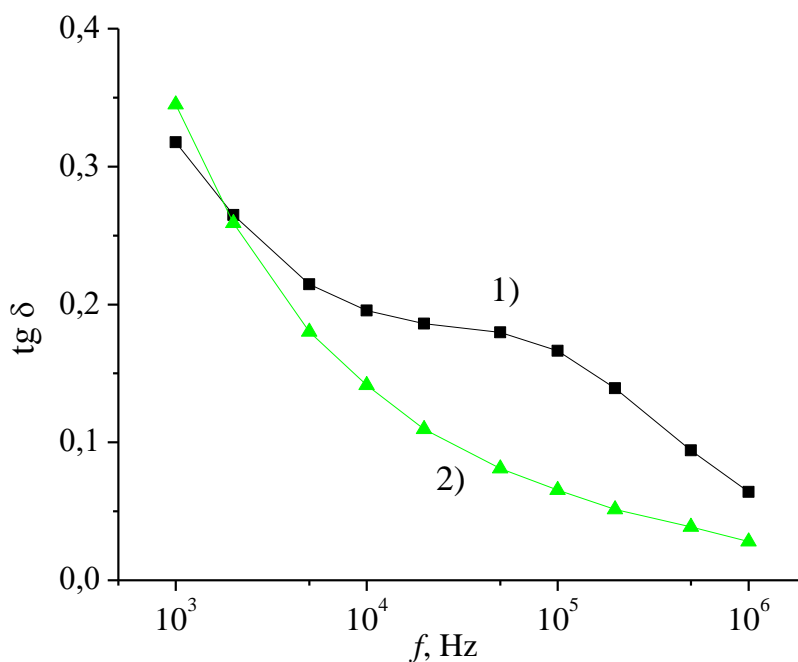


Рис. 2. Частотная зависимость $\text{tg}\delta$ для керамик до – 1) и после – 2) воздействия потоком плазмы.

Итак, плазменная обработка поверхности наноструктурированной керамики состава $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ в среде аргона в течение ~ 20 сек при удельном тепловом потоке ~ 0.05 кВт/см² привела к снижению не только параметра ϵ' , но и $\text{tg}\delta$ в области выше 2 кГц.

Работа выполнена в рамках проектов: гранта РФФИ № 20-08-00242А и частично Гос. задания FZNZ-2020-0002.

Литература

1. Алиханов Н. М-Р. и др. Способ получения нанопорошка феррита висмута, № 2641203, 2018.
2. Rabadanova A. E. et al. Structure and dielectric properties of $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ nanostructured ceramics // *Ferroelectrics*. – 2021. – 576(1). P.1-7.

СТРУКТУРНЫЕ ТРАНСФОРМАЦИИ НАНОКЕРАМИКИ $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Гаджимагомедов С.Х., Алиханов Н.М.-Р., Рабаданов М.Х., Рабаданова А.Э.,
Гаджиев М.Х.,
Ильичев М.В., Эмиров Р.М., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия
E-mail: darkusch@mail.ru

В последнее время особый интерес для практических приложений представляет материалы с градиентными свойствами – слоистые структуры [1] с градиентным химическим составом; градиентная керамика [2], сочетающая сегнетоэлектрические и ферромагнитные свойства при комнатной температуре.

Изготовление градиентных керамик из одного исходного материала является достаточно сложной задачей. Поэтому для этого эффективно применяют [3] методы плазменной обработки поверхности материала, вызывающие широкий спектр химических изменений в контролируемых плазмообразующих средах. Такая плазменная среда обладает достаточной энергией для селективного преобразования поверхностного слоя, не изменяя характеристик в объеме материала.

В работе приведены результаты исследования морфологии и структуры поверхности наноструктурированной керамики BiFeO_3 при 5% замещении Bi на La ($\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$), после воздействия плазменным потоком аргона.

Наноструктурированная керамика состава $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ была изготовлена из термообработанного при температуре $\sim 450^\circ\text{C}$ в течение 30 мин нанопорошка того же состава. Нанопорошок синтезировался золь-гель методом, согласно рекомендациям [4]. Прессование исходного сырца осуществлялось при давлении ~ 250 МПа. Спекалась керамика при температуре $\sim 600^\circ\text{C}$ в течение 30 мин. Воздействие осуществлялось на расстоянии ~ 25 мм в течение ~ 20 сек при удельном тепловом потоке ~ 0.05 кВт/см².

На рисунке 1 представлены дифрактограммы наноструктурированных керамик до и после обработки плазмой. Как видно, на спектрах проявились характерные пики для искаженной ромбоэдрической структуре $\text{Bi}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{FeO}_3$ с пространственной группой симметрии $R3c$. Воздействие плазменным потоком (рис. 1), наряду с увеличением разрешения рефлекса (104), приводит к смещениям примерно на $\sim 0.24^\circ$ пиков (012) и (110) в область высоких значений углов 2θ . После обработки на спектрах присутствуют уже расщепленные пики (104, 110) и (116, 122), в окрестности $\sim 32^\circ$ и $\sim 52^\circ$ соответственно. По увеличению интенсивности пика (006) при $\sim 39^\circ$, являющегося индексом ромбоэдрической структуры BiFeO_3 , можно предположить [5] о произошедшем структурном переходе.

На рисунках 2 и 3 приведены морфология керамик до и после обработки плазменным потоком. Видно, что термическая обработка вызвала значительные изменения пористости из-за фазовых превращений, роста зерен и спекания. После воздействия для керамики, наряду с плотным каркасом (рис. 2, нижний ряд), на поверхности наблюдаем образование больших пор (с размером до ~ 120 мкм). Это происходит, когда материал определенной фазы, занимающий данный объем, превращается в более плотную кристаллическую фазу.

При этом уплотнение происходит, в основном, за счет приповерхностного слоя (см. рис. 3). Толщина этого слоя достигает до ~ 300 мкм. Т.е. воздействие привело к уплотнению до $\sim 30\%$ от толщины образца. Зерна каркаса слоя образуют монолитно сопряженную структуру (см. рис. 3) в отличие от объема.

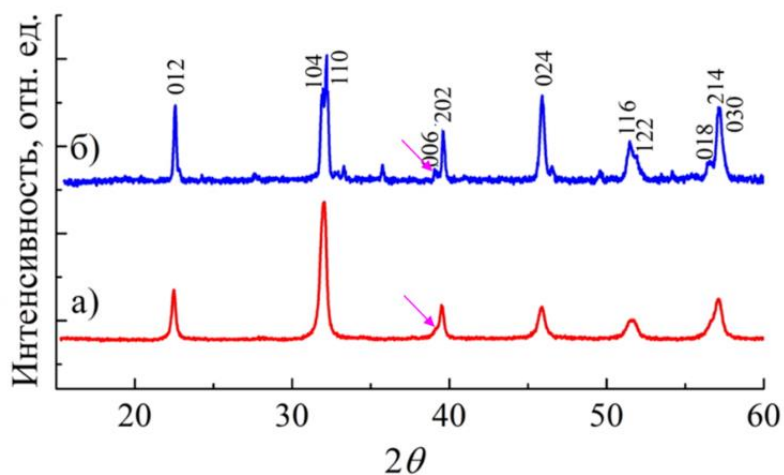


Рис. 1. Дифрактограммы для керамик до – а) и после – б) обработки потоком плазмы

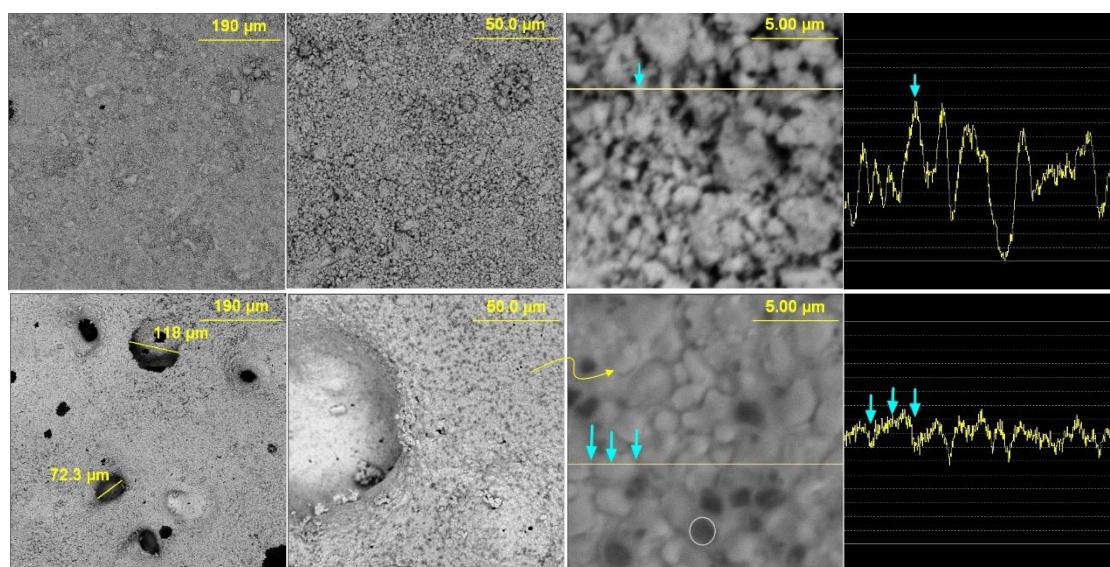


Рис. 2. Морфологии при различных увеличениях, профили вдоль выделенной линии для керамик до (верхний ряд) и после (нижний ряд) обработки потоком плазмы. Обозначения: стрелками – зерна и их границы; кругом – включения в общую матрицу.

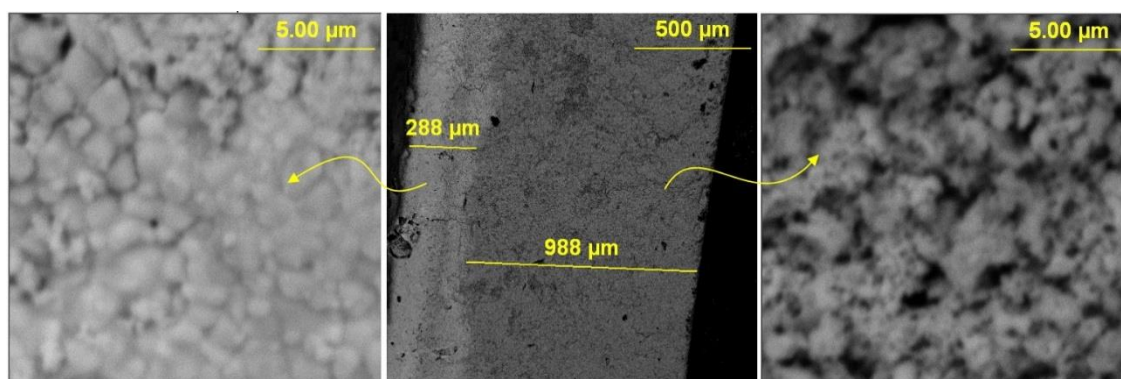


Рис. 3. Морфологии при различных увеличениях скола для керамики после плазменной обработки.

Работа выполнена в рамках проектов: гранта РФФИ № 20-08-00242А и частично Гос. задания FZNZ-2020-0002.

Литература

1. Dedon L. R. et al. Nonstoichiometry, structure, and properties of BiFeO₃ films // Chemistry of Materials. – 2016. – Т. 28. – №. 16. – С. 5952-5961.
2. He X. et al. Dielectric performance controlled by magnetic field in PZT-BFO gradient multiferroic ceramics // Ferroelectrics. – 2017. – Т. 514. – №. 1. – С. 158-164.
3. Gadzhimagomedov S. Kh. et al. Superconducting YBCO ceramics after exposure to a plasma flow to a mixture of argon and oxygen // Journal of Physics Conference Series. – 2021. – 1923(1). 012007.
4. Rabadanova A. E. et al. Structure and dielectric properties of Bi_{1-x}La_xFeO₃ nanostructured ceramics // Ferroelectrics. – 2021. – 576(1). P.1-7.
5. Yang Y. et al. Structural properties of Bi_{1-x}La_xFeO₃ studied by micro-Raman scattering // Chinese Physics B. – 2010. – 19(3), 037802.

ИНДУЦИРОВАННАЯ ДЕФЕКТАМИ ПРЕВОСХОДНАЯ СОЛНЕЧНАЯ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ТЕТРАПОДОВ ОКСИДА ЦИНКА

Гюлахмедов Р.Р.,¹ Оруджев Ф.Ф.,¹ Муслимов А.²

¹Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

² Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, Москва

Email: raha.keyt@gmail.com

Развитие промышленности привело к образованию большого количества органических соединений, загрязняющих сточные воды, что стало серьезной экологической проблемой [1, 2]. Наличие загрязнителей в составе воды делает невозможным ее дальнейшее использование.

Для решения данной проблемы были разработаны различные методы очистки, такие как адсорбция, коагуляция, мембранное разделение и др. [3]. Последнее десятилетие много исследований связаны с фотокатализом. Использование в качестве источника энергии солнечный свет и экологическая безопасность делают его наиболее перспективным методом очистки [4, 5]. С этой целью были синтезированы полупроводниковые фотокатализаторы, такие как ZnO [6], TiO₂ [7], ZnS [8], C₃N₄ [9], CdS [10] и др.

ZnO является одним из самых исследуемых фотокатализаторов благодаря своим превосходным свойствам, такие как высокая фотокаталитическая активность, нетоксичность и экологичность, высокой энергии связи экситонов (60 мэВ) [11-14]. Но ZnO имеет проблему, связанную с шириной запрещенной зоны $\approx 3,37$ эВ из-за чего он способен поглощать только УФ-спектр, который составляет всего 5% солнечного света. Чтобы решить данную проблему были созданы различные методы [15-18]. Одним из методов улучшения фотокаталитической эффективности широкозонных фотокатализаторов является образование кислородных вакансий (КВ) за счет образования дефектных уровней в структуре. Локализованные КВ способны создавать дополнительные энергетические уровни, тем самым увеличивая фоточувствительность. Также КВ способны захватывать электроны и дырки, тем самым ограничивая их рекомбинацию. За счет этого увеличивается фотокаталитическая эффективность ZnO.

В данной работе были синтезированы тетраподы ZnO пиролитическим карботермальным методом. Были исследованы морфология тетраподов, их элементный состав. Фотокаталитическую эффективность определяли по разложению органического красителя метиленового синего (МС).

Тетраподы (ТП) ZnO получали из чистой шихты методом пиролитического карботермального синтеза. В качестве прекурсоров использованы следующие реактивы: металлические гранулы Zn диаметром ~ 5 мм чистотой 99.999% (metals basis) производства Alfa Aesar. Источником углерода служили фильтры целлюлозные обеззоленные для количественных и качественных анализов. Масса золы одного фильтра 0.72 мг. Синтез проводили в корундовых тиглях при температуре 1020 и 1050°C с изотермической выдержкой 50 мин. Порошок активатора помещали непосредственно на прекурсор Zn, находящегося на дне тигля.

Морфологию ТП ZnO изучали с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Для определения химического состава оксида цинка методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) использовался РФЭ-спектрометр SPECS (Specs, Германия), оснащенный Al и Mg анодами.

Эксперименты фотокатализа проводились на протяжении 3-х дней примерно в одно и то же время (13:30). 20 мг тетраподов ZnO добавляли в 20 мл раствора МС с кон-

центрацией 1 мг/л. Также была использована магнитная мешалка для распределения тетраподов по всему объему раствора. Мешалку со стаканом ставили под прямыми солнечными лучами. Каждые 2 минуты в течении 8 минут отбиралась проба V=3мл для определения оптической плотности на спектрофотометре СФ-2000.

Результаты и обсуждения

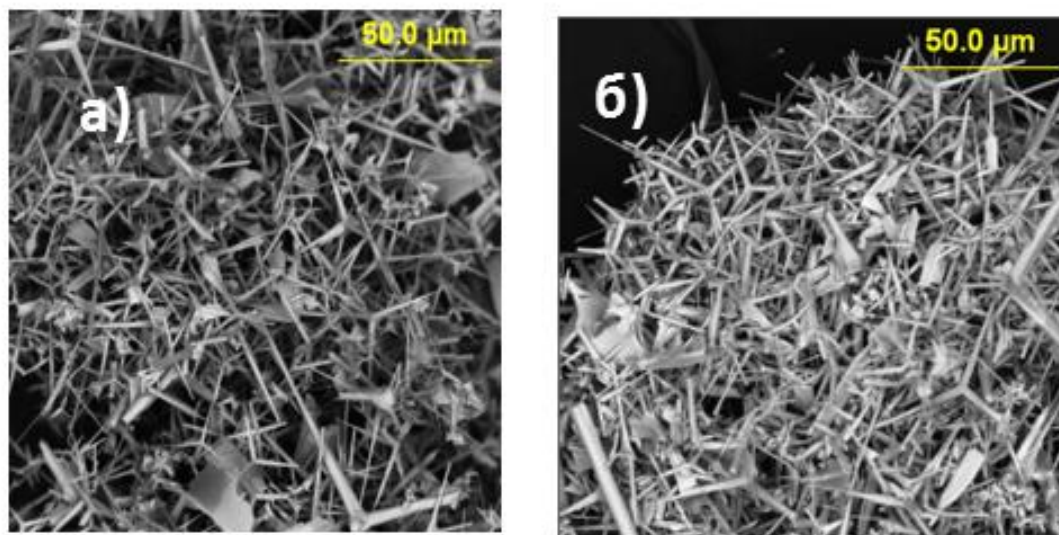
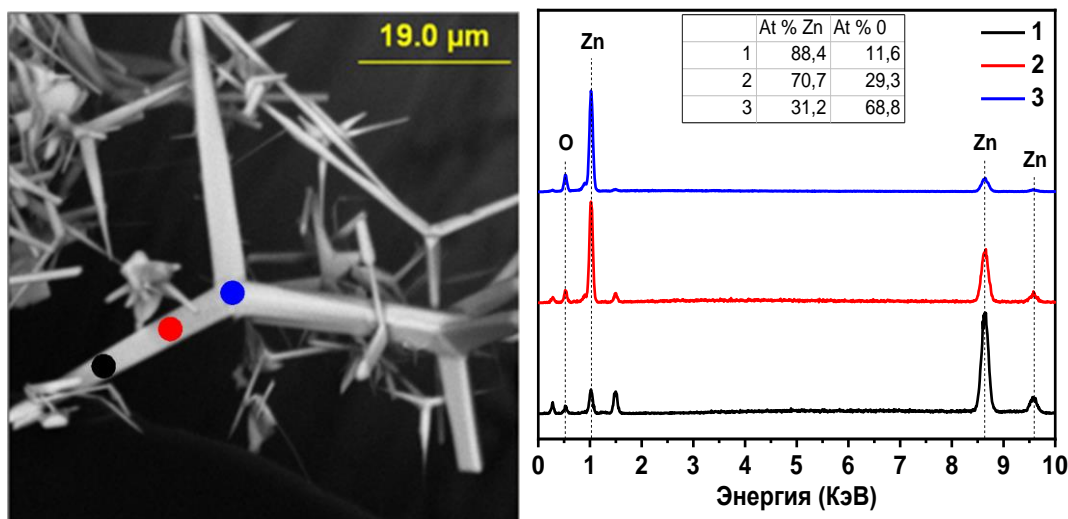


Рис.1. СЭМ-изображения тетраподов ZnO под увеличением 50 мкм а) до фотокатализа и б) после фотокатализа.

На рис.1а изображены свежесинтезированные тетраподы ZnO, которые представляют собой 3D – структуры, состоящие из 4-ех однородных гексагональных стержней. Можно заметить, что часть тетраподов имеют неидеальную структуру и большой разброс по размерам. На рис.1б где изображены тетраподы после фотокатализа можно заметить, что увеличилось число дефектных тетраподов больших размеров, в то время как более мелкие ТП остались неповрежденными.



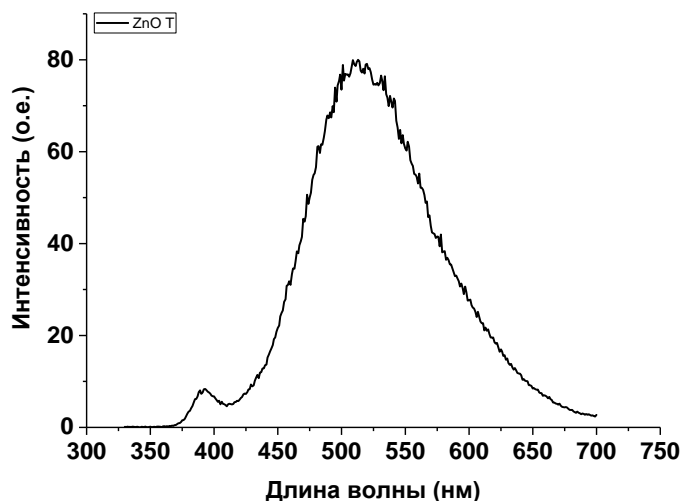


Рис.2. ЕДС-спектры тетрапода ZnO на разных участках стержня. Спектр фотолюминесценции.

На рис.2. изображен ЕДС-спектр еденичного ТП ZnO. Наблюдается нестехиометрия по химическому составу по всей длине стержня, несмотря на его однородную структуру. По спектру видно, что элементный состав сильно разниться по направлению от центра. Нестехиометрия по кислороду может свидетельствовать о наличии КВ. Для подтверждения был получен спектр ФЛ. Как видно, проявляются два пика в районе 380 нм и 530 нм [19, 20]. Согласно литературным данным пик при 530 нм соответствует КВ.

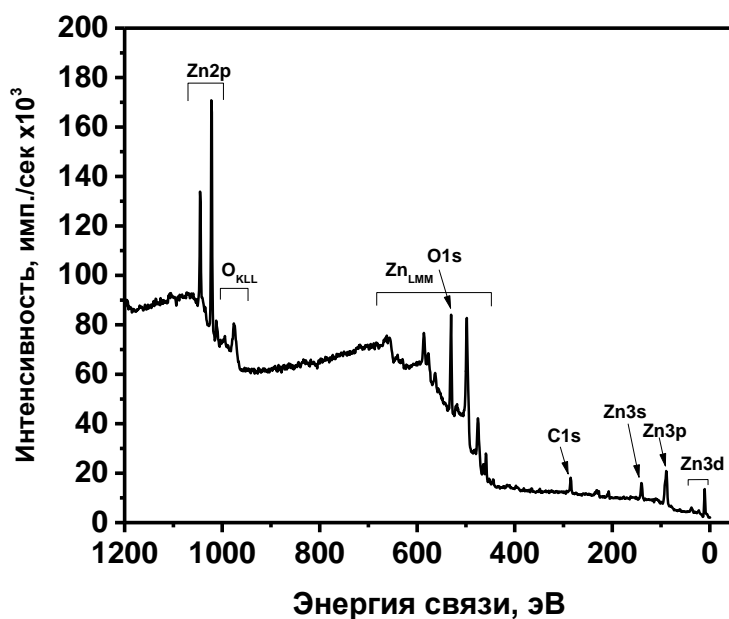


Рис.3. Спектры РФЭС тетраподов ZnO.

На рис.3 показаны типичные РФЭС спектры. Были обнаружены пики Zn, O и C на типичных для них значениях [21]. Обнаруженный углерод связан с углеродом, адсорбированным на поверхности. Все энергии связи были скорректированы по пику C1s углерода ($E_B=284,6$ эВ) в качестве эталона [22].

На рисунке 4 представлены результаты фотокаталитического эксперимента.

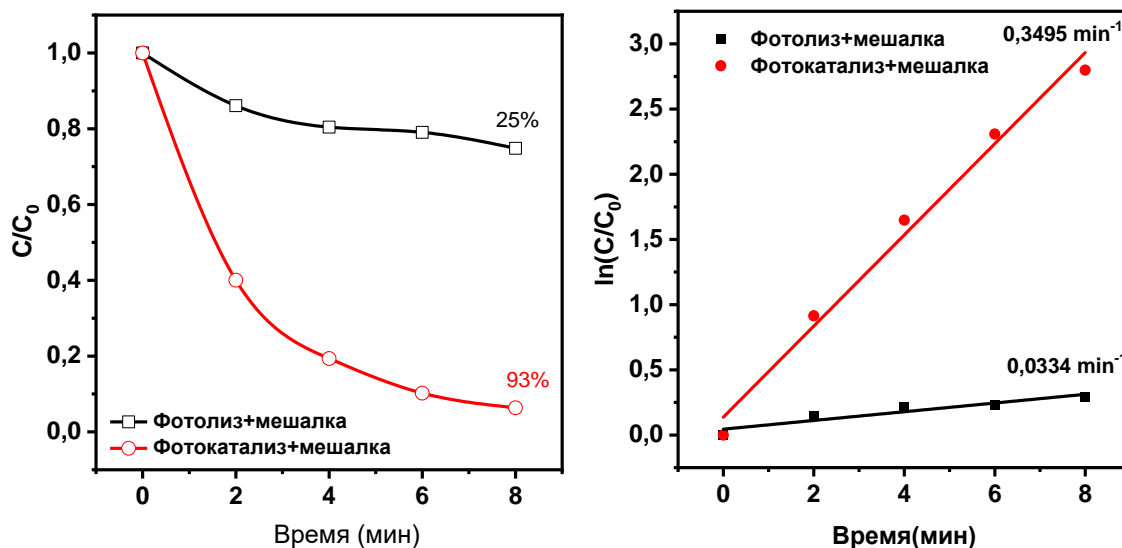


Рис.4. Кривые деструкции МС (1 мг·л⁻¹, 20 мл) (а) и (б) зависимость $\ln(C_0/C)$ от времени облучения для тетраподов ZnO под солнечным светом.

Эффективность разложение МС в процессе фотокатализа за 8 минут составила 93%. Для сравнения в аналогичных условиях было исследовано разложение МС в процессе фотолиза (воздействие солнечного света без фотокатализатора). Эффективность разложения составила 25%. Кажущаяся константа скорости (k) была рассчитана из кинетических кривых, показанных на рисунке 4б, в соответствии с уравнением псевдопервого порядка:

$$\ln C/C_0 = kt \quad (1)$$

Значения k составили 0,35 и 0,033 мин⁻¹ для фотокатализа и фотолиза соответственно. При фотокатализе скорость реакции увеличилась в 10,5 раз по сравнению с фотолизом.

Выводы

В ходе экспериментов ТП ZnO, синтезированные пиролизическим карботермическим методом показали высокую эффективность разложения МС при фотокатализе под прямым солнечным светом 93%. Из полученных результатов можно сделать вывод, что наличие дополнительных дефектных уровней в виде кислородных вакансий в структуре ТП повышает его спектральную чувствительность в область видимого излучения.

Литература

1. Gogate P. R., Pandit A. B. A review of imperative technologies for wastewater treatment I: oxidation technologies at ambient conditions //Advances in environmental research. – 2004. – Т. 8. – №. 3-4. – С. 501-551.
2. Hariharan C. Photocatalytic degradation of organic contaminants in water by ZnO nanoparticles: Revisited //Applied Catalysis A: General. – 2006. – Т. 304. – С. 55-61.
3. Plumlee M. H., Larabee J., Reinhard M. Perfluorochemicals in water reuse //Chemosphere. – 2008. – Т. 72. – №. 10. – С. 1541-1547.
4. Jang E. S. [et al.] Fine tuning of the face orientation of ZnO crystals to optimize their photocatalytic activity //Advanced Materials. – 2006. – Т. 18. – №. 24. – С. 3309-3312.
5. Qi K. [et al.] Review on the improvement of the photocatalytic and antibacterial activities of ZnO //Journal of Alloys and Compounds. – 2017. – Т. 727. – С. 792-820.

6. Guo Y. [et al.] Amino acids assisted hydrothermal synthesis of hierarchically structured ZnO with enhanced photocatalytic activities //Applied Surface Science. – 2016. – T. 384. – C. 83-91.
7. Qi K. [et al.] Self-Sensitized Photocatalytic Degradation of Colorless Organic Pollutants Attached to Rutile Nanorods Experimental and Theoretical DFT+ D Studies //The Journal of Physical Chemistry C. – 2016. – T. 120. – №. 10. – C. 5442-5456.
8. Hong Y. [et al.] Enhanced visible light photocatalytic hydrogen production activity of CuS/ZnS nanoflower spheres //Journal of Materials Chemistry A. – 2015. – T. 3. – №. 26. – C. 13913-13919.
9. Wen J. [et al.] Markedly enhanced visible-light photocatalytic H₂ generation over gC₃N₄ nanosheets decorated by robust nickel phosphide (Ni₁₂P₅) cocatalysts //Dalton Transactions. – 2017. – T. 46. – №. 6. – C. 1794-1802.
10. Jin J. [et al.] A hierarchical Z-scheme CdS–WO₃ photocatalyst with enhanced CO₂ reduction activity //Small. – 2015. – T. 11. – №. 39. – C. 5262-5271.
11. Akyol A., Yatmaz H. C., Bayramoglu M. Photocatalytic decolorization of Remazol Red RR in aqueous ZnO suspensions //Applied Catalysis B: Environmental. – 2004. – T. 54. – №. 1. – C. 19-24.
12. Cun T., Dong C., Huang Q. Ionothermal precipitation of highly dispersive ZnO nanoparticles with improved photocatalytic performance //Applied Surface Science. – 2016. – T. 384. – C. 73-82.
13. Lee K. M. et al. Recent developments of zinc oxide based photocatalyst in water treatment technology: a review //Water research. – 2016. – T. 88. – C. 428-448.
14. Gancheva M. [et al.] Design and photocatalytic activity of nanosized zinc oxides //Applied Surface Science. – 2016. – T. 368. – C. 258-266.
15. Han C. [et al.] Improving the photocatalytic activity and anti-photocorrosion of semiconductor ZnO by coupling with versatile carbon //Physical Chemistry Chemical Physics. – 2014. – T. 16. – №. 32. – C. 16891-16903.
16. Kumar P. S. [et al.] CuO/ZnO nanorods: an affordable efficient pn heterojunction and morphology dependent photocatalytic activity against organic contaminants //Journal of Alloys and Compounds. – 2017. – T. 701. – C. 562-573.
17. Kang W., Jimeng X., Xitao W. The effects of ZnO morphology on photocatalytic efficiency of ZnO/RGO nanocomposites //Applied Surface Science. – 2016. – T. 360. – C. 270-275.
18. Liu Y. [et al.] Enhanced visible-light photocatalytic activity of Z-scheme graphitic carbon nitride/oxygen vacancy-rich zinc oxide hybrid photocatalysts //Chinese Journal of Catalysis. – 2015. – T. 36. – №. 12. – C. 2135-2144.
19. Zhang R. [et al.] Photoluminescence and Raman scattering of ZnO nanorods //Solid State Sciences. – 2009. – T. 11. – №. 4. – C. 865-869.
20. Vanheusden K. [et al.] Correlation between photoluminescence and oxygen vacancies in ZnO phosphors //Applied physics letters. – 1996. – T. 68. – №. 3. – C. 403-405.
21. Al-Gaashani R. [et al.] XPS and optical studies of different morphologies of ZnO nanostructures prepared by microwave methods //Ceramics International. – 2013. – T. 39. – №. 3. – C. 2283-2292.
22. Wagner C. D., Gale L. H., Raymond R. H. Two-dimensional chemical state plots: a standardized data set for use in identifying chemical states by X-ray photoelectron spectroscopy //Analytical Chemistry. – 1979. – T. 51. – №. 4. – C. 466-482.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$

Каллаев С.Н.¹, Омаров З.М.¹, Билалов А.Р.¹, Павленко А.В.²

¹Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия.

²Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов на Дону, Россия.
E-mail: kallaev-s@mail.ru

Мультиферроики в которых в широком диапазоне температур одновременно реализуются сегнетоэлектрическое и магнитное упорядочение, в настоящее время представляют огромный интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Это связано с потенциальными возможностями их использования в технике благодаря связи между сегнетоэлектрическим и магнитным доменами. Феррит висмута BiFeO_3 и феррониобат свинца $\text{Pb}(\text{Fe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5})\text{O}_3$ два наиболее хорошо изученных мультиферроиков, в которых сегнетоэлектрический и антиферромагнитный порядки могут сосуществовать. Феррониобат свинца $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (PFN) - хорошо известный представитель мультиферроиков со структурой типа перовскита с общей химической формулой $\text{A}(\text{B}'_{0.5}\text{B}''_{0.5})\text{O}_3$ (впервые синтезирован и изучен в 1958 г. группой под руководством Г.А. Смоленского). В PFN размытый фазовый переход из параэлектрической (ПЭ) в сегнетоэлектрическую фазу (СЭ) происходит при температура Кюри $T_C = 370\text{K}$ [1,2]. Несмотря на то, что в PFN сегнетоэлектрическое и антиферромагнитное (АФМ) упорядочения сосуществуют только ниже температуры Нееля $T_N = 120-150\text{K}$ [1,2], слабый магнитоэлектрический и магнитодielekтрический эффекты в нем могут проявляться и при температурах выше комнатной [3,4]. Феррит висмута BiFeO_3 (BFO) является мультиферроиком в котором реализуются высокотемпературные сегнетоэлектрический (величина сегнетополяризации достигает $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) и антиферромагнитный (антиферромагнетизм G-типа с несоизмерным циклоидальным магнитным упорядочением в направлении $[1-10]$) фазовые переходы, соответственно, при температурах $T_C = 1103\text{K}$ и $T_N = 643\text{K}$ [1,5]. Однако высокие значения токов утечки, обусловленные наличием кислородных вакансий, а также примесных фаз в BFO, накладывают ограничения на использование BFO для изготовления многофункциональных устройств. Решение этих проблем возможно, например, за счет создания многокомпонентных материалов на основе феррита висмута с улучшенными магнитоэлектрическими свойствами. В частности, в работе [6] в бинарном твердом растворе (ТР) системы $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ с $x=0.2$ авторы наблюдали стабилизацию магнитных и электрических свойств, а в ТР с $x=0.3$ и $x=0.4$ — усиление магнитоэлектрического эффекта [7]. Впервые диаграмма фазовых переходов данной системы ТР была построена в 1965 году [8] и при комнатной температуре уточнена в работе [9]. Были установлены концентрационные диапазоны существования однофазных и морфотропных областей, областей сосуществования различных фазовых состояний. Однако все известные результаты исследований свидетельствуют о том, что система твердых растворов $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$, к настоящему времени, изучена не в полной мере, а сведения достаточно часто противоречивы, что связано со сложностью изготовления качественных экспериментальных образцов. Механизм фазового перехода в таких неоднородных многокомпонентных системах является сложным и до настоящего времени недостаточно ясным. Все это стимулирует дальнейшие детальные исследования их структурных особенностей и различных физических свойств. В частности, калориметрические исследования в широком температурном интервале позволяют регистрировать аномалии теплоемкости

любой природы и получить важную информацию о природе физических явлений в исследуемых материалах. Насколько нам известно, исследования теплоемкости твердых растворов $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$ вообще не проводились.

В настоящей работе представлены результаты исследований теплоемкости и диэлектрических свойств ряда составов керамики $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$ в широком интервале температур.

Объектом исследования являются твердые растворы (ТР) стехиометрического состава $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (где $x=0.0, 0.4, 0.5, 0.6, 1.0$). Регламенты синтеза материала представлены в [9], соответствие элементного состава ТР заданной стехиометрии установлено методом рентгенофлуоресцентного анализа [10]. Высокотемпературные рентгеновские исследования выполнялись методом порошковой рентгеновской дифракции на дифрактометре АДП (фокусировка по Брэггу–Брентано) с использованием CoK_α излучения. Точность стабилизации температуры составляла $\pm 1\text{K}$, скорость подъема температуры произвольная, изотермическая выдержка 10 min. Рентгенографически установлено образование беспримесных керамик $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ [11]. При комнатной температуре ТР с концентрациями $0.40 \leq x \leq 0.85$ имеют структуру близкую к кубической, расщепление дифракционных пиков отсутствует, но все они немного уширены [9,12]. Это может говорить о локальных очень малых отклонениях от кубической симметрии, но из-за кооперативного эффекта рентгеновского излучения они не идентифицируются.

Измерение теплоемкости проводилось на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 204 F1 Phoenix фирмы NETZSCH. Образец для измерения теплоемкости представлял собой пластину диаметром 4мм и толщиной 1мм. Скорость изменения температуры 5К/мин. Точность измерения теплоемкости не превышала 3%.

Для определения диэлектрической проницаемости использовался измеритель LCR-78110G. Образцы имели форму плоских конденсаторов с электродами из серебряной пасты.

На рисунке 1 представлены температурные зависимости теплоемкости C_p системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$, где $x = 0, 0.4, 0.5, 0.6, 1.0$. Как видно из рисунка для фазовых переходов аномалии теплоемкости бинарной системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$ наблюдаются при температурах (определенные по максимуму на зависимости $C_p(T)$) $T_1=502\text{K}$ и $T_2=640\text{K}$ для состава с $x=0.4$, $T_1=460\text{K}$ и $T_2=609\text{K}$ с $x=0.5$, $T_1=410\text{K}$ с $x=0.6$. Причем отмеченные фазовые переходы имеют размытый характер. На рисунке 2 приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$, где $x = 0, 0.4, 0.5, 0.6, 1.0$.

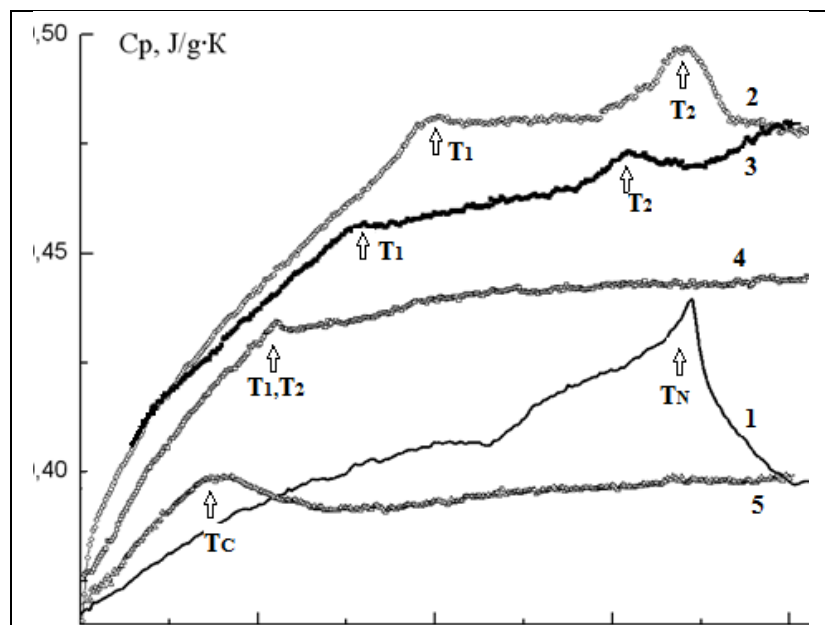


Рис.1. Температурная зависимость теплоемкость мультиферроиков системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$: $x = 0$ (1), 0.4 (2), 0.5 (3), 0.6 (4), 1.0 (5).

Из рисунка 2 можно отметить следующие

щие температурные аномалии при температурах $T_1 \approx 500\text{K}$ и $T_2 \approx 640\text{K}$ для состава с $x=0.4$, $T_1 \approx 450\text{K}$ и $T_2 \approx 600\text{K}$ с $x=0.5$, $T_1 \approx 400\text{K}$ с $x=0.6$.

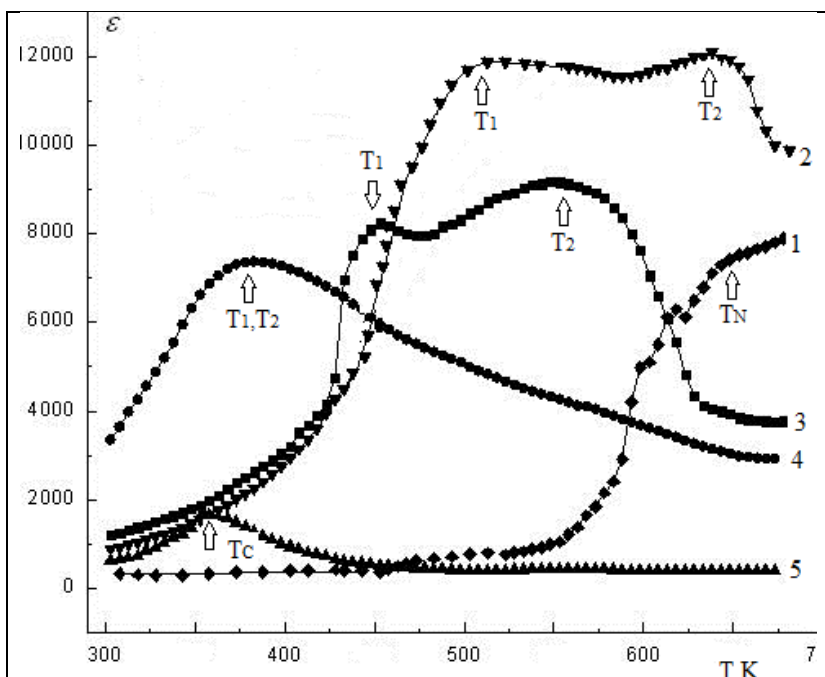


Рис.2. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$ (на частотах 10кГц): $x = 0$ (1), 0.4 (2), 0.5 (3), 0.6 (4), 1.0 (5).

Особенностью кривой $C_p(T)$ и $\epsilon(T)$ является наличие двух максимумов при T_1 и T_2 , температурное взаиморасположение которых сильно зависит от x . В работе [12] с использованием Мессбауэровской спектроскопии были установлены температуры магнитных фазовых переходов T_N в этих же составах системы $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$ с $x = 0.4, 0.5, 0.6$, которые в нашем случае совпадают с температурами T_1 аномального поведения теплоемкости и диэлектрической проницаемости на рис. 1 и 2. В [11-13] по данным рентгеноструктурных и электрических исследований показано, что температуры T_2 являются температурами сегнетоэлектрического фазового перехода.

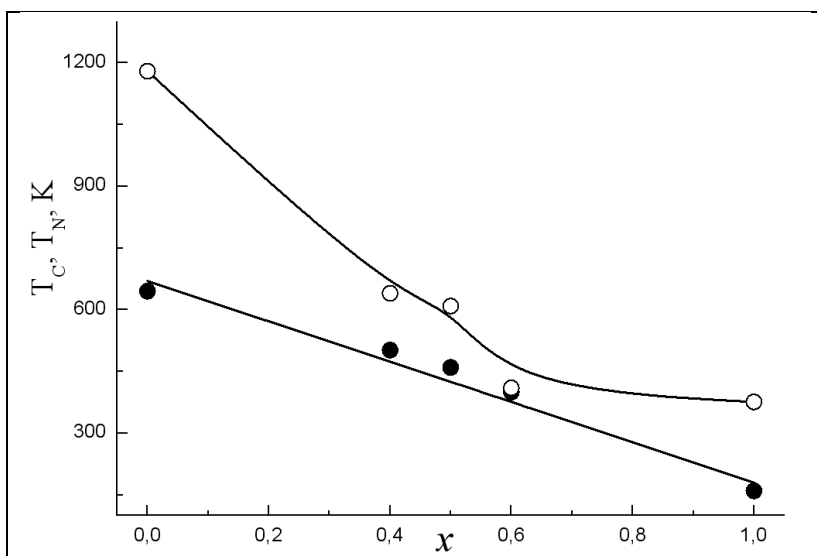


Рис.3. Фазовая диаграмма «температура-концентрация»

составов $0.8 \geq x \geq 0.40$ реализуется псевдокубическая фаза и релаксорное поведение керамики $(1-x)\text{BFO}-x\text{PFN}$. В нашем случае на релаксорное поведение указывают уширение

Причем все обнаруженные фазовые переходы имеют размытый по температуре характер, поэтому определение температур фазовых переходов по данным $\epsilon(T)$ может иметь небольшие расхождения с данными полученными из исследований теплоемкости.

Для мультиферроиков ВФО температуры антиферромагнитного фазового и PFN сегнетоэлектрического перехода, определенные из зависимостей $C_p(T)$ и $\epsilon(T)$, почти совпадают и равны, соответственно, $T_N=645\text{K}$ и $T_C=370\text{K}$.

Таким образом, вышеприведенные результаты и данные структурных исследований свидетельствуют о том, что исследуемый объект при температурах $T < T_1$ является одновременно сегнетоэлектриком и антиферромагнетиком. На рис.3 приведена фазовая диаграмма «температура-концентрация» (T_N-x и T_C-x), которая построена по результатам исследований $C_p(T)$ и $\epsilon(T)$.

Согласно [12] для

пиков на температурных зависимостях теплоемкости и диэлектрической проницаемости (см.Рис.1,2).

Из рисунка 1 и 2 видно, что с ростом концентрации PFN температуры T_1 и T_2 сдвигаются в область низких температур и сближаются по температуре, причем высота максимумов с увеличением x и температуры уменьшается, а для состава $x=0.6$ они почти совпадают. Следует отметить, что изменения структуры за счет x приводит высоким значениям диэлектрической проницаемости и теплоемкости в широкой области температур. Высокие значения релаксорной керамики возникают вследствие проявления максвелл-вагнеровской поляризации [14], а увеличение теплоемкости обусловлено возникновением нанополярной структуры в сегнетоэлектриках с размытыми фазовыми переходами, как показано в [15].

Таким образом на основе исследований температурных и концентрационных зависимостей теплоемкости и диэлектрической проницаемости определены температуры сегнетоэлектрического и антиферромагнитного переходов фазовых переходов системы $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ с различными концентрациями x и с учетом структурных исследований построена фазовая диаграмма «температура-концентрация». Представленные результаты целесообразно использовать при разработке функциональных мультиферроидных материалов на основе твердых растворов системы $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$.

Литература

1. Сегнетомагнетики// Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н. - М. Наука, 1982 - 224 с.
2. Pavlenko A.V., Kozakov A.T., Kubrin S.P., Pavelko A.A., Guglev K.A., Shilkina L.A., Verbenko I.A., Sarichev D.A., Reznichenko L.A. // Ceram. Int. 2012. V.38. P.6157.
3. Турик А.В., Павленко А.В., Андришин К.П., Шевцова С.И., Резниченко Л.А., Чернобабов А.И.// ФТТ. 2012. Т.54. С. 891
4. Raymond O., Font R., Portelles J., Siqueiros J.M.// J. Appl.Phys. 2011. V.10. P.094106.
5. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Pyatakov A.P., Vorob'ev G.P., Zvezdin A.K., Viehland D.// Phase Trans. 2006. V.79. P.1019.
6. Patel J.P., Singh A., Pandey D.// J. Appl. Phys. 2010. V.107. P.104115.
7. Bochenek D., Niemiec P., Guzdek P., Wzorek M.// Mater. Chem. Phys. 2017. V.195. P.199.
8. Крайник Н.Н., Хучуа Н.П., Бережной А.А., Тутов А.Г.// ФТТ. 1965. Т.7. С.132.
9. Шилкина Л.А., Павленко А.В., Резниченко Л.А., Вербенко И.А.// Кристаллография. 2016. Т.61. С.262.
10. Голофастова А.С., Новиковский Н.М., Разномазов В.М., Павленко А.В., Вербенко И.А., Сарычев Д.А., Резниченко Л.А., Махиборода А.В.// УПФ. 2016. Т.4. С.24.
11. Павленко А.В., Жидель К.М., Шилкина Л.А.// ФТТ. 2020. Т.62. С.1677.
12. Павленко А.В.//Атореферат диссертации на соискание уч.степени д.ф.-м.н.Ростов н/Д. 2019г.
13. Pavlenko A.V., Zhidel K.M., Kubrin S.P., Kolesnikova T.A.// Ceramic International. 2021.V. 47. P.21167.
14. Павленко А.В., Турик А.В., Резниченко Л.А., Шилкина Л.А., Константинов Г.М.// ФТТ. 2011. Т.53. С.1773.
15. Каллаев С.Н., Омаров З.М., Митаров Р.Г., Билалов А.Р., Борманис К., Садыков С.А.// ЖЭТФ. 2010. Т.138. С.475.

ВЛИЯНИЕ МУЛЬТИПЛЕТНЫХ УРОВНЕЙ Sm^{3+} И Eu^{3+} НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ МУЛЬТИФЕРРОИКА BiFeO_3

Митаров Р.Г.², Каллаев С.Н.¹, Омаров З.М.¹, Назарова О.М.², Резниченко Л.А.³

¹*Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия*

²*Дагестанский государственный технический университет, Махачкала, Россия*

³*Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов на Дону, Россия.*

E-mail: kallaev-s@mail.ru

В последние годы большое внимание уделяется исследованию материалов, в которых одновременно реализуется магнитная и сегнетоэлектрическая структура (мультиферроики). Главной особенностью мультиферроиков является совместное существование в них магнитного и электрического упорядочения и возможность изменения магнитных свойств под действием электрического поля, и наоборот. Повышенный интерес к этим соединениям связан с тем, что они относятся к перспективным материалам микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники. Феррит висмута BiFeO_3 , а также твердые растворы на его основе относятся к модельным объектам в области магнитоэлектричества благодаря высоким температурам сегнетоэлектрического ($T_C=1080\text{K}$) и магнитного ($T_N=643\text{K}$) упорядочений [1]. При комнатной температуре кристаллическая структура BiFeO_3 классифицируется как ромбоэдрическая, относящаяся к точечной группе симметрии $R3c$. При температуре ниже температуры Нееля T_N феррит висмута обладает сложной пространственно-модулированной антиферромагнитной структурой, а для появления магнитоэлектрического эффекта необходимо разрушить эту структуру. Один из способов достижения этой цели – это легирование BiFeO_3 редкоземельными элементами (РЗЭ) [2]. Исследование физических свойств феррита висмута легированного РЗЭ показало, что не всегда удается однозначно интерпретировать полученные результаты, не установлены закономерности структурных фазовых переходов, а также температурные интервалы, в которых возникают различные фазы и их зависимость от концентрации РЗ ионов. Остается открытым вопрос влияния 4f-электронов РЗЭ на физические свойства мультиферроиков на основе BiFeO_3 .

Ранее в работе [3] нами исследована температурная зависимость термодиффузии и теплопроводности мультиферроиков BiFeO_3 , $\text{Bi}_{0,90}\text{Sm}_{0,10}\text{FeO}_3$ и $\text{Bi}_{0,90}\text{Eu}_{0,10}\text{FeO}_3$. Было установлено, что замещение ионов висмута ионами европия и самария в феррите висмута приводит к уменьшению фоновой теплопроводности в широкой области температур этих мультиферроиков за счет резонансного рассеяния фононов на мультиплетных уровнях РЗ ионов.

В данной работе проведены исследования теплоемкости феррита висмута, легированного парамагнитными редкоземельными ионами самария и европия для выяснения влияния мультиплетных уровней РЗ ионов на теплоемкость BiFeO_3 , а также для изучения связи между резонансным рассеянием фононов на мультиплетных уровнях РЗ ионов и эффектом Шоттки в теплоемкости.

Образцы для исследования теплофизических свойств получены по обычной керамической технологии путем твердофазного синтеза и последующим спеканием без приложения давления в воздушной атмосфере [4]. Синтез осуществлялся методом твердофазных реакций оксидов высокой чистоты в две стадии с промежуточным помолом и гранулированием порошков. Режимы синтеза: температура первого обжига $T_1=800^\circ\text{C}$, второго $T_2=800-850^\circ\text{C}$. Придание порошкам нужных для прессования свойств достигали введением в них пластификатора и последующим гранулированием. Подбор оптимальной температуры спекания произведен путем выбора из различных температур спекания,

лежащих в интервале 900°C–950°C. Рентгеноструктурный анализ, проведенный на установке ДРОН-3 на FeK α - и CuK α -излучении, показал, что составы Bi_{0,90}Sm_{0,10}FeO₃, Bi_{0,90}Eu_{0,10}FeO₃ имеют такую же кристаллическую структуру, как и BiFeO₃. Определялся фазовый состав, параметры ячейки, степень совершенства кристаллической структуры при различных температурах. Полученные твердые растворы обладали достаточно высокими значениями экспериментальной и относительной (89–94%) плотностей и соответствовали предельно достижимым по обычной керамической технологии (90–95%), что свидетельствует о достаточно хорошем качестве керамик.

Измерение теплоемкости проводилось на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 204 F1 Phoenix[®] фирмы NETZSCH. Образец для измерения теплоемкости C_p представлял собой пластину диаметром 4 и толщиной 1 мм, а для измерения термодиффузии - 12,5 мм и толщиной 1 мм. Погрешность измерения теплоемкости менее трех процентов.

Экспериментальные данные теплоемкости C_p мультиферроиков BiFeO₃ и

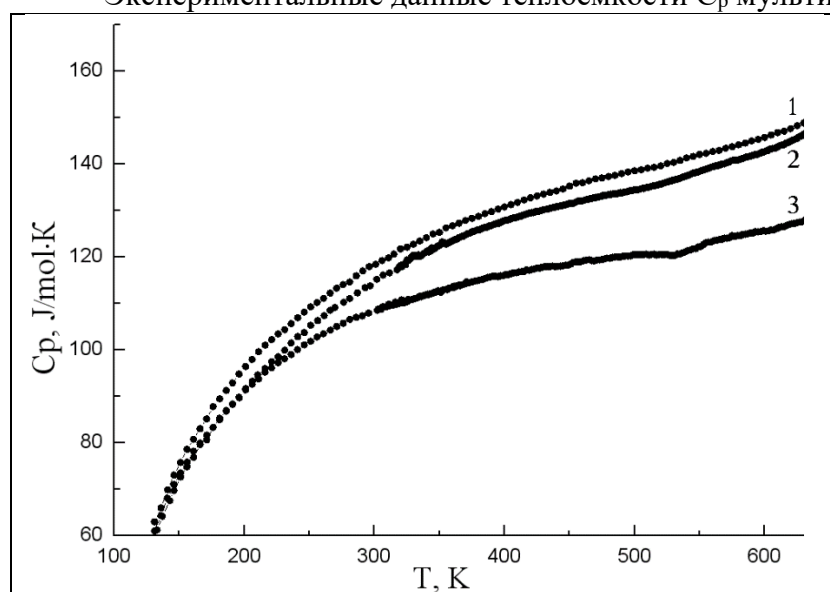


Рис.1. Температурная зависимость теплоемкости C_p мультиферроиков Bi_{0,90}Eu_{0,10}FeO₃ (1), Bi_{0,90}Sm_{0,10}FeO₃ (2) и BiFeO₃ (3).

Bi_{0,90}Sm_{0,10}FeO₃, Bi_{0,90}Eu_{0,10}FeO₃ в интервале температур 150-630K представлены на рис.1. Легирование феррита висмута парамагнитными РЗ ионами самария и европия приводит к увеличению теплоемкости BiFeO₃ и это свидетельствует о наличии дополнительной компоненты теплоемкости.

Главной особенностью парамагнитных РЗ ионов является наличие в них внутренних 4f- оболочек, которые заполнены частично и лежат глубоко

в атоме, поэтому кристаллическое поле решетки расщепляет их уровни на небольшую величину (≈ 100 К и меньше) [5]. Т.е. энергия расщепленных уровней соответствует энергиям фононов, спектр которых заключен в интервале 100-300К. При более высоких температурах имеет место переходы между мультиплетными уровнями РЗ ионов. Колебания кристаллической решетки могут переводит ионы с одного уровня на другой и это приводит к увеличению теплоемкости, благодаря термическому возбуждению 4f-электронов РЗЭ (эффект Шоттки) и к уменьшению теплопроводности кристаллической решетки за счет резонансного рассеяния фононов на парамагнитных ионах РЗЭ ионов [5]. Поэтому увеличение теплоемкости феррита висмута, при легировании парамагнитными РЗ элементами (Sm, Eu) можно связать с переходами 4f- электронов РЗ ионов на более высокие уровни мультиплета. Расстояние между мультиплетными уровнями ионов самария Sm³⁺ и европия Eu³⁺ [6-7] сравнимо с энергией фононов уже при средних температурах и переходы между этими уровнями ионов самария и европия приводит к увеличению общей теплоемкости феррита висмута, легированного парамагнитными ионами РЗЭ по сравнению с легированным лантаном [8]. Решеточные компоненты теплоемкости исследованных составов должны быть близки, т.к. они кристаллизуются в одной и той же структуре,

имеют близкие параметры кристаллической решетки, плотности, температуры плавления и радиусы ионов самария Sm^{3+} и европия Eu^{3+} [8]. Поэтому наблюдаемое увеличение теплоемкости феррита висмута, при легировании парамагнитными РЗ элементами (Sm, Eu) можно связать с переходами 4f- электронов РЗ ионов на более высокие уровни мультиплета.

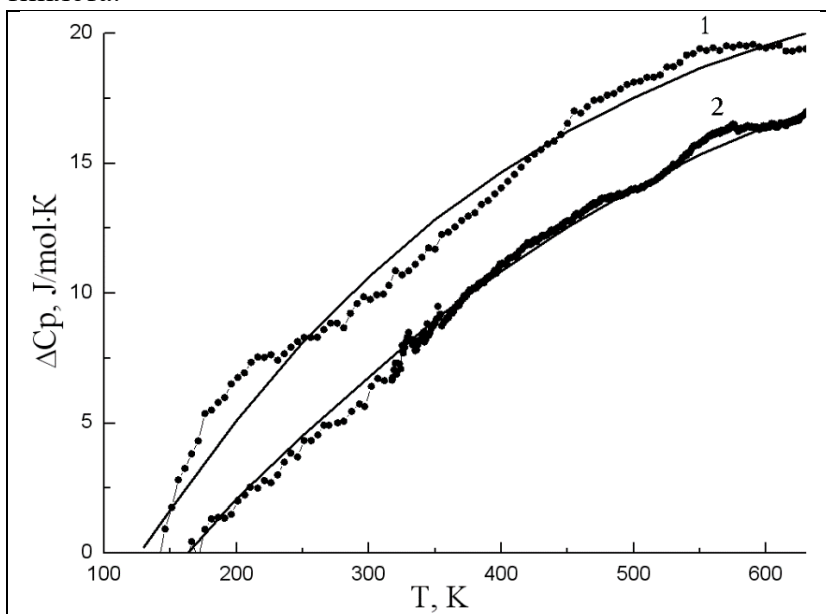


Рис.2. Температурные зависимости аномальной составляющей теплоемкости $\Delta C_p = C_{шт}^{эксп}$ мультиферроиков $\text{Bi}_{0,90}\text{Eu}_{0,10}\text{FeO}_3$ (1) и $\text{Bi}_{0,90}\text{Sm}_{0,10}\text{FeO}_3$ (2), сплошная линия зависимости $\Delta C_p(T) = C_{шт}$ - результат аппроксимации выражением (2).

Для оценки ангармонической компоненты теплоемкости нами использованы литературные данные коэффициента теплового расширения $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ [9] и модуля объемной сжимаемости керамики $\text{Pb}(\text{TiZr})\text{O}_3$, близкого по структуре BiFeO_3 [10]. Расчеты показывают, что ангармоническая компонента теплоемкости составляет менее двух процентов от общей теплоемкости исследованных составов и поэтому можно допустить что $C_p \approx C_v$.

Дополнительную компоненту теплоемкости ($C_{шт}^{эксп}$) экспериментально можно выделить непосредственно как разность теплоемкости $\text{Bi}_{0,90}\text{Re}_{0,10}\text{FeO}_3$ и BiFeO_3 : $\Delta C_p = C_{шт}^{эксп} = C_p(\text{Bi}_{0,90}\text{Re}_{0,10}\text{FeO}_3) - C_p(\text{BiFeO}_3)$ (где Re—Eu и Sm). Такой способ выделения теплоемкости Шоттки является общепринятым и не вносит существенной погрешности в величину $C_{шт}^{эксп}$ [4]. Температурная зависимость аномальной теплоемкости $C_{шт}^{эксп}(T)$ приведена на рис.2. Анализ температурной зависимости теплоемкости Шоттки ($C_{шт}^{эксп}$) позволяет интерпретировать ее как аномалию Шоттки для трехуровневых состояний.

В общем случае выражение для теплоемкости Шоттки можно получить, дифференцируя среднюю энергию частиц на энергетических уровнях:

$$C_{шт}^T = (kT^2)^{-1} (\langle \Delta E_1^2 \rangle - \langle \Delta E_1 \rangle^2) \quad (1) \quad [11].$$

Для трехуровневой системы эта формула принимает вид [8]:

$$C_{шт}^T = R \cdot [D_1 \cdot (\Delta E_1/kT)^2 \cdot \exp(-\Delta E_1/kT) + D_2 \cdot (\Delta E_2/kT)^2 \cdot \exp(-\Delta E_2/kT)] / [1 + D_1 \cdot \exp(\Delta E_1/kT) + D_2 \cdot \exp(-\Delta E_2/kT)]^2, \quad (2)$$

где D_1 и D_2 - отношение кратностей вырождения уровней.

Путем сравнения теплоемкости, рассчитанной по формуле (2) и экспериментально выделенной избыточной теплоемкости $C_{шт}^{эксп}$, получены модельные параметры $\text{Bi}_{0,90}\text{Sm}_{0,10}\text{FeO}_3$: $D_1=15.214$, $D_2=2.31$, $\Delta E_1 = 0.342\text{eV}$ и $\Delta E_2=0.052\text{eV}$, а для состава $\text{Bi}_{0,90}\text{Eu}_{0,10}\text{FeO}_3$: $D_1=12.521$, $D_2=5.716$, $\Delta E_1=0.624\text{eV}$ и $\Delta E_2=0.089\text{eV}$ соответственно. Согласно экспериментально выделенной аномальной теплоемкости $C_{шт}^{эксп}$ с вычисленной по формулу (2) $C_{шт}^T$ достаточно хорошее (рис.2).

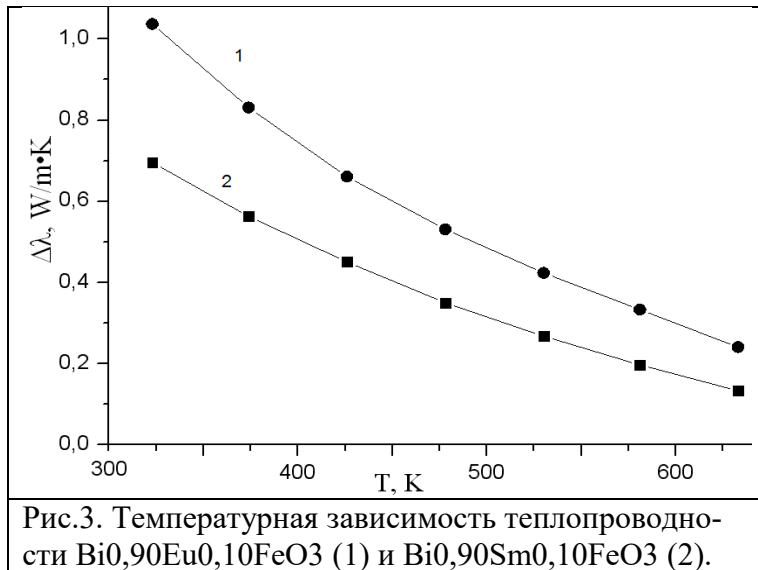


Рис.3. Температурная зависимость теплопроводности $\text{Bi}_{0,90}\text{Eu}_{0,10}\text{FeO}_3$ (1) и $\text{Bi}_{0,90}\text{Sm}_{0,10}\text{FeO}_3$ (2).

при легировании РЗ ионами самария и европия обусловлено рассеянием фононов на мультиплетных уровнях этих ионов. На рис.3 приведена температурная зависимость изменения теплопроводности феррита висмута при легировании - $\Delta\lambda_{\text{рез}}$ для $\text{Bi}_{0,90}\text{Sm}_{0,10}\text{FeO}_3$ $\text{Bi}_{0,90}\text{Eu}_{0,10}\text{FeO}_3$, которая подтверждает связь между эффектом Шоттки в теплоемкости и резонансным рассеянием фононов на мультиплетных уровнях РЗ ионов. Теплоемкость феррита висмута, легированного европием, превышает теплоемкость феррита висмута, легированного самарием (рис.2) и связано это с тем, что мультиплетные уровни ионов европия Eu^{3+} расположены близко от основного состояния, чем у ионов самария Sm^{3+} [6,7].

Таким образом, на основании экспериментального исследования теплофизических свойств феррита висмута, легированного европием и самарием можно сделать следующие выводы:

- 1) легирование феррита висмута РЗ элементами европием и самарием приводит к появлению дополнительной компоненты теплоемкости, которую можно интерпретировать как аномалию Шоттки, возникающая вследствие термического возбуждения 4f-электронов РЗ ионов;
- 2) установлена связь между уменьшением фоновой теплопроводности за счет резонансного рассеяния фононов РЗ ионами и эффектом Шоттки для теплоемкости.

Литература

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН 2012. Т.182. С. 593.
2. Arnold D.C., Knight K.S., Morrison F.D., Lightfoot Ph.// Phys. Rev. Lett. 2009. V.102. P.027602.
3. Митаров Р.Г., Каллаев С.Н., Бакмаев А.М., Резниченко Л.А., Темиров А.Т. // ФТТ. 2020. Т.7. С. 1137.
4. Kallaev S.N., Bakmaev A.G., Omarov S.M., Mitarov R.G., Bilalov A.R, Reznichenko L.A.// J. Allous Comp. 2017. V.695. P. 3044.
5. Митаров Р.Г., Парфеньева Л.С., Попов В.В., Смирнов И.А. // ФТТ. 2000 Т.12. С.2147.
6. Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов // В.П.Жузе. - Л. Наука, 1973-304 с.
7. Spectra and energy levels of rare earth ions in crystals// G.H.Dieke. - N. Y. Interscience Publ., 1968 - 457 p.
8. Каллаев С.Н., Митаров Р.Г., Омаров З.М., Гаджиев Г.Г., Резниченко Л.А. //ЖЭТФ. 2014. Т.145. В.2. С.320.
9. Амиров А.А., Батдалов А.Б., Каллаев С.Н., Омаров З.М., Вербинко И.А.// ФТТ. 2009. Т.51. С.1123.

СВОЙСТВА КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ С АКТИВИРУЮЩИМИ ДОБАВКАМИ

Кардашова Г.Д.^{1,2}, Шабанов Ш.Ш.², Муталипова Г.А.,¹ Гаджибеков М.¹

¹Дагестанский государственный технический университет, Россия, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

E-mail: gulya-ka11@yandex.ru

Высокие температуры плавления, твердость, износостойкость, инертность к воздействию агрессивных сред интенсифицируют работы по исследованию и применению керамических материалов. Преимущество керамических материалов по сравнению с металлами и высокомолекулярными соединениями заключается в их способности к длительному функционированию в условиях повышенных температур при воздействии коррозионно-активных сред без значительной деградации физических свойств. Однако существующие в настоящее время экспериментальные данные по этим материалам отрывочны и противоречивы, поэтому установление взаимосвязи в ряду «состав - условия формирования, структура - свойства» может способствовать выявлению определенных критериев ответственных за формирование материалов с улучшенными механическими характеристиками.

В работе рассматриваются механические свойства керамики на основе твердых растворов карбида кремния с нитридом алюминия в зависимости от температуры и содержания добавки.

Для получения керамики использовался зеленый порошок технического карбида кремния с дисперсностью зерен $\leq 0,7$ мкм. В качестве активаторов спекания использовались порошки нитрида алюминия, карбида бора, карбида ниобия и оксида иттрия. Керамику на основе SiC получали как спеканием, так и горячим прессованием. Так, керамика на основе SiC-AlN-Y₂O₃ и SiC-NbC была получена спеканием, а керамика SiC-AlN и SiC-B₄C – методом горячего прессования под давлением до 35 МПа и при температурах 2150-2420 К в атмосфере азота. Плотность полученных образцов составляла 90% от теоретической. Оценка комплекса механических свойств осуществлялась методами испытания предела прочности на изгиб, распространения упругих волн и индентирования призмой Виккерса.

Микротвердость является одной из важнейших характеристик твердого тела, которая связана с энергией связи между атомами решетки. Исследование концентрационной зависимости микротвердости керамики SiC-AlN, проведенное по методу Виккерса, показало, что добавление AlN приводит к уменьшению микротвёрдости с выраженным максимумом (~20 ГПа) при составах 40-60 % вес. AlN. Это можно объяснить тем, что происходит упрочнение структуры керамики за счет образования твердых растворов на поверхности зерен как SiC, так и AlN из-за взаимной диффузии в процессе спекания. Добавление оксида иттрия в систему SiC-AlN незначительно повысило прочностные характеристики по сравнению с системой SiC-AlN. Микротвердость керамики SiC-AlN-Y₂O₃ не изменяется при добавлении оксида иттрия в исходную заготовку образца до 20 % в керамику и составляет 26±2 ГПа по Виккерсу. Микротвердость керамики SiC-B₄C в зависимости от технологии получения изменялась от 35 до 43 ГПа.

Установлено, что концентрационная зависимость микротвердости керамики SiC-NbC носит сложный характер с отрицательным знаком адитивности при содержании

NbC до 50 % вес. и положительным – более 50 % вес. NbC и максимумом (~40 ГПа) при составе 70 % вес. NbC, что превышает значения микротвердости исходных компонентов.

В работе так же уделяется внимание вопросам поверхностной прочности и трещиностойкости высокотвердых керамических материалов, которые определяются типом химической связи и строением элементарной ячейки составляющих фаз. Большая величина и направленность ионно-ковалентных связей, а также сложность элементарной ячейки, построенной из двух и более сортов ионов разных знаков, обуславливают большой модуль упругости, высокую прочность керамики, малую подвижность элементов структуры [1,2].

Исследовались прочностные свойства керамики 80%SiC+14%AlN+6% Y₂O₃, которая может быть спечена до высокой плотности без дополнительных технологических усилий, таких как гидростатическое обжатие, и др. На керамике этого состава, полученной из шихты, подвергнутой смешению в шаровой мельнице с футеровкой из оксида алюминия с использованием мелющих тел из оксида алюминия в течении 36 часов, получено среднее значение прочности 272±45МПа, что соответствует коэффициенту вариаций, равному 16,58% и модулю Вейбулла m_в=6,6.

Для увеличения значения прочности (не превышающие 320 МПа) смешение и помол стали проводить в мельнице с футеровкой из нитрида кремния, используя нитрид-кремниевые мелющие тела, что способствовало активации процесса спекания, повышению плотности керамики. Однако, при испытании образцов не было принято во внимание наличие дефектов как снаружи, так и изнутри керамики, что привело к огромному разбросу прочности – от 64 до 498 МПа. Среднее значение прочности (σ_f) составило 293±163МПа, т.е. коэффициент вариаций составлял 55,75%, а модуль Вейбулла - лишь 2,0. На этой же партии керамики, при визуальной отбраковке дефектных образцов было получено, соответственно $\sigma_f=399\pm69$ МПа, K_v=14,2%, m_в=7,7 (разброс прочности от 298 до 513МПа). При испытании образцов, подвергнутых разбраковке по результатам визуального осмотра, были получены статистические значения прочности, приведенные в таблице 1. Отбракованные по состоянию поверхности образцы показывают несколько более низкие средние значения прочности, но выбор стороны, повышает воспроизводимость свойств – модуль Вейбулла возрастает с 4,9 до 8,5.

Таблица 1.

Условия испытаний		σ_f , МПа	S, МПа	K _v , %	m _в ,
Образцы керамики состава 80%SiC+14%AlN+6% Y ₂ O ₃	без наружных дефектов	374	84	22,47	4,9
	после отбраковки, зона растяжения	372	47	12,68	8,5
	без наружных дефектов.				
	без наружных дефектов	428	75	17,6	6,2
	после отбраковки, зона растяжения	397	65	16,36	6,7
	без наружных дефектов.				

Характерным является также увеличение средней прочности керамики с увеличением остаточного количества связки (рис. 1).

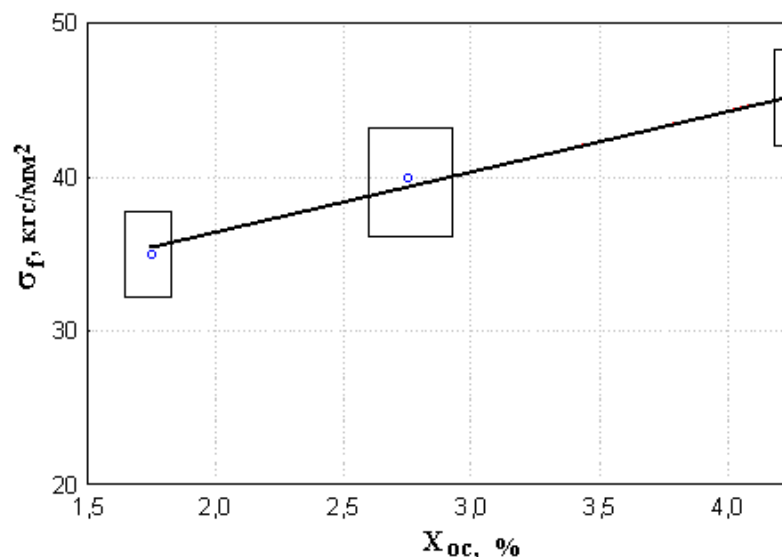


Рис.1. Зависимость предела прочности при поперечном изгибе от остаточного количества связки в сырье состава 80%SiC+14%AlN+6% Y₂O₃.

Исследования зависимости прочности керамики SiC-B₄C от температуры показали, что в широком интервале температур от 293 до 1673 К, прочность при поперечном изгибе изменяется незначительно с 270 до 260 МПа. Однако при температуре 1773 К она падает до 200 МПа.

Полученные результаты были использованы для оптимизации процесса получения конструкционной керамики, применяемой при создании силовой электроники.

Литература

1. Физико-химические свойства окислов: Справочник. // под ред. Самсонова Г.В. – М. Металлургия, 1978 – 472 с.
2. Беляков А.В. Прочность и структура керамики. // Огнеупоры и техническая керамика. №3. 1998. С.10-15.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ СЛОЕВ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ И НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

Кардашова Г.Д.^{1,2}, Гитикчиев М.А., Ризаханова С.У.¹, Дибиргаджиев Д.Ш.¹

¹Дагестанский государственный технический университет, Россия, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала

E-mail: gulya-kal1@yandex.ru

Для создания приборов силовой, СВЧ- и оптоэлектроники, излучающих в ультрафиолетовой области спектра, перспективными являются широкозонные материалы, с характерной для них высокой температурой Дебая, которая определяет стойкость материала к внешним воздействиям (радиационным, температурным, химическим) [1]. Соединения, образующиеся в системе SiC-AlN, отличаются от традиционных полупроводников большей стойкостью к механическому, тепловому и радиационному воздействиям. Поэтому исследования, направленные на изучение механизма формирования новых широкозонных полупроводниковых твердых растворов на основе SiC, зависимостей электрических, оптических, механических свойств, структуры и морфологии от методов их получения имеет важное практическое значение. Получение твердых растворов в системе SiC-AlN заданного состава, а, следовательно, и с ожидаемыми физико-химическими и механическими свойствами, возможно только на основе полного и детального изучения характера взаимодействия компонентов твердых растворов и при выяснении связи между составом и их свойствами. Помимо этого процессы получения и исследования твердых растворов на основе карбида кремния представляют и теоретический интерес для развития представлений о закономерностях образования гетеровалентных твердых растворов, что пока является малоизученной проблемой. Важным представляется и то, что получение структур SiC/AlN крайне затруднено из-за различия параметров кристаллических решеток SiC и AlN. Поэтому технологические решения, направленные на согласование кристаллической решетки подложки SiC и выращиваемого слоя AlN посредством формирования бездефектного переходного слоя $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ на подложке SiC является актуальной задачей.

Объектами исследований были образцы тонких пленок– нитрида алюминия (AlN) и твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, сформированных на карбид кремниевых подложках сублимацией источника из поликристаллического $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ ($x=0.25$ и $x = 1$) при температуре $2100 \div 2300\text{K}$ в среде азота при атмосферном давлении.

Для установления оптимальных условий роста эпитаксиальных слоев твердых растворов на основе SiC и AlN были проведены исследования морфологии и качественного химического анализа с помощью установок Quanta 200 и Quanta 200 3D.

Структура, состав, дисперсность порошков, а также состав спеченных образцов источника, применяемых для сублимационного метода получения эпитаксиальных слоев, были исследованы на растровом электронном микроскопе Quanta 200.

Для определения структуры и изменения качественного химического состава пленок твердого раствора в толщине проводилось ступенчатое травление образцов фиксированным ионным пучком на установке Quanta 200 3D (рис. 1, 2). Сила тока пучка изменялся в диапазоне $20\text{пА} \div 20\text{нА}$, а ускоряющее напряжение - в диапазоне $1 \div 30$ кэВ. Для определения перехода ионного пучка с сформированного слоя на подложку при травлении использовалась индикация изменения тока пучка, который изменяется, вследствие различия материала подложки и слоя.

Данные рисунков 1 и 2 подтверждают наличие характерной гексагональной структуры получаемого слоя (углы выходящих на поверхность островков роста 120°) и

составляющих твердого раствора на первой ступени травления. Это же заметно на изображении, полученном методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии (рис. 3). Наличие дефектов в эпитаксиальном слое может быть связано с несовершенствами поверхности используемой подложки (рис. 4), поэтому следует уделять большое внимание ее предварительной подготовке [2].

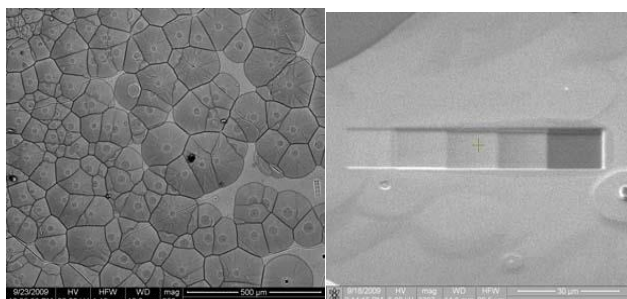


Рис.1. Эпитаксиальный слой твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ ($x=0.25$)

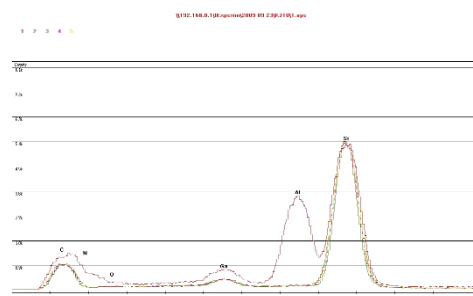


Рис. 2. Спектр химического состава на разных ступенях 1-5 образца $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ ($x=0.25$)

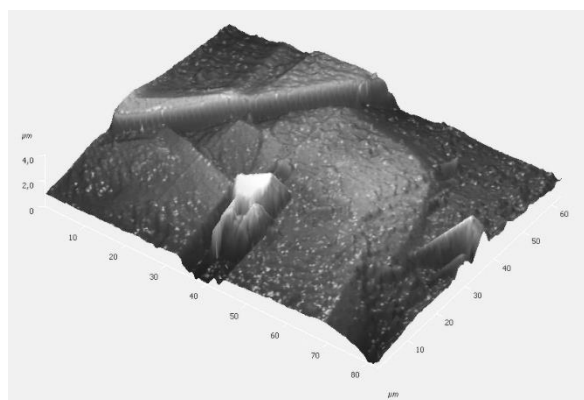


Рис.3. АСМ изображение морфологии поверхности исследуемого образца (Среднеарифметическая шероховатость 515,271 нм)

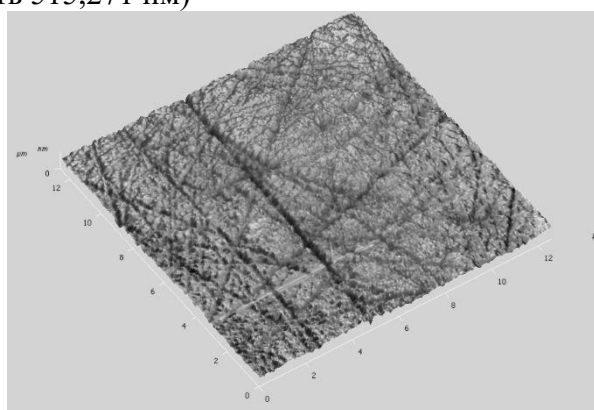


Рис.4. АСМ изображение морфологии поверхности используемой подложки карбида кремния. (Шероховатость, определяемая по 5 самым высоким и самым глубоким точкам = 20,5191 нм)

Образец, источником которого являлся чистый нитрид алюминия ($x=1$) был так же получен при температуре 2300К сублимационным методом. Морфология и качественный химический состав (рис.5,6) свидетельствуют о наличии поликристаллической

пленки нитрида алюминия. Исследование образца, полученного при 2200К, показало, что у выращенного слоя имеется определенная структура, но качественный анализ химического состава показал полное отсутствие алюминия на разных глубинах травления (рис. 6).

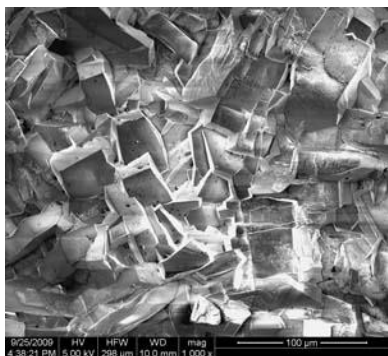


Рис.5. Эпитаксиальный слой AlN (T=2300K)

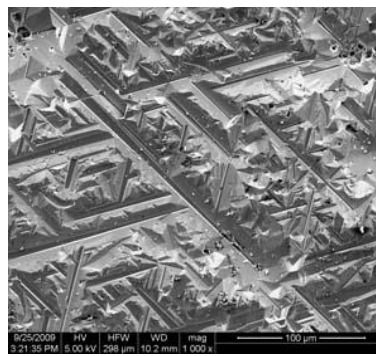


Рис. 6. Эпитаксиальный слой AlN (T=2200K)

Из полученных данных по образцу, полученному при 2100 К следует, что эпитаксиальный слой не образовался или стравился при предварительной обработке в растворе HF, что не характерно для получаемого материала, о чем свидетельствует изменение морфологии поверхности (рис. 5-7). Образец имеет пористую поверхность, а химический анализ пор показал наличие в них N, Al, O, P, F. На ступенях травления глубиной 2 мкм Al отсутствует. Так же Al отсутствует на поверхности вне пор.

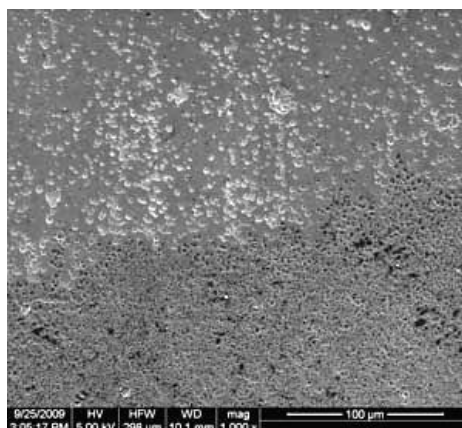


Рис.7. Эпитаксиальный слой AlN (T=2100K)

По результатам структурного и качественного химического анализа можно сделать вывод, что оптимальные условия роста сублимационным методом пленок нитрида алюминия и твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ находятся в области температуры 2300 К.

Во всем диапазоне изменения состава твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ параметры решетки изменяются по линейному закону (табл. 1). Параметр «a» увеличивается от $3,078\text{Å}$ до $3,114\text{Å}$, а параметр «c» уменьшается $5,046\text{Å}$ до $4,98\text{Å}$ с увеличением содержания AlN от 0 до 100% мол.

Таблица 1. Параметры кристаллической решетки твердых растворов SiC-AlN.

Образцы	Параметры элем. Ячейки	Погрешность измер. Å
Чистый SiC	a = 3,082	0,001
	c = 5,055	0,001
90/10	a = 3,083	0,001
	c = 5,043	0,001

70/30	a = 3,088	0,001
	c = 5,029	0,001
50/50	a = 3,097	0,002
	c = 5,014	0,002
30/70	a = 3,106	0,002
	c = 5,009	0,003
Чистый AlN	a = 3,115	0,001
	c = 4,984	0,001

Расчеты показывают, что данные твердые растворы могут иметь прямозонную структуру в широком интервале концентраций, вплоть до $x=0,4$. Рассчитанные значения рассогласования параметров решеток подложки и слоя $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ ($\Delta c/c$) изменяются от $-7,8 \cdot 10^{-3}$ до $-1,1 \cdot 10^{-3}$ для различных эпитаксиальных слоев. Эти исследования дают основание полагать, что $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ является перспективным материалом для создания светодиодов, излучающих в фиолетовой и ультрафиолетовой области и лазеров на их основе.

Литература

1. В.В. Лучинин, Ю.М. Таиров. Отечественный полупроводниковый карбид кремния: шаг к паритету. // Современная электроника. 2009. № 7. С. 12-15.
2. Сафаралиев Г.К., Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Гитикчиев М.А., Гаджиев А.А., Даллаева Д.С., Камиллов К.М., Нурулаева С.Н. Структурный и химический анализ эпитаксиальных слоев твердых растворов карбида кремния и нитрида алюминия, полученных сублимационным методом. // Материалы всероссийской конференции с элементами научной школы для молодежи «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника». Махачкала. 2009г. С. 146.

МОДЕЛЬ РЕАКТИВНОГО ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО РАСПЫЛЕНИЯ НИТРИДОВ И КАРБИДОВ

Нурмагомедов Ш.А.

*Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: n_shamil@mail.ru*

В настоящее время существует потребность в полупроводниковых приемниках излучения, чувствительных в ультрафиолетовой области спектра. Это связано с различными применениями данных приборов в биологии, медицине, военной технике и пр. AlN и SiC являются превосходными материалами для экстремальной оптоэлектроники и его применение связано с открытием новых возможностей при создании приборов, стойких к воздействию высокой температуры, радиации [1].

В целях оптимизации процесса получения пленок нитрида алюминия, нами была разработана модель ионно-плазменного распыления металлической мишени в аргон - азотной смеси. Эта технология используется также для осаждения Si₃N₄, TiN и карбидов (SiC, TiC). В основу процесса положено распыление мишени в реакционном газе и протекание реакций, с образованием соединений на поверхности мишени, на подложке или в пространстве “мишень-подложка”. Вероятность протекания последнего процесса ничтожно мала. Два других процесса могут протекать одновременно. Скорость осаждения и доля газовой компоненты в пленке в сильной степени зависят от изменения потока реакционного газа. Обычно выделяют три области: область малых потоков, область больших потоков и переходная область в которой возникают гистерезисные петли, где зависимость параметров разряда от потока газа становится неоднозначной, и зависящей, к тому же, от направления изменения потока. В этом случае процесс становится нестабильным, что приводит к осаждению слоев неоднородного состава и с невоспроизводимыми свойствами. Избавиться от этого нежелательного эффекта можно двумя способами. В первом случае процесс осаждения ведут в условиях повышенных потоков реакционных газов, обеспечивающих образование сплошного слоя соединения на металлических мишенях. Такие режимы отличаются стабильностью и высокой воспроизводимостью свойств осаждаемых пленок. Другим способом является введение обратной связи по потоку реакционного газа.

В процессе получения нитрида алюминия, при достижении значения потока азота, напускаемого в систему (F_N) некоторого критического значения, наступает момент, при котором скорости образования нитрида на поверхности мишени и его распыления соизмеримы. При этом на поверхности мишени Al образуется тонкий нитридный слой. Переход между двумя модами является достаточно резким, что объясняется значительным различием значений коэффициентов распыления металла и нитридного слоя. Указанные соображения позволили сформулировать следующие положения, лежащие в основе модели реактивного ионно-плазменного распыления:

- химическая реакция образования соединения происходит только на поверхностях (либо мишени, либо субстрата-подложки);
- распыление молекул химического соединения не приводит к их диссоциации и освобождению атомов активного газа;
- поверхности, как мишени, так и субстрата частично или полностью могут быть покрыты либо чистым металлом и при этом активно образуют химическое соединение, образуя молекулы, либо химическим соединением, и при этом дальнейшее поглощение молекул активного газа на этой поверхности незначительно;
- распыление мишени производится инертным газом, входящим в состав рабочего газа, распыление ионами активного газа не принимается во внимание.

Соответственно, состав поверхности мишени и субстрата можно определить относительной долей ее площади, покрытой молекулами нитрида алюминия (a). Доля поверхности $(1-a)$, таким образом, покрыта чистым металлом. В общем случае значение a может быть различным для мишени (a_M) и для субстрата (a_C). Величина " a " может изменяться в интервале от 0 (чистый металл) до 1 (стехиометрический нитрид). Очевидно, что данное описание не может корректно учитывать адсорбцию азота на поверхности, уже покрытой слоем нитрида. Следовательно, предлагаемые расчеты справедливы лишь для получения соединений с концентрацией атомов активного газа, не превышающей, соответствующую стехиометрической. Для упрощения расчетов рассматриваем распылительную систему, состоящую из двух одинаковых планарных параллельных электродов, разделенных между собой расстоянием D катода-мишени и анода-подложки.

Мишень является источником распыленных частиц. Мощность этого источника определяется плотностью потока ионов, бомбардирующих поверхность мишени, и коэффициентом распыления материала мишени. Используя сформулированные выше допущения, можно записать соотношение, определяющее равновесие между потоком азота, поглощаемого поверхностью мишени и потоком азота, удаляемого с этой поверхности за счет распыления:

$$2xJ_N(1-a_M) = Y_N J_P c_N a_M \quad (1)$$

где J_N - плотность потока молекул азота, соударяющихся с поверхностью мишени; x - коэффициент хемосорбции атомов азота; Y_N - коэффициент распыления молекул нитрида с поверхности металлической мишени; J_P - плотность потока частиц, распыляющих поверхность мишени; c_N - доля потока молекул нитрида, распыленных с поверхности мишени и осевших на стенку.

При записи соотношения (1) считается, что в молекулу нитрида алюминия входит только один атом азота. Такое предположение справедливо, в частности для таких соединений как нитриды переходных металлов (NbN, ZrN, TiN) [2]. Соответственно, в левую часть (1) введен коэффициент "2", указывающий на то, что поглощение одной молекулы азота приводит к образованию двух молекул нитрида.

Изменение состава соединения, формирующегося на подложке, происходит под действием трех процессов:

- молекулы азота вступают в соединение с находящимися на поверхности атомами металла;
- распыленные с мишени молекулы нитрида осаждаются на ту часть поверхности, которая занята атомами металла;
- распыленные с мишени атомы металла осаждаются на ту часть поверхности, которая занята молекулами нитрида.

В этом случае уравнение баланса для поверхности подложки может быть записано в виде:

$$2x J_N(1-a_C) + Y_N J_P a_M c_M (1-a_C) S_M/S_C = Y_M J_P c_M (1-a_M) a_M S_M/S_C, \quad (2)$$

где Y_M - коэффициент распыления металла с поверхности мишени; c_M - доля распыленных атомов металла достигающих поверхности подложки.

Зависимость состава поверхностного слоя мишени и на поверхности подложки от парциального давления азота (P_N) в рабочей камере учитывается в (1) и (2) через величину J_N :

$$J_N = \frac{P_N}{4} \left(\frac{8}{\pi m_N k T} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где m_N - масса молекулы азота.

Горение низковольтного разряда практически не вызывает диссоциации молекул азота. Однако, значение P_N само зависит от процессов, происходящих на поверхности мишени и подложки. В ряде работ было показано [3], что включение разряда в системе

реактивного распыления уменьшает значение парциального давления азота, установившееся в системе в отсутствие распыления, до величины, значение которой зависит от параметров разряда. Значение P_N определяется исходя из равновесия четырех потоков:

$$F_{IN} = F_{2N} + F_{3N} + F_{4N}, \quad (4)$$

где F_{IN} - поток азота, подаваемого в систему через натекаТЕЛЬ; F_{2N} - поток азота, геттерируемого распыляемым металлом на поверхности мишени; F_{3N} - поток азота на поверхности подложки; F_{4N} - поток азота, откачиваемого из системы насосом.

Для правой части (4) имеем:

$$F_{2N} = 2x J_N S_C (1 - a_C), \quad F_{3N} = 2x J_N S_M (1 - a_M) \text{ и } F_{4N} = N_N V, \quad (5)$$

где S - площадь электродов, N_N - концентрация молекул азота в рабочей камере ($N_N = P_N/kT$), а V - скорость откачки газа. Скорость откачки аргона и азота приблизительно одинакова.

Объединение (4) и (5) позволяет установить связь между значениями парциального давления азота в системе до и после включения разряда:

$$P_N = P_N^0 - \frac{P_N}{4V} \sqrt{\frac{8}{\pi m_N k T}} \cdot [S_M (1 - a_M) + S_C (1 - a_C)] \quad (6)$$

где P_N^0 - давление азота в рабочей камере при выключенном разряде.

Таким образом, (1), (2) и (6) образуют замкнутую систему уравнений, позволяющую определять значения a_M и a_C для диодной распылительной системы при заданных J_P , V , S , P_N , P_A и известных Y_N , Y_M , x , c_M , c_N .

$$a_M = \left(1 + \frac{Y_M J_P C_N}{2\xi J_N} \right)^{-1}, \quad a_C = \left[1 + \frac{Y_M J_P C_M (1 - a_M) S_M / S_C}{2\xi J_N + Y_N J_P a_M C_M S_M / S_C} \right] \quad (7)$$

Влияние величины Pd на зависимость $a_M(a_C)$ показана на рис.1, где представлен ряд кривых, рассчитанных для случая распыления ниобиевой мишени в смеси аргон-азот [3]. Значения энергии связи взяты $E_b(\text{Nb}) = 7,5$ эВ, $E_b(\text{NbN}) = 15$ эВ. Соответственно, $Y_{\text{NbN}}/Y_N = 0,3$. Также принято $T_{\text{п}} = 1000$ К, $d = 2,5$ см.

Таким образом, в диодной системе реактивного распыления существует однозначная взаимосвязь между составом поверхности мишени и составом осаждаемого покрытия, зависящая от параметров разряда. В свою очередь, параметры разряда определяют то значение P_N , при котором реализуется конкретная пара значений a_M и a_C . Увеличение плотности тока разряда увеличивает интенсивность распыления мишени и, следовательно, увеличивает поток частиц, достигающих поверхности подложки. Поэтому увеличение J_P требует увеличения P_N для сохранения прежнего состава напыляемого покрытия. В работе [4] показано, что изменение J_P лишь сдвигает кривые $P_N(P)$, но не изменяет их формы, что соответствует известным представлениям о процессе реактивного распыления. Увеличение давления аргона, напротив, приводит к уменьшению потока распыленных частиц, достигающих до поверхности подложки. В этом случае для сохранения прежнего состава напыляемого покрытия требуется уменьшение P_A , (рис.1).

Подобный эффект был экспериментально продемонстрирован в работах, посвященных исследованию процесса реактивного напыления сверхпроводниковых пленок нитрида ниобия [2]. Коэффициенты переноса c_C и c_M распыленного вещества, могут изменяться в пределах от 0 (в случае, если длина свободного пробега распыленных частиц (λ) много меньше межэлектродного расстояния D) до 1 (в случае $\lambda \gg D$). В пределе c_M , $c_N \rightarrow 0$, при этом a_M , $a_C \rightarrow 1$ при $J_P > 0$. Это означает, что при высоких давлениях нейтрального газа даже незначительного содержания азота в рабочей камере достаточно для полного нитрирования поверхностного слоя мишени и подложки, а интенсивность распыления мишени не влияет на результат.

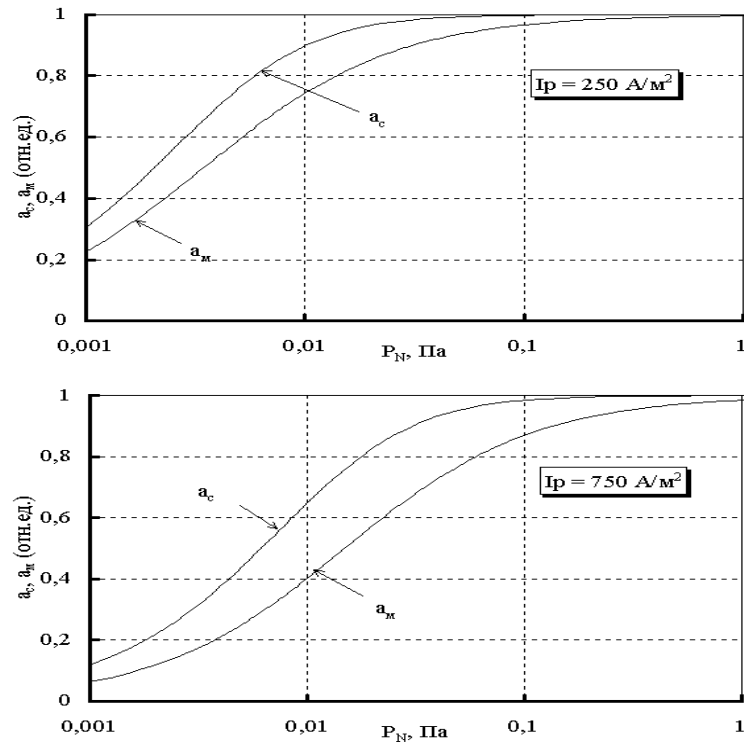


Рис. 1. Зависимость относительного заполнения поверхностей мишени a_M и поверхности подложки a_C нитридом алюминия от парциального давления азота.

Для количественного описания зависимости c_M и c_C от давления рабочего газа (P) может быть использовано следующее соотношение:

$$c = \left(\frac{R}{D} \right) \operatorname{arctg} \left(\frac{D}{R} \right), \quad (8)$$

где $R = \frac{\chi}{\sqrt{M_r}} (1 + \mu)^{1/2} (1 + \mu^{-2/3})^{3/4} \frac{TE_b^{1/2}}{P}$.

Здесь c - постоянная, равная $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{Па} \cdot (\text{г/моль})^{1/2} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}$; M_c и M_M - массы частицы газа и распыленной частицы, соответственно; T - температура газа, E_b - энергия связи распыляемых частиц на поверхности мишени; $m = M_M/M_c$, D - расстояние между катодом и подложкой.

Соответствие результатов расчета и экспериментальных данных представлено на рис.2. Как видно, оптимальным условием, с точки зрения формирования пленок нитрида ниобия, является равновесие скорости распыления нитрида с поверхности мишени и скорости его образования.

Как было написано выше, предлагаемые расчеты справедливы лишь для получения соединений с концентрацией атомов активного газа, не превышающей, соответствующую стехиометрической.

Расчеты по распылению, проведенные для металлической мишени ниобия в аргон - азотной смеси на основе разработанной модели и экспериментальные данные, показывают, что оптимальным условием, с точки зрения формирования пленок нитрида ниобия, является равновесие скорости распыления нитрида с поверхности мишени и скорости его образования.

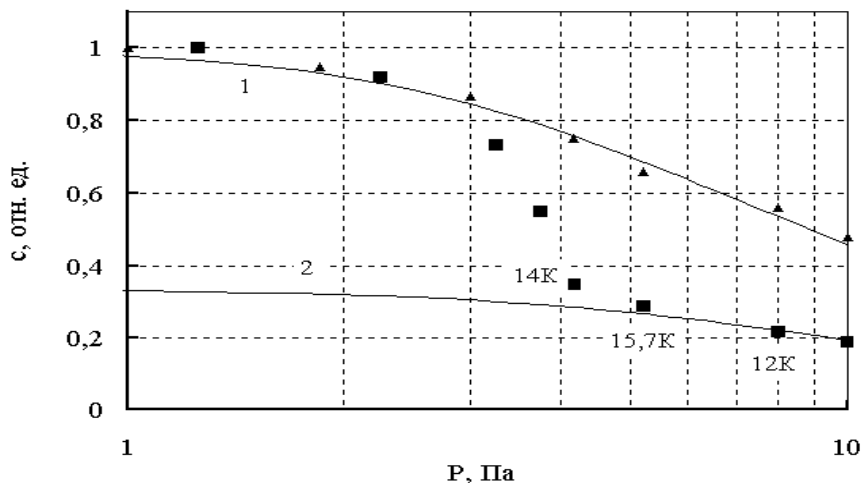


Рис. 2. Зависимость относительной скорости осаждения пленки NbN (Nb) от давления рабочего газа (Ar - 25%N₂): кривая 1 - расчетная скорость осаждения Nb пленок; кривая 2 - для пленок NbN.

Это утверждение можно соотнести и к процессу распыления мишени алюминия в аргон - азотной смеси.

Полученные результаты были использованы для оптимизации технологического процесса получения пленок твердых растворов нитрида алюминия с карбидом кремния магнетронным распылением.

Литература

1. Лучинин, В.В. Композиция AlN/Al₂O₃ как основа датчиков жесткого УФ излучения / В.В. Лучинин, А.В.Корляков, и др.// Сборник тезисов международного семинара « Физические, Химические и Биологические сенсоры», 2000г., С.50.
2. Лысек К. /Разработка и исследование ионно-плазменной технологии сверхпроводниковых пленок NbN для S=N переключающих устройств/ дисс. на соиск. учен. степ. к.т.н. /; ЛЭТИ им. В.И.Ульянова (Ленина); 1988. - 152 с.
3. Веревкин А.А. Множественное андреевское отражение в гибридных структурах на основе сверхпроводящего нитрида ниобия и гетероперехода AlGaAs/GaAs/ А.А. Веревкин и др. // Физика и техника полупроводников, 1999, том 33, вып 5. с. 590-593.
4. Белянин, А.Ф. Строение и применение тонких пленок AlN, полученных методом магнетронного ВЧ-распыления / А.Ф.Белянин, Н.А.Бульенков, А.Б.Богомоллов, В.Г.Балакирев // Техника средств связи. М.: ЭКОС. 1990. Серия: ТПО. Вып. 3. - с.4-24.

ПРОВОДИМОСТЬ КЕРАМИК YBCO, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ОБЫЧНОЙ КЕРАМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ И КОМПАКТИРОВАНИЕМ

Рабаданова А.Э., Гаджимагомедов С.Х., Палчаев Д.К., Рабаданов М.Х., Мурлиева Ж.Х.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала.

E-mail: rabadanova.aida@mail.ru

Высокотемпературные сверхпроводники состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) являются наиболее изученными и перспективными материалами с высокими значениями критической плотности тока и температуры сверхпроводящего перехода (T_c) [1-3].

В работе изготовлены и исследованы образцы сверхпроводящих соединений YBCO: микрокристаллической керамики и керамики, полученной путем компактирования 80% микропорошка с 20% нанопорошка.

Синтез микрокристаллического образца YBCO осуществлялся методом обычной керамической технологии с использованием простых оксидов (Y_2O_3 , CuO и $BaCO_3$), взятых в эквивалентном соотношении. После длительного перемешивания, порошки прессовались при давлении ~ 100 МПа. Спекались образцы при температурах: 900, 910, 920, 927, 930, 932 и 936 °С в течение $\sim 10 \div 25$ часов с промежуточным перемалыванием после каждого этапа и повторным прессованием.

Для получения образцов YBCO методом компактирования, в исходный микрокристаллический порошок, полученный после спекания при 932°С (доля сверхпроводящей (СП) фазы не менее $\sim 90\%$) добавлялся нанопорошок, с примерно таким же содержанием СП фазы, в соотношении 4:1 по массе. Нанопорошки синтезировались методом сжиганием нитрат-органических прекурсоров [2]. Смешанные микро- и нано- порошки прессовались при давлении ~ 100 МПа и спекались при температурах 920, 922 и 925 °С в течение 10 часов. Насыщение кислородом микрокристаллических и компактированных образцов проводилось при температуре 500 °С в течение 5 часов. При получении микрокристаллических и компактированных керамик, критерием оптимальной (максимальной) температуры спекания, служил пренебрежимо малый след жидкой фазы.

Исследования структуры порошков [3], полученных после спекания при температурах в интервале от 900 до 936 °С, в 7 этапов, в течение $\sim 10-25$ часов (на каждом этапе), показали, что кристаллиты YBCO обладают орторомбической сверхпроводящей фазой с оптимальным содержанием кислорода (не ниже 6.83). После спекания при 932 °С и 936 °С (содержание СП фазы, согласно дифрактограмме, $\sim 96\%$) микропорошки, особенно после спекания при 936 °С, проявляют признаки преимущественной ориентации вдоль оси c с ярко выраженными пиками на дифрактограмме от плоскостей 002, 003, 005, 006 и 007. С возрастанием температуры спекания повышается не только количество сверхпроводящей фазы, но и плотность керамик от 2.6 г/см³ до ~ 5.8 г/см³ (теоретическая плотность ~ 6.3 г/см³).

В образцах, полученных компактированием, основной эффект возрастания плотности наблюдается на интервале температур спекания от 920 до 925 °С. При повышении температур спекания выше 920 °С на 2 °С и 5 °С плотность увеличивается примерно с ~ 2.85 г/см³ до ~ 4.06 г/см³ и ~ 4.58 г/см³, соответственно.

На рисунке 1 приведена зависимость электросопротивления при 300К (ρ_{300}) от температуры для четырех образцов, полученных по ОКТ и путем компактирования. Видно, что повышение температуры спекания на 4°С привело к росту в ~ 1.4 раза величины ρ_{300} для микрокристаллической керамики. Также наблюдается повышение значения ρ_{300} образцов после компактирования (добавления 20% нанопорошка), по сравнению с сопротивлением керамик по ОКТ, и составляет ~ 0.013 и ~ 0.016 Ом·см соответственно.

Можно отметить, что формирование, как абсолютных значений, так и температурной зависимости ρ , определяются, в основном, уровнем допирования зарядовыми возбуждения и их релаксации.

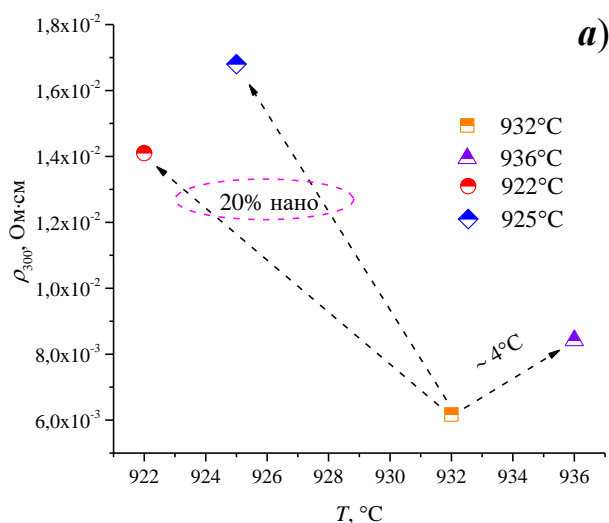


Рис. 1. Зависимость ρ_{300} от температуры

Итак, приведены результаты исследований электрических свойств керамик с плотностью от ~ 2.6 г/см³ до ~ 5.8 г/см³, обладающих преимущественно орторомбической сверхпроводящей фазой с содержанием кислорода не ниже ~ 6.83 . Для керамик YBCO, полученных путем компактирования 80% микропорошка с 20% нанопорошка, обнаружено повышение абсолютных значений ρ_{300} и изменение характера проводимости с металлического на полупроводниковый.

Исследования выполнены в лабораториях (НОЦ «Нанотехнологии») ДГУ при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90170 и частично Гос. заданием FZNZ-2020-0002.

Литература

1. Gokhfel'd D. M., Balaev D.A., Semenov S.V., Petrov M.I. Magnetoresistance anisotropy and scaling in textured high-temperature superconductor $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ // *Physics of the Solid State*. – 2015. – Т. 57. – №. 11. – С. 2145-2150.
2. Gadzhimagomedov S. K. et al. YBCO nanostructured ceramics: Relationship between doping level and temperature coefficient of electrical resistance // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 2022. – С. 110811.
3. Рабаданова А.Э., Палчаев Д.К., Рабаданов М.Х., Гаджимагомедов С.Х. и др. Влияние термообработки на изменения структуры сверхпроводящих порошков состава YBCO *Вестник Дагестанского государственного университета. Серия 1: Естественные науки*. –2021. – Т.36. – №. 3. – С. 37-50.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТО-, ПЬЕЗО- И ПЬЕЗОФОТОКАТАЛИТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОПРЯДЕННЫХ НАНОВОЛОКОН ПВДФ/ЦТАБ

Рабаданова А.А., Селимов Д.А., Гюлахмедов Р.Р., Шуайбов А.О., Абдурахманов М.Г.,
Собола Д.С., Оруджев Ф.Ф.

ФГБОУ ВО Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

Email: rabadanova.alinka@mail.ru

Среди загрязнителей водных источников органические красители представляют серьезную угрозу для окружающей среды. В последнее время удаление загрязняющих веществ на основе пьезокатализа стало перспективной областью исследований для борьбы с ними [1]. Пьезопотенциал, вызванный деформацией или напряжением, пьезоактивного катализатора, способен индуцировать электрическое поле, которое, является эффективным средством для переноса электронов и дырок [2]. Простота и чрезвычайно высокая эффективность пьезокатализа привлекли многих, и, в связи с этим, используются различные функциональные материалы, способных очищать загрязненную воду. Однако, использование в качестве катализаторов дисперсных наноматериалов, приводит к необходимости отделения воды от катализатора для повторного использования. В этом плане полимерные сегнетоэлектрики имеют особые преимущества, благодаря гибкости, химической инертности, нетоксичности, биосовместимости и возможности изготовления их в виде пленок. Среди них ПВДФ (поливинилиденфторид) является идеальным кандидатом, в качестве пьезокатализатора [4]. Однако, наличие высокой доли неполярной фазы также ограничивает его практическую применимость в качестве пьезокатализатора. Исходя из этого, мы предлагаем гибкую нанокompозитную пленку ПВДФ, модифицированную ЦТАБ (бромид цетилтриметиламмония). ЦТАБ представляет собой катионное поверхностно-активное вещество на основе четвертичного аммония, способное, по нашему мнению, к переполяризации неполярной фазы ПВДФ в электроактивную полярную.

Нановолокна ПВДФ были изготовлены методом электропрядения из 20 мас. % раствора ПВДФ в смеси диметилсульфоксид-ацетон в объемном соотношении 7/3 при постоянном напряжении 50 кВ с образованием волокнистого мата толщиной около 25 мкм. Для модификации нановолокон 1 % мас. ЦТАБ был добавлен в раствор полимера, и процесс электропрядения был выполнен в тех же условиях, что и для немодифицированного ПВДФ [3].

Испытание на пьезокаталитическое/пьезофотокаталитическое разложение проводили с использованием УФ-видимого и видимого излучения. В качестве источника УФ-видимого света использовали ртутную лампу высокого давления мощностью 250 Вт (Philips). В качестве источника видимого света использовалась металгалогенная лампа мощностью 70 Вт (Osram). Расстояние от источника света до реактора 10 см. Пьезофотокаталитическое разложение проводили в ультразвуковой (УЗ) ванне мощностью 360 Вт при частоте 40 кГц и под током воды. Чтобы исключить влияние температуры на эффективность разложения, в реакторе поддерживали постоянную температуру не выше 33°C. Перед испытанием пленку (3x1 см², толщина 25 мкм, масса 0,6 мг) погружали в

стакан с раствором метиленового синего (МС) (1 мг/л, 20 мл) и выдерживали в темноте в течение 1 ч для установления адсорбционно-десорбционного баланса. Концентрация катализатора в растворе составляла 30 мг л⁻¹. Во время теста каждые 15 мин отбирали 3 мл раствора пробы и анализировали с помощью УФ-видимого спектрометра. Концентрацию красителя МС измеряли в пике его максимального поглощения $\lambda = 663$ нм. Процент деградации указывали как C/C_0 (C и C_0 — измеренная и исходная концентрации раствора красителя соответственно) [4].

Результаты и обсуждения

На рисунке 1 представлен ИК-Фурье спектр нановолокон ЦТАБ/ПВДФ и чистого PVDF. Расчеты показали, что в чистом ПВДФ доля α фазы составила 9.74 %, доля γ фазы 4.71 % и доля β фазы 85.55 % соответственно. После модификации ЦТАБ доля β -фазы увеличилась и составила 90.34 %, доля α -фазы – 9.51% и доля γ -фазы – 0.15 %. Исходя из полученных данных, можно предположить, что за счет внедрения ЦТАБ происходит переполяризация фаз за счет ион-дипольного взаимодействия, которое могло бы привести к локальному упорядочению всех транс-конформаций [5].

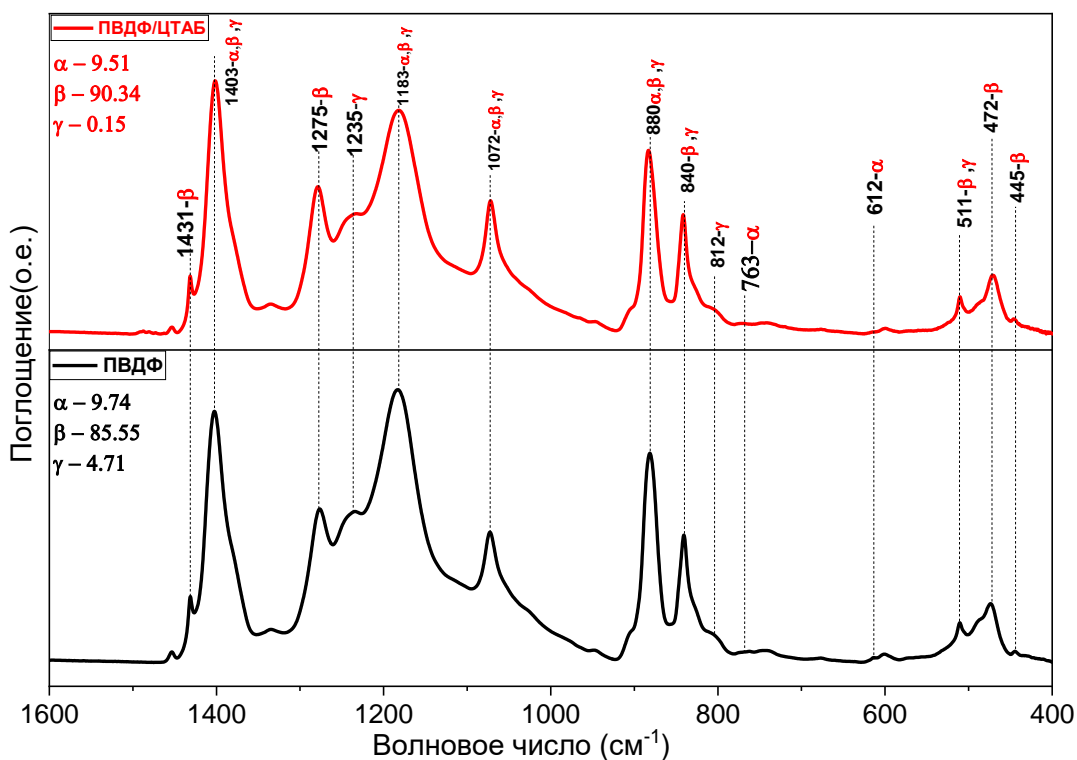


Рис.1. ИК-Фурье спектр нановолокон ЦТАБ/ПВДФ и чистого ПВДФ.

На рисунке 2 представлены результаты пьезокаталитических экспериментов. Эффективность разложения МС была исследована в процессах: фотокатализа, пьезофотокатализа (воздействие УЗ + света с катализатором) и пьезокатализа (воздействие УЗ с катализатором).

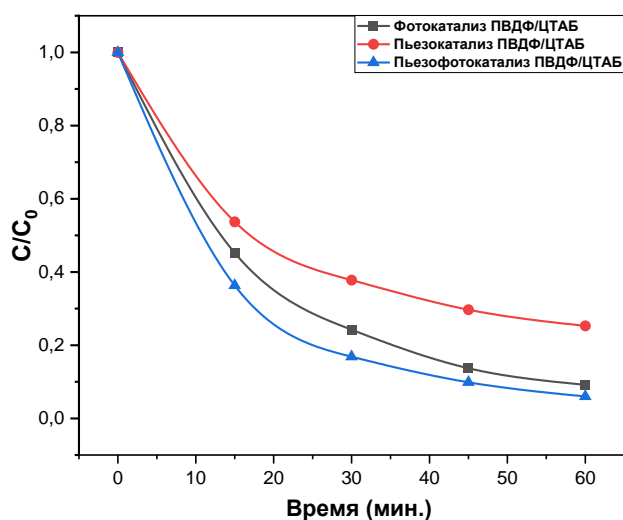


Рис 2. Кривые деструкции МС ($1 \text{ мг} \cdot \text{л}^{-1}$, 20 мл)

Из рисунка 2 видно, что образец проявляет фотокаталитическую активность, за 60 минут разложилось 93 % красителя. Наличие ФК активности при УФ облучении в полимерном материале, у которого ширина запрещенной зоны (ШЗЗ), согласно литературным данным, составляет более 6 эВ, является неожиданным результатом и требует более глубокого исследования электронной структуры материала. Например, в работе [6] методами ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии обратной фотоэмиссии было продемонстрировано, что изменение состояния поляризации с положительной на отрицательную в сегнетоэлектрике P(VDF-TrFE) вызвало отчетливый сдвиг валентной зоны в сторону уровня Ферми на 2.1 эВ и зоны проводимости на 0.4 эВ, в результате чего ШЗЗ уменьшилась на 2.5 эВ. Вероятно, добавка ЦТАБ и электрическая поляризация материала в процессе электропрядения (50 кВ) способствует перестройке электронной структуры ПВДФ, приводя к сужению ШЗЗ. Результаты пьезокаталитического эксперимента, где степень разложения красителя составила 76.5% (сонолиз – 61% - данные не приведены на графике), явно свидетельствуют о генерации пьезопотенциала в ПВДФ/ЦТАБ при УЗ воздействии. Интересно, что при совместном воздействии УЗ и УФ облучения (пьезофотокатализ) степень разложения составила порядка 90%. По нашему мнению, это может означать, одно из двух:

1. генерируемый при УЗ облучении пьезопотенциал подавляет фотокаталитическую активность, за счет обратной перестройки электронной структуры.

2. большое количество фотогенерируемых носителей заряда подавляют пьезосвойства материала.

Выяснение причин требует дальнейших исследований.

Выводы

Таким образом, показано, что модификация ПВДФ с помощью катионным поверхностно-активным веществом ЦТАБ приводит к увеличению электроактивной β -фазы, за счет ион-дипольного взаимодействия. Впервые показано, что добавка ЦТАБ способствует фотоочувствлению диэлектрического широкозонного полимера ПВДФ (ширина запрещенной зоны более 6 эВ). Продemonстрировано, что эффективность фотокаталитического разложения составила 93% за 60 минут. Материал проявляет пьезокаталитическую активность – 76.5% за 60 минут.

Исследование выполнено за при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-73-10091).

Литература

1. Tu S. et al. Piezocatalysis and piezo-photocatalysis: catalysts classification and modification strategy, reaction mechanism, and practical application //Advanced Functional Materials. – 2020. – Т. 30. – №. 48. – С. 2005158.
2. Mondal D. et al. Recent advances in piezocatalytic polymer nanocomposites for wastewater remediation //Dalton Transactions. – 2022
3. Castkova K. et al. Structure–properties relationship of electrospun pvdf fibers //Nanomaterials. – 2020. – Т. 10. – №. 6. – С. 1221.
4. Orudzhev F. et al. Ultrasound and water flow driven piezophototronic effect in self-polarized flexible α -Fe₂O₃ containing PVDF nanofibers film for enhanced catalytic oxidation //Nano Energy. – 2021. – Т. 90. – С. 106586.
5. Ren J. Y. et al. Effect of ion-dipole interaction on the formation of polar extended-chain crystals in high pressure-crystallized poly (vinylidene fluoride) //Polymer. – 2018. – Т. 158. – С. 204-212.
6. Shokr F.S. The influence of dipoles orientation on the charge transport mechanism of Au/rr-P3HT/P (VDF-TrFE) heterojunction diode in the form of 1D-line grating nanostructure arrays //Results in Physics. – 2019. – Т. 12. – С. 754-758.

УСИЛЕННАЯ СВЕТОМ ПЬЕЗОКАТАЛИТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОПРЯДЕННЫХ НАНОВОЛОКОН ЦТАБ/ПВДФ

Рабаданова А.А., Селимов Д.А., Гюлахмедов Р.Р., Шуайбов А.О., Абдурахманов М.Г.,
Собола Д., Оруджев Ф.Ф.

ФГБОУ ВО Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
Email: rabadanova.alinka@mail.ru

Среди загрязнителей водных источников органические красители представляют серьезную угрозу для окружающей среды. В последнее время удаление загрязняющих веществ на основе пьезокатализа стало перспективной областью исследований для борьбы с ними [1]. Пьезопотенциал, вызванный деформацией или напряжением, пьезоактивного катализатора, способен индуцировать электрическое поле, которое, является эффективным средством для переноса электронов и дырок [2]. Простота и чрезвычайно высокая эффективность пьезокатализа привлекли многих, и, в связи с этим, используются различные функциональные материалы, способных очищать загрязненную воду. Однако, использование в качестве катализаторов дисперсных наноматериалов, приводит к необходимости отделения воды от катализатора для повторного использования. В этом плане полимерные сегнетоэлектрики имеют особые преимущества, благодаря гибкости, химической инертности, нетоксичности, биосовместимости и возможности изготовления их в виде пленок. Среди них ПВДФ (поливинилиденфторид) является идеальным кандидатом, в качестве пьезокатализатора [4]. Однако, наличие высокой доли неполярной фазы также ограничивает его практическую применимость в качестве пьезокатализатора. Исходя из этого, мы предлагаем гибкую нанокompозитную пленку ПВДФ, модифицированную ЦТАБ (бромид цетилтриметиламмония). ЦТАБ представляет собой катионное поверхностно-активное вещество на основе четвертичного аммония, способное, по нашему мнению, к переполяризации неполярной фазы ПВДФ в электроактивную полярную.

Нановолокна ПВДФ были изготовлены методом электропрядения из 20 мас. % раствора ПВДФ в смеси диметилсульфоксид-ацетон в объемном соотношении 7/3 при постоянном напряжении 50 кВ с образованием волокнистого мата толщиной около 25 мкм. Для модификации нановолокон 1 % мас. ЦТАБ был добавлен в раствор полимера, и процесс электропрядения был выполнен в тех же условиях, что и для немодифицированного ПВДФ [3].

Испытание на пьезокаталитическое/пьезофотокаталитическое разложение проводили с использованием УФ-видимого и видимого излучения. В качестве источника УФ-видимого света использовали ртутную лампу высокого давления мощностью 250 Вт (Philips). В качестве источника видимого света использовалась металлогалогенная лампа мощностью 70 Вт (Osram). Расстояние от источника света до реактора 10 см. Пьезофотокаталитическое разложение проводили в ультразвуковой ванне мощностью 250 Вт при частоте 18 кГц и под током воды. Чтобы исключить влияние температуры на эффективность разложения, в реакторе поддерживали постоянную температуру 26 °С. Перед испытанием пленку (3x1 см², толщина 25 мкм, масса 7 мг) погружали в стакан с раствором метиленового синего (МС) (1 мг/л, 20 мл) и выдерживали в темноте в течение 1 ч для установления адсорбционно-десорбционного баланса. Концентрация катализатора в растворе составляла 350 мг л⁻¹. Во время теста каждые 15 мин отбирали 3 мл раствора пробы и анализировали с помощью УФ-видимого спектрометра. Концентрацию красителя МС

измеряли в пике его максимального поглощения $\lambda = 663$ нм. Процент деградации указывали как C/C_0 (C и C_0 — измеренная и исходная концентрации раствора красителя соответственно) [4].

Результаты и обсуждения

На рисунке 1 представлен ИК-Фурье спектр нановолокон ЦТАБ/ПВДФ и чистого PVDF. Расчеты показали, что в чистом ПВДФ доля α фазы составила 9,74 %, доля γ фазы 4,71 % и доля β фазы 85,55 % соответственно. После модификации ЦТАБ доля β -фазы увеличилась и составила 90,34 %, доля α -фазы - 9,51% и доля γ -фазы - 0,15 %. Исходя из полученных данных, можно предположить, что за счет внедрения ЦТАБ происходит переполаризация фаз за счет ион-дипольного взаимодействия, которое могло бы привести к локальному упорядочению всех транс-конформаций [5].

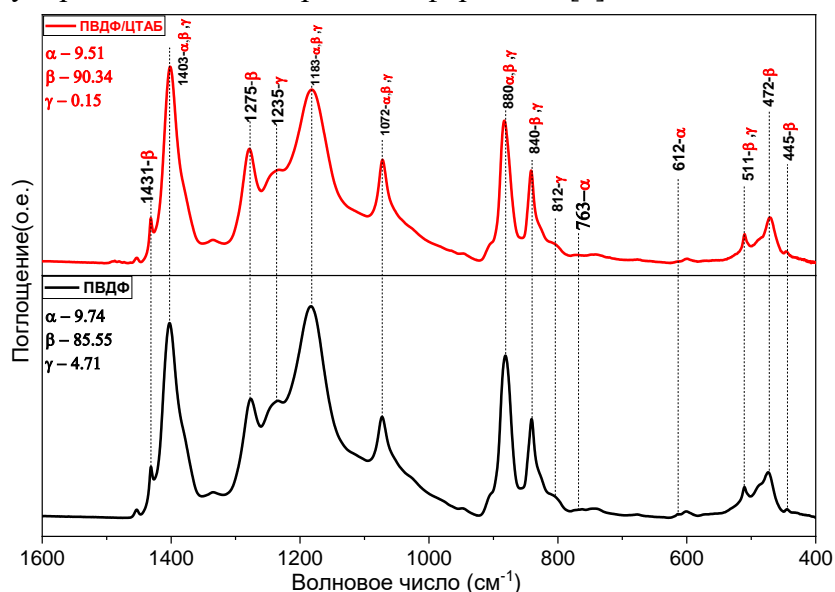


Рис.1. ИК-Фурье спектр нановолокон ЦТАБ/ПВДФ и чистого ПВДФ.

На рисунке 2 представлены результаты пьезокаталитических экспериментов. Эффективность разложения МС была исследована в процессах: сонолиза (воздействие УЗ без катализатора) и пьезокатализа (воздействие УЗ с катализатором).

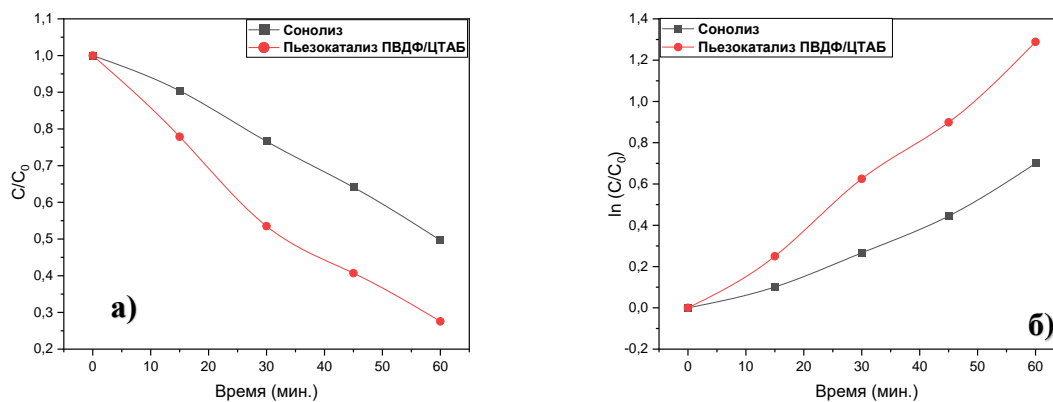


Рис 2. а) Кривые деструкции МС ($1 \text{ мг} \cdot \text{л}^{-1}$, 20 мл); б) зависимость $\ln(C/C_0)$ от времени для нановолокон ПВДФ/ЦТАБ

Из графиков видно, что наибольшую активность показал пьезокатализ (72,4%) ЦТАБ/ПВДФ. Константа скорости (k) была рассчитана из кинетических кривых, в соответствии с уравнением псевдопервого порядка:

$$\ln(C_0/C) = k t. (1)$$

Значения k составляли 0,021 и 0,011 мин⁻¹ для ПВДФ/ЦТАБ и сонолиза соответственно. При пьезокатализе ПВДФ/ЦТАБ скорость реакции увеличилась на 1,96 и 9,04 по сравнению с сонолизом. Электростатическое взаимодействие между ЦТАБ и -CH₂/CF₂ диполем ПВДФ вызывает самополяризацию и выстраивание полимерных цепей в полностью транс-конфигурацию, что приводит к образованию электроактивной β-фазы в полимерной матрице. Этот эффект самополяризации активизирует генерацию пьезопотенциала, что приводит к увеличению его пьезокаталитической активности.

Вывод

Подытожив, можно сказать, что модификация полимерной пленки на основе PVDF с помощью поверхностно-активного вещества ЦТАБ приводит к увеличению электроактивной β-фазы. Кроме того, эффективность пьезокаталитического разложения МС составила 72,4 % за 60 минут.

Литература

1. Tu S. et al. Piezocatalysis and piezo-photocatalysis: catalysts classification and modification strategy, reaction mechanism, and practical application //Advanced Functional Materials. – 2020. – Т. 30. – №. 48. – С. 2005158.
2. Mondal D. et al. Recent advances in piezocatalytic polymer nanocomposites for wastewater remediation //Dalton Transactions. – 2022
3. Castkova K. et al. Structure–properties relationship of electrospun pvdf fibers //Nanomaterials. – 2020. – Т. 10. – №. 6. – С. 1221.
4. Orudzhev F. et al. Ultrasound and water flow driven piezophototronic effect in self-polarized flexible α-Fe₂O₃ containing PVDF nanofibers film for enhanced catalytic oxidation //Nano Energy. – 2021. – Т. 90. – С. 106586.
5. Ren J. Y. et al. Effect of ion-dipole interaction on the formation of polar extended-chain crystals in high pressure-crystallized poly (vinylidene fluoride) //Polymer. – 2018. – Т. 158. – С. 204-212.

МОРФОЛОГИЯ ПОСЛЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НАНОПОРОШКОВ BaZrO_3 ПРИ ЗАМЕЩЕНИИ ЦИРКОНИЯ НА ИТТРИЙ

Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Сайпулаев П.М., Шабанов Н.С.,
Фараджев Ш.П.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия
E-mail: darkusch@mail.ru

Интерес к перовскитным наноструктурированным материалам BaZrO_3 с каждым годом растет [1,2]. Они являются важными объектами для практических применений: для искусственных центров пиннинга в высокотемпературных сверхпроводниках или для фотокаталитического выделения водорода.

В работе синтезированы золь-гель методом нанопорошки состава BaZrO_3 с 10% замещением циркония на иттрий (BZY10) и исследованы их морфология. Исследования состава и морфологии проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа Aspek Express с анализатором EDX. На рисунках 1 и 2 представлена морфология нанопорошков BZY10 (после синтеза и обработки при температуре 500°C). Как видно, порошки состоят из агломератов наночастиц – наряду с «плотными» образованиями, присутствуют включения в виде «хлопьев». Насыпная плотность у исходного порошка BZY10 составляет $\sim 0.018\text{г/см}^3$. При этом термическая обработка не привела к существенной рекристаллизации зерен, высокопористая структура в виде «паутины» из наночастиц (см. рис. 2) все еще сохраняется.

Исследования морфологии сопровождалось анализом состава. На рисунке 3 представлены спектры элементного анализа для порошка BZY10 после обработки при температуре 500°C . Содержание элементов по области №1 (см. рис. 2) составляет: Ba – 25.1%, Zr – 18.4%, O – 49.6%, Y – 3.5% и C – 3.4%. Наличие углерода связано с методикой измерения.

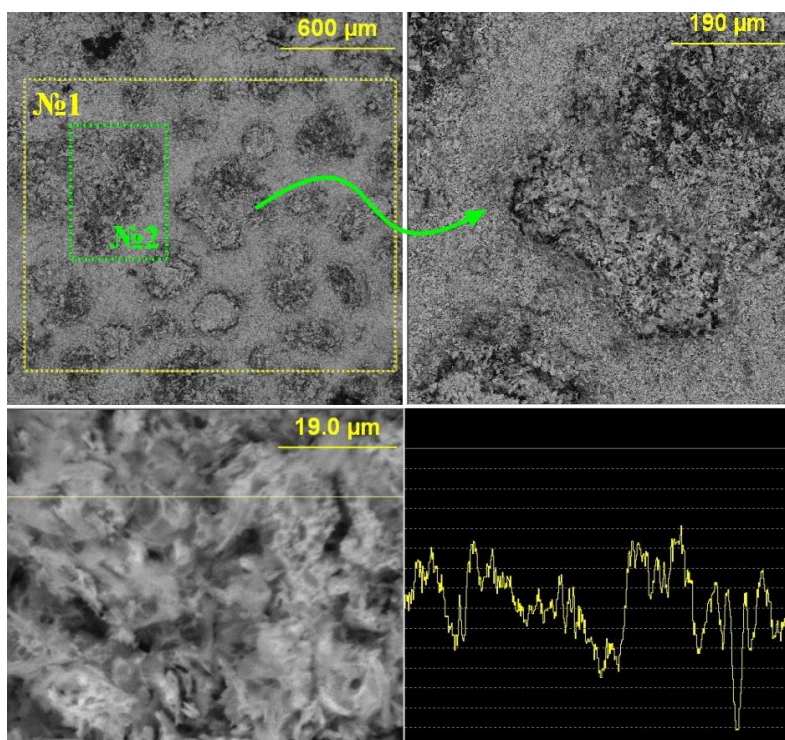


Рис. 1. Морфология при различных увеличениях, профиль вдоль выделенной линии исходного порошка BZY10 после синтеза.

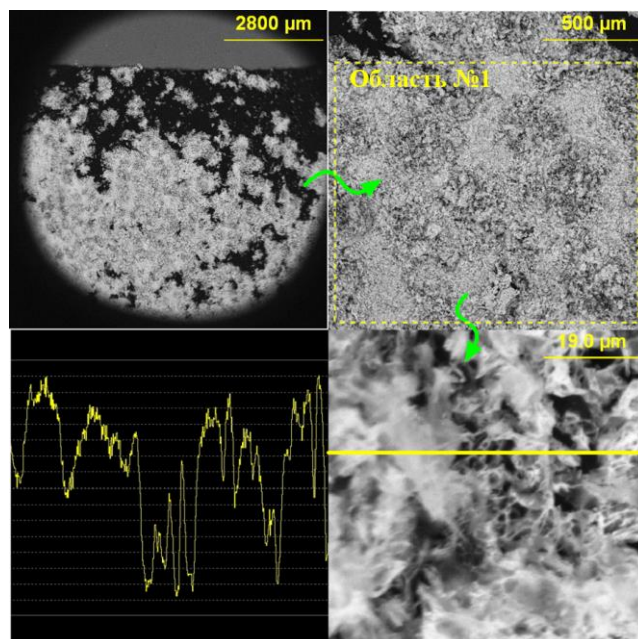


Рис. 2. Морфология при различных увеличениях и профиль вдоль выделенной линии порошка BZY10, обработанного при 500°C.

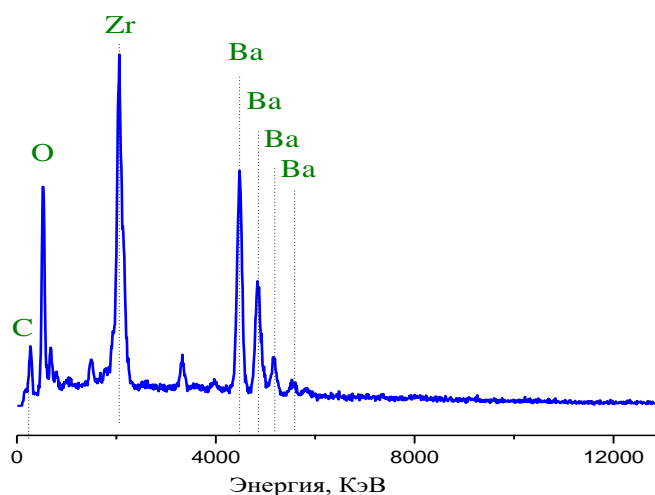


Рис. 3. Элементный состав по областям №1 на рис. 2.

Итак, синтезированные золь-гель методом нанопорошки состава BaZrO_3 с 10% замещением циркония на иттрий имеют высокопористую структуру, состоящую из агрегатов наночастиц – в виде «хлопьев». Насыпная плотность у порошка BZY10 после синтеза составляет $\sim 0.018 \text{ г/см}^3$.

Работа выполнена в рамках проекта УМНИК (Договор 16504ГУ/2021 от 31.05.2021) и частично Гос. задания FZNZ-2020-0002. Исследования выполнены с использованием оборудования НОЦ «Нанотехнологии» ДГУ.

Литература

1. Antončík F. Lojka M. Hlášek T. et al. The effective synthesis of large volumes of the ultrafine BaZrO_3 nanoparticles // Materials Chemistry and Physics. – 2021. – V. 259,124047
2. Ivaniuk, K., Cherpak V., Stakhira P. et al. BaZrO_3 perovskite nanoparticles as emissive material for organic/inorganic hybrid light-emitting diodes // Dyes and Pigments. – 2017. – 145: p. 399-403.

СИНТЕЗ НАНОПОРОШКОВ НА ОСНОВЕ BaZrO_3 С ЗАМЕЩЕНИЕМ ЦИРКОНИЯ НА ИТТРИЙ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Гаджимагомедов С.Х., Сайпулаев П.М., Шабанов Н.С., Эмиров Р.М., Алиханов Н.М.-Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

E-mail: darkusch@mail.ru

В последнее время цирконаты рассматривают как перспективные материалы [1] для создания на их основе новых функциональных устройств. Наиболее изученным соединением этого класса является цирконат бария (BaZrO_3). Интерес к нему вызван за проявляемые им свойства: механическая стабильность; термическая стабильность; небольшой коэффициент теплового расширения в широком интервале температур; структурная стабильность; химическая стабильность.

В работе методом нитрат - органических прекурсоров изготовлены нанопорошки BaZrO_3 и BaZrO_3 при 10%-ом замещении циркония на иттрий ($\text{BaZr}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{O}_3$). Для приготовления водного раствора нитратов использовались реактивы соответствующей чистоты: нитрат бария ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, ЛенРеактив, хч.), нитрат иттрия ($\text{Y}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, ЛенРеактив, ч.), цирконил ($\text{ZrO}(\text{NO}_3)_2$, ЛенРеактив, ч.) и аминокислота (глицин), НеваРеактив, Е640). Водный раствор нитратов с глицином выпаривался при непрерывном перемешивании на магнитной мешалке. Процесс испарения завершается формированием геля и с последующим его горением, в результате которого образуется агломерированный нанопорошок (см. рис. 1). При этом глицин играл роль органического топлива, обеспечивающего платформу для окислительно-восстановительных реакций между реагентами в процессе горения. Насыпная плотность γ_n у исходных нанопорошков BaZrO_3 и $\text{BaZr}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{O}_3$ после синтеза равна $\sim 0.0276 \text{ г/см}^3$ и $\sim 0.018 \text{ г/см}^3$ соответственно.

Термообработку порошков проводили в течение 30 мин при температуре 500°C (рис. 2). Как и ожидалось, такая обработка агломерированных порошков не привела к существенной рекристаллизации и, соответственно, к повышению величины γ_n . Т.е. для образцов она изменилась незначительно (для состава BaZrO_3 составляет $\sim 0.025 \text{ г/см}^3$, для $\text{BaZr}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{O}_3$ примерно 0.017 г/см^3).

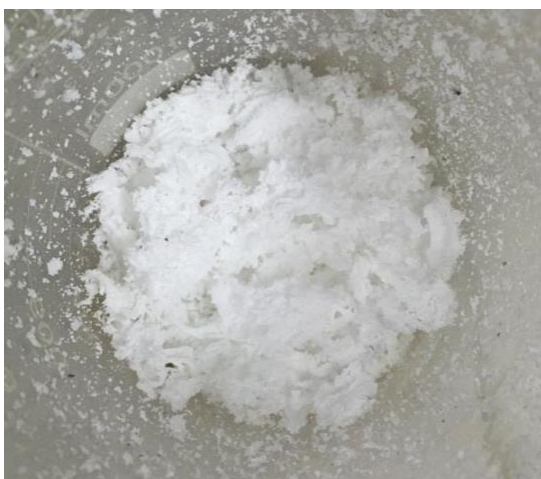


Рис. 1. Морфология нанопорошка состава $\text{BaZr}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{O}_3$ после синтеза в стакане.

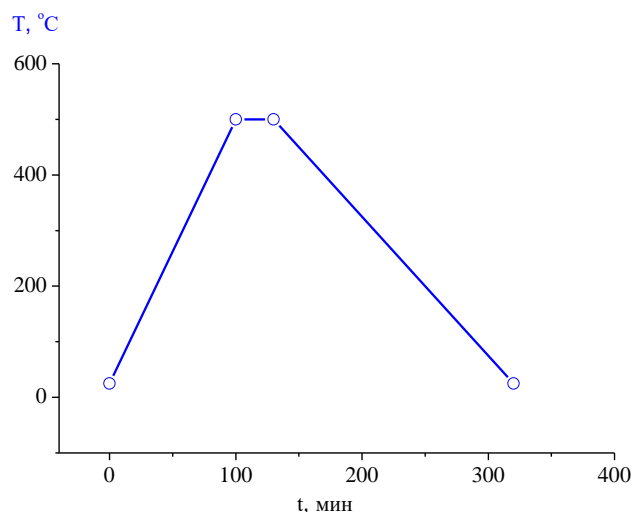


Рис. 2. Зависимости температуры обработки нанопорошков от времени.

Итак, образованная высокопористая структура порошков в результате выделения газообразных продуктов при горении сохраняется. Для формирования заданного распределения частиц по размерам термическую обработку необходимо осуществить при более высоких температурах (до 900°C).

Работа выполнена в рамках проекта УМНИК (Договор 16504ГУ/2021 от 31.05.2021) и частично Гос. задания FZNZ-2020-0002. Исследования выполнены с использованием оборудования НОЦ «Нанотехнологии» ДГУ.

Литература

1. P.Manju, M.R.Ajith, D.Jaiswal-Nagara Synthesis and characterization of BaZrO₃ nanoparticles by citrate-nitrate sol-gel auto-combustion technique: Systematic study for the formation of dense BaZrO₃ ceramics. Journal of the European Ceramic Society Volume 39, Issue 13, October 2019, Pages 3756-3767

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $Ti_{67}Al_{33}$

Эмиров Р.М.,¹ Исхаков М.Э.,¹ Рабаданов М.Х.,¹ Мурлиева Ж.Х.^{1,2}, Палчаев Д.К.¹

¹Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет народного хозяйства, г. Махачкала, Россия

Интерметаллид $Ti_{67}Al_{33}$ обладает упорядоченной плотноупакованной структурой [1] типа $D0_{19}$ (ГПУ структура α_2-Ti_3Al). В нем число электронов на атом – 3.67 (14.68/4), в то время как для стехиометрического состава ($Ti_{75}Al_{25}$), оно составляет 3.75 (15/4), т.е. вклад ковалентного типа связи в $Ti_{67}Al_{33}$ ниже. В поликристаллическом состоянии сплав

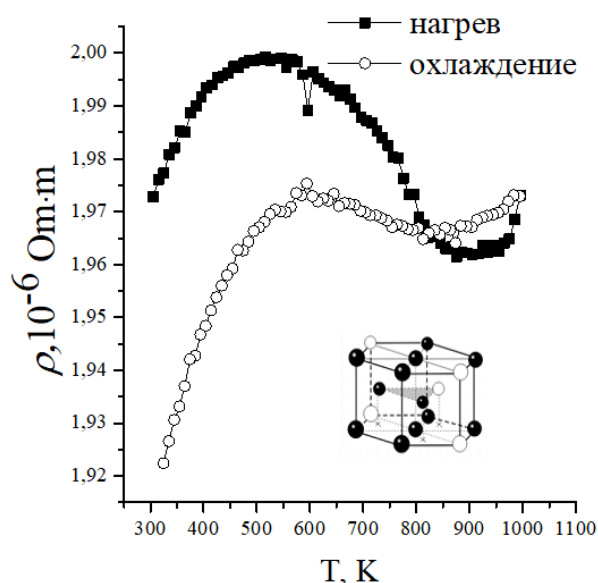


Рис. 1 Значения удельного сопротивления $\rho(T)$ интерметаллида $Ti_{67}Al_{33}$

металлического к полупроводниковому и, обратно (см. Рис. 1). Помимо двух температур, при которых происходит такое изменение, существует температура инверсии знака температурного коэффициента сопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГЗ № FZNZ-2020-0002

Литература

1. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Козлов Э.В. и др. Кристаллогеометрические и кристаллохимические закономерности образования бинарных и тройных соединений на основе титана и никеля // Томск: Из-во ТПУ. 2011. С. 312.
2. Murlieva Zh. Kh., Palchayev D.K., Iskhakov M.E., Rabadanov M. Kh. Correlation between the electrical resistivity and thermal expansion of intermetallide Ti_3Al // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1385 P. 012017. Ввв
3. Устиновичиков Ю.И. Диффузионные фазовые превращения в сплавах // УФН. 2014. Т.184. №7. С.723-737.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИК-СПЕКТРОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ (1-x)PbMn_{1/3}Nb_{2/3}O₃-xPbTiO₃

Абдулвахидов Б.К., Садыков С.А.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала
E-mail: babdulvakhidov@mail.ru

Симметрия классического кубического перовскита ABO₃ подразумевает, что октаэдр BO₆ представляет четыре различных ИК активных режима колебаний: высокочастотное растяжение, ν_1 , низкочастотное кручение, ν_2 , изгиб, ν_3 и A – (BO₃), ν_4 , колебание [1]. Спектральный профиль оксидов AB'_xB_{1-x}O₃ также включает колебания B' – B'' (характерные только для упорядоченной структуры)[2]. В зависимости от фазы он может содержать 14 (тетрагональных) или 16 (ромбоэдрических) ИК активных мод для перовскитов AB'_xB_{1-x}O₃[3]. Беспорядок в B-позиции приводит к двухкратному уменьшению этих чисел.

В предлагаемом докладе представлены результаты изучения ИК – спектров твердых растворов (1-x)PbMn_{1/3}Nb_{2/3}O₃-xPbTiO₃ и их зависимости от концентрации PbTiO₃. Фурье ИК - спектры были измерены в изотермическом режиме пропускания, и они демонстрируют широкую сложную полосу в интервале 750-450 см⁻¹, форма которой сохранялась независимо от предполагаемой фазы. Выделенный участок спектра разложен на три колебательные компоненты. На рис. 1 (а) приведен ИК-спектр для состава x=0.2, а на рис. 1 (б) положения трех компонентов для семи концентраций.

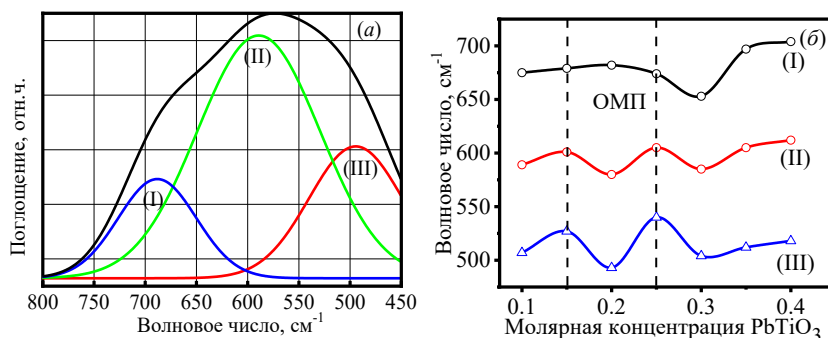


Рис. 1 (а) – ИК спектр 0,8PbMn_{1/3}Nb_{2/3}O₃-0,2PbTiO₃ (б) – зависимость волновых чисел трех ИК-мод от концентрации PbTiO₃.

Для разложения спектров использовалась Гауссова функция. Три подходящих компоненты на рис. 1 (а) обозначены как (I) около 681 см⁻¹, (II) при 593 см⁻¹ и (III) при 508 см⁻¹ (для 0.8Pb(Mn_{1/3}Nb_{2/3})O₃ - 0.2PbTiO₃) и были использованы для деконволюции нормированной спектральной полосы для всех образцов.

Компоненты можно условно отнести к модам растяжения ν_1 - (Mn-O), ν_1 - (Ti-O) и ν_1 - (Nb-O). На рис. 1 (б) можно выделить ранее найденный интервал, соответствующий области морфотропного фазового перехода(ОМП). Таким образом, была показана существенная зависимость ИК-спектров твердых растворов (1-x)PbMn_{1/3}Nb_{2/3}O₃-xPbTiO₃ от концентрации PbTiO₃.

Литература

1. Perry C H, Infrared studies of perovskite titanates/ C. H. Perry, B. N. Khanna, G. Rupprecht //Phys. Rev. 1964.- 135.- A408.
2. Reaney, I. M. B-site order and infrared reflectivity in A(B'B')O₃ complex perovskite ceramics // I. M. Reaney, J. Petzelt, V.V. Voitsekhovskii, F. Chu, N. Setter // J. Appl. Phys. 1994.- 76.- P.2086.
3. Kamba, S. Infrared and Raman spectroscopy of [Pb(Zn 1/3Nb2/3)O₃]_{0.92}-[PbTiO₃]_{0.08} and [Pb(Mg1/3Nb2/3)O₃]_{0.71}-[PbTiO₃]_{0.29} single crystals Buixaderas E, J. Petzelt, J. Fousek, J. Nosek, P. Bridenbaugh //J. Appl. Phys. 2003.- 93.-P. 933.

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕРМОРАСШИРЕННОГО ГРАФИТА

Каллаев С.Н.¹, Бакмаев А.Г.¹, Бабаев А.А.¹, Билалов А.Р.¹, Омаров З.М.¹

¹*Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра
Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия
E-mail: kallaev-s@rambler.ru, bakmaev@mail.ru*

Углеродные материалы широко используются в различных областях техники. В последнее десятилетие активно исследуется графен интерес, к которому обусловлен перспективами его применения в электронике, а также при разработке нового поколения термоизоляционных материалов [1-3]. Графен и родственные ему кластеры в силу плоскостности при достаточных латеральных размерах могут явиться наполнителями, обеспечивающими эффективное подавление переноса тепла излучением и при этом лишь незначительно увеличивающими теплопроводность.

При разработке материалов с заданными теплоизолирующими свойствами требуется достаточно большое количество материала, которое не может обеспечить современная технология получения графенов. С другой стороны, требования к графеноподобным модификаторам существенно менее строгие, чем к образцам графенов, предназначенным для применения в электронике. В частности, можно ожидать, что для целей теплоизоляции не требуется графеновых фрагментов большой площади, так же как представляется необязательным применение однослойных углеродных слоев. В этой связи повышенное внимание уделяется к созданию и исследованию высокотехнологичного углеродного материала нового поколения на основе терморасширенного графита. Терморасширенный графит, который часто называют пенографитом, вермикулярным или терморасщепленным графитом, представляет собой низкоплотный углеродный материал, обладающий уникальными физико-химическими свойствами: большая удельная поверхность, достаточно высокая термическая и химическая стойкости, низкая теплопроводность, высокая пористость и др. В данной работе представлены результаты исследования теплофизических свойств керамики на основе терморасширенного графита из малослойных графеновых кластеров.

Графеновые кластеры для исследования готовились в два этапа. На первой стадии порошок графита по стандартной технологии импрегнировался HClO_4 и быстро нагревался до температуры 600°C [4]. В результате взрыва проходило вспенивание графита с образованием слоистой структуры. Терморасширенный графит не имеет посторонних включений и примесей, содержит до 99.9% углерода. На рис. 1 представлена электронная микрофотография полученного таким способом терморасширенного графита. Толщину отдельных листов (вид с торца) можно оценить в $10\text{--}20\text{ nm}$. При этом общая длина вспененной чешуйки графита велика, порядка $1000\text{ }\mu\text{m}$, поэтому попытка использования таких чешуек в качестве теплоизолирующего наполнителя может привести к обратному эффекту — увеличению теплопроводности. На втором этапе проводили обработку суспензии вспененного графита в среде органического окислителя с помощью ультразвука. Для механического воздействия использовался ультразвуковой генератор марки ИЛ10-0.63 с частотой 21 kHz , мощность излучателя составила до 500 W . Такое комбинированное механохимическое воздействие приводило к дополнительному расслоению и разламыванию частиц с большим наложением углеродных листов; в некоторых случаях по виду торцов латеральным размером. Полученная таким образом суспензия содержала как осколки объемного графита, так и графеновые листы. После этого методом седиментации проводили отделение графена от частиц графита.

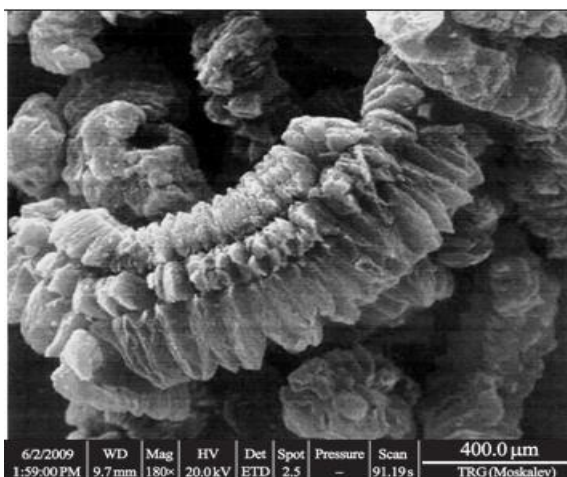


Рис. 1 Микрофотография фрагмента терморасширенного графита, получаемого по стандартной технологии.

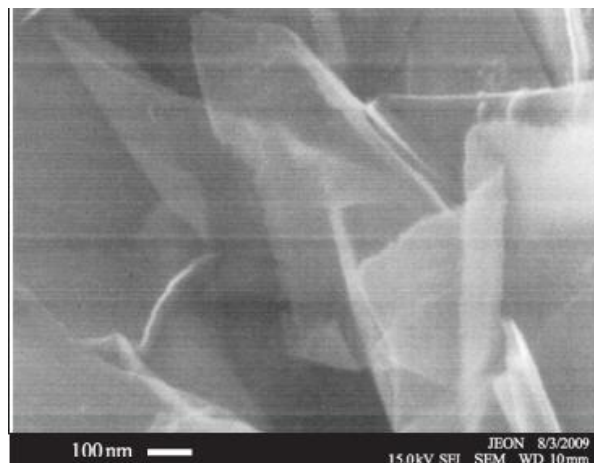


Рис. 2 Микрофотография графенового наполнителя, полученного с применением механохимической обработки.

Строение материала на разных стадиях его обработки изучалось в растровом электронном микроскопе JSM-7001F (JEOL, Япония) с термополевым катодом и предельной разрешающей способностью в единицы нанометров. Микроанализ проводился на этом же микроскопе с помощью энергодисперсионного рентгеновского спектрометра INCA PentaFETx3 (Oxford Instruments, Англия). Микрофотографии материала тонкослойной фракции представлены на рис. 2, 3 [5]. При большом увеличении на рис. 2 отчетливо видны эти фракции и можно оценить их толщину, порядка единиц нанометров. Фотография на рис. 3 дает представление о латеральных размерах чешуек - от единиц до 100 μm . Поскольку тепловое излучение при температурах вблизи комнатной имеет максимум интенсивности вблизи длины волны около 10 μm , получившееся распределение размеров чешуек представляется близким к оптимальному, при использовании их для блокирования теплового излучения [6].

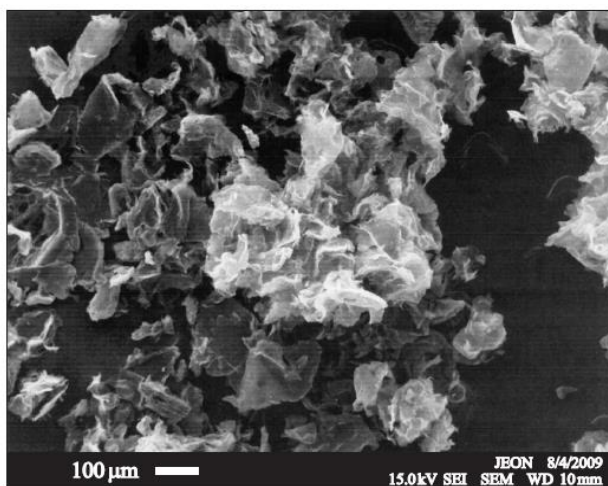


Рис. 3 Микрофотография того же материала с меньшим увеличением, показывающая форму и размер графитовых кластеров (чешуек). Метка масштаба соответствует 100 μm .

Образцы получены методом холодного прессования порошка графита в воздушной среде при давлении 900 кг/см^2 в течение 10 мин., с последующим отжигом в воздушной среде при температуре 650°C в течение двух часов. Плотность образца составляла 0.816 г/см^3 .

На рис. 4-6 представлены температурные зависимости температуропроводности η , теплопроводности λ , теплоемкости C_p и электропроводности σ терморасширенного графита (ТРГ) в области температур 300-800 К. Для анализа температурных зависимостей теплопроводности и температуропроводности рассчитаем длину свободного пробега фонона, используя известное соотношение $\eta = (1/3)v_s l_{ph}$ и выражение Дебая для теплопроводности фононов $\lambda_{ph} = (1/3)C_v v_s l_{ph}$ (где λ_{ph} – теплопроводность, C_v – теплоемкость единицы объема). Величины η , λ_{ph} и C_p ($C_p \approx C_v$) определяются из эксперимента (см. рис. 4-5), данные скорости звука для обычного графита взяты из [9].

Независимые оценки l_{ph} из измерений теплопроводности и температуропроводности приводят к одной и той же величине $l_{ph} \sim 2\text{-}4 \text{ нм}$ и ее температурной зависимости, которая представлена на вставке рис.5. Таким образом, можно пренебречь рассеянием фононов на границах кристаллитов, размеры которых порядка нескольких микрон, т.к. $l_{ph} \ll d$, где d – средний размер гранул. Отсюда можно предположить, что структурные искажения (т.е. центры рассеяния), ограничивающие длину свободного пробега фононов в терморасширенном графите, имеют величину порядка нескольких нанометров и меньше. В качестве таких центров рассеяния могут выступать локальные искажения решетки и смещения тонкослойных фракций (толщина, которых порядка нанометров). Такие искажения могут сыграть существенную роль в ограничении фононного теплопереноса в этих материалах.

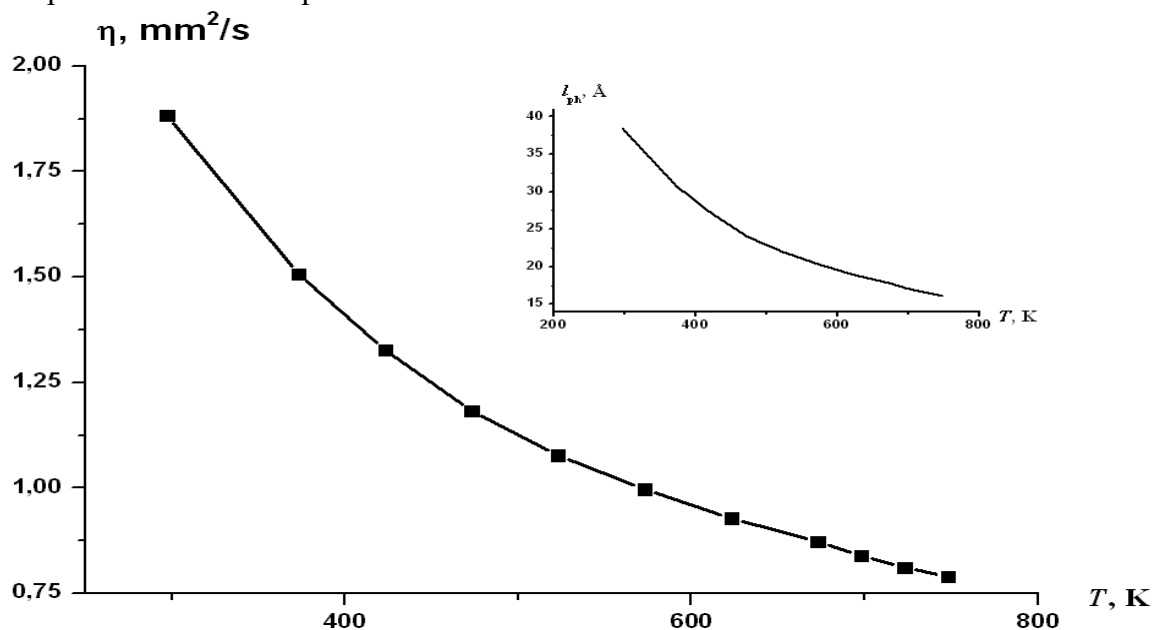


Рис. 4 Температурная зависимость температуропроводности η терморасширенного графита. На вставке температурная зависимость средней длины свободного пробега фононов l_{ph} ТРГ.

Динамика решётки кристалла, в котором учитывается фонон-фононное взаимодействие, очень сложна, но в конечном результате оказывается, что длина свободного пробега фононов обратно пропорциональна температуре. Как видно из рисунка 4 (вставка) аналогичная зависимость длины свободного пробега фононов наблюдается и для ТРГ. Как видно из рис. 5 (вставка) на температурной зависимости $C_p(T)$ наблюдаются

слабая аномалия в области температур $T = 600$ К, которая может быть связана со структурными изменениями в ТРГ. В температурной области 550-600 К также наблюдаются изменения на температурных зависимостях теплопроводности (рис.5) и электропроводности (рис.6). Как видно из рис.5, теплопроводность ТРГ на два порядка меньше чем в обычном графите и на три порядка меньше чем в графене [8] и углеродных нанотрубках (УНТ) [9,10]. За температурную зависимость теплопроводности графитов при высоких температурах практически полностью отвечает фонон-фононное взаимодействие, т.е. ангармонизм, а также рассеяние фононов на границах кристаллитов, неоднородностях структуры и дефектах.

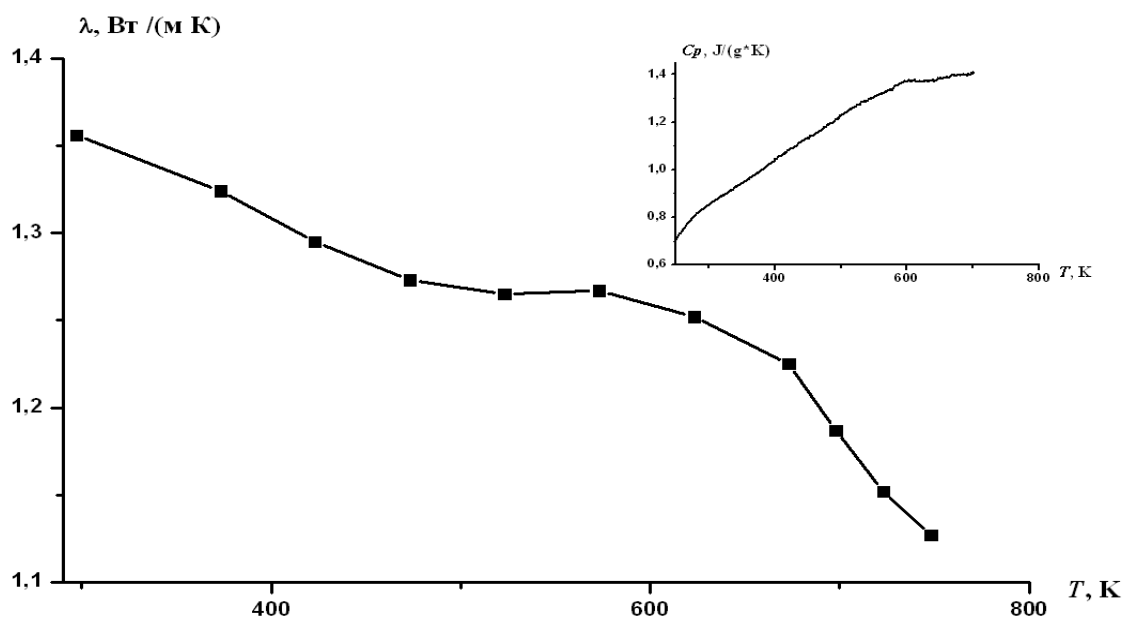


Рис. 5 Температурная зависимость теплопроводности λ терморасширенного графита.

На вставке температурная зависимость теплоёмкости C_p ТРГ решётки [11-12].

В области температур 550-600 К теплопроводность с увеличением температуры почти не изменяется, что может быть связано с повышением теплоемкости в этой температурной области. В этой температурной области электропроводность также не зависит от температуры. По мере роста температуры в области $T \geq 600$ К зависимость $\lambda(T)$ спадает в результате увеличения концентрации рассеивающих центров (фононов). Следует отметить, что согласно работе [13] с ростом температуры коэффициент теплового расширения ТРГ увеличивается до 500 К, затем в интервале 500-600 К почти не зависит от температуры, а в области $T > 600$ К уменьшается. Т.е. при $T > 600$ К происходит сжатие керамики ТРГ, что возможно приводит к уменьшению теплопроводности и электропроводности.

Полученные экспериментальные значения электропроводности и теплопроводности ТРГ (рис. 5 и 6) позволяет говорить о том, что фононный вклад является доминирующим во всём диапазоне температур измерения в процессах, связанных с теплопереносом в ТРГ, как и в традиционных углеродных материалах.

Результаты исследования теплофизических свойств показывают, что фононный вклад в процессы теплопереноса в ТРГ является доминирующим. Определена темпера-

турная зависимость средней длины свободного пробега фононов. На температурных зависимостях теплоемкости C_p , теплопроводности λ и электропроводности σ обнаружены слабые аномалии в области температур 550-600 К, характерные для структурных изменений. Установлено, что теплопроводность ТРГ на 2 порядка меньше чем в обычном графите и на три порядка меньше чем в графене и УНТ.

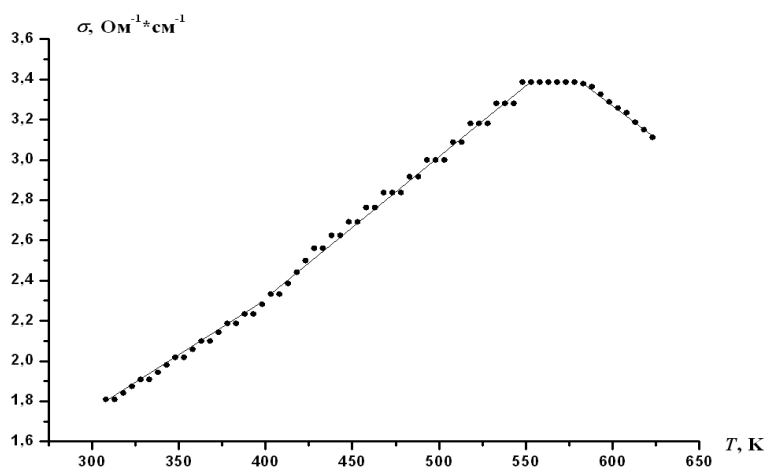


Рис. 6 Температурная зависимость электропроводности σ терморасширенного графита.

Литература

1. Geim A.K., Novoselov K.S. The Rise of Graphene // Nature Material. 2007. V. 6. P. 183.
2. Fricke J., Elbert H.-P., Wienlader H., Wiener M., Geisler M., Vidi S. // Abstracts of 30 International Conference on Thermal conductivity. Pittsburg. „Anter“. 2009. P. 4.
3. Kicherer R., Schreder F., Dorner L. Radiant heating Unit. US patent N 4713527.1987.
4. Кудряшов А.Ф., Кудряшова Н.В., Калабеков О.А., Калабеков Г.О., Москалев Е.В. Способ получения вспененного графита. Патент РФ № 2377177. приоритет от 19.11.2007. Бюл. № 36. 2009.
5. Компан М.Е., Москалев Е.В., Теруков Е.И., Крылов Д.С., Саксеев Д.А., Гладких П.В., Рупышев В.Г., Четаев Ю.В. Механохимическое диспергирование терморасширенного графита // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 13. С. 81.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд-е 2-е, испр. М. Наука. 1973. 721с.
7. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. М. Наука. 1964. С.118.
8. Yang X., Zhu J., Qiu L., Li D. Bioinspired effective prevention of restacking in multilayered graphene films: Towards the next generation of high-performance supercapacitors // Adv. Mater. 2011. V. 23. P. 2833.
9. Wu Q., Xu Y., Yao Z., Liu A., Shi G. Supercapacitors based on flexible graphene/polyaniline nanofiber composite films// ACS Nano. 2010. V. 4. P. 1963.
10. Елецкий А.В., Зицерман В.Ю., Кобзев Г.А. Нанюглеродные материалы. Физикохимические и эксплуатационные свойства, методы синтеза, энергетические применения. // ТВТ. 2015. Т. 53. № 1. С. 117.
11. Займан Дж. Электроны и фононы. М.: ИЛ. 1962. 488 с.
12. Берман Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир. 1979. 286 с.
13. Нестеров А.А., Сиротенко Л.Д., Матыгуллина Е.В., Москалев В.А. Определение коэффициента термического линейного расширения композиционных полимерных материалов на основе терморасширенного графита // Известия Самар. НЦ РАН. 2013. Т. 15. № 6-2. С.425.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА НА ОСНОВЕ ДИРАКОВСКОГО ПОЛУМЕТАЛЛА Cd_3As_2

Гаджиев А.М.^{1,3}, Сайпулаева Л.А.¹, Алиев А.М.¹, Маренкин С.Ф.^{2,3}, Риль А.И.²

¹Институт физики ДФИЦ РАН, 367015, Россия, Республика Дагестан, г. Махачкала.

²Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва.

³Дагестанский государственный университет, Россия, Республика Дагестан, г. Махачкала

ali.gadzhiev21@gmail.com

В ранних исследованиях $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ [1, 2] отмечалось линейный характер закона дисперсии и высокая подвижность зонных носителей. Позднее, с помощью ARPES [3, 4] и STM [5] методик было подтверждено экспериментально, что Cd_3As_2 является кандидатом в трехмерные топологические Дираковские полуметаллы. Из-за особенностей спектра Cd_3As_2 демонстрирует интересные физические свойства, например, киральную аномалию в магнитотранспорте [6,7] и ультравысокую подвижность носителей [8, 9]. Расчет зонной структуры предсказал, что Cd_3As_2 представляет собой трехмерный (3D) полуметалл Дирака с инверсной зоной [10, 11]. На рис.1 приведена зонная структура тетрагональной фазы $(D_{4h}^{15}(P4_2/nmc)) Cd_3As_2$ [11], типичная для дираковского полуметалла. Видно, что зоны Λ_6 и Λ_7 пересекаются слева от точки Γ на уровне Ферми, образуя трехмерный конус Дирака.

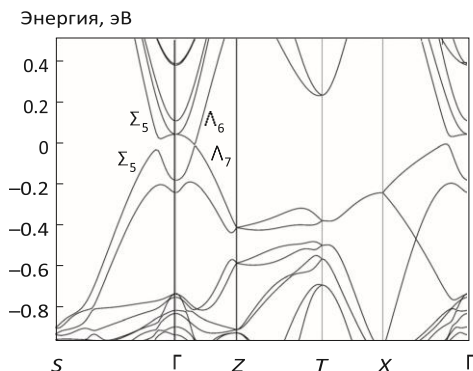


Рис.1 Зонная структура Cd_3As_2 тетрагональной фазы $(D_{4h}^{15}(P4_2/nmc))$ [11].

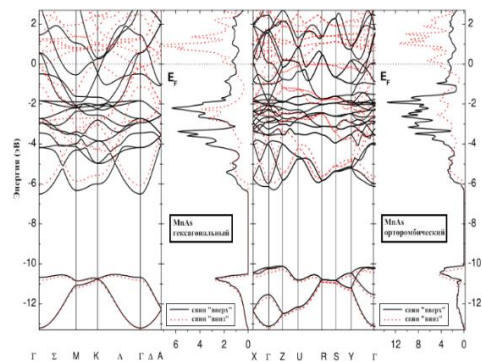


Рис.2 Зонная структура $MnAs$ α и плотность электронных состояний для $MnAs$ в α - и β -фазах [14].

Отличительной особенностью тетрагонального α - Cd_3As_2 являются высокие значения положительного магнитосопротивления (ПМС) в случае, когда вектор магнитного поля перпендикулярен вектору электрического поля, и высокие значения отрицательного магнитосопротивления, когда вектор магнитного поля параллельна вектору электрического поля. Соединение $MnAs$ привлекло большое внимание из-за его большого потенциала для технологических применений в энергоэффективном и безопасном для окружающей среды охлаждении, связанном с магнитокалорическим эффектом [12]. Помимо технологической важности, $MnAs$ система была тщательно исследована с точки зрения структурных и магнитных свойств из-за ее многочисленных фазовых переходов, а также из-за экзотического и необычного магнитного поведения в зависимости от температуры [13]. На рисунке 2 представлена зонная структура и плотность электронных состояний для $MnAs$ в α - и β -фазах [14]. Плотность электронных состояний для двух разноименных спинов существенно отличается в обеих модификациях. Две нижние по-

лосы соответствуют 4s-состояниям As, а следующие 16 – гибридным $p-d$ состояниям. Эта зонная структура характерна для всех пниктидов (элементов 15-й группы периодической таблицы химических элементов) на основе Mn. Марганец дает большой вклад вблизи энергии Ферми [11]. Марганец растворяется в Cd_3As_2 , образуя в некотором интервале концентраций широкий ряд тройных твердых растворов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$. Превышение предельной концентрации приводит к образованию эвтектического сплава, содержащего наряду с твердым раствором $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ и структуру. Данная статья является продолжением комплексных исследований электрических, гальваномагнитных и термоэлектрических свойств Cd_3As_2+MnAs [15-17] в широкой области температур, давлений и индукций магнитного поля. Исследованные нами материалы $Cd_3As_2+20 \text{ мол.}\%MnAs$, синтезированные в ИОНХ РАН с использованием метода, описанного в [18], представляют собой гранулированные структуры, состоящие из наноразмерных ферромагнитных гранул MnAs, хаотически расположенных в полупроводниковой матрице Cd_3As_2 (Рис.4).

Исследования сколов показали (Рис.3), что исследуемый материал не является монокристаллом $Cd_3As_2+20 \text{ мол.}\%MnAs$. Большая часть объема имеет однородный состав соответствующий, как показывает элементный анализ, соединению Cd_3As_2 . Дополнительные включения занимают менее 5 % от площади образца и содержание в них мышьяка выше, а содержание кадмия ниже, чем в основном объеме образца.

На увеличенном изображении части включения (рис. 3 (вставка)) хорошо видно, что оно имеет сложный характер и, в свою очередь, содержит субмикронные включения по составу близкие к Cd_3As_2 . Элементный анализ в темной области включения показывает, что вторая фаза представляет из себя $CdAs_2$. Выращенные образцы были поликристаллами, поэтому, скорее всего, включения – это эвтектическая композиция $Cd_3As_2 - CdAs_2$ на границах кристаллитов Cd_3As_2 . Распределение Mn в образце на субмикронном уровне однородно. То есть, часть Mn растворена в матрице Cd_3As_2 , а кроме эвтектики $Cd_3As_2 - CdAs_2$ обнаруживаются включения MnAs, расположенные на границах кристаллитов и не превышающие по данным РФА (Рис. 3), микрометровых размеров.

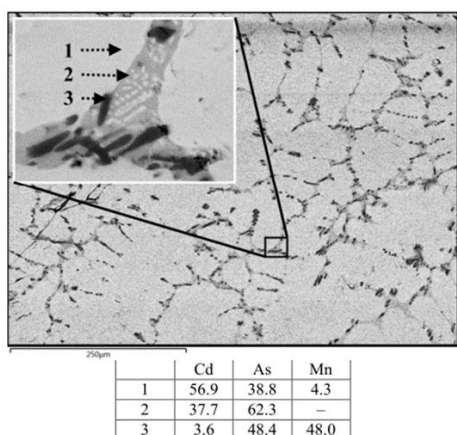


Рис.3 СЭМ-изображение поверхности и результаты определения количественного содержания элементов на участках, указанных стрелками в вставке [27].

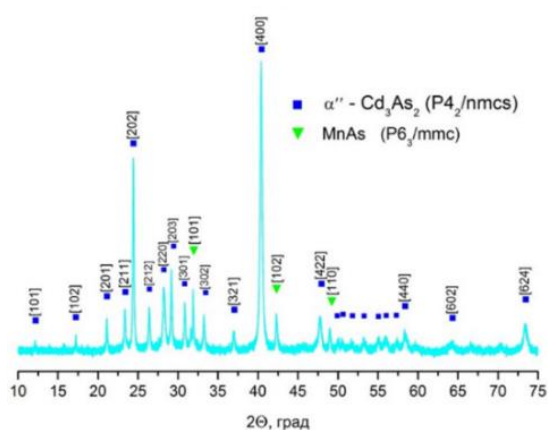


Рис. 4. Рентгенограмма $Cd_3As_2+20 \text{ мол.}\%MnAs$.

При расшифровке дифракционных картин установлено, что рентгенограммы (рис.4) содержали две основные фазы - тетрагональную Cd_3As_2 и гексогональную MnAs. Кроме того, было отмечено наличие незначительного количества фазы Cd_3As_2 . Результаты дифференциального термического анализа образца $Cd_3As_2 + 20 \text{ мол.}\% MnAs$ были интерпретированы следующим образом: 584 °C – температура полиморфного превраще-

ния $\alpha \rightarrow \beta$ Cd_3As_2 ; 610°C – температура плавления эвтектики; 713°C – температура ликвидуса. Исследование колебаний кристаллической решетки с помощью спектров комбинационного рассеяния света (КРС) в дальней ИК- области подтверждает наличие кристаллических фаз Cd_3As_2 и CdAs_2 в образцах. Полуметаллическая фаза MnAs таким методом не может быть идентифицирована напрямую из-за сильного влияния свободных носителей заряда, мода плазменных колебаний которых значительно сильнее колебательных мод кристаллической решетки. Результаты исследования спектров КРС приведены на рис. 5.

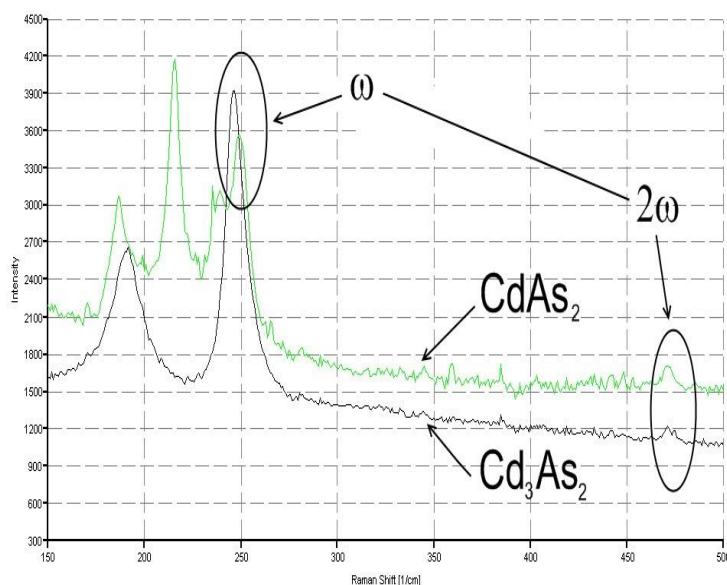


Рисунок 5 -Спектр комбинационного рассеяния образца $\text{Cd}_3\text{As}_2+20\text{мол.}\%\text{MnAs}$.

На рисунке 6 представлены зависимости магнитной восприимчивости χ от температуры композита $\text{Cd}_3\text{As}_2 + \text{MnAs}$, охлажденного в магнитном поле 100 Oe (FC) и без магнитного поля (ZFC). На вставке – зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля. Видно, что при увеличении температуры наблюдается резкое уменьшение магнитной восприимчивости материала при $T \sim 310\text{ K}$, что объясняется переходом из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

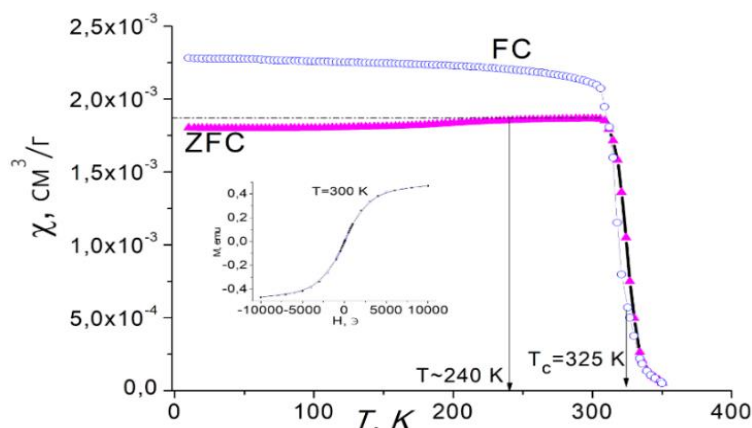


Рисунок 6 – Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\text{Cd}_3\text{As}_2\text{-MnAs}$, охлажденного в магнитном поле 100 Oe (FC) и без магнитного поля (ZFC). На вставке – зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля

Температура Кюри T_c композита, оцененная по точке перегиба кривой $\chi(T)$ (где $\partial^2\chi/\partial T^2=0$), полученной при постоянной напряженности магнитного поля 100 Э, составляет 325 К (рис. 7), что согласуется с данными, полученными ранее для композитов с другим содержанием MnAs [19] и близка к соответствующей температуре для MnAs (318 К). Для Cd_3As_2 -20 мол.% MnAs характерна малая величина коэрцитивной силы (~ 10 Э), что также согласуется с малыми размерами включений MnAs. При анализе поведения кривой ZFC установлена особенность – при уменьшении температуры наблюдается снижение величины восприимчивости на 3,3 % при изменении температуры от 280 К до 50 К. Наиболее быстрое снижение магнитной восприимчивости при уменьшении температуры заметно, начиная с 240 К. На рисунке 8 представлены температурные зависимости удельного сопротивления Cd_3As_2 -20 мол.% MnAs в широком интервале температур и поля. Без магнитного поля Cd_3As_2 -20 мол.% MnAs проявляет металлическое поведение и попадает в область положительных сопротивлений с ростом магнитного поля. Полевые зависимости сопротивления (Рисунок 9) образца Cd_3As_2 -20% мол.% MnAs в случае, когда вектор магнитного поля перпендикулярен вектору электрического поля, и в случае, когда вектор магнитного поля параллелен вектору электрического поля, имеют линейный характер.

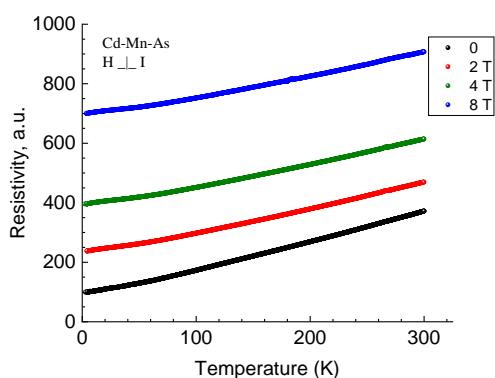


Рисунок 7. Зависимость удельного сопротивления Cd_3As_2 -20% мол. MnAs в широком интервале температур и поля.

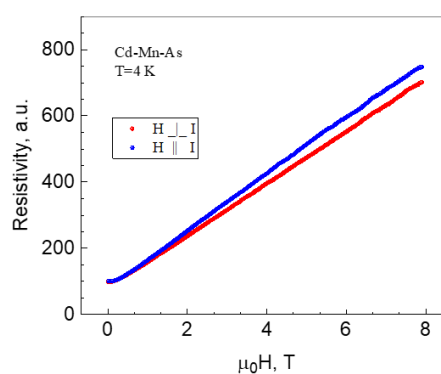


Рисунок 8 - Полевая зависимость Cd_3As_2 -20% мол. MnAs при $T=4$ К

Положительное магнитосопротивление (рис. 7 и 8) свидетельствует о сохранении режима дираковского топологического полуметалла (наличии эффекта слабой антилокализации и о диамагнитном отклике электронов зоны проводимости матрицы). Вместе с тем (Рис.4, 5) в образце присутствуют ферромагнитные кластеры MnAs, которые при температуре 240 К переходят в состояние, аналогичного спиновому стеклу [22]. На температурной зависимости электросопротивления Cd_3As_2 -20% мол.% MnAs (рис.7) этот переход не проявился. Вопрос об уточнении значений температуры, при которой осуществляется переход в состояние кластерного стекла требует дальнейшего исследования. Значения положительного магнитосопротивления могут различаться в несколько раз в зависимости от типа исследуемого образца, напряженности магнитного поля и температуры измерения [20]. На рис. 9 представлены результаты измерений магнитосопротивлений Cd_3As_2 -20% мол. MnAs в широком диапазоне температур и поля. Положительное магнитосопротивление изменялось линейно с ростом температуры и при 300 К в поле 8 Тл и составило 600 %.

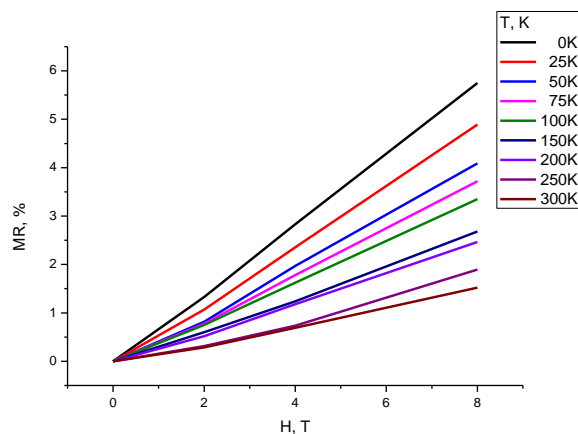


Рисунок 9. Зависимость поперечного магнитосопротивления Cd_3As_2 -20% мол % MnAs от поля в широком интервале температур.

Такое поведение электросопротивления и намагниченности согласуется с микроструктурой образца, которая представляет собой эвтектический сплав не соприкасающихся друг с другом нанокластеров MnAs , внедренных в полупроводниковую матрицу Cd_3As_2 . В более ранних исследованиях нами было показано, что нанокластеры MnAs значительно влияют на резистивные свойства матрицы.

Литература.

1. Denissen C.J.M, Nishihara H., van Gool J.C., de Jonge W.J.M., Phys. Rev.33, 7637(1986).
2. E.K.Arushanov, Prog.Cryst.Growth Charact, 25, 131(1992)
3. A stable three-dimensional topological Dirac semimetal Cd_3As_2 / Liu Z.K., Jiang J., Zhou B. [et al.] // Nature Materials. - 2014. - Vol. 13, no. 7. -P. 677-681. - Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat3990>.
4. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal/ Borisenko S., Gibson Q., Evtushinsky D., [et al.] // Phys. Rev. Lett. -2014. - Jul. - Vol. 113. - P. 027603. -Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.027603>.
5. Landau quantization and quasiparticle interference in the three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 / Jeon S., Zhou B.B., Gyenis A. [et al.] // Nature Materials. - 2014. - Vol. 13, no. 9. - P. 851-856. - 9. - P. 851-856. - Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4023>.
6. Giant anisotropic magnetoresistance and planar Hall effect in the Dirac semimetal Cd_3As_2 / Li H., Wang H-W., He H. [et al.] // Phys. Rev.B. - 2018. - May. - Vol. 97. - P. 201110. - Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.201110>.
7. Probing the chiral anomaly by planar Hall effect in Dirac semimetal Cd_3As_2 nanoplates / Wu M., Zheng G., Chu W. [et al.] // Phys. Rev. B. - 2018. -Oct. -Vol. 98. - P. 161110. - Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.161110>.
8. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 / Liang T., Gibson Q., Ali M.N. [et al.] // Nature Materials. -2015. - Vol. 14, no. 3. - P. 280-284. - Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4143>.
9. Turner, W. J. Physical Properties of Several II-V Semiconductors / W. J. Turner, A. S. Fischler, W. E. Reese // Phys. Rev. - 1961. - Feb. -Vol. 121. - P. 759-767. - Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.121.759>.
10. Mazhar N. Ali, Quinn Gibson† Sangjun Jeon, Brian B. Zhou, Ali Yazdani, and Cava R.J. The Crystal and Electronic Structures of Cd_3As_2 , the ThreeDimensional Electronic Analogue of Graphene, 2014, American Chemical Society dx.doi.org/10.1021/ic403163d | Inorg. Chem. 2014, 53, 4062-4067.

11. Шелкачев Н.М., Яржемский В.Г. Влияние кристаллической структуры и примесей 3d-элементов на электронное строение топологического материала Cd_3As_2 . Неорганические материалы, 2018, т.54, №11, с.1157-1162.
12. Wada H., Tanabe Y. Giant magnetocaloric effect of $MnAs_{1-x}Sb_x$ // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – P. 3302-3304.
13. Franck V., Yunlin Z., Lounis L. [et al.]. Ultrafast Structural Dynamics along the $\beta - \gamma$ Phase Transition Path in MnAs // Physical Review Letters. 2019. – V.122, № 14. – P. 145702.
14. Paduani C. Ab initio characterization of β -MnAs // Solid State Communications – 2010. – V. 150. – № 47–48. – P.2294–2298.
15. Сайпулаева Л.А., Гаджиалиев М.М., Алибеков Г.А., Мельникова Н.В., Захвалинский В.С., Риль А.И., Маренкин С.Ф., Эфендиева Т.Н., Федорченко И.В., Моллаев А.Ю. Влияние гидростатического давления до 9 ГПа на гальваномагнитные свойства сплава системы Cd_3As_2 -MnAs (20 МОЛ. %) в поперечном магнитном поле. Неорганические материалы, 2019, Т. 55, № 9, стр. 927-932.
16. Алибеков Г.А., Моллаев А.Ю., Сайпулаева Л.А., Маренкин С.Ф., Федорченко И.В. Магнитотранспортные явления в гранулированных структурах $Cd_3As_2 + MnAs$ при высоком давлении. НЕОРГАНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, 2016, том 52, № 4, с. 402–405.
17. Мельникова Н.В., Тебеньков А.В., Суханова Г.В., Бабушкин А.Н., Сайпулаева Л.А., Захвалинский В.С., Габитов С.Ф., Алибеков А.Г., Моллаев А.Ю., Термоэлектрические свойства ферромагнитного полупроводника на основе дираковского полуметалла Cd_3As_2 при высоком давлении Физика твердого тела, 2018, том 60, вып. С 490-494
18. Marenkin S.F., Trukhan V.M., I. V. Fedorchenko, S. V. Trukhanov, and T. V. Shoukavaya. Magnetic and Electrical Properties of $Cd_3As_2 + MnAs$ Composite. Russian Journal of Inorganic Chemistry, 2014, Vol. 59, No. 4, pp. 355–359. DOI: 10.1134/S0036023614040111
19. Маренкин С. Ф., Трухан В. М., Федорченко И. В. и др. Магнитные и электрические свойства композита $Cd_3As_2 + MnAs$ // Журнал Неорганической Химии. – 2014. – Т. 59, № 4. – С. 511–516.
20. Ril A.L. and Marenkin S.F. Cadmium Arsenides: Structure, Synthesis of Bulk and Film Crystals, Magnetic and Electrical Properties (Review) // Russian Journal of Inorganic Chemistry, 2021, Vol. 66, No. 14, pp. 2005–2016.
21. Young S.M., Zaheer S/, Teo J.C.Y., et al., Phys. Rev.Lett. **108**, 140405 (2012). С. 5-12.
22. Сайпулаева Л.А., Пирмагомедов З.Ш., Гаджиалиев М.М., Алибеков А.Г., Мельникова Н.В., Захвалинский В., Риль А.И., Маренкин С.Ф. Спин-поляризованный электрический ток в нанокompозите $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$. ФТТ, 2021, Т.63, вып.4, стр. 427-432.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФРУСТРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Муртазаев К.Ш., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Рамазанов М.К.

*Институт физики ДФИЦ РАН, 367015 Махачкала, Россия
E-mail: 5kurban@mail.ru*

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений фрустрированных спиновых систем в настоящее время является одним из наиболее актуальных и сложных задач в области физики конденсированных сред [1,2]. Это связано с тем, что основное состояние системы сильно вырождено при наличии фрустраций. Строго и последовательно на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло (МК) [3-7]. Репличный алгоритм метода МК безусловно является мощным аппаратом для решения таких задач. Поэтому в данном исследовании был использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода МК.

Гамильтониан антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетке с учетом взаимодействия первых и вторых ближайших соседей, а также магнитного поля имеет следующий вид:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j - J_2 \sum_{\langle\langle i,l \rangle\rangle} S_i \cdot S_l - h \sum_i S_i,$$

где J_1 и J_2 – константы обменного антиферромагнитного взаимодействия первых ($J_1=-1$) и вторых ($J_2=-1$) ближайших соседей, $S_{i,j,l} = \pm 1$ – изинговский спин, h – величина магнитного поля (величина магнитного поля приводится в единицах $|J_1|$).

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $2 \times L \times L \times L$, $L=12 \div 60$, где L – размер решетки, Величина значений внешнего магнитного поля менялось в интервале $0.0 \leq h \leq 18.0$. Для анализа природы и характера ФП использовались гистограммный метод и метод кумулянтов Биндера [8,9].

Изучена антиферромагнитная модель Изинга на объемно-центрированной кубической решетке с конкуренцией обменных спиновых взаимодействий в сильных магнитных полях на основе репличного алгоритма МК метода. Рассмотрен интервал значений магнитного поля $0.0 \leq h \leq 18.0$. Результаты наших исследований показывают, что в диапазоне магнитного поля $0.0 \leq h \leq 10.0$ происходит ФП второго рода, а в диапазоне $11.0 \leq h \leq 13.0$ ФП первого рода. Дальнейшее увеличение значения магнитного поля подавляет ФП

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90079-аспиранты, а также работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М. (1982).
2. Ш.Ма. Современная теория критических явлений. Мир, М.(1980).
3. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, Ф.А. Кассан-Оглы, Д.Р. Курбанова. ЖЭТФ. **147, 1** (2015).
4. F.A. Kassan-Ogly, A. K. Murtazaev, A. K. Zhuravlev, M. K. Ramazanov, A.I. Proshkin // J. Mag. Mag. Mater. **384, 247** (2015).
5. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К. Письма в ЖЭТФ **101** (2015).
6. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. ЖЭТФ. **142, 2** (2012).
7. А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадиев, Physica B: Condensed Matter **476, 1** (2015).
8. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Муртазаев К.Ш., Магомедов М.А., Бадиев М.К. ФТТ **62, 2** (2020).
9. Binder K. // Z. Phys. 1981. V. 43. P. 119.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВОБОДНОРАДИКАЛЬНОГО ОКИСЛЕНИЯ ЛИПИДОВ В МЕМБРАНЕ КЛЕТОК В ПРОЦЕССЕ ГАМЕТОГЕНЕЗА МОЛОДИ ГИБРИДА РУССКОГО ОСЕТРА И ЛЕНСКОГО ОСЕТРА

Магомедова У.Г-Г.

*Дагестанский государственный университет, г. Махачкала,
E-mail: uma_73@mail.ru*

Применение лазеров в биологии и медицине основано на использовании широкого круга явлений, связанных с разнообразными проявлениями взаимодействия света с биологическими объектами. Лазерное излучение, так же как и обычный свет, может поглощаться, отражаться, рассеиваться, переизлучаться биологической средой, и каждый из этих процессов несет информацию о микро- и макроструктуре этой среды, движении и форме отдельных ее составляющих. Видимый и УФ свет могут оказывать фотобиохимическое действие. Яркими примерами этого являются фотосинтез растений и бактерий, а также механизм зрения.[1,2]

Как правило, действие лазерного облучения определяется степенью гомеостаза организма. Свет малой интенсивности не запускает адаптационные механизмы биосистем. По мере роста интенсивности сначала затрагивается гомеостаз организма на локальном уровне, затем включаются общие адаптационные и регуляторные механизмы организма, полностью ее восстанавливающие, далее они уже не справляются с полным восстановлением и частично происходят необратимые процессы, которые нарастают и приводят к разрушениям в организме. [3]

По современным представлениям, механизм лазерной биостимуляции включает в себя активацию энергетики клеток и организма как на уровне усиления синтеза АТФ в митохондриях, так и на уровне улучшения обеспечения тканей кислородом вследствие повышения вододилатации и васкуляризации.

Другие предполагаемые первичные механизмы включают участие молекулы кислорода. В процессе дыхания в норме 1-2 % кислорода не восстанавливается полностью до H_2O , а только до супероксидного аниона, O_2^- . (свободного радикала кислорода). Хорошо известно, что даже незначительное повышение концентрации O_2^- вызывает в клетке увеличение скорости свободнорадикальных реакций перекисного окисления липидов. [4]

Вопрос о влиянии низкоэнергетических лазеров на реакции свободно-радикального окисления представляет интерес с двух точек зрения. Во-первых, образование радикальных форм кислорода при поглощении квантов света фотоакцепторами- терминальными оксидазами дыхательной цепи митохондрий рассматривается в качестве универсального первичного механизма в действии низкоэнергетических лазеров на клетки, сопровождающегося вторичными биохимическими реакциями и развитием в конечном итоге тканево-специфических биологических эффектов. Во-вторых, имеются многочисленные сообщения, согласно которым низкоэнергетическое лазерное воздействие на организм сопровождается антиоксидантным эффектом, и последний является весьма существенным для объяснения терапевтической эффективности низкоэнергетических лазеров.

Целью настоящей работы явилось исследование содержания общего белка, интенсивности процессов свободно-радикального перекисного окисления липидов и изучение спектральных характеристик методом флуоресцентной спектроскопии в гонадах

годовиков гибридной формы русского осетра (*Acipenser guldenstaedti*) и ленского осетра (*Acipenser baierii* Brandt).

Материал и методика

Объектом исследования служили годовики гибридной формы русского× ленского осетра, полученные на Широкольском рыбокомбинате.

Об интенсивности ПОЛ судили по накоплению МДА, который определяли тиобарбитуровым методом [2]. Количество МДА выражали в мкМоль/г. влажной ткани. Об активности каталазы судили по скорости разложения H_2O_2 [3]. Общий белок определяли по Лоури на основе цветной реакции с реактивом Фолина.

Измерение 3D спектров флуоресценции проводилось на спектрофлуориметре ФТ – 02 – Панорама (Люмекс, С-Петербург) в спектральном диапазоне возбуждения λ_{ex} 250 – 310 нм и регистрации λ_{ex} 310 – 800 нм. В качестве системы доставки возбуждения излучения и сбора спектров флуоресценции использовался контактный волоконно-оптический зонд коаксиальной симметрии световодных каналов возбуждения и регистрации фотосигналов.

Результаты и обсуждения

В пище большинства плотоядных рыб в природных условиях большое количество липидов и мало углеводов. В результате этого липиды у рыб служат основным источником энергии. Кроме того, они - важнейшие составляющие клеточных мембран и ряда биологически активных соединений [4], играют у рыб исключительно важную физиологическую роль на различных этапах жизненного цикла, проявляя высокую чувствительность к изменению экологических факторов среды.

Исследование показателей липидного обмена, соотношения основных липидных компонентов клеточных мембран, а также состояния окислительно-антиоксидантной системы в гонадах молоди рыб имеет существенное значение для оценки резервных возможностей организма, а также понимания механизмов повреждения систем и тканей рыб. В связи с этим изучена сезонная динамика содержания общих липидов и суммарных фосфолипидов в тканях культивируемого гибрида (таб.1.).

Таблица 1.

Биохимические показатели в гонадах годовиков русского осетра и ленского осетра

показатели	апрель	Ноябрь
Общие липиды (%)	72,33±7,66	53,89±3,21
Суммарные фосфолипиды (мг%)	189,34±7.69	407,59±12,41
МДА (мкМоль/г влажной ткани)	0,35±0,005	0,31±0,002
Ката-лаза(мкМоль H_2O_2 /г влажной ткани/мин)	0,15±0,0025	0,12±0,0015
Общий белок (M±m, мг белка/г влажной ткани)	43,5±2,1	46,24±3,7

Показано, что наибольшее содержание общих липидов в гонадах – в ноябре, возможно, как следствие повышения энергозатрат при снижении температуры среды. Динамика суммарного содержания фосфолипидов имела иной характер: наименьшая концентрация отмечалась – в апреле, наибольшая – в ноябре. Повышение содержания фосфолипидов способствует «текучести» мембран в условиях снижения температуры, что влияет на активность мембран-носвязанных ферментов. Известно, что для личинок и молоди проходных рыб наиболее важны фосфолипиды, а среди них - фосфатидилхолин и фосфатидилинозитол. Наличие их в корме обеспечивает эффективный рост и хорошее физиологическое состояние рыб [3].

Клеточные липиды наиболее часто подвергаются повреждению. Эти повреждения связаны с активацией процессов свободно-радикального окисления (СРО). Как повышение, так и понижение скорости перекисное окисление липидов (ПОЛ), свидетельствует о физиологических нарушениях и негативно сказываются на морфофизиологическом состоянии организма. В связи с этим представлялось интересным изучение процессов ПОЛ при искусственном воспроизводстве. Состояние окислительно-антиоксидантной системы у годовиков гибрида русский×ленский осетр оценивали по накоплению малонового диальдегида (МДА) и активности каталазы (таб.1).

Наши результаты показали снижению накоплению МДА в гонадах годовиков гибрида русский×ленский осетр. Видимо, это связано с тем, что содержание гидроперекисей повышенное, в результате чего уменьшается накопления МДА.

Белки – это важнейший компонент клетки, выполняющие многообразные функции. Содержание белков в рыбе весьма сильно изменяется в зависимости от семейства, рода и вида, возраста, пола, времени улова, а также кормовой базы водоема и условий окружающей среды. Все же, содержание протеинов и минеральных веществ, в тканях рыб сравнительно устойчиво, чем содержание влаги и жира.

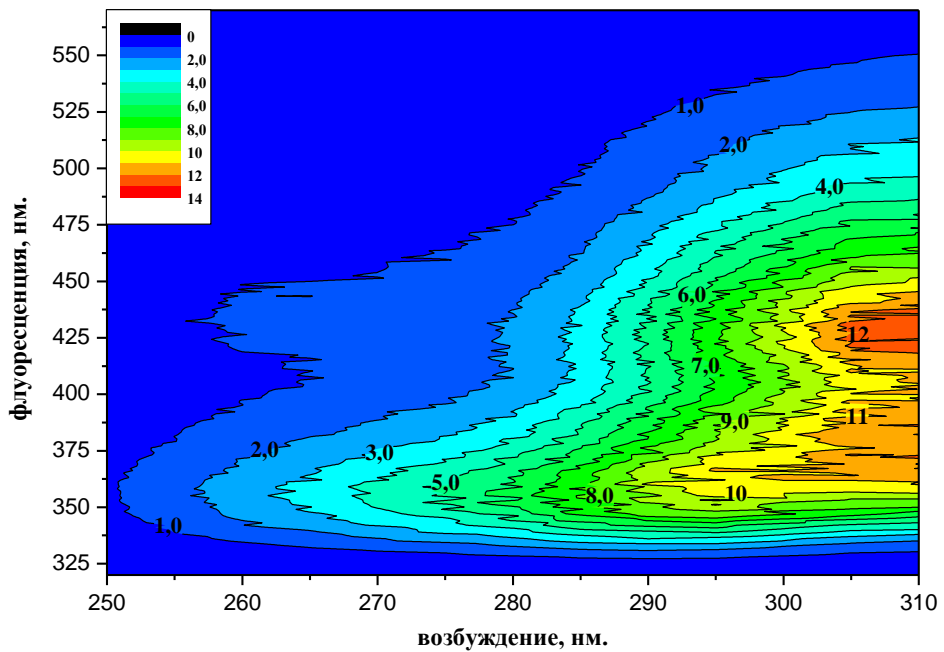
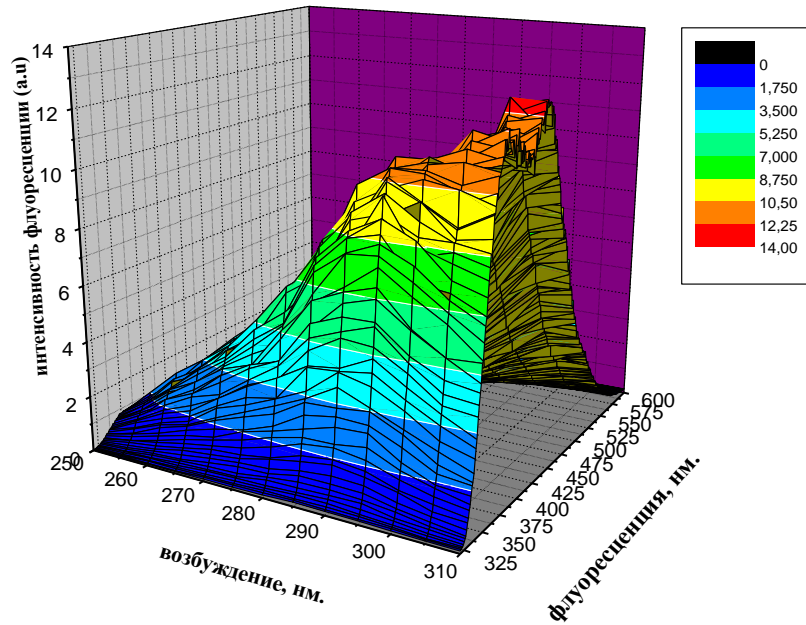
Результата исследования содержания общего белка в гонадах годовиков гибрида представлены в таблице 1. В содержании общего белка в гонадах в апреле и ноябре достоверных изменений не отмечается.

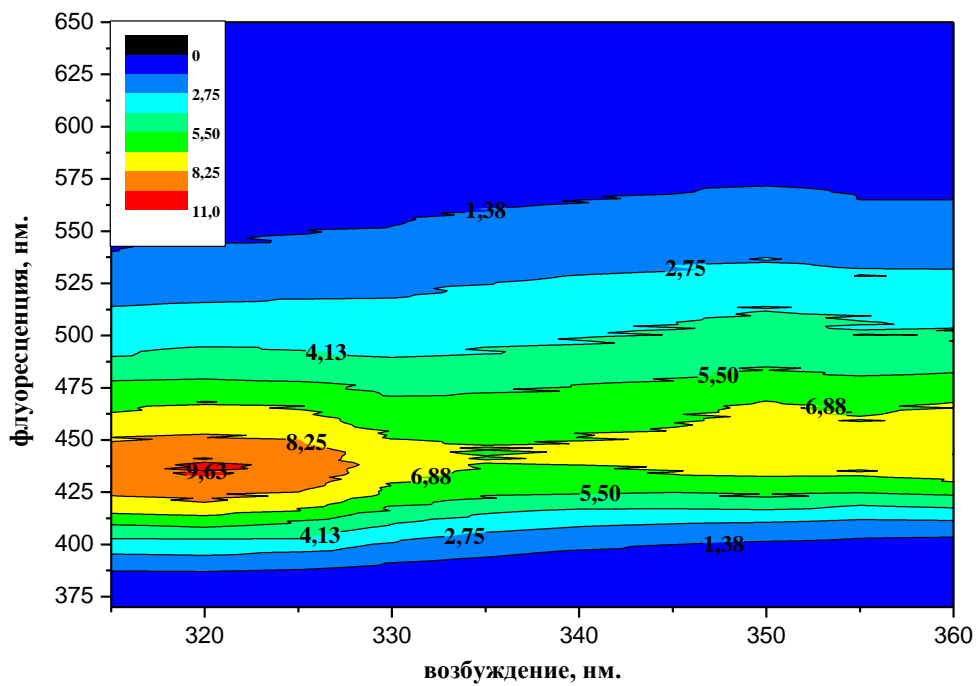
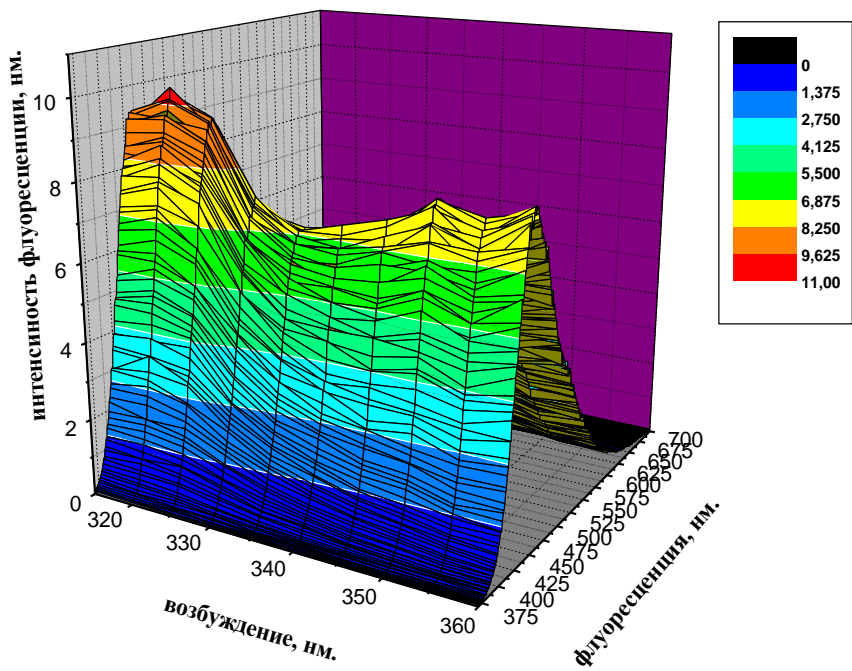
Наиболее простым и информативным приемом флуоресцентной микроскопии является непосредственное наблюдение собственной флуоресценции (аутофлуоресценция) веществ, содержащихся в тканях (эндогенные флуорохромы), когда видны флуоресцирующие структуры, интенсивность и цвет свечения которых определяются составом и количеством находящихся в них флуорохромоов. В ряде случаев, аутофлуоресценция дает возможность не только отчетливо видеть форму соответствующих микроструктур, но и судить по спектральному составу и интенсивности свечения о содержании биологически – активных веществ в материале, а также изучить связь между излучательными параметрами и функциональным состоянием живых клеток и клеточных структур.

В данной работе получены и проанализированы спектры возбуждения флуоресценции гонад. Спектры наблюдались в диапазоне от 320 – 600 нм при длинах волн возбуждения 250 – 310 нм, в диапазоне 370 – 700 при длинах волн возбуждения 315 – 360, в диапазоне 460 – 800 нм, при длинах волн возбуждения 365 – 450 нм.

В спектре флуоресценции гонад прослеживались полосы потенциальных флуороформ таких как производная пиридоксина – 5' - фосфоперидоксаль, для которого характерен максимум возбуждения/эмиссии в области $\lambda = 330 - 385$ нм., передоксиновые кислоты с максимумом в области $\lambda = 315-430$ нм., восстановленная форма никотинамидадениндинуклеотида (NAD(P)-H) с максимумом возбуждения/эмиссии при $\lambda = 345-465$

нм; рибофлавин и его производные– кофермент дегидрогеназ FAD выявлены с максимумом вблизи $\lambda = 370 - 450$ нм и $520 - 530$ нм. Не обнаружены спектры флуоресценции порфиринов, что связано с пониженным содержанием каталазы в гонадах.





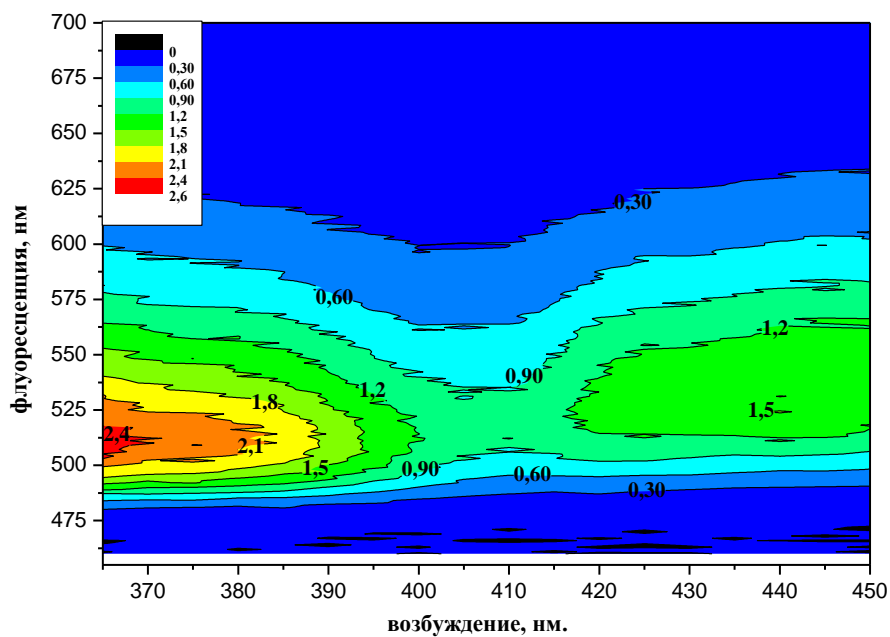
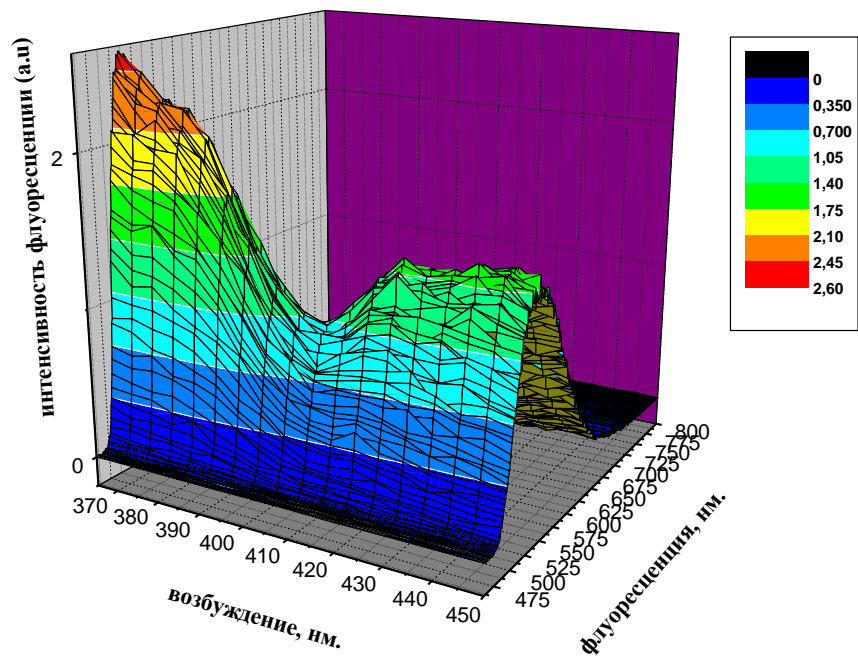


Рис.1. Спектры флуоресценции гонад в диапазоне длин волн возбуждения 250 – 310 нм, 315-360нм, 365-450нм.

Таким образом, наши результаты показывают, содержание общих липидов и фосфолипидов в гонадах в 1,6; 1,3 и 4,2; 9,0 раз, соответственно в апреле и ноябре превышает содержание общего белка. Это является подтверждением незрелости гонад у годовиков гибридной формы осетров, стадии роста и созревания в гаметогенезе на данный момент

не наступили. В результате депонирования большого количества жировой ткани в половых клетках осетров наблюдается задержки в развитии генеративной части. [4].

Многие молекулы биологических веществ являются природными или естественными флуорофорами, т.е. веществами, способными флуоресцировать в определенном диапазоне длин волн при соответствующих условиях возбуждения. Анализ спектров флуоресценции гонад показал присутствию в тканях гонад производная пиридоксина, NAD(P)·H, кофермента FAD.

Литература

1. Кольман Е.В. Лазерная стимуляция биологических объектов как процесс взаимодействия неравновесных открытых систем // Сб. трудов Второй Российской конференции. Екатеринбург. 2020 С. 1-3
2. Чудновский В.М., Бондарев И.Р., Оратовская С.В. // Лазеры и медицина. – Ташкент, Ч.1 2011 С. 142-143.
3. Федосеев А.В. // Лазеры и медицина. – М., Ч1 1989 С. 140-141.
4. Kary T. Primary and secondary mechanisms of action of visible and near infra red radiation on cells // J. Photochem. Photobiol. 2015 V. 49, N1. P. 1-17.

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ ГИДРОСУЛЬФАТА И ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ

Гаджиев С.М.^{1,2}, Гаджиев А.С.², Эфендиева Г.С.¹

¹Дагестанский государственный университет

²Дагестанский государственный университет народного хозяйства
Sindbad43@mail.ru

Протонные твердые электролиты (ПТЭ) гидросульфатов и дигидрофосфатов щелочных металлов в настоящее время используются для создания химических источников тока (ХИТ), электрохимических датчиков, для систем хранения и передачи информации, и др. Они являются среднетемпературными ПТЭ (температура перехода в высокопроводящую фазу начинается примерно с 400 К). Дигидрофосфаты калия, рубидия и цезия при комнатных температурах являются хорошими оптическими материалами, используемые для генерации второй гармоники и в качестве оптических затворов как ячейка Керра.

Актуальным является дальнейшие исследования высоковольтного поведения расплавленных и твердых электролитов. Настоящая работа посвящена высоковольтной электропроводности бинарной системы $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ различных составов при температурах 400 К (твердая фаза) и 500 К (расплав). Эксперименты проводились по методикам, описанным в работах [1-3].

В работах [1,2] исследовано влияние сильных импульсных электрических полей на проводимость индивидуальных протонных твердых электролитов KHSO_4 и KH_2PO_4 . В гидросульфате калия проводимость возрастает на 500 и более %, а в дигидрофосфате калия на 180 %. Бинарные системы этих электролитов обладают некоторыми преимуществами. Во-первых, бинарные системы обладают большей низковольтной ионной проводимостью, чем индивидуальные электролиты. С другой стороны в них снижается температура перехода в высокопроводящую твердую фазу.

Электрический разряд во всех электролитах в жидкой фазе происходил без пробойных явлений с экспоненциальным стеканием заряда при приложенных напряжениях до 6 кВ ($E = 3,0 \text{ МВ/м}$), а в твердой фазе при напряжениях более 5 кВ наблюдается пробой с резким возрастанием тока и падением напряжения. По осциллограммам тока и напряжения, полученным с помощью осциллографа АКТАКОМ АСК-3016, измерена проводимость электролитов в момент времени, когда ток достигал значения, соответствующего минимальному сопротивлению электролита в процессе разряда.

В экспериментах нами были использованы соли KH_2PO_4 , KHSO_4 марки ХЧ. От остатков воды освобождались медленным нагреванием в вакууме до 100°C . Сухие порошки солей взвешивались на аналитических весах. Размельченные сухие порошки солей соответствующих составов тщательно перемешивались и, хранились в сушильном шкафу.

Ячейка, описанная в работе [2], для исследования расплавов электролитов непригодна. Для одновременного исследования электролитов в жидкой и твердой фазах была использована ячейка из кварцевой пробирки, в которую опускались платиновые электроды, пропущенные через двухканальную фарфоровую трубку. Концы электродов выступали с торца двухканальной трубки на 0,5 мм для создания надежного контакта с электролитом. Сухой порошок электролита определенного состава засыпался в кварцевую пробирку. Вся система опускалась в муфельную печь.

Эксперименты показывают, что с ростом напряженности электрического поля (НЭП) проводимость как твердого протонного электролита $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$, так и его расплава возрастает, и стремится к предельным значениям ("насыщению"). Эти результаты для составов 85 % и 15 % KHSO_4 приведены на рис. 1. Видно, что относительное

увеличение проводимости расплава (кривая 2) достигает 310 % при напряженности поля $E = 1,7$ МВ/м ($U = 3,4$ кВ), а твердого электролита – 205 % (кривая 1) при $E = 1,6$ МВ/м ($U = 3,2$ кВ) для состава 85 % KHSO_4 и соответственно 249 % (кривая 4) при напряженности поля $E = 1,55$ МВ/м ($U = 3,1$ кВ) и 184 % (кривая 3) при напряженности поля $E = 1,57$ МВ/м ($U = 3,14$ кВ) для состава 15 % KHSO_4 . Для составов 30, 50 и 70 % KHSO_4 эти зависимости приведены на рис.2.

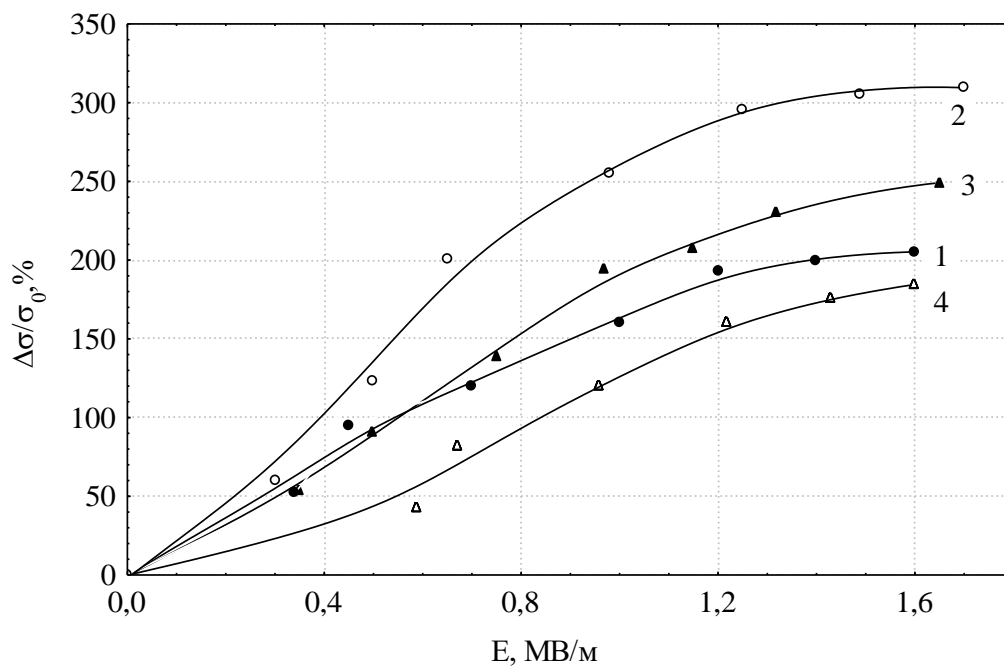


Рис.1 Зависимость относительного изменения проводимости бинарной системы $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ от напряженности электрического поля: 1, 2 - 85 % KHSO_4 ; 3,4 – 15 % KHSO_4 при температурах 400 (2,4 кривые) и 500 К (кривые 1,3).

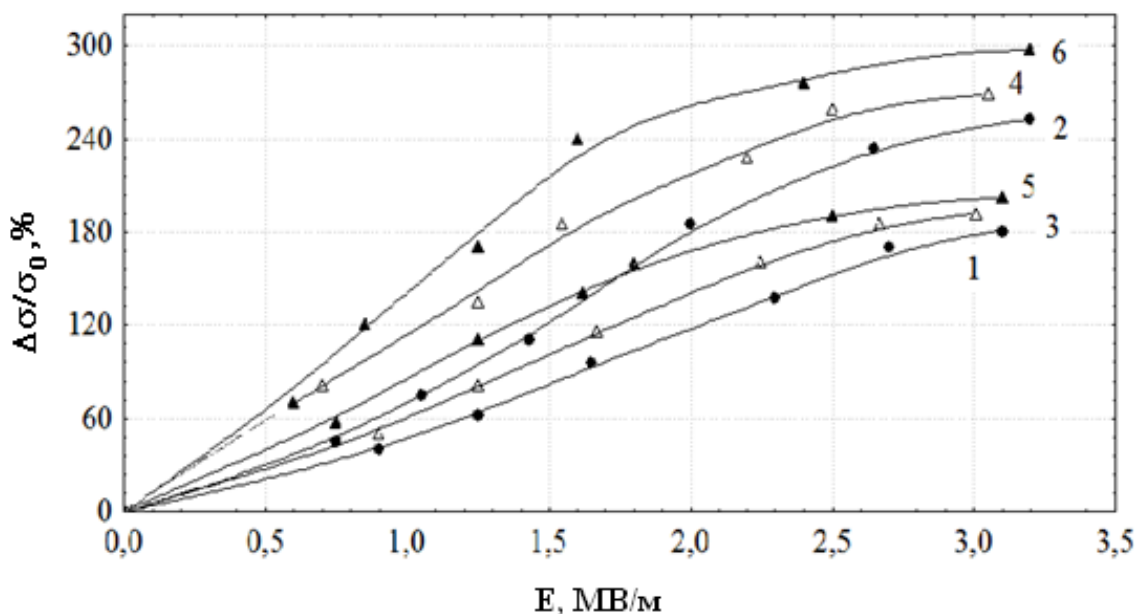


Рис.3.2. Зависимость относительного изменения проводимости бинарной системы $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ от напряженности электрического поля: 1,2 – 30% KHSO_4 ; 3,4 – 50% KHSO_4 ; 5,6 – 70 % KHSO_4 (1,3,5 – ТЭ при 400К; 2,4,6 – расплав при 500 К).

Эти рисунки показывают, что во всех составах бинарной смеси предельная проводимость расплавах больше, чем в твердых электролитах. Относительное увеличение предельной проводимости расплавов почти в 1,5 раза больше, чем в твердых электролитах.

Полученные результаты предельных электропроводностей, их относительные увеличения в зависимости от состава и температуры приведены в таблице 1. Значения σ_E ПТЭ приведены до пробойных явлений. Данные таблицы показывают, что с увеличением мольной доли гидросульфата калия высоковольтная электропроводность увеличиваются, причем в жидкой фазе значительно быстрее. Относительное увеличение проводимости при мольной доле 85 % KHSO_4 в жидкой фазе составляет 310 %. Оно значительно меньше, чем в индивидуальном гидросульфате калия, в котором увеличение составляет более 500 % [1].

Таблица 1. Предельная электропроводность бинарной системы твердого электролита $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ и его расплава

Состав	T, K	σ_0 , ms	σ_E , ms	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$, %	примечание
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ (15 моль% KHSO_4)	400 (ТЭ)	0,45	1,27	182,2	пробой
	500 (P)	0,68	2,37	249,2	
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ (30 моль% KHSO_4)	400 (ТЭ)	0,53	1,56	194,6	пробой
	500 (P)	0,87	3,12	258,8	
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ (50 моль% KHSO_4)	400(ТЭ)	0,67	1,99	197,1	пробой
	500 (P)	1,04	3,69	275,5	
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ (70 моль% KHSO_4)	400(ТЭ)	0,85	2,56	201,5	пробой
	500 (P)	1,57	6,21	296,4	
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ (85 моль% KHSO_4)	400(ТЭ)	1,02	3,12	205,4	пробой
	500 (P)	2,15	8,81	310,1	

* P – расплав; ТЭ – твердый электролит

При пробое электропроводность электролита возрастает на 2 и более порядков, что указывает на появления значительной доли, скорее всего, катионной составляющей ионов калия в проводимость, так как при появлении электронной составляющей проводимость должна была увеличиваться значительно больше, по крайней мере, в 10^5 - 10^6 раз. В экспериментах нами учитывался рост проводимости твердого электролита с увеличением НЭП лишь до пробойных явлений. Ионная природа проводимости только в этом случае сохраняется [3]. В расплавах вплоть до напряжений $U = 6,0$ кВ высоковольтный разряд проходил без пробойных явлений.

Исследована динамика релаксации избыточной проводимости в бинарной смеси $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ различных составов в твердой и жидкой фазах. Эксперименты с содержанием 15 моль % KHSO_4 проводились в твердой фазе при температуре 400 К и в расплаве при – 500 К. Уровень активации ПТЭ до пробойных явлений достигает 87 %, а в расплаве – 189 %. Результаты изменения избыточной проводимости во времени после ВИР для примера состава 15 моль % KHSO_4 приведены на рис.3 для твердой и на рис.4 жидкой фаз, соответственно.

Как видно, избыточная проводимость, наведенная сильным импульсным электрическим полем как ПТЭ, так и его расплава сохраняется длительное время. Данные ри-

сунков 3 и 4 показывают, что с увеличением амплитуды импульсного напряжения уровень активации увеличивается. Наибольшее изменение избыточной проводимости происходит в самом начале после ВИР в течение около 50с.

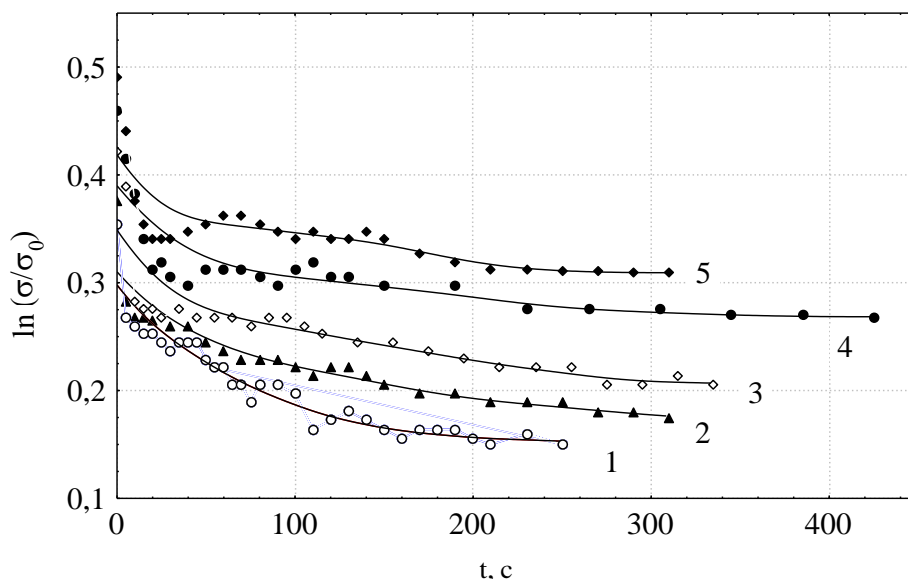


Рис.3. Временная зависимость $\ln(\sigma/\sigma_0)$ в бинарной системе $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ при 400 К (ТЭ) после ВИР: 1- 0,7; 2- 1,3; 3-1,8; 4-2,5; 5-3,1 кВ (50 моль % KHSO_4)

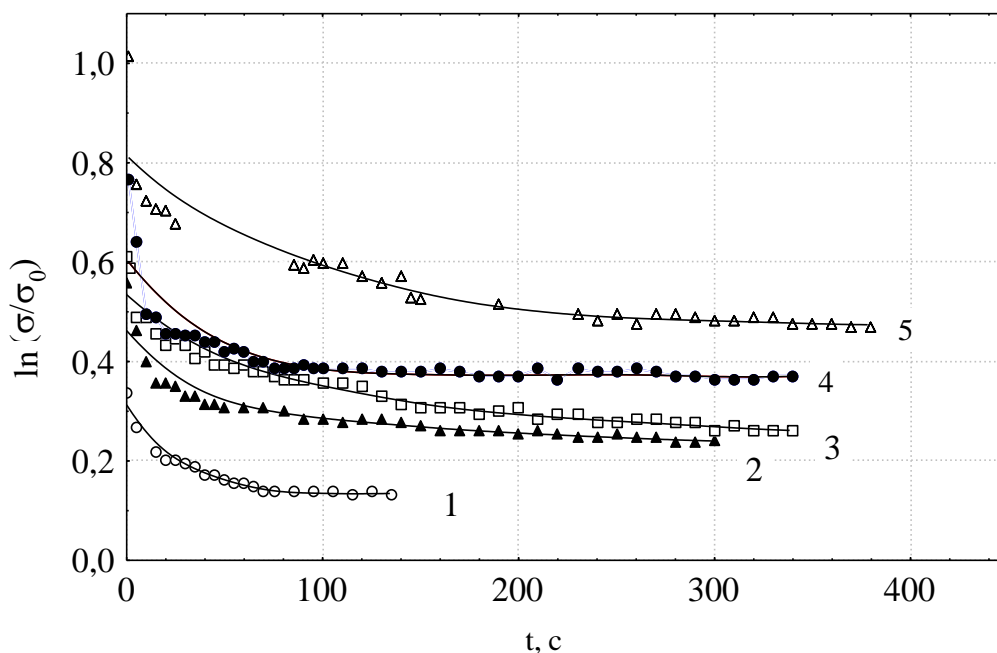


Рис.4. Временная зависимость $\ln(\sigma/\sigma_0)$ в бинарной системе $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ при 500 К (расплав) после ВИР: 1- 0,8; 2- 1,5; 3-2,1 4-2,5; 5-3,3 кВ (50 моль % KHSO_4)

На начальном участке релаксации проводимости подчиняется кинетическому уравнению реакции второго порядка

$$\frac{1}{\sigma(t)} = \frac{1}{\sigma(0)} + kt, \quad (1)$$

$\sigma(t)$ и $\sigma(0)$ - электропроводность электролита в моменты времени t и $t=0$, k – константа реакции. Через 4 – 5 мин (в зависимости от амплитуды напряжения и температуры) возвращение системы к равновесному состоянию подчиняется кинетическому уравнению первого порядка:

$$\sigma(t) = \sigma'(0) \exp(-t/\tau), \quad (2)$$

где τ - время релаксации, $\sigma'(0)$ – значение проводимости электролита, экстраполированное к $t=0$ на линейном участке кривых $\ln(\sigma/\sigma_0) = f(t)$. На этом участке методом наименьших квадратов определено время жизни неравновесных носителей заряда. Время жизни τ неравновесных носителей в системе $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ в твердой фазе меньше, чем в расплаве. Эти данные приведены в таблице 2.

Времена релаксации рассчитаны методом наименьших квадратов на линейном участке релаксационных кривых (таблица 2). Эти результаты показывают, что во всех составах бинарных систем гидросульфата и дигидрофосфата калия время релаксации избыточной проводимости в расплавах больше, чем в твердой фазе.

Таблица 2. Время релаксации избыточной проводимости бинарных систем $\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$

Электролит		Т, К	$\tau_{\text{ср}} \cdot 10^{-4}$, с	δ , %
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ 15 моль % KHSO_4	ТЭ	400	1,64	5,5
	расплав	500	1,97	5,0
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ 30 моль % KHSO_4	ТЭ	400	1,74	5,5
	расплав	500	2,52	5,0
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ 50 моль % KHSO_4	ТЭ	400	1,48	4,0
	расплав	500	2,53	5,1
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ 70 моль % KHSO_4	ТЭ	400	1,45	4,3
	расплав	500	2,92	3,5
$\text{KHSO}_4 - \text{KH}_2\text{PO}_4$ 85 моль % KHSO_4	ТЭ	400	1,65	2,6
	расплав	500	3,31	3,4

Из этой таблицы видно, что с увеличением содержания гидросульфата калия время релаксации как в твердой, так и в жидкой фазах, увеличивается.

В заключении отметим, что электропроводность бинарных смесей протонных твердых электролитов гидросульфатов и дигидрофосфатов калия и их расплавов всех составов возрастает с ростом НЭП и стремится к предельным значениям. Это объясняется тем, что при высоких НЭП в значительной мере снимаются диффузные ограничения и снимается релаксационное торможение (увеличивается подвижность протонов), а также увеличивается концентрация носителей за счет разрыва Н – связей. Установлено явление активации электропроводности расплавов и твердых электролитов высоковольтными импульсами (ВИР – активация) сопровождающееся аномально длительным (более 10^4 с) сохранением активированного состояния.

Наиболее перспективным является состав 85 % KHSO_4 , в котором наблюдается наибольшая активация и наибольший рост проводимости в процессе высоковольтного разряда. Этот факт может найти практическое приложение для интенсификации электрохимических процессов в ионных расплавах и твердых электролитах.

Литература

1. Гаджиев С.М., Гусейнов Р.М., Гебекова З.Г., Гаджиев А.С. Влияние высоковольтных импульсных разрядов на проводимость протонного твердого электролита KHSO_4 и его расплава//Электрохимия. -1998. -Т.34, № 1. -С.106-110.
2. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Предельная электропроводность твердого электролита KN_2PO_4 . Вестник Дагестанского государственного университета. 2014. Вып.1. С 14-21.
3. Shabanov O.M., Gadzhiev S.M. Intensification of Ion transport electrolytes by stimulated dissociation of complex ions. Monographs. India. Uniteg Kingdom. B P International. 2021. 84 p.

Авторы

- Абдулвахидов Б.К., 210
Абдуллин И.Ш., 56
Абдурахманов М.Г., 161, 198, 202
Агаларов М.А., 93
Агаларова В.А., 93
Алексеева Е.А., 93
Алиев А.М., 216
Алиханов Н.М.-Р., 166, 168, 207
Антипов С.Н., 37
Артёмов К.П., 62
Атаева Г.Я., 22
Ахмадеев Ю.Х., 116
Ашурбеков Н.А., 19, 120, 125, 142
Бабаев А.А., 211
Бабаев А.Б., 22
Бабаев М.А., 22
Бакмаев А.Г., 211
Бакшт Е.Х., 82
Белоплотов Д.В., 23
Билалов А.Р., 176, 211
Васильев М.М., 45, 99
Василяк Л.М., 7, 46, 59, 79
Виноградов Н.П., 82
Владимиров В.И., 59
Воробьев М.С., 104
Воробьев М.С., 62, 100
Высикайло Ф.И., 30
Гаджибеков М., 184
Гаджиев А.М., 216
Гаджиев А.С., 230
Гаджиев М.Х., 37, 41, 53, 97, 166, 168
Гаджиев С.М., 230
Гаджимагомедов С.Х., 166, 168, 196, 205, 207
Гитикчиев М.А., 187
Горбатов С.А., 37
Гюлахмедов Р.Р., 161, 171, 198, 202
Девятков В.Н., 104
Демиров Н.А., 41
Джамалудинов М.Р., 154
Дибиргаджиев Д.Ш., 187
Дорошкевич С.Ю., 62, 100
Егоров С.В., 110
Ежов В.В., 100
Еремеев А.Г., 110
Закарьяева М.З., 19, 142
Зиссис Ж., 13
Иванов И.А., 37
Иванов Ю.Ф., 49, 72, 76, 116
Ильичев М.В., 41, 166, 168
Иминов К.О., 19, 142
Исхаков М.Э., 209
Калашников А.В., 68
Каллаев С.Н., 176, 180, 211
Кардашова Г.Д., 184, 187
Картавцов Р.А., 100, 104
Коваль Н.Н., 12, 62, 100, 104
Кононов Е.А., 45, 99
Крысина О.В., 49, 72, 116
Куликов Ю.М., 53
Курбангаджиева М.Б., 125
Курбанисмаилов В.С., 130, 136
Курбанова Д.Р., 148, 151, 159
Леванисов В.А., 62
Магомедов М.А., 148, 151, 154, 156, 157, 159, 222
Магомедова У.Г.-Г., 223
Мазагаева М.К., 154
Майоров С.А., 130
Маренкин С.Ф., 216
Митаров Р.Г., 180
Москвин П.В., 104
Мурлиева Ж.Х., 168, 196, 209
Муртазаев А.К., 22, 145, 148, 151, 154, 156, 157, 159, 222
Муртазаев К.Ш., 148, 222
Муртазаева А.А., 19
Муслимов А., 171
Муслимов А.Э., 97
Мустафаев А.С., 13
Муталипова Г.А., 184
Мухараева И.Ю., 13
Назарова О.М., 180
Некрасов И.К., 56
Нурмагомедов Ш.А., 191
Омаров З.М., 176, 180, 211
Омарова П.Х., 136
Оруджев Ф.Ф., 97, 161, 171, 198, 202
Павленко А.В., 176
Павлов А.В., 35
Палчаев Д.К., 168, 196, 209
Панарин В.А., 88
Панов В.А., 53
Петрикова Е.А., 49, 72, 76, 116
Петров О.Ф., 45, 99
Петюкевич М.С., 116
Печеркин В.Я., 59, 79
Плотников И.В., 110
Поляков Д.Н., 46
Прокопенко Н.А., 49, 72, 116
Протасов Ю.Ю., 35, 95
Рабаданов К.М., 19, 120, 125, 142
Рабаданов М.Х., 166, 168, 196, 205, 209
Рабаданова А.А., 161, 198, 202
Рабаданова А.Э., 168, 196
Рагимханов Г.Б., 130, 136
Рамазанов К.М., 156

Рамазанов М.К., 148, 151, 154, 156, 157, 159, 222
Рамазанов Р.М., 156
Резниченко Л.А., 180
Ризаханова С.У., 187
Ризванова Т.Р., 157
Риль А.И., 216
Рыбаков К.И., 110
Сагитова Ф.Р., 56
Садьков С.А., 210
Сайпулаев П.М., 205, 207
Сайпулаева Л.А., 216
Светлов А.С., 99
Селимов Д.А., 97, 161, 198, 202
Скакун В.С., 88
Собола Д., 202
Собола Д.С., 161, 198
Сорокин А.А., 110
Сорокин Д.А., 23, 82, 88
Соснин Э.А., 88
Сулакшин С.А., 62, 100
Сурнина Е.Н., 88
Суханкулыев Д.Т., 88
Сухомлинов В.С., 13
Тааев Т.А., 145
Тарасенко В.Ф., 23, 82
Телех В.Д., 35, 95
Тересов А.Д., 72, 76
Тимофеев Н.А., 13
Тихонов А.В., 37
Тихонов В.Н., 37
Толкачев О.С., 72, 116
Торба М.С., 62, 100
Тюфтяев А.С., 41
Фараджев Ш.П., 205
Халикова З.Р., 130, 136
Хизриев К.Ш., 145
Хизриев М.-Ш. С., 159
Холопцев В.В., 110
Шабанов Н.С., 205, 207
Шабанов Ш.Ш., 184
Шахрудинов А.М., 120
Шахсинов Г.Ш., 19, 142
Шевцов Е.А., 68
Шин В.И., 104
Шмаков А.Н., 49, 116
Шуайбов А.О., 161, 198, 202
Шугуров В.В., 49, 72, 76, 116
Шумова В.В., 46
Эмиров Р.М., 168, 207, 209
Эфендиева Г.С., 230
Юсупов Д.И., 41

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XII Всероссийской конференции
ФЭ-2022 (19–22 октября 2022 г.)

Подписано в печать 17.10.2022. Формат 60×84 ¹/₈.

Усл. п. л. 29,7. Уч.-изд. л. 13,2.

Тираж 100 экз. Заказ №

Издательство ДГУ
г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 59е