

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**



**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ
Материалы Всероссийской конференции**

(25 – 27 октября 2013 г.)

**Махачкала
ИПЦ ДГУ
2013**

УДК 533.9

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ. Материалы Всероссийской конференции (25 – 27 октября 2013 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2013. – 234 с.

В сборнике содержатся материалы докладов, представленных на всероссийскую конференцию по современным проблемам физики плазмы, 25 – 27 октября 2013 года, г. Махачкала.

В первом разделе сборника собраны работы, доложенные на секции по физике низкотемпературной плазмы.

Во втором разделе сборника включены работы, доложенные на секции по твердотельной электронике.

Редакция:

профессор Александров А.Ф.(ответственный редактор)

профессор Омаров О.А.(зам. отв. редактора)

Рухадзе А.А., Василяк Л.М., Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С.

СОДЕРЖАНИЕ

I. ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

1.1	ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ ВБЛИЗИ УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р.	9
1.2	КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОПЕРЕЧНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ С ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ (обзор) Ашурбеков Н. А., Иминов К.О.	16
1.3	ВЛИЯНИЕ МИКРОПУЗЫРЬКОВ НА РАЗВИТИЕ ИСКРЫ В ДВУХФАЗНОЙ ЖИДКОЙ СРЕДЕ Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Панов В.А., Печеркин В.Я., Сон Э.Е.	44
1.4	РАСТЕКАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА С ОДИНОЧНОГО ЗАЗЕМЛИТЕЛЯ ВО ВЛАЖНОМ ПЕСКЕ Ветчинин С.П., Печеркин В.Я.	47
1.5	ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ РАСТЕКАНИИ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА С ОДИНОЧНОГО ЗАЗЕМЛИТЕЛЯ ВО ВЛАЖНОМ ПЕСКЕ Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Печеркин В.Я.	49
1.6	ЭНЕРГОВКЛАД НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОБОЯ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ С МИКРОПУЗЫРЬКАМИ Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Куликов Ю.М., Панов В.А., Печеркин В.Я.	52
1.7	ОДНОРОДНОСТЬ И УСТОЙЧИВОСТЬ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Арсланбеков М.А., Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али	55
1.8	ФОРМИРОВАНИЕ ИСКРОВОГО КАНАЛА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Курбанисмаилов М.В., Али Рафид Аббас Али	65
1.9	ЭНЕРГОВКЛАД ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ Василяк Л.М., Красночуб А.В.	74
1.10	ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ С КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ Василяк Л.М., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Печеркин В.Я., Сыроватка Р.А.	77
1.11	ИССЛЕДОВАНИЕ КАРТИН СВЕЧЕНИЯ ОДНОРОДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТКЕ С СОСТАВНЫМ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ НА ДВИЖУЩЕМСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРЕ Журавлев О.А., Ивченко А.В., Еремин Е.И.	80

1.12	СКОРОСТЬ СУБЛИМАЦИИ ГРАФИТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ Сон Э.Е., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Кавыршин Д.И., Саргсян М.А., Юсупов Д.И.	84
1.13	ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОМ ГАЗЕ ХЛОРМЕТАНЕ Красночуб А.В.	89
1.14	НОВЫЙ ИСТОЧНИК БАКТЕРИЦИДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ УСТАНОВОК ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ Левченко В.А., Соколов Д.В., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Шунков Ю.Е.	92
1.15	ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ УДЕЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Зеленецкая Е.П.	96
1.16	НЕИДЕАЛЬНОСТЬ И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ Поляков Д.Н., Василяк Л.М., Шумова В.В.	100
1.17	ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРИМЕНЕНИЯ КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ Поляков Д.Н., Шумова В.В.	104
1.18	ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ В КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ Поляков Д. Н., Василяк Л. М., Шумова В. В.	107
1.19	ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИНДУКЦИОННОЙ ЛАМПЫ НА МОЩНОСТЬ ПОТЕРЬ В ИНДУКТОРЕ Попов О.А., Атаев А.Е.	111
1.20	ПОЗИТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ Прокопьев Е.П., Графутин В.И.	115
1.21	ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ УЕДИНЕНИИХ И ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ Омаров О.А., Ашурбеков Н.А., Омарова Н.О., Багандова И.З.	123
1.22	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЛЕКТИВНОГО ЗАХВАТА МАКРОЧАСТИЦ ИЗ ГАЗОВОГО ПОТОКА Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Печеркин В.Я., Сыроватка Р.А.	128
1.23	ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ С ЧАСТИЦАМИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ Шумова В.В., Поляков Д.Н.	132
1.24	РАБОТА АМАЛЬГАМНЫХ ЛАМП В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Левченко В.А., Шунков Ю.Е.	136
1.25	ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ В РЕЖИМЕ НЕДОНАПРЯЖЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ Юнусов А. М.	140

1.26 УШИРЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО СЛОЯ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ Омаров О.А. Эльдаров Ш.Ш.	143
1.27 ПРОБОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА С ПУЗЫРЬКАМИ ЭЛЕГАЗА Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Акимов П.Л.	145
1.28 ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАДИАЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ ИСКРОВОГО КАНАЛА В АРГОНЕ Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А., Рагимханов Г.Б., Магомедова Д.М.	149
1.29 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИОННОЙ СТОЙКОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ НЕУПРАВЛЯЕМЫХ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ РАЗРЯДНИКОВ Анисимов В.Ф., Звягинцев С.И., Юдаев Ю.А.	160
1.30 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ В ЗАЩИТНЫХ РАЗРЯДНИКАХ Анисимов В.Ф., Юдаев Ю.А., Бельский Д.П., Звягинцев С.И., Юдаев М.Ю.	164
1.31 МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЧАСТИЦ Анисимов В.Ф., Звягинцев С.И., Юдаев Ю.А.	167
1.32 ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ ГАЗОВ Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х.	170

II. ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

2.1 МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ С МОДУЛИРОВАННЫМИ СТРУКТУРАМИ Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г.	178
2.2 КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С ЧИСЛОМ СОСТОЯНИЙ СПИНА $q = 3$ ПРИ НАЛИЧИИ НЕМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ Муртазаев А.К., Бабаев А.Б., Атаева Г.Я.	182
2.3 ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ СЛЕДУЮЩИХ ЗА БЛИЖАЙЩИМИ СОСЕДЕЙ Бабаев А.Б., Муртазаев А.К., Кассан-Оглы Ф.А., Муртазалиев Р.А.	186
2.4 ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ УПРУГОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ МАЛИГНИЗАЦИИ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СРЕДЫ Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Магомедов М.А., Муртазаева А.А., Гашимов И.Г.	190
2.5 ПРИМЕНЕНИЕ ИК-СПЕКТРОМЕТРИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ МАЛИГНИЗАЦИИ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СРЕДЫ Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Муртазаева А.А., Шамхалова П.М., Мамаева Н.М.	196

2.6	СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО ИМПЕДАНСА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ТИТАНАТ БАРИЙ/ВОДНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИТ Гираев М.А.	201
2.7	ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНИЗОТИПНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ p-Si – n-ZnO Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М., Сулайбанова З.А.	206
2.8	ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ВОЗБУЖДЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СЛОЕВ ZnO:Ga Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М., Османова А.Б.	211
2.9	ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ УГЛЕРОДА Аливердиев А.А.	215
2.10	О МОДЕЛИРОВАНИИ НЕЙРОАНАЛИЗАТОРА В ПРИЛОЖЕНИИ К ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ Каримов М.Г., Каримов К.М., Магомедов М.А., Магомедов М.Г., Шамилова М.М., Амирова А.А., Аливердиев А.А.	219
2.11	ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЕННО-РАСТВОРНОЙ ОБРАБОТКИ НА МЕХОВОЙ ПОЛУФАБРИКАТ ИЗ ШКУР ОВЧИНЫ Кулевцов Г.Н., Ахмадиева А.Р., Панкова Е.А.	221
2.12	ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА ПРИМЕРЕ КЕРАМИЧЕСКИХ ТЕПЛООТВОДОВ Высикайло Ф.И., Митин В.С., Митин А.В., Краснобаев Н.Н., Беляев В.В.	224
2.13	ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ РАСПЛАВОВ СОЛЕЙ НЕКОТОРЫХ ТРОЙНЫХ СИСТЕМ Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Мехтиев Б.З.	228
2.14	ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИГИДРОФОСФАТОВ НАТРИЯ И КАЛИЯ С.М. Гаджиев, А.С. Гаджиев, А.П. Пашаев, С.С. Алиева, Г.С. Эфендиева, Г.Э. Фетиева	233
2.15	ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЕВ CdTe ОТ ВАРИАЦИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ РОСТА Гасanova Р.Н., Магомедов М.А., Магомедов Х.А.	238
2.16	СИНТЕЗ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРА МЕТОДОМ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ Исмаилов А.М., Шапиев И.М.	241
2.17	ПОЛУЧЕНИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ В СИСТЕМАХ SIC-ALN И SIC-BEO Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Шабанов С.Ш.	244
2.18	ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ SiC-BeO. Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Кардашова Г.Д., Шабанов С.Ш.	247
2.19	ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ	

	ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ ТГС ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ С.А.Садыков, С.Н.Каллаев, С.М.Алиева	250
2.20	ПОВЕРХНОСТНЫЕ И КОНТАКТНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ Гусейханов М.К., Гудалаева Т.А.	254
2.21	ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АРАМИДНЫХ ВОЛОКОН МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТНОГО РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ Ибатуллина А.Р., Сергеева Е.А.	258
2.22	ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ И ПОТЕНЦИАЛЬНУЮ ЭНЕРГИЮ ПОВЕРХНОСТИ Фадель Х.К., Мусаев Г.М., Нуход А.К., Халилова А.Х.	261
2.23	СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ ПИРОЛИЗЕ САЖИ В ПРИСУТСТВИИ КАТАЛИЗАТОРОВ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ Амирор Р.Х., Исакаев Э.Х., Киселев В.И. М.Б.Шавелкина, Т.Б.Шаталова	264
2.24	ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК ZnO. Мусаева М.М.	269
2.25	РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ОСАДОЧНОЙ ТОЛЩИ ВОСТОЧНОГО ПРЕДКАВКАЗЬЯ Маммаев О.А.	273
2.26	ФОТО- И ОСТАТОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЗАКАЛЕННЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА Абрамова Б.А.	275
2.27	СИНТЕЗ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ С НИТРИТОМ АЛЮМИНИЯ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ Рамазанов Ш.М.	278
2.28	ПРИЧИНЫ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ CdS, ЛЕГИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫМИ МЕТАЛЛАМИ Хамидов М.М., Рабаданов М.Х., Магомедбеков У.М., Али Рафик М.К.	282
2.29	ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ В БЕСЩЕЛЕВЫХ И УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ Хасбулатов А.М.	287

ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ ВБЛИЗИ УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р.

Дагестанский государственный университет, Россия, Махачкала, ул. М.Гаджиева 43а

E-mail: nashurb@mail.ru

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований спектров пропускания продольных наносекундных электрических разрядов, развивающихся в режиме формирования высокоскоростных волн ионизации. Наносекундные электрические газовые разряды в условиях формирования высокоскоростных волн ионизации (ВВИ) являются эффективными источниками оптического излучения и метастабильных атомов. В таких системах формируются значительные плотности возбужденных, в том числе, метастабильных атомов (см, например, [1-4]), и как следствие, их можно использовать в качестве плотных резонансных поглощающих или усиливающих свет сред в исследованиях процессов взаимодействия коротких лазерных импульсов с веществом.

Взаимодействие широкополосных полихроматических лазерных импульсов с оптически плотной резонансной протяженной средой без инверсии заселенностей сопровождается рядом линейных и нелинейных эффектов. В частности, при исследовании процессов внутристационарного взаимодействия полихроматического лазерного излучения с плотной поглощающей средой был обнаружен ряд весьма интересных коллективных эффектов, обусловленных, прежде всего высокой концентрацией ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) метастабильных атомов в плазме [5-8]. Теоретическая модель, описывающая эти эффекты, основана на решении полуклассических уравнений Максвелла-Блоха для условий, при которых поле накачки не разрушает дипольное взаимодействие атомов через фотоны пробного поля.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию нестационарных спектров пропускания плазмы наносекундных электрических разрядов, развивающихся в плазменных волноводах при формировании и распространении высокоскоростных волн ионизации.

Методика и техника эксперимента

В данной работе в качестве плотной резонансной поглощающей среды с узкими резонансами использована плазма наносекундных разрядов в неоне, формируемая в цилиндрическом волноводе за фронтом ВВИ. Исследования были выполнены при различных начальных условиях (давлениях газа и амплитудах высоковольтных импульсов напряжения на электродах плазменного волновода), а также при нескольких режимах формирования и распространения ВВИ.

Плазменный волновод представлял из себя стеклянную газоразрядную трубку длиной около 50 см и внутренним диаметром около 1 см, снабженную внутренними электродами. Электроды изготовлены из алюминия в виде полых цилиндров, сквозь которые распространялось лазерное излучение и регистрировалось оптическое излучение разряда вдоль трубы. Разрядная трубка помещалась в металлический экран диаметром 2 см и образовывала вместе с разрядной трубкой плазменный волновод.

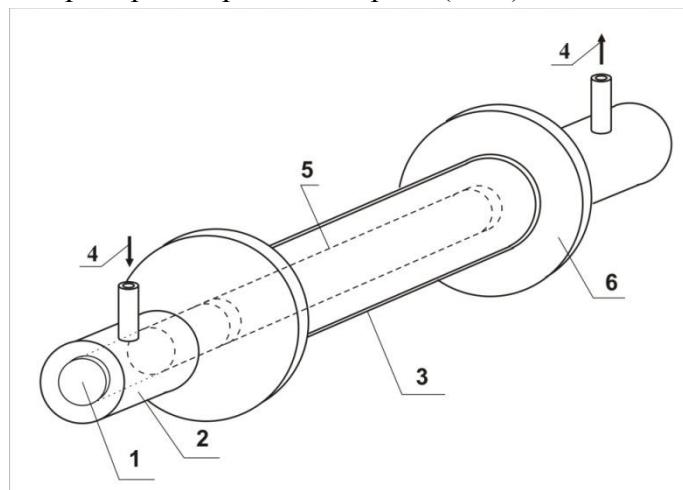
Напуск газа и откачка разрядной камеры производилась через два специальных отвода на электродах, соединенных с вакуумной системой и баллоном с газом (рис.1).

Для формирования высокоскоростных волн ионизации был разработан специальный генератор высоковольтных импульсов напряжения, собранный по трансформаторной схеме в коаксиальном исполнении, в котором, первичная обмотка состояла из 4 витков, а вторичная обмотка состояла из двух обмоток по 12 витков в каждой. Такой ГИН вырабатывал импульсы напряжения амплитудой до 40 кВ с частотой следования до 100 Гц, с длительностью импульсов напряжения по полувысоте около 70 нс. Подробное описание экспериментальной установки приведено в [2].

В качестве источника зондирующего лазерного излучения использовался лазер на красителе и накачкой эксимерным лазером на молекулах $XeCl$ с длиной волны лазерной генерации 308 нм, длительностью лазерного импульса около 5 нс.

Для измерения спектров пропускания плазмы в качестве спектрального прибора использовался Монохроматор/Спектрограф типа MS 7504i, в оптической схеме которого скорректирован астигматизм. Это позволяет использовать эти приборы в многоканальной спектроскопии, а также для работы с источниками света слабой интенсивности, например эмиссионная, флуоресцентная, рамановская спектроскопия. Модель MS 7504i оснащена 4-х позиционной турелью для автоматизированной смены дифракционных решеток (200, 600, 1200, 2400 штр/мм). Преимуществами такой системы является низкий уровень рассеянного света и отсутствие переотражений. Диапазон длин волн спектрографа составляет 180 нм – 1200нм, обратная линейная дисперсия - 0,9 нм/мм, спектральное разрешение - 0,015 нм.

Для регистрации спектрального распределения интенсивности излучения с монохроматором использовалась цифровая ПЗС-камера HS 102H с типом фоточувствительного прибора с переносом заряда (ПЗС) модели



a)

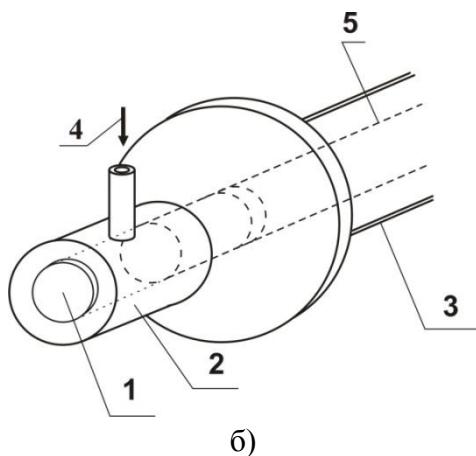


Рис. 1. Схема плазменного волновода (а) и электродного узла (б). Стеклянная трубка (5), экран (3), электрод (2), кварцевое окошко для вывода излучения (1), напуск газа (4), изолятор, препятствующий пробою с электрода на экран (6).

S9840 фирмы Hamamatsu. Количество фоточувствительных элементов – 2048×14 , размер фоточувствительного элемента (длина \times высота) – 14×14 мкм, размер фоточувствительного поля (длина \times высота) – $28,672 \times 0,196$ мм. Темновой ток камеры составляет 40 пА/см.

Для регистрации временных характеристик отдельных спектральных линий излучения использовались ФЭУ фирмы HAMAMATSU марки H6780-20, сигнал с которого подавался на осциллограф фирмы Tektronix марки TDS 2024B.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Были выполнены две серии экспериментов. В первой серии экспериментов исследовались оптические спектры пропускания плазмы наносекундного электрического разряда в неоне за фронтом ВВИ при распространении лазерного излучения параллельно оси плазменного волновода. Во второй серии экспериментов лазерное излучение распространялось под небольшим углом к оси плазменного волновода. При зондировании плазмы лазерным излучением на входные и выходные концы разрядной трубы накладывались диафрагмы диаметром 1 мм. Этим достигалась, в частности, параллельность проходящего светового пучка лазера на красителе оптической оси разрядной трубы.

Экспериментальные исследования показали, что при распространении лазерного излучения вдоль оптической оси плазменного волновода наблюдается классическое поглощение с Фойгтовским профилем контура спектральной линии поглощения на фоне широкополосного спектра излучения лазера на красителях. Характерные спектры поглощения классической формы, наблюдавшиеся в данном случае, приведены на рис. 2 для фиксированной времени задержки между импульсами ВВИ и импульсами лазера при одних и тех же значениях давления газа и напряжения на электродах трубы.

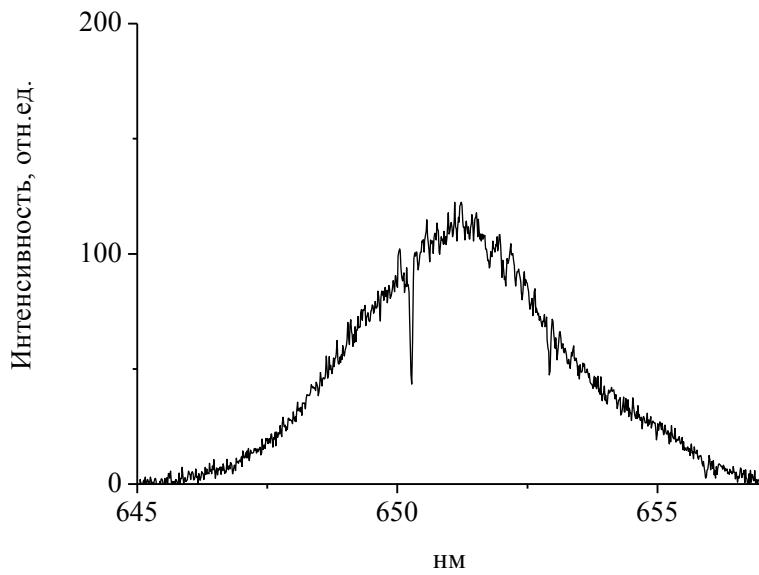


Рис. 2. Характерный спектр пропускания плазмы наносекундного разряда в неоне при зондировании плазменного столба лазерным излучением вдоль оси разрядной трубы. Задержка между импульсом фронта ВВИ и лазерным импульсом 134 нс. Давление неона 20 Тор, амплитуда импульсов напряжение 36 кВ.

Измерения поглощения лазерного излучения в пределах выбранной спектральной линии неона показали, что при прохождении лазерного излучения вдоль стенок трубы (2 мм от стенок) степень поглощения больше, чем при прохождении лазерного излучения вдоль центра трубы. При прохождении излучения вдоль стенки разрядной трубы наблюдается практически полное поглощение излучения лазера на красителе вблизи длины волны неона 650,6 нм (рис. 3), что связано с поглощением света метастабильными атомами неона. В рассматриваемых условиях оценки показали, что их концентрация составляет величину порядка 10^{13} см^{-3} .

Вторая серия экспериментов была проведена в случае, когда лазерное излучение распространялось под небольшим углом к оптической оси разрядной трубы. В этом случае наблюдалось искривление контур спектральной линии пропускания приобретал вид дисперсионной кривой.

Схема прохождения лазерного излучения по разрядной трубке приведена на рис. 4.

Искривление контура поглощения спектральной линии и формирование профиля дисперсионного типа наблюдалось в случае, когда лазерное излучение входило в трубку с одного от края, а выходило с противоположного края разрядной трубы.

На рис. 5 представлен характерный вид контура спектра лазера на красителе вблизи линии поглощения в неоне после прохождение через плазменный волновод.

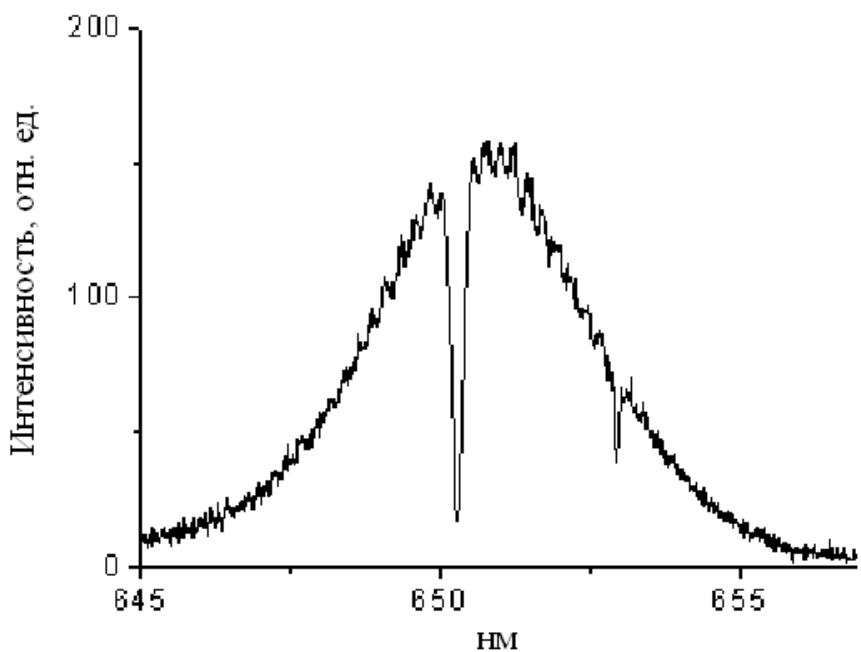


Рис. 3. Характерный спектр пропускания плазмы наносекундного разряда в неоне при зондировании плазменного столба лазерным излучением вдоль оси разрядной трубы вблизи стенок трубы. Задержка между фронтом ВВИ и лазерным импульсом – 94 нс. Давление неона 20 Тор, амплитуда импульса напряжения - 28 кВ.

Как видно этого рисунка, искривленный контур спектральной линии пропускания плазмы приобретает форму дисперсионной кривой, характерной для явления аномальной дисперсии. Дисперсионная кривая выражает зависимость действительной части показателя преломления среды от частоты излучения, проходящего через эту среду, т. к. в области аномальной дисперсии (т. е. вблизи линии поглощения) показатель преломления $n(\omega)$ является комплексной величиной. Именно при прохождении лазерного излучения под углом к оси плазменного волновода, изображенной на рис. 5, наблюдается искривление контура линии поглощения. Лазерное излучение в этом случае проходит в плазменном волноводе область с неоднородным распределением показателя преломления вдоль направления распространения, конкретный вид неоднородности которого зависит от распределения плотности метастабильных атомов плазмы по сечению разрядной трубы. В исследуемых в данной работе условиях эта зависимость имеет максимум вблизи стенок трубы, и минимум – вдоль центра.

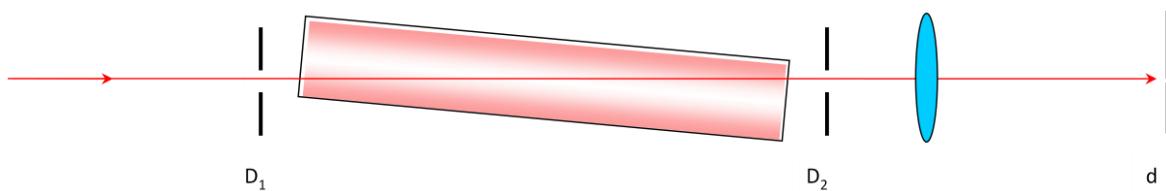


Рис. 4. Схематическое изображение прохождения лазерного луча через плазму в условиях, когда наблюдается искривление контура спектральной линии поглощения.

Таким образом, проведенный набор экспериментальных исследований показывает, что:

1. Все наблюдаемые в данной работе эффекты и закономерности формирования спектра пропускания плазмы вблизи спектральной линии поглощения обусловлены наличием метастабильных атомов в достаточно больших (порядка 10^{13} см^{-3}) концентрациях;
2. При однородном распределении концентраций метастабильных атомов вдоль направления распространения широкополосного лазерного излучения наблюдается классическая Фойгтovская спектральная линия пропускания (поглощения);
3. Контур спектральной линии пропускания дисперсионного вида наблюдается в том случае, когда лазерное излучение распространяется под углом к продольной оси разряда с неоднородным распределением плотности метастабильных атомов по сечению трубы.

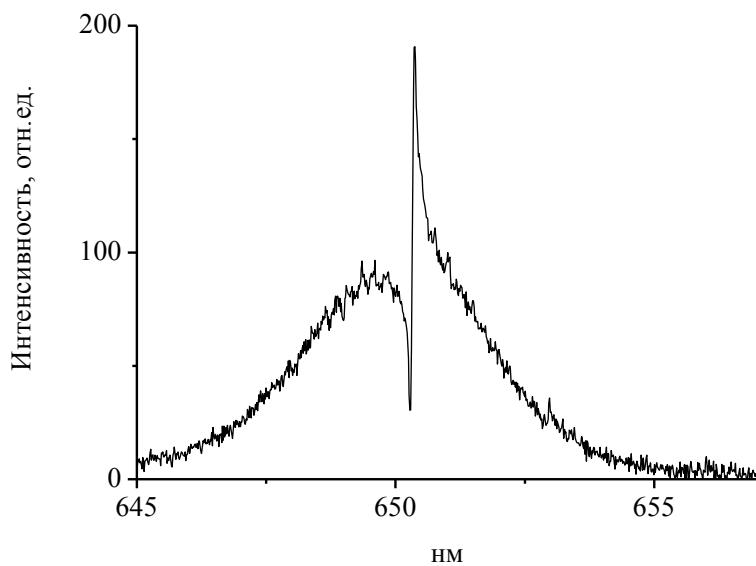


Рис. 5. Спектр лазера на красителе вблизи спектральной линии поглощения в неоне после взаимодействия с ВВИ. Задержка между фронтом импульса ВВИ и лазерным импульсом 56 нс. Давление неона 20 Тор. Амплитуда импульсов напряжения 28 кВ.

Анализ полученных результатов взаимодействия полихроматического лазерного излучения с плазмой наносекундного разряда показывает, что при распространении лазерного излучения под углом к оси плазменного волновода нарушается классическое соотношение для поглощения по закону Ламберта-Бэра. Известно, что существуют разные механизмы отклонения от закона Ламберта-Бэра в основе которых лежат когерентные кооперативные, нелинейные или параметрические явления [5-10]. Экспериментальные исследования наблюдаемых эффектов от мощности лазерного

излучения показали, что эффекты самовоздействия лазерных пучков за счет нелинейных линз в рассматриваемых условиях несущественны [9,10]. Выявления конкретного механизма формирования спектра пропускания дисперсионного вида вблизи спектральных линий поглощения требует проведения дополнительных исследований.

Литература:

1. Ашурбеков Н.А., Борисов В.Б., Егоров В.С., Кардашов В.Р. Оптимизация параметров возбуждения плазменного азотного лазера на смеси неон-водород продольным наносекундным разрядом. //Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 78. № 6. С. 999 – 1003.
2. Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Кинетика возбужденных атомов и оптическое излучение при волновом механизме пробоя инертных газов(обзор) // ТВТ. 2000. Т. 38. № 5. С. 823 – 839.
3. Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Поляризация состояний атомов гелия на фронте высокоскоростной волны ионизации // Известия РАН, серия физическая. 2000. Т. 64. № 7. С. 1414 – 1420.
4. Ашурбеков Н.А., Омарова Н.О. Асимметрия спонтанного излучения гелия при запаздывающем возбуждении в электрическом разряде. //Журнал прикл. спектр. 1999. Т.66. №3. С.415-420.
5. Багаев С. Н., Егоров В. С., Мехов И. Б. и др. Параметрические коллективные явления при распространении полихроматических импульсов в резонансной оптически плотной среде без инверсии заселенностей// Опт. и спектр., том 93, № 6, 2002. – С. 1033 – 1040.
6. Багаев С. Н., Егоров В. С., Мехов И. Б. и др. Нестационарное параметрическое усиление полихроматического излучения при его распространении в протяженной поглощающей резонансной среде// Опт. и спектр., том 94, № 1, 2003. – С. 99 – 106.
7. Prasad S., Glauber R.I. Polarium model: Coherent radiation by a resonant medium.// Phys. Rev.A. 2000. Vol.61. p.063814-1-063814-21/
8. Glauber R.I., Prasad S. Polarium model: reflection and transmission of coherent radiation.//Phys. Rev.A. 2000. Vol.61. p.063815-1-063815-16.
9. Альтшулер Г.Б., Иночкин М.В. Нелинейные линзы и их применение.//Успехи физических наук. 1993. Т.163, №7, с.65-84.
10. Пластун И.Л., Дербов В.Л., Трофимов А.В., Резонансное самовоздействие и нестационарные когерентные эффекты в лазерных пучках, модулированных по частоте// Известия Саратовского ун-та, серия физика, том 8, № 1, 2008. – С. 59 – 62.

**КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В
ПОПЕРЕЧНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ С
ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ**

(обзор)

Н. А. Ашурбеков, К.О. Иминов

Дагестанский государственный университет, Россия, г. Махачкала,

E-mail: nashurb@mail.ru

В докладе дается обзор работ по экспериментальному и теоретическому исследованию кинетических процессов в поперечных наносекундных разрядах с щелевым катодом.

Исследованию физических свойств плазменно-пучковых разрядов (ППР) в инертных газах и их смесях, где в процессе электрического пробоя газа формируются пучки быстрых электронов непосредственно в самом разряде, посвящено большое количество работ [например, 1-6]. Научный интерес к этим исследованиям обусловлен, с одной стороны, с фундаментальными вопросами физики импульсного пробоя газа в наносекундном диапазоне времен [1,2,4,6], с другой стороны, с широким практическим применением неравновесной плазмы ППР в различных технологических устройствах, в частности, для накачки плазменных лазеров, обработки поверхностей и нанесения тонких пленок, в радиационной и электронно-лучевой технологии, в плазмохимии, в создании источников света нового поколения и в других областях [7,8]. В таких газоразрядных системах изучаются вопросы, связанные с установлением последовательной динамики развития импульсных наносекундных ППР, с выяснением роли процессов на поверхности электродов в инициировании и развитии наносекундных ППР, с определением механизмов генерации ускоренных электронов и влияния релаксации энергии ускоренных электронов на динамику развития, оптическое и спектральное характеристики наносекундных ППР. Кроме того, в них отчетливо проявляются нелинейные явления, приводящие к формированию регулярных плазменных структур. В последние годы такие процессы интенсивно исследуются на примере поведения заряженных пылинок в плазме, выстраивающихся в регулярные диссипативные структуры (кулоновские диссипативные кристаллы), с открывающейся возможностью получения на их основе определенныхnanoструктур и наноматериалов [9,10].

Анализ научной литературы показывает, что в настоящее время нет единого мнения по вопросам динамики формирования и развития плазменно-пучковых разрядов и механизмам генерации электронных пучков в таких разрядах. Кроме того, нет полного понимания природы формирования упорядоченных плазменных структур в нестационарных газоразрядных условиях. Такие ситуации закономерны, поскольку нет достаточно полной, комплексной экспериментальной базы для достоверной проверки тех или иных теоретических моделей упомянутых выше явлений.

В связи с вышеуказанными обстоятельствами особый интерес представляют исследования наносекундных электрических разрядов с катодами с различной кривизной поверхности при средних давлениях газа, где в процессе электрического пробоя газа в разряде формируется ленточный пучок быстрых электронов с энергией порядка 1 keV [11-13], и появляется возможность исследования процессов взаимодействия потоков заряженных частиц с внешними электрическими полями в

условиях слабоионизованной плазмы. Здесь ускорение электронов происходит в катодном слое, а их энергия на входе в область отрицательного свечения определяется значением прикатодного падения потенциала.

Целью настоящей работы является комплексное экспериментальное исследование электрических, оптических характеристик и заселенностей возбужденных состояний атомов с целью установления условий и механизмов формирования упорядоченных плазменных структур, динамики развития разряда и генерации электронных пучков, процессов образования областей кумуляции электрического поля и заряженных частиц в импульсных поперечных наносекундных разрядах с протяженным полым катодом. Исследования выполнены в инертных газах (гелии, неоне и аргоне) при значениях прикладываемого к электродам импульсного напряжения с амплитудой от 0.1 до 5 kV при давлениях газа в разрядной камере от 1 до 100 Torr .

1. Методика и техника эксперимента

В поиске эффективных газоразрядных систем, в которых электронные пучки формируются непосредственно в газовой среде в процессе электрического пробоя газа, важную роль играют выбор профиля электродов и конструкции газоразрядной камеры. В большинстве устройствах сильноточной электроники для этих целей используют импульсный наносекундный газовый разряд. Интерес к наносекундному импульсному режиму возбуждения определяется не только необходимостью получения коротких импульсов излучения, но и возможностью достижения высоких значений перенапряжения на газовом промежутке, при котором электроны могут переходить в режим непрерывного ускорения [14-16]. Кроме того, преимуществом импульсного наносекундного возбуждения газа является возможность повышения давления газа рабочей среды при сохранении однородности и объемности разряда. В настоящее время существуют две схемы формирования импульсного разряда, а именно - продольный и поперечный. Наиболее перспективными с практической точки зрения являются разряды с поперечным возбуждением, так как они требуют меньших значений рабочих напряжений и позволяют получать плазму в достаточно больших объемах, необходимых, например, для использования в качестве активных сред газовых лазеров.

В данной работе был выбран импульсный наносекундный разряд с полым катодом с поперечной схемой формирования разряда. Выбор конструкции электродной системы определялся из соображений возможности формирования в процессе электрического пробоя газа группы высокоэнергетических электронов, как за счет высоких значений приведенного электрического поля, так и за счет эффекта полого катода.

1.1. Конструкция разрядных камер

Были исследованы разряды с различными электродными системами, отличающимися профилем поверхности катода и наличием или отсутствием ограничения области разряда диэлектрическими стенками. Схематические виды разрядной камеры и электродных систем приведены на рис. 1.

Разрядная камера представляет собой кварцевую трубку диаметром 5 см, в которую помещены два алюминиевых электрода длиной 40 см, расположенных на расстоянии 0.6 см друг от друга (рис. 1а). В первом случае электродная система состоит из двух одинаковых электродаов, представляющих собой плоские пластины длиной 40 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см (рис. 1б). В остальных случаях катод представлял собой цилиндрический стержень длиной 40 см и диаметром 1.2 см вдоль которого во втором случае прорезана полость полуокруглой формы радиусом 0.3 см (рис. 1с), в третьем случае полость прямоугольной формы шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см (рис. 1д), а в четвертом случае - форма и расположение электролов такая же как и в третьем случае, но область разряда ограничена в поперечном направлении диэлектрическими стенками (рис. 1е). В этом случае область разряда занимала (включая полость катода) ограниченный объем шириной 1.2 см, толщиной 0.2 см и длиной 40 см. Анод во всех случаях представляет собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см.

Выбор такой формы поверхности катода и расстояния между электролов обусловлены требованиями устойчивого горения объемного разряда при средних давлениях рабочего газа [17]. Конструкция разрядной

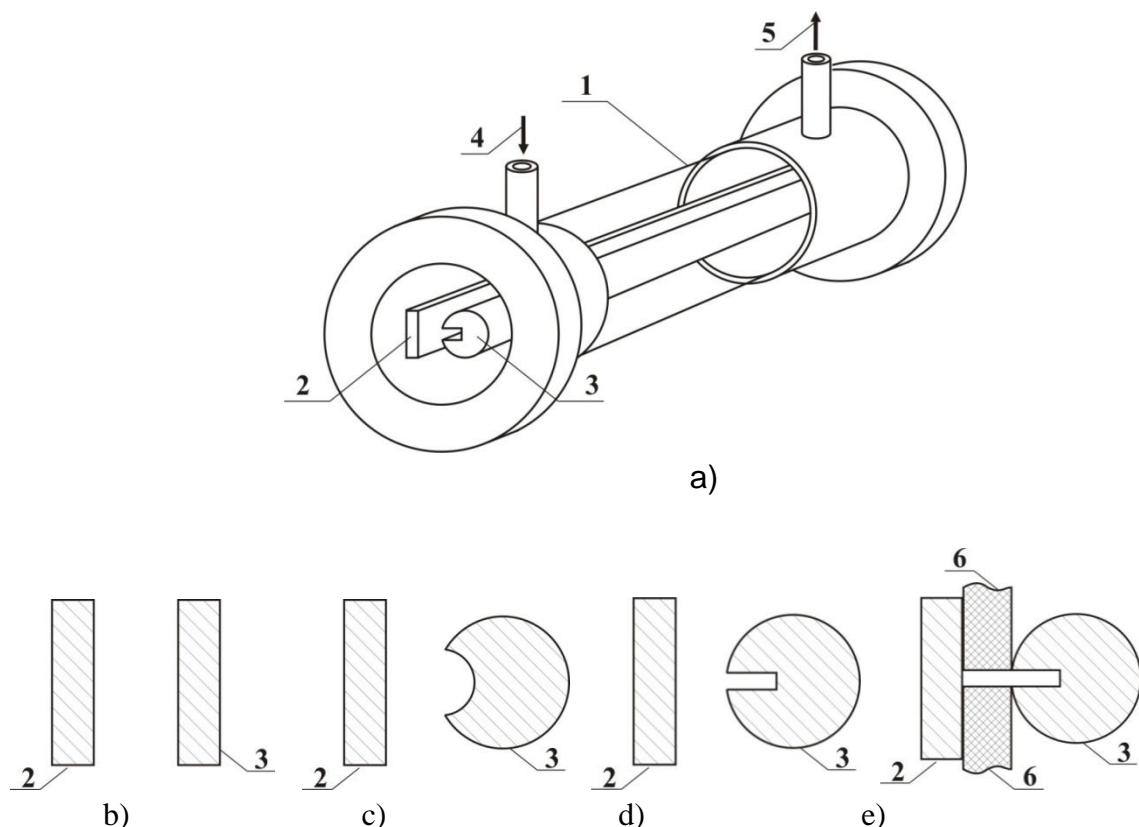


Рис. 1. Схематический вид разрядной камеры и электродных систем

- а) Общий вид разрядной камеры; б) электродная система с плоскими электроловами; в) электродная система с катодом с полуокруглой полостью;
- г) электродная система с катодом с прямоугольной полостью; е) электродная система с катодом с прямоугольной полостью, ограниченная диэлектрическими стенками; (1 –

кварцевая труба; 2 – анод; 3 – катод; 4, 5 – напуск и откачка газа; 6 – диэлектрический ограничитель области разряда).

камеры позволяла наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения, как в самом разрядном промежутке, так и внутри полости катода.

1.2. Экспериментальная установка и методика исследования электрических характеристик наносекундных разрядов

Экспериментальная установка состоит из генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения (ГИН), собранного по схеме Блюмляйна, генератора синхронизации, разрядной камеры, системы напуска, откачки газа и контроля давления газа, систем диагностики электрических и оптических характеристик разряда. Накопительный элемент ГИН состоит из керамических малоиндуктивных конденсаторов, расположенных непосредственно на электродах с двух сторон разрядной камеры, соединенных полосковыми линиями. Такая их компоновка позволяла получить минимальную индуктивность разрядного контура и позволяет вырабатывать импульсы напряжения с передним фронтом порядка 10 ns. Кроме того, использование в ГИН схемы Блюмляйна позволяет реализовать режим удвоения напряжения и получать импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 10 kV [18]. В качестве коммутирующего устройства в ГИН использован керамический тиатрон с водородным наполнением, включенный по схеме с общим катодом.

Измерение тока разряда и напряжения на разрядном промежутке производились с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. Для измерения тока разряда последовательно разрядному промежутку включался распределенный шunt из малоиндуктивных сопротивлений величиной 0.1 Ω. Напряжение на разрядном промежутке измерялось омическим делителем, собранным из малоиндуктивных сопротивлений с соответствующей коррекцией в области высоких частот.

В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь с временным разрешением около 1 нс, подключенный к персональному компьютеру, и (или) осциллограф типа Tektronix TDS 3032B с частотной полосой 350 МГц.

Концентрация свободных электронов в разряде оценивалась по проводимости плазмы. Как известно, подвижности ионов в сотни раз меньше, чем у электронов, и поэтому вкладом ионов в электрический ток можно пренебречь. Учитывая это, для плотности разрядного тока можно написать следующую формулу:

$$j_D = en_e v_{dr}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация свободных электронов, v_{dr} – дрейфовая скорость электронов. Плотность тока $j_D = I/S$ вычислялась из экспериментальных значений силы тока I и площади поперечного сечения разряда S . Дрейфовая скорость электронов определялась из графиков исходя из величины приведенной напряженности электрического поля E/N , где N – концентрация атомов газа [19].

1.3. Экспериментальная установка и методика измерений оптических и спектральных характеристик наносекундных разрядов

В импульсном наносекундном разряде одновременно протекает множество различных элементарных процессов, информация о которых входит в электрические характеристики разряда только в интегральном виде. Поэтому детальные сведения о динамике релаксационных процессов ППР могут дать оптические и спектральные характеристики разряда. Для исследования всего комплекса оптических и спектральных характеристик наносекундных разрядов была создана оптическая экспериментальная установка, которая в итоге позволяла регистрировать в цифровом режиме следующие характеристики разряда:

- 1) пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и в полости катода;
- 2) относительные интенсивности излучения спектральных линий атомов из различных областей разряда с наносекундным временным разрешением;
- 3) динамика заселения метастабильных состояний атомов с наносекундным временным разрешением;
- 4) степень линейной поляризации спонтанного излучения плазмы.

Для регистрации оптических картин пространственно-временного развития разряда использовалась ПЗС - камера типа LTV-СМН-400. Для выделения отдельных спектральных линий использовался Монохроматор/Спектрограф типа MS 7504i с дифракционной решеткой 1200 штр/мм. Для регистрации спектрального распределения интенсивности излучения с монохроматором использовалась цифровая ПЗС-камера типа HS 102H фирмы Hamamatsu, под управлением персонального компьютера. Для исследования состояния поляризации оптического излучения плазмы на входе монохроматора-спектрографа устанавливался поляроид. Как известно, отражающие поверхности оптической схемы влияют на степень поляризации излучения. Кроме того, поляроид имеет различное поглощение для параллельной I_{\parallel} и перпендикулярной составляющих I_{\perp} интенсивностей частично поляризованного излучения. С целью учета этих факторов проводилась градуировка установки и поляроида по неполяризованному излучению от лампы накаливания для каждой исследуемой спектральной линии в отдельности.

На динамику развития наносекундных разрядов в инертных газах существенное влияние оказывают метастабильные состояния атомов. Имеется много разновидностей метода определения заселенностей нижних уровней, основанного на измерении коэффициентов поглощения спектральных линий [20]. В данной работе используется метод лазерной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением с использованием в качестве источника сплошного спектра лазера на красителях с накачкой от эксимерного лазера на молекулах $XeCl$ с генерацией лазера на красителя в области спектра от 350 до 600 nm.

Метод лазерной абсорбционной спектроскопии имеет ряд преимуществ перед традиционными методами. В первую очередь – это высокое временное разрешение, необходимое для исследования наносекундных разрядов. Использование в качестве источника сплошного спектра лазера на красителе позволяет получить временное

разрешение порядка длительности импульса генерации лазера (у газоразрядных эксимерных лазеров длительность импульса генерации составляет величину порядка 10 ns). С другой стороны высокая стабильность генерации лазера на красителе и применение системы регистрации с накоплением позволяют регистрировать относительное поглощение, равное по величине $\sim 0.1\%$, что говорит о высокой чувствительности этого метода.

Заселение высоковозбужденных состояний атомов изучалось методом лучеиспускания. Такие сведения необходимы для более полного учета каскадных переходов с высоко лежащих уровней в кинетике заселения рабочих уровней атомов.

2. Результаты экспериментального исследования и их обсуждение

Были выполнены систематические комплексные экспериментальные исследования основных характеристик и пространственной структуры высоковольтных поперечных наносекундных разрядов с различными электродными системами в He, Ne и Ar в диапазоне изменения давлений газа 1-100 Торр и амплитудах прикладываемого к электродам напряжения в диапазоне 0.1-5 kV.

Экспериментально было установлено, что в зависимости от значений параметра E/N и плотности электронов n_e существуют три разные формы функционирования исследованного наносекундного разряда, а именно: стратифицированный разряд (рис.2a), однородный объемный разряд с пучком электронов (рис.2b) и сильноточный плотный разряд с областями кумуляции электрического поля и заряженных частиц (рис.2c).

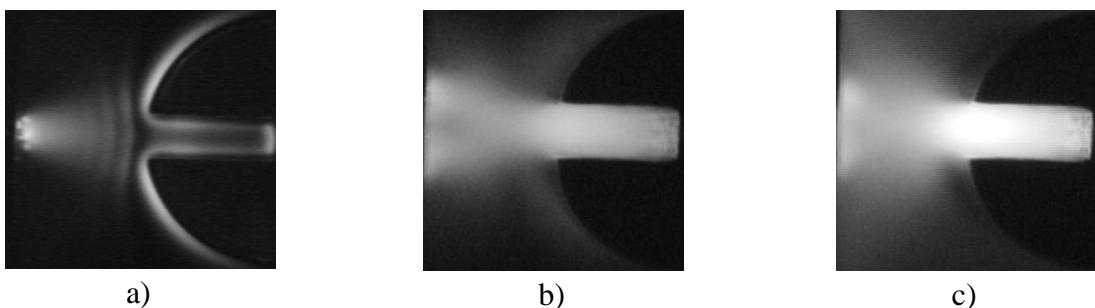


Рис. 2. Картинки пространственной структуры разряда в гелии $p = 20$ Торр при использовании катода с прямоугольной полостью

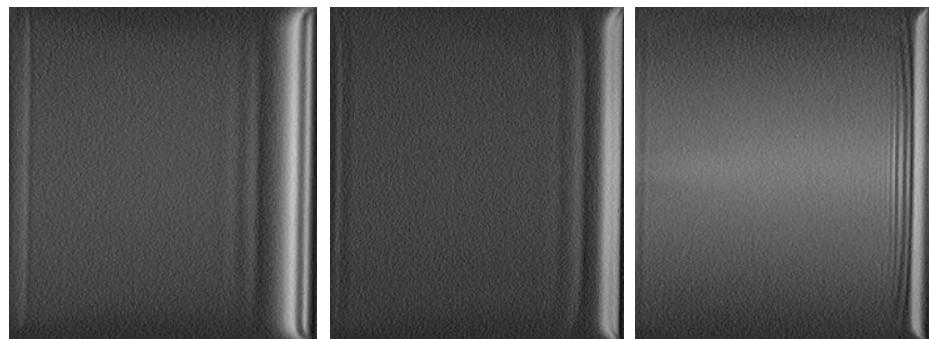
Анализ показывает, что при небольших значениях амплитуд напряжения горения (U_{br}), когда длина свободного пробега ускоренных в области катодного падения потенциала (КПП) быстрых электронов меньше характерного размера полости (ширина), в промежутке между электродами формируется периодическая плазменная структура. Далее, при повышении значений U_{br} с появлением ускоренных электронов в промежутке упорядоченная плазменная структура исчезает и во всем разрядном промежутке формируется однородный объемный разряд. При дальнейшем повышении значений амплитуд напряжений горения в разрядном промежутке за счет нелинейного взаимодействия электрического поля с потоками заряженных частиц формируются области кумуляции электрического поля и заряженных частиц.

Ниже проанализируем наблюдаемые закономерности формирования наносекундного разряда с полым катодом более детально.

2.1. *Формирование периодической плазменной структуры*

Несмотря на большое количество работ по слабоионизованной плазме и переносу тока в электрических разрядах, проблема формирования упорядоченных плазменных структур, о чем свидетельствует излучение из высоковольтных наносекундных разрядов, из электрических дуг и молний остается все еще нерешенной проблемой. Как известно страты являются ярким примером самоорганизации плазмы газового разряда, поддерживаемой электрическим полем [21-23]. Систематические исследования областей существования стоячих страт и зависимости основных характеристик страт от внешних параметров в импульсных разрядах наносекундной длительности могут дать дополнительные сведения о динамике и механизмах формирования регулярных периодических структур в слабоионизованной плазме. В связи с этим особый интерес представляют полученные впервые нами результаты исследования условий формирования и параметров периодических плазменных структур в поперечных наносекундных разрядах с протяженным катодом с различной кривизной поверхности [24,25].

На рис. 3 приведены картины пространственной структуры разряда в инертных газах с различными электродными системами. При условиях, когда в разрядном промежутке формируется периодическая плазменная структура (рис.3), осциллограммы напряжения горения имеют практически одинаковую форму с длительностью переднего фронта 100 – 150 ns и со ступенькой на вершине длительностью от 500 до 1500 ns. Такая форма осциллограмм характерна для недонапряженного промежутка при импульсном пробое газов, когда между моментом приложения напряжения к промежутку и началом электрического пробоя газа проходит некоторое время, называемое временем запаздывания пробоя. Какой то, однозначной зависимости времени запаздывания от давления газа не наблюдается. Это, по-видимому, связано с вероятностным характером наступления начала пробоя, которое в основном определяется предпробойными явлениями.



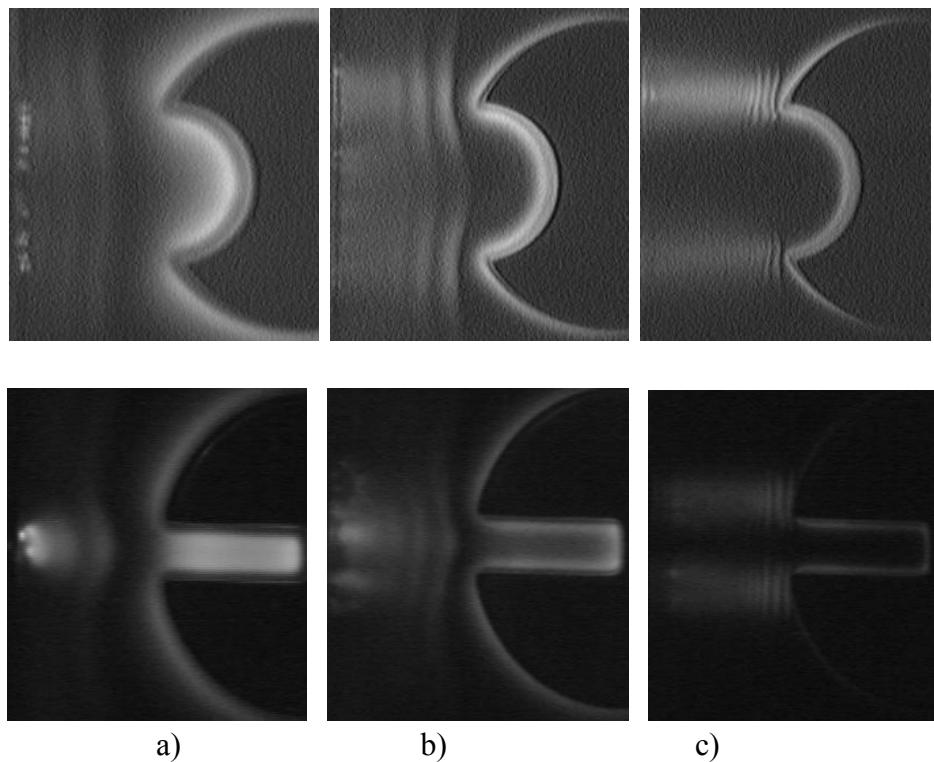


Рис. 3. Характерные картины пространственной структуры разряда при $p = 20$ Торр (а – He; б – Ne; в - Ar)

Сопоставление осцилограмм напряжения горения и разрядного тока с оптическими картинами разряда показывает, что периодическая структура формируется на стадии сформированного разряда. Следовательно, из длительности импульса тока можно оценить длительность существования периодической плазменной структуры в импульсном разряде. Такие оценки показывают, что при одинаковых внешних условиях (например, при $U_0 = 0.5$ кВ, $p = 20$ Торр) длительность существования периодической структуры в гелии больше чем в неоне и аргоне и составляет примерно 500 нс. При увеличении давления газа в разрядной камере от 5 до 60 Торр длительность существования периодической структуры во всех газах уменьшается почти два раза. При увеличении значения прикладываемого к электродам напряжения наблюдаемые закономерности сохраняются, но при этом время запаздывания пробоя стремится к нулю, амплитудные значения напряжения горения (U_{br}) и разрядного тока (I_{br}) существенно возрастают, длительности уменьшаются и соответственно уменьшается и время существования периодической структуры до 50 нс.

Систематические исследования пространственно – временной динамики формирования оптического излучения разряда показали, что при давлениях газа от 1 до 100 Торр в гелии и неоне и от 1 до 30 Торр в аргоне после формирования разряда в разрядном промежутке формируется регулярная периодическая плазменная структура в виде стоячих страт. Слоистая структура положительного столба появляется с катодной стороны и затухает к аноду. В случае полого катода регулярная структура в полости катода не наблюдается. Ближайшая к катоду струта принимает форму, близкую к поверхности катода и отличается от всех последующих по форме, длине и

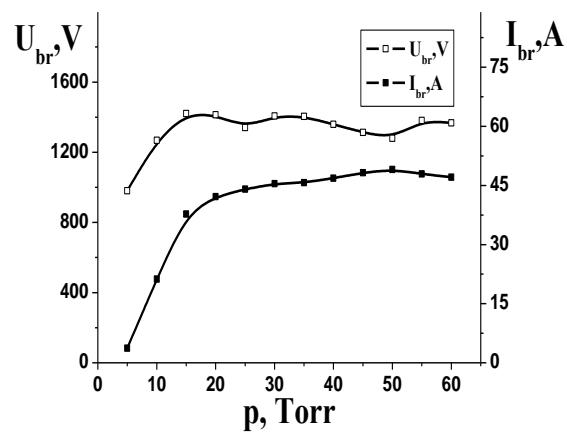
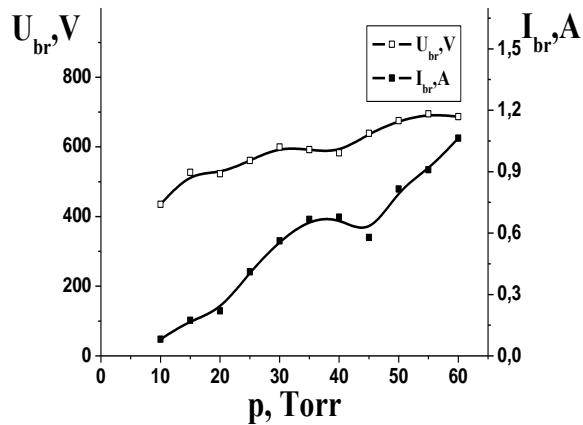
интенсивности излучения (рис.3). С увеличением давления газа увеличивается коэффициент пространственного затухания страт, что приводит к уменьшению их длины, а количество страт увеличивается. При этом сильно уменьшается длина области фараадеево темного пространства, и стратифицированный положительный столб, вплотную приближается к поверхности катода.

При фиксированном значении давления газа с ростом величины U_{br} и соответственно величины I_{br} постепенно уменьшается расстояние между стратами и при определенных значениях U_{br} и I_{br} они сливаются и регулярная периодическая структура исчезает. При дальнейшем увеличении значений U_{br} и I_{br} длина положительного столба продолжает уменьшаться уже за счет увеличения катодных частей разряда, и разряд переходит в короткий аномальный разряд.

Исследование зависимости критических значений напряжения горения и тока разряда, соответствующих верхней границе области формирования плазменной структуры от давления газа в разрядной камере показало, что в разрядах со всеми электродными системами в неоне эти значения выше, чем в аргоне и гелии. На рис.4 приведены зависимости значений U_{br} в момент времени соответствующий максимуму разрядного тока и I_{br} от давления газа на верхней границе формирования страт в разряде с катодом с полукруглой полостью. Из рисунка видно, что критические значения U_{br} и I_{br} в разрядах в He, Ne и Ar существенно отличаются по абсолютным значениям и по характеру поведения при увеличении давления газа в разрядной камере. Например, при $p = 20$ Торр (рис.4) значения $U_{br} = 520$ В; 1400 В; 900 В и $I_{br} = 0.18$ А; 42 А; 15 А для He, Ne и Ar соответственно.

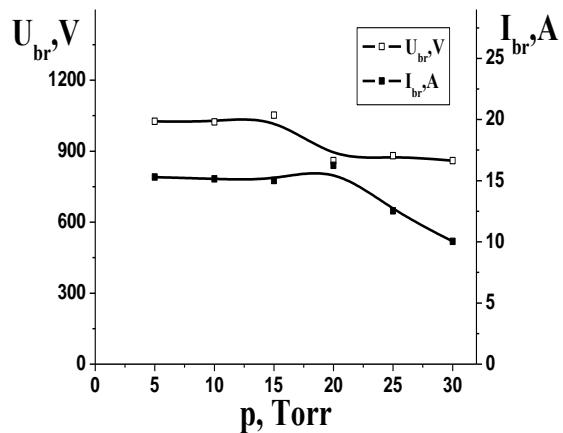
Сделаем анализ полученных экспериментальных результатов и попытаемся установить ответственные механизмы и общую картину формирования плазменной структуры при соответствующих условиях в исследованных наносекундных разрядах.

Известно, что наблюдаемая слоистая структура положительного столба в любых газах является отражением электродинамических и кинетических процессов, происходящих в объеме плазмы, и формирование плазменных структур и скачков параметров плазмы зависит в основном от значений приведенного поля (E/N) и концентрации электронов (n_e). Оценим их значения для условий рисунка 3(а - с). Имея в виду, что исследуемый нами тип наносекундного разряда, при условиях формирования периодической плазменной структуры, является промежуточным между аномальным и нормальным разрядами [24] все последующие оценки и расчеты нами были сделаны с учетом этого обстоятельства.



a)

b)



c)

Рис.4. Верхние границы области формирования страт в разряде с катодом с полукруглой полостью: а - He; б - Ne; в - Ar.

Значения основных параметров разряда и плазменной структуры, соответствующих условиям рисунка 3, приведены в таблице 1. Размеры страт (L_s) определялись из оптических картин (рис.3) по количеству страт в разрядном промежутке и длины области положительного столба занимаемого ими. Средняя

приведенная напряженность электрического поля $(E/N)_p$, оценивалась по значению напряжения горения разряда в момент максимума тока. При оценке значений $(E/N)_p$ мы предположили, как и для аномального разряда, когда длина области катодного падения потенциала (КПП) мало, величина падения напряжения на плазменном столбе $U_{ps} = 2 \cdot U_{br}/5$ [26]. Концентрации электронов в разрядном промежутке оценивались по формуле (1).

Таблица 1. Параметры разряда и плазменной структуры

газ	U_{br} , V	j_D , A/cm ²	$(E/N)_p$, Td	L_s , cm	n_e , cm ⁻³
<i>с плоским катодом</i>					
He	670	0.04	27	0.1	$3.6 \cdot 10^{10}$
Ne	625	0.08	25	0.08	$5.9 \cdot 10^{10}$
Ar	600	0.24	24	0.02	$6.5 \cdot 10^{11}$
<i>с катодом с полукруглой полостью</i>					
He	460	0.017	70	0.13	$5.9 \cdot 10^9$
Ne	410	0.062	50	0.09	$2.6 \cdot 10^{10}$
Ar	700	0.950	71	0.02	$1.0 \cdot 10^{12}$
<i>с катодом с прямоугольной полостью</i>					
He	580	0.13	88	0.14	$3.4 \cdot 10^{10}$
Ne	610	0.27	74	0.1	$8.1 \cdot 10^{10}$
Ar	650	1.65	66	0.03	$2.1 \cdot 10^{12}$

Для определения основных механизмов участвующих в образовании периодической плазменной структуры в виде стоячих страт сделаем некоторые оценки для случая разряда в гелии. При $(E/N)_p \approx 70$ Td дрейфовая скорость электронов $v_{dr} \approx 1.8 \cdot 10^7$ cm/s [18] и время дрейфового ухода электронов на анод составляет $\tau_{dr} \approx d/v_{dr} \approx 30$ ns, где $d = 0.6$ см расстояние между электродами. Дрейфовая скорость ионов при рассматриваемом значении E/N $v_+ \approx 2 \cdot 10^5$ cm/s [27]. Время дрейфового ухода ионов на катод составляет $\tau_+ \approx d/v_+ \geq 3 \cdot 10^{-6}$ s. Время диффузии электронов из разрядной области $\tau_d = \Lambda^2/D$, где $\Lambda = R/2.4$ – характерная диффузионная длина, $D = v_e^2/3 \cdot \nu_{ea}$ – коэффициент свободной диффузии. Для $R = 1$ см, $p = 20$ Torr и средней энергии электронов $\varepsilon = 5$ eV получим [28] $v_e = 5.93 \cdot 10^7 (\varepsilon)^{0.5} \approx 1.3 \cdot 10^8$ cm/s и $\tau_d \approx 1.1 \cdot 10^{-6}$ s.

Полученные оценки показывают, что в наносекундных разрядах в инертных газах с параметрами $(E/N)_p$ порядка 100 Td и давлении газа в несколько десятков Torr можно исключить влияние диффузионных процессов переноса электронов и ионов, конвективных процессов переноса ионов и изменение плотности частиц газа (N) из-за его нагрева в формировании страт. В этих условиях незначительна роль процессов ступенчатой ионизации. И внутренние поля определяются только ионизацией прямым

электронным ударом и дрейфовым переносом электронов в электрическом поле, формируемом объемным зарядом ионов, т.е. исследованные в данной работе стоячие страты скорее являются ионизационно-дрейфовыми волнами.

Анализ зависимости длины страты от основных параметров разряда в He, Ne и Ar показывает, что с ростом атомного веса рабочего газа длина страты уменьшается. Для гелия максимальная длина страты при исследованных условиях составляет 0.2 см, для неона 0.1 см и для аргона 0.06 см. Концентрация свободных электронов в разряде с плазменной структурой при одинаковых внешних условиях увеличивается с ростом атомного веса рабочего газа. В аргоне концентрация электронов при идентичных условиях на порядок больше чем в гелии. Во всех исследованных условиях с различными электродными системами с увеличением концентрации электронов в разряде уменьшается длина страт. Максимальная концентрация электронов, при которой еще наблюдается периодическая плазменная структура в гелии составляет $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а в аргоне $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

По мере увеличения энерговклада и нелинейного взаимодействия заряженных частиц с электрическим полем продольные размеры страт увеличиваются и могут определяться длиной изменения электрического поля, т.е. параметром [29] $\mathbf{l}_E \sim E/4\pi e n_e$ – векторизованный размер изменения напряженности электрического поля E . Это справедливо до появления в разрядном промежутке ускоренных электронов. Если размеры деградации пучков высокоэнергетичных электронов в плазме сравнимы или больше характерных размеров страт, то деградация пучков существенно влияет на процессы формирования регулярной структуры. При энерговкладе в разрядный промежуток, который приводит к формированию пучка электронов с энергией достаточной, чтобы ускоренные электроны доходили до середины разрядного промежутка, регулярная плазменная структура исчезает.

Это подтверждают, оценки длины пробега ускоренных в области катодного падения потенциала (КПП) электронов в разряде с периодической плазменной структурой в гелии с катодом с прямоугольной полостью по формуле [30]

$$pL = 6.5 \cdot 10^{-4} (eU_c)^{1.54} \quad (1)$$

которые показывают, что при изменении давлении газа в разрядной камере от 10 до 60 Torr значения L меняются от 0.16 до 0.06 см. Полученные значения L показывают, что длины пробега ускоренных в области КПП электронов в плазме меньше расстояния между боковыми поверхностями щели катода $l = 0.2$ см, следовательно, в разрядном промежутке отсутствуют высокоэнергетичные электроны.

Во всех экспериментах при постепенном увеличении величины прикладываемого к электродам напряжения плазменная структура исчезает и во всем разрядном промежутке начинает гореть однородный объемный разряд. Оценки показывают, что при $U_{br} \geq 1$ kV, в зависимости от величины давления газа в разрядной камере, в промежутке появляются ускоренные в области КПП электроны, которые, по-видимому, и разрушают плазменную структуру.

2.2. Динамика формирования однородного объемного разряда

Динамика формирования разряда исследовалась с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР2-1, работающего как в покадровом так и в динамическом режиме. Статистическое разрешение прибора составляет (по экрану электронно-оптического преобразователя) 15 штрихов/mm и максимальное временное разрешение $(3 \div 10) \cdot 10^{-11}$ с в зависимости от типа фотокатода [31]. Были получены диаграммы пространственно-временного распределения интенсивности излучения разряда с различными электродными системами. В качестве примера на рис. 5 приведена диаграмма пространственно-временного распределения интенсивности излучения разряда с катодом с прямоугольной полостью, полученная после микрофотометрирования и обработки на ЭВМ.

Эта диаграмма дает количественную информацию об изменении относительной интенсивности излучения при движении от катода к аноду. Максимальные значения интенсивности излучения наблюдаются на расстоянии 4 mm от поверхности анода. Первый максимум излучения приходится на 35 ns после начала тока, а второй максимум на 70 ns, причем эти два максимума меняются неравномерно при движении от катода к аноду.

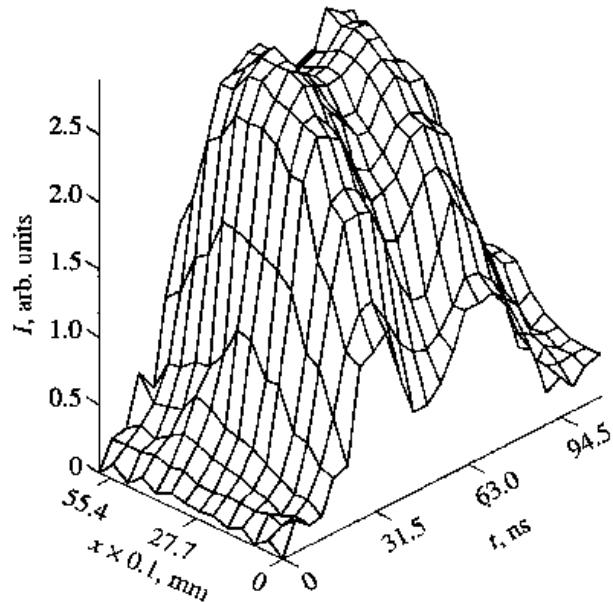


Рис.5. Пространственно-временное распределение относительной интенсивности оптического излучения разряда в гелии $p = 20$ Торр.

Если у основания щели катода величина первого максимума больше чем у второго, то при движении от катода к аноду величина второго максимума растет быстрее, чем первого и уже на расстоянии 6 mm от дна щели катода второй максимум становится больше чем первый. Начало регистрации излучения из щели в катоде сопровождается ростом разрядного тока более чем на порядок и при $U_{br} > 2.5$ kV и давлениях $p < 40$ Torr разряд доходит до основания полости.

Известно, что при объемном инициировании начальных электронов, если рост проводимости на стадии запаздывания пробоя обусловлен экспоненциальным размножением инициирующих электронов, время запаздывания t_3 можно оценить по следующей формуле [32]:

$$t_3 = \frac{1}{\alpha g_{op}} \ln \left(\frac{0,1 \cdot U_e}{en_{e0} S g_{op} \rho} \right), \quad (2)$$

где α – коэффициент ударной ионизации, n_{e0} – начальная концентрация инициирующих электронов, S – площадь столба разряда, ρ – выходное сопротивление ГИН, g_{op} – дрейфовая скорость электронов. Полученные по формуле (2) значения t_3 примерно в два раза меньше чем времена запаздывания на осциллографах. Это указывает, что первичные электроны в разряде в основном инициируются с поверхности катода и рост проводимости на стадии формирования разряда обусловлен лавинным размножением этих электронов. Для установления характерных закономерностей формирования наносекундного разряда при различных профилях поверхности катода был проведен анализ экспериментальных данных и сопоставление их с результатами оценок. Такой сопоставительный анализ показал, что в разряде с плоским катодом идет равномерное инициирование электронов со всей поверхности катода. Эти электроны в дальнейшем за счет лавинного размножения создают ионизационный фронт, который перемещается от катода к аноду и равномерно заполняет разрядный промежуток плазмой и оптическим излучением. После достижения ионизационного фронта до поверхности анода происходит перераспределение поля и формируется структура разряда, которая в основном состоит из катодных частей. В разряде с катодом с полукруглой полостью за счет искажения силовых линий электрического поля внутри полости создается область усиленного поля. Это приводит к преимущественному инициированию электронов с внутренней поверхности полости, в результате чего появляется первое регистрируемое излучение внутри полости и создаются оптимальные условия для возбуждения и ионизации газа в полости катода. В случае катода с прямоугольной полостью механизм лавинного размножения первичных электронов работает только в промежутке между электродами и у выхода из щели в катоде, и первое регистрируемое излучение разряда возникает между анодом и катодом (рис.5). Затем, после перераспределения электрического поля между электродами за счет пространственного заряда, на второй стадии наблюдается пробой между положительным пространственным зарядом и стенками полости катода. Проникновение разряда внутрь полости в результате такого механизма приводит к росту импульса тока более, чем на порядок, и при этом формируется основной импульс излучения. При высоких напряжениях на накопительном конденсаторе ГИН на второй стадии пробоя плазма дважды проникает в полость катода, что сопровождается формированием на этой стадии двух максимумов тока и оптического излучения. Объемный разряд в гелии и неоне формируется при давлениях газа от 1 до 100 Torr, а в аргоне от 1 до 30 Torr.

2.3. Генерация высокоэнергетичных электронов и их характеристики

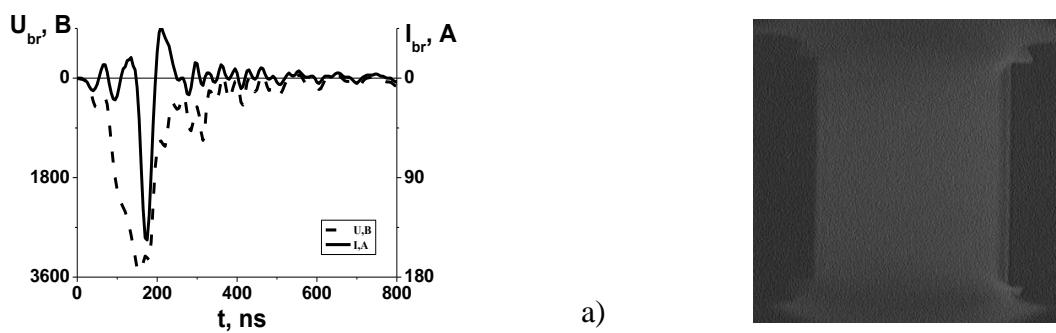
Исследованные нами поперечные наносекундные разряды с протяженным полым катодом позволяют совместить условия, при которых происходит генерация электронных пучков, с условиями их использования, т.е. генерировать пучки быстрых электронов непосредственно в самом разряде. При значениях $U_{br} \geq 1$ kV в этих разрядах из-за проникновения плазмы в полость катода и осциллирующего движения электронов в ней могут формироваться пучки электронов с энергией несколько keV [13,33]. Такие

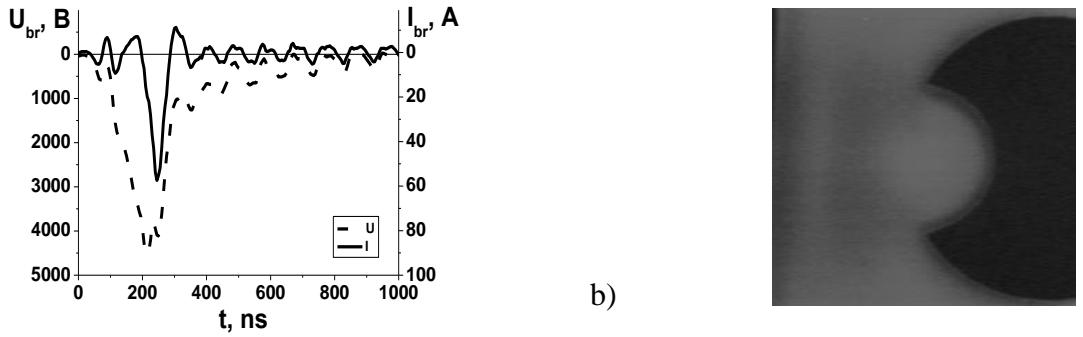
разряды позволяют получить токи до сотен ампер при средних и повышенных давлениях газа, необходимые для получения оптической генерации в газовых лазерах.

Были выполнены серии экспериментов по исследованию эффективности генерации ускоренных электронов и их энергетических характеристик в поперечных наносекундных разрядах в He, Ne и Ar с различными электродными системами. На рис. 6 в качестве примера приведены характерные осциллограммы электрических характеристик и картины пространственного распределения оптического излучения исследуемого разряда в гелии. Из рисунка видно, что при высоких напряжениях пробой происходит на переднем фронте импульса напряжения до достижения им максимального значения. Отметим здесь, что в этом случае исследуется наносекундный разряд в перенапряженном промежутке, где при некоторых условиях перенапряжение достигает более 100%. При одинаковых внешних условиях во всех трех электродных системах амплитудные значения импульсов напряжения горения разряда и разрядного тока существенно отличаются. Длительность переднего фронта импульсов U_{br} составляет примерно 100 ns, а амплитудные значения меняются от 1500 до 4500 V в зависимости от кривизны поверхности катода (рис.8). При этом электродная система с катодом с прямоугольной полостью для ограниченного диэлектрическими вставками разряда позволяет получить плотности разрядного тока $j_{br} = 120 \text{ A/cm}^2$ на порядок больше чем разряды с другими электродными системами (рис.8d).

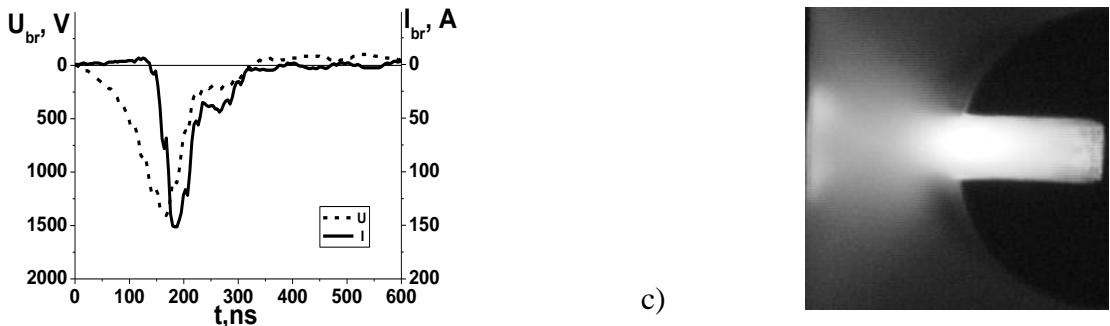
Оптические картины исследованных разрядов (рис.6) так же показывают, что форма поверхности катода определенным образом влияет на динамику развития разряда, следовательно, и на пространственное распределение основных параметров разрядной плазмы.

На основании полученных экспериментальных результатов сделаем сравнительный анализ поперечных наносекундных разрядов с тремя различными электродными системами с позиций соответствия их известному аномально тлеющему разряду (АТР) и оценки эффективности формирования электронных пучков в этих разрядах.

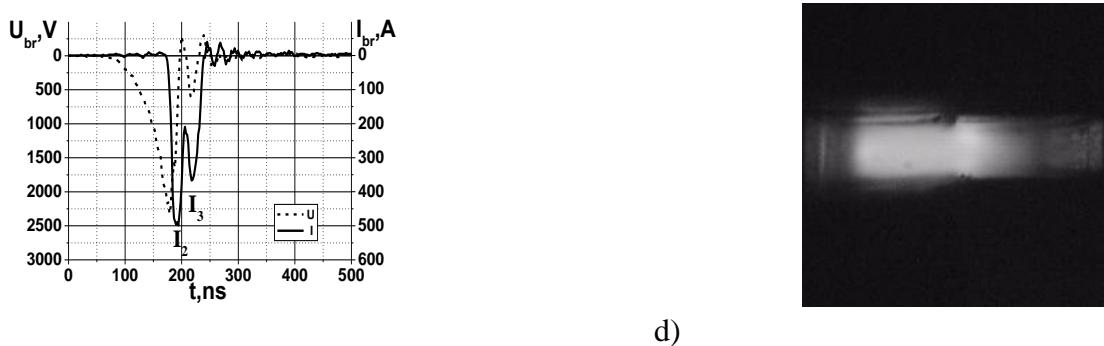




b)



c)



d)

Рис. 6. Осциллограммы напряжения горения и разрядного тока и картины пространственного распределения оптического излучения разряда в гелии $p = 10$ Torr, $U_0 = 3$ kV.

Известно, что если пучок электронов формируется в катодном слое объемного заряда (что имеет место для исследуемых разрядов), то напряжение горения может быть близким к величине КПП (U_c), а для U_c может использоваться закон подобия $U_c = f(j_a/p^2)$. Аппроксимация этой зависимости для гелия дает следующее соотношение [34]:

$$j_a / p^2 = 2.5 \times 10^{-12} U_c^3 \quad (3)$$

По формуле (3) были определены плотности тока j_a для эквивалентного АТР в гелии при значениях напряжения горения соответствующих максимумам разрядного тока. Полученные значения j_a и экспериментальные данные плотности тока разряда на катоде j_c приведены в табл. 2. Из табл. 2 видно, что для разряда с плоскими

электродами значения j_c и j_a примерно совпадают и в этом случае разряд соответствует АТР. В случае разряда с катодом с полукруглой полостью значение j_c до трех раза больше, чем значение j_a , соответственно, и в этом случае разряд близок к АТР. В случае разряда с катодом с прямоугольной полостью значение j_c до 30 раз и в ограниченном разряде до 60 раз больше, чем значение j_a . В этих случаях разряд сильно отличается от АТР и это отличие электрических характеристик поперечного наносекундного разряда с полым катодом от аномального разряда, обусловлено геометрией разрядного промежутка и связанного с ней эффектом полого катода.

Таблица 2. Основные параметры разряда и заряженных частиц в гелии

U_{br} , В	J_D , А/см ²	j_n , А/см ²	j_c/j_a	ε , еВ	μ	L , см
<i>с плоским катодом</i>						
1100	0.3	0.021	1.06	660	0.189 - 6.26	1.07
1400	1.4	0.077	1.36	840	0.174 - 5.76	1.37
2400	4.1	0.131	1.17	1440	0.134 - 4.41	2.35
3100	9.5	0.234	1.28	1860	0.117 - 3.87	3.00
3400	14.5	0.327	1.47	2040	0.112 - 3.69	3.32
<i>с катодом с полукруглой полостью</i>						
1200	0.15	0.011	1.7	720	0.150 - 3.00	1.17
1750	0.42	0.023	1.4	1050	0.122 - 2.52	1.71
2400	1.2	0.042	1.7	1440	0.097 - 2.22	2.35
2600	2.8	0.081	3.1	1560	0.096 - 2.16	2.54
3800	6.0	0.120	2.1	2280	0.068 - 1.68	3.72
<i>с катодом с прямоугольной полостью (открытый разряд)</i>						
390	2.0	0.4	27	234	0.059 - 3.54	0.29
750	13.3	1.3	26	450	0.049 - 2.94	0.79
960	25.0	3.0	24	576	0.044 - 2.64	1.16
1120	50.0	3.4	30	672	0.042 - 2.52	1.47
<i>с катодом с прямоугольной полостью (ограниченный разряд)</i>						
750	45.0	4.6	58	450	0.040 - 2.40	0.79
1000	107.5	8.3	61	600	0.036 - 2.16	1.23
1200	120.4	7.7	42	720	0.035 - 2.10	1.63
1300	125.0	7.4	33	780	0.035 - 2.10	1.85

Осциллограммы $U_{br}(t)$ и $I_{br}(t)$ можно использовать для оценки плотности тока электронного пучка ($j_n(t)$). Как известно, плотность анодного тока выражается формулой (1), где n_e – число электронов, образованных в плазме пучковыми и вторичными электронами при столкновении с атомами газа. Как видно из таблиц, электроны пучка в разряде с полым катодом ускоряются до энергии более тысячи еВ. Эти ускоренные электроны пучка теряют свою энергию на ионизацию атомов газа в процессе многократных столкновений с ними и полное число рожденных вторичных электронов можно оценить из соотношения:

$$z_i \approx \varepsilon / E_I,$$

где E_1 – энергия рождения пары электрон - ион (для гелия $E_1 = 46$ eV). Предположим, что анодный ток обусловлен только вторичными электронами. Исходя из условия непрерывности тока в электрической цепи, можно приблизенно считать

$$j_{br} \approx z_i j_n \quad (4)$$

По формуле (4) были получены оценки плотности тока электронного пучка для разрядов с тремя электродными системами, которые приведены в табл.2. Оценки показывают, что оптимальным для генерации электронных пучков из исследованных типов разрядов является открытый разряд в гелии с катодом с прямоугольной полостью, где величина тока пучка на поверхности анода достигает до 20% от величины разрядного тока (табл.2).

Оценим энергию ускоренных электронов и длины пробега этих электронов в плазме. Как известно, произведение pd_c для условий АТР стремится к значению $0.37pd_{c,n}$ [34], где $pd_{c,n} = 0.97$ Торр·см – параметр подобия катодного слоя в нормальном тлеющем разряде в гелии [35]. Следовательно, для наносекундного разряда с полым катодом $pd_c < 0.36$ Торр·см. Значение длины области КПП (d_c) для исследуемых разрядов можно оценить из сопоставления результатов расчета зависимости d_c от плотности тока разряда из [11] с условием $pd_c < 0.36$ Торр·см. При давлении газа $p = 10$ Торр получим $d_c \approx 0.01$ см, что хорошо согласуется с результатами [36].

Оценка длины свободного пробега электронов по отношению к неупругим процессам для гелия дает величину $\lambda = 1/(N\sigma_0) \approx 8 \cdot 10^{-2}$ см при $p = 10$ Торр, где $N = 3.3 \cdot 10^{16} p$ [Торр] cm^{-3} – концентрация атомов, $\sigma_0(\varepsilon) \approx 4 \cdot 10^{-17}$ cm^2 – максимальное сечение ионизации [37]. Из сопоставления значений λ и d_c видно, что для всех исследованных условий $\lambda > d_c$ электроны, эмитируемые с поверхности катода, проходят область КПП без столкновений и набирают энергию $\varepsilon = eU_c$. Длины пробега ускоренных электронов в плазме оценим из аппроксимационной формулы (1), где $U_c = 3 \cdot U_{br}/5$ [26].

Оценочные значения энергии ε и длин пробега L ускоренных электронов для разрядов с тремя электродными системами приведены в табл. 2. Отметим, что при оценках значений L релаксация ускоренных электронов по импульсу не учитывалась, поскольку при $\varepsilon > 75$ eV распределение электронов является сильно анизотропным и их релаксации по направлению практически не происходит [42]. Полученные значения L являются оценками сверху длины пробега ускоренных электронов. Длина пробега быстрых электронов, имеющих энергию катодного падения потенциала eU_c , определяет длину области отрицательного свечения. Сравнение значений L с длиной разрядного промежутка рис. 8 показывает, что во всех случаях разряд состоит из катодного слоя и области отрицательного свечения.

В разряде в качестве критерия, определяющего границу перехода от пучкового режима движения электронов к гидродинамическому можно использовать соотношение [43]:

$$\mu = Nd\sigma_i(\beta)\ln\beta = 1, \quad (5)$$

где $\sigma_i(\varepsilon)$ – сечение ионизации, d – расстояние между электродами, $\beta = eU_c/I$, I –

потенциал ионизации. Используя для сечения известную аппроксимацию $\sigma_i = \sigma_0 I \varepsilon^{-1} \ln(\varepsilon I^{-1})$ перепишем (5) в виде

$$\mu = N\sigma_0 d (\ln \beta)^2 / \beta = 1. \quad (6)$$

Условие $\mu = 1$ соответствует режиму, при котором поток электронов, развивающийся в плазме, сравним с потоком первичных электронов, выходящих с катода. При $\mu < 1$ реализуется пучковый режим. Если в разряде идет эффективная генерация вторичных, третичных и т.д. электронов ($\mu \geq 1$) происходит переход в гидродинамический режим. Оценки для μ , полученные из соотношения (6), на границе катодного слоя с плазмой и у поверхности анода для разрядов с катодом с различной формой поверхности так же приведены в табл. 2.

Эти оценки показывают, что для исследуемых условий с преобладанием ионизирующих столкновений μ имеет нелокальный характер. Сила ионизационного трения медленно увеличивается в направлении анода и пучковый режим движения электронов, который имеет место в катодном слое, постепенно переходит в гидродинамический режим. Этот переход наступает позже в разряде с катодом с полукруглой полостью. Наиболее благоприятные условия для ионизации в таких условиях реализуются вблизи анода. Отметим здесь, что за счет многократного отражения быстрых электронов, эмитируемых от боковых поверхностей щели, и их колебательного движения внутри щели ионизационные процессы эффективно идут и в щели катода.

Анализ физических процессов в полом катоде показывает, что траектории движения ускоренных электронов в полости катода и формирование электронных пучков зависят от распределения электрического потенциала в полости катода. Рассчитаем распределение потенциала электрического поля и траектории движения электронов в прямоугольной полости катода без учета и с учетом силы сопротивления газовой среды.

Для расчета распределения потенциала электрического поля было использовано неоднородное нелинейное уравнение Пуассона [40]:

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial y^2} = -4\pi e n_0 \left[\exp\left(\frac{e\varphi(x, y)}{kT_e}\right) - \left(1 - \frac{2e\varphi(x, y)}{Mv_0^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (7)$$

где $\varphi(x, y)$ – распределение потенциала внутри полости катода в двумерном случае; e – заряд электрона; n_0 – плотность плазмы; kT_e – средняя энергия электронов; M – масса ионов; $v(x, y)$ – скорость ионов. Для условий эксперимента уравнение (7) решается совместно с уравнением движения для электронов сначала без учета сопротивления среды

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} E(r), \quad (8)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; $E(r)$ – напряженность электрического поля в полости катода. И с учетом силы сопротивления среды (столкновений электронов с атомами рабочего газа)

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} E(r) - \frac{F(\varepsilon)}{m}, \quad (9)$$

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 z N_0}{\varepsilon} \ln\left(\frac{2\varepsilon}{I}\right),$$

где для гелия $z = 2$. Изменение энергии быстрых электронов при столкновениях с атомами при движении в сторону анода определяется из уравнения:

$$\frac{d\varepsilon}{dr} = eE(r) - F(\varepsilon).$$

Неоднородное нелинейное уравнение (7) решалось численно в прямоугольной области $\Pi = \{0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b\}$ (рис. 9) при следующих граничных условиях:

$$\begin{cases} \varphi(0, y) = \varphi_0 \\ \varphi(a, y) = \varphi(x, b) = \varphi(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Здесь a – глубина щели, b – ее ширина, φ_0 – начальный потенциал, подаваемый на анод.

Были рассчитаны распределения потенциала электрического поля, распределения плотности заряженных частиц и траектории движения электронов в полости катода при различных концентрациях электронов и их средней энергии. Максимальные значения амплитуды напряжения на аноде задавались исходя из экспериментально измеренных величин. Анализ этих результатов показывает, что при малых концентрациях электронов (менее 10^{12} см^{-3}) проникновение потенциала составляет менее $1/3$ от глубины полости. Такой режим характерен для начальных стадий формирования разряда. Далее по мере увеличения плотности электронов потенциал проникает вплоть до основания щели за счет распределения пространственного заряда в полости катода. При плотности электронов выше $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ практически весь потенциал локализован вдоль внутренних поверхностей полости щелевого катода, т.е. в полости катода формируется катодный слой. Траектории движения электронов, рассчитанные с учетом силы сопротивления и без нее, существенно отличаются. В случае отсутствия учета силы сопротивления электроны, отражаясь от боковых поверхностей полости катода, совершают колебательные движения и в процессе движения фокусируются по центру полости катода.

При учете силы сопротивления среды траектории движения электронов меняются сильнее, сокращается расстояние, проходимое ими в плазме, и они выносятся полем из щели катода.

2.4. Поляризация возбужденных состояний атомов гелия

Функция распределения электронов по энергиям в исследуемых разрядах формируется в присутствии сильного электрического поля и имеет характерный спектр из-за наличия пучка быстрых электронов с энергией eU_c и группы вторичных плазменных электронов. Наличие в разрядном промежутке с полым катодом сильного неоднородного электрического поля и пучка быстрых электронов приводят к образованию неравновесной и нестационарной плазмы с анизотропными структурными свойствами, которые находят свое непосредственное отражение в поляризационных эффектах, как ансамблей атомных частиц, так и линейчатого оптического излучения [41,42]. Следовательно, информацию о наличии пучка быстрых электронов в

наносекундных ППР с полым катодом могут дать поляризационные исследования спонтанного излучения этих разрядов.

Исходя из этого, были подробно исследованы поведение интенсивностей и степени линейной поляризации излучения (η) спектральных линий HeI, соответствующих спектральным переходам $4^1P - 2^1S$ ($\lambda = 396.5$ nm), $4^1D - 2^1P$ ($\lambda = 492.1$ nm), $3^1P - 2^1S$ ($\lambda = 501.6$ nm). Верхние уровни выбранных спектральных линий в основном заселяются прямым электронным ударом с основного состояния, имеют заметный эффект Штарка и исследование их позволяет изучить пучковые свойства разрядной плазмы.

Отметим, что здесь и далее каждая экспериментальная точка на графике определена как среднеарифметическая по большому числу измерений, выполненных в одних и тех же условиях, и все аппроксимации экспериментальных данных выполнены по методу наименьших квадратов.

Наблюдаемые закономерности изменения степени линейной поляризации спонтанного излучения ППР могут быть связаны с анизотропией функции распределения электронов по скоростям и формированием в процессе электрического пробоя газа пучковой составляющей электронов. Проанализируем механизмы, вызывающие частичную поляризацию спонтанного излучения разряда.

Информация о процессах анизотропной накачки и релаксации содержится в интенсивностях фронтов определенной поляризации, испущенных ансамблем атомов. Если выберем в качестве направления наблюдения вектор \mathbf{n} перпендикулярно направлению поля \mathbf{E} , а за независимые направления поляризации векторы \mathbf{e}_{\parallel} и \mathbf{e}_{\perp} , первый из которых лежит в плоскости векторов \mathbf{n} и \mathbf{E} , а второй – перпендикулярно этой плоскости, то степень линейной поляризации спонтанного излучения $\eta = (I_{\parallel} - I_{\perp})/(I_{\parallel} + I_{\perp})$ можно представить в виде [43]

$$\eta = P_0 + P_f,$$

где P_0 определяется анизотропной накачкой, а P_f – вклад электрического поля.

Для оценки вклада электрического поля в степень поляризации P_f необходимо вычислить элементы недиагонального поляризационного тензора $\rho_o^{(k)}(J, J')$, которые находятся из решения соответствующих кинетических уравнений. Однако для перехода $1^1S - 4^1P$, если предположить, что возбуждение верхнего уровня спектрального перехода происходит прямым электронным возбуждением из основного состояния, можно получить следующие формулы [43]:

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{45}} \frac{(\rho_{00} - \rho_{11})}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad P_f = \frac{\alpha^2}{30} \frac{(\rho_{00} - \rho_{11})}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (11)$$

где $\alpha = 0.02 \cdot E$, E – напряженность электрического поля в kV/cm.

Из (11) следует, что для такого перехода

$$\frac{P_f}{P_0} \approx 9 \cdot 10^{-5} E^2 [\text{kV/cm}]. \quad (12)$$

В условиях данной работы $U_{\text{бр}} \sim 2 \text{ kV}$, а напряженность электрического поля в плазме $E = 2 \cdot U_{\text{бр}} / 5 \cdot d \sim 1.33 \text{ kV/cm}$. Для этих условий из формулы (12) получим $P_f / P_0 \sim 16 \cdot 10^{-5}$, т.е. вклад электрического поля в поляризацию излучения рассматриваемой спектральной линии меньше 0.1 %.

Поскольку в исследуемом разряде, при прохождении области катодного падения потенциала, часть электронов ускоряется до энергий более 1 keV, это приводит к образованию электронных пучков [13]. Присутствие пучка в энергетическом спектре электронов вносит анизотропию в процессы электронного возбуждения уровней и приводит к выстраиванию атомных состояний. Разные значения η на исследуемых переходах HeI, сложный вид временной зависимости η и изменение характера поведения временной зависимости η с изменением значений $U_{\text{бр}}$ и p связаны с особенностями энергетической релаксации ускоренных электронов в разряде и сменой одних процессов возбуждения и ионизации атомов другими на разных стадиях разряда. Уменьшение значения η при ограничении разряда, связано с запиранием пристеночным потенциалом быстрых электронов в области разряда и образованием сплошного электронного спектра. Эти образовавшиеся в большом количестве плазменные электроны приводят к эффективному перемешиванию заселенностей подуровней исследуемых атомных состояний и уменьшению значения коэффициента поляризации. Поляризация излучения спектральных линий является экспериментальным подтверждением формирования пучков ускоренных электронов в исследуемых разрядах.

2.5. Исследование заселенностей возбужденных состояний атомов

Инертные газы характеризуются наличием метастабильных состояний атомов, где накапливаются значительные концентрации возбужденных атомов, которые служат резервуаром энергии и оказывают существенное влияние на кинетику возбужденных атомов в плазме импульсных разрядов. Динамика заселения метастабильных состояний атомов поддается экспериментальному исследованию с наносекундным временным разрешением с использованием метода лазерной абсорбционной спектроскопии. Исследование спектров поглощения на фоне сплошного спектра лазера на красителе позволяет определить концентрации метастабильных и возбужденных атомов в импульсном разряде наносекундной длительности.

Экспериментально методом лазерной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением измерялись концентрации возбужденных атомов на метастабильных уровнях в плазме гелия и неона в широком диапазоне изменения давления газа и амплитуды импульсов прикладываемого напряжения. При этом на осциллограф снимались контур спектра широкополосного излучения лазера на красителе и контура поглощения лазерного излучения в плазме на спектральных линиях соответствующих переходам HeI($3^3P - 2^3S$) $\lambda = 388,9 \text{ nm}$, HeI($3^1P - 2^1S$) $\lambda = 501,6 \text{ nm}$, NeI($3s^3P_1 - 3p^3D_2$) $\lambda = 650,6 \text{ nm}$, NeI($3s^3P_0 - 3p^3D_1$) $\lambda = 653,2 \text{ nm}$. Затем с помощью специальной программы составленной в среде Matchad рассчитывались площади соответствующих контуров, и полное поглощение определялось по формуле [20]

$$A = \frac{S_1 - S_2}{S_1}, \quad (13)$$

где S_1 – площадь между осью абсцисс и контуром спектра широкополосного излучения лазера на красителе, S_2 - площадь между осью абсцисс и контурами поглощения лазерного излучения в плазме на соответствующих спектральных переходах. Используя полученные по формуле (13) значения полного поглощения из расчетных кривых [20] были определены значения оптических толщин плазмы $\chi_0 l$. И по формуле

$$N_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{m_0 \cdot c}{\pi \cdot e^2 \cdot f_{mn}} \Delta \nu_D \chi_0$$

где $\Delta \nu_D$ - доплеровская ширина линии и f_{mn} - сила осциллятора соответствующих переходов определены концентрации возбужденных атомов на метастабильных уровнях.

Максимумы концентрации возбужденных атомов $Ne(3s^3P_1)$ достигаются при давлении газа $p \sim 10$ Торр, на временах после начала импульса тока примерно $\tau \sim 130$ нс и составляют в максимуме величину порядка $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Результаты экспериментальных исследований также показали, что во всех исследованных условиях концентрация возбужденных атомов на уровне $HeI(2^3S)$ на порядок больше чем на уровне $HeI(2^1S)$ и при $U_0 = 3 \text{ kV}$ и $p = 50 \text{ Torr}$ составляет величину порядка $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Полученные результаты показывают, что скачок заселенностей метастабильных состояний в начальных стадиях наносекундного разряда может на порядок превосходить квазистационарные значения. В поперечных наносекундных разрядах с полым катодом происходит генерация высокоэнергетичных электронов, которые в процессе столкновений с атомами приводят к интенсивному заселению низколежащих возбужденных, в том числе и метастабильных, состояний, поскольку скорость их возбуждения значительно превосходит скорость прямой ионизации. Только по мере релаксации энергии быстрых электронов включаются процессы ступенчатой ионизации с метастабильных уровней, ограничивающие заселенности низколежащих возбужденных состояний. Следовательно, за счет большой скорости заселения низколежащих возбужденных состояний на начальных стадиях наносекундного разряда с полым катодом концентрация возбужденных атомов на метастабильных уровнях достигают величины сопоставимой с плотностью электронов в разряде. Другой важной особенностью такого разряда является удаленность боковых стенок разрядной камеры от области возбуждения, т.е. в рассматриваемых условиях в одном направлении имеет место практически открытый характер разряда. Последнее обстоятельство приводит к уменьшению времени релаксации энергии свободных электронов за счет не только неупругих соударений электронов с атомами, но и существенной роли свободной диффузии быстрой части электронов из области разряда. Следует отметить, что эти два обстоятельства (высокая энергия первичных электронов и большая скорость релаксации их энергии), приводят к накоплению атомов на энергетических уровнях и на наш взгляд, оказываются привлекательными с точки зрения получения инверсной

заселенности в смесях инертных газов в поперечных наносекундных разрядах с протяженным полым катодом.

2.6. Явления кумуляции электрического поля и заряженных частиц

В газовых разрядах при определенных условиях электрическая энергия внешнего источника может пойти на разметку среды и последующую ее модификацию, обусловленную асимметрией масс заряженных частиц [44,45]. В результате среда модифицируется, заряжается объемным зарядом, в ней формируются скачки с объемным зарядом, слои, шары и т.д. Формирование структур происходит из-за активации среды и нарушения ее нейтральности и сопровождается пульсированием электрических полей и потоков частиц плазмы, как в пространстве, так и во времени.

Подобная картина в наносекундных разрядах с катодом с прямоугольной полостью в инертных газах наблюдается при значениях прикладываемого внешнего поля больше 2.5 kV. Из эксперимента видно, что у выхода из полости катода формируется небольшая яркосветящаяся область в форме эллипса. Интенсивность излучения из этой области многократно больше, интенсивности излучения из других областей разряда, что свидетельствует о неравномерном распределении концентрации возбужденных атомов и ионов, следовательно, и заряженных частиц в разрядном промежутке. Эксперимент показывает, что при определенных условиях в разряде могут формироваться области с нарушением нейтральности с размерами, намного превосходящими величину радиуса Дебая. При характерных для рассматриваемых условий значениях $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 \text{ eV}$ величина $r_d \sim 10^{-4} \text{ см}$, когда реально наблюдаемый размер изменения концентрации заряженных частиц и напряженности радиального электрического поля составляет 0.1 см. Картина формирования областей кумуляции электрического поля и заряженных частиц в разряде нам представляется следующей. При повышенных значениях прикладываемого поля после проникновения плазмы внутрь полости катода за счет усиления ионизационных процессов плотность плазмы в полости катода многократно возрастает, и она начинает играть роль плазменного катода, который становится основным эмиттером электронов, что приводит к увеличению разрядного тока более чем на порядок. Формирование плазменного катода связано с тем, что электроны, ускоренные в катодном слое в процессе многократного отражения от боковых поверхностей щели, производят дополнительную ионизацию. Эти ускоренные и вторичные электроны, в процессе своего движения в сторону анода, могут накапливаться у выхода из полости и тем самым компенсировать положительный пространственный заряд. При этом прекращается подвод энергии внутрь полости катода, и разряд выталкивается из полости. В течение времени порядка 10 ns после пробоя формируется плазменный катод в последующие моменты времени из которого происходит интенсивное вытягивание плазменных электронов внешним полем. Поскольку дрейфовая скорость электронов в He на два порядка больше дрейфовой скорости ионов электроны быстро покидают область повышенной ионизации у выхода из полости катода, что приводить к появлению области нескомпенсированного положительного заряда. В дальнейшем это

область положительного заряда играет роль виртуального анода и замыкает на себя ток свободных электронов.

В соответствии с кумулятивным подходом, развитым в [45] ярко светящуюся область можно отождествить не только с проводящей областью, в центре которой параметры (E/N , n_e/N) достигают критических значений, но и с областью с поверхностью разделяющей скачком две области, в одной из которых происходит мощная генерация тока и соответственно область, где отсутствует проводимость. На этой стадии величина анодного тока падает почти до нуля. Из-за нарушения нейтральности появляется внутреннее электрическое поле, направленное к центру области с избыточным положительным объемным зарядом существенно превосходящее продольное внешнее поле. В эту область устремляются свободные электроны, и происходит кумуляция напряженности электрического поля и концентрации электронов к центру области. Имеет место формирование притягателя (плазмоида) с кумулятивными струями (пучком электронов), осуществляющий фокусировку и вынос электронов из области кумулятора. На этой стадии появляется второй максимум на осцилограммах разрядного тока и оптического излучения.

При высоких напряжениях на накопительном конденсаторе ГИН плазма дважды проникает в полость катода, что сопровождается формированием в указанных условиях двух максимумов тока и оптического излучения.

Для проверки описанной качественной картины формирования одиночной плазменной структуры у выхода из щели в катоде была использована система дифференциальных уравнений для начальных стадий развития разряда, состоящая из уравнений для изменения концентраций электронов и ионов, а также напряженности электрического поля в разрядном промежутке

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v_{ex})}{\partial x} + \frac{\partial(n_e v_{ey})}{\partial y} &= v_i(E)n_e \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_{ix})}{\partial x} + \frac{\partial(n_i v_{iy})}{\partial y} &= v_i(E)n_e \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} &= -4\pi e(n_i - n_e) \end{aligned}$$

где $v_{ex} = \mu_e E_x$, $v_{ey} = \mu_e E_y$, $v_{ix} = \mu_i E_x$, $v_{iy} = \mu_i E_y$, $E_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $E_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, μ_e , μ_i –

подвижности электронов и ионов, φ – потенциал на аноде, v_i – частота ионизации атомов электронным ударом.

Решение системы производилось в среде MathCAD Professional для прямоугольной области. Были рассчитаны распределения электронов, ионов и электрического поля в промежутке исследуемого плазменно-пучкового разряда наносекундной длительности при различных начальных и граничных условиях.

Из расчетов видно, что, действительно, при неоднородном характере процессов продольного и поперечного дрейфа электронов и ионов формируется

некомпенсированный заряд и обусловленный им профиль электрического поля, который приводит к образованию локальной области усиленного электрического поля.

3. Заключение

В работе исследован новый типа поперечного наносекундного разряда с протяженным полым катодом, позволяющий генерировать ленточные пучки ускоренных электронов с энергией в несколько кэВ и мощные наносекундные импульсы тока с амплитудой до 1 кА при относительно небольших значениях прикладываемого к электродам напряжения. В единых условиях эксперимента исследованы основные характеристики и кинетические процессы, протекающие в неравновесной и нестационарной плазме наносекундных разрядов.

Исследовано влияние формы поверхности катода на динамику развития и основные характеристики разряда и установлено, что динамика развития разряда с катодом с прямоугольной полостью состоит из двух этапов, имеет свои интересные особенности и отличается от динамики развития разрядов с плоским катодом и катодом с полукруглой полостью.

Впервые в работе обнаружено и экспериментально исследовано формирование периодической плазменной структуры в импульсных разрядах наносекундной длительности. Определены основные параметры страт и верхние границы области формирования страт по напряжению горения и разрядному току. Показано, что в исследованных условиях механизм формирования наблюдаемой периодической плазменной структуры имеет ионизационно-дрейфовую природу. Установлены условия формирования, общие закономерности и энергетические характеристики электронных пучков в поперечных наносекундных разрядах. Показано, что оптимальным для генерации электронных пучков из исследованных типов разрядов является открытый разряд с катодом с прямоугольной полостью, где величина тока пучка на поверхности анода достигает до 20% от величины разрядного тока. Обнаружено, что при высоких значениях прикладываемого напряжения при наносекундном пробое газа у выхода из полости катода формируется область нескомпенсированного положительного заряда, которая играет роль виртуального анода и приводит к самоограничению разрядного тока.

Предложенная и исследованная в работе конструкция разрядной камеры может быть использована для создания мощных протяженных источников излучения, в том числе и в ультрафиолетовой области и для изготовления источников мощных наносекундных импульсов тока при небольших потребляемых значениях напряжения.

Литература

- [1] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т.174. № 9. С. 953-971.
- [2] Бабич Л.П. // УФН. 2005. Т.175. № 10. С. 1069-1091.
- [3] Tarasenko V.F., Yakovlenko S. I. // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231-279.
- [4] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 2006. Т. 75. Вып.5. С. 47-55.
- [5] Бурдовицин Ю.А., Барачевский Ю.А., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76.

Вып. 10. С. 62 – 65.

- [6] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 12. С. 47 – 54.
- [7] Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [8] Lieberman M, Lichtenberg A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New Jersey: Wiley Hoboken, 2005.
- [9] Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматлит. 2004. – 528 с.
- [10] Фортов В. Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. и др. Пылевая плазма. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495-516.
- [11] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. // ТВТ. 2007. Т.45. №3. С. 485 – 491
- [12] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. // ТВТ. 2009. Т. 47. № 3. С. 338 – 343.
- [13] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 63 – 70.
- [14] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. //УФН. 1990. Т.160. №7. С.49-82.
- [15] Wan Weigang, Lapenta Giovanni, Delzanno Gian Luca, Egedai Jan. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. № 3. С. 032903/1- 032903/12.
- [16] Тарасенко В.Ф, Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 8. С. 60-67.
- [17] Schubel W.K. Laser action in AlII and HeI in a slot cathode discharge. //Appl.Phys. Lett., 1977, Vol.30, N10, - P.516-519.
- [18] Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио. 1974. 256 с.
- [19] Kucukargaci H.N., Saelee H.T., Luces J. //J. Phys. D: Appl. Phys. 14 (1981). Р. 9-25.
- [20] Фриш С.Э. Определение концентраций нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методом испускания и поглощения света.// В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. М.: Наука. 1970. С. 7- 62.
- [21] Golubovskii Yu. B., Kozakov R.V., Maiorov V.A. et.al. // J. Phys. E. 2000. V.62. N 2. P. 2707- 2720.
- [22] Kolobov V. I. // J.Phys. D: Appl. Phys. 39 (2006) P. 487 – 506.
- [23] Цендин Л.Д. // УФН. 2010. Т. 180. № 2. С. 139 – 164.
- [24] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 16. С. 62 – 69.
- [25] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В.// ТВТ. 2012. Т. 50. № 2. С. 1 – 7.
- [26] Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О. и др. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. Изд. С.-Пб. 2004. 248 с.
- [27] Helm H. // J. Phys. B. 1977. V.10. P. 3683-3697.

- [28] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1992. 536 с.
- [29] Высикайло Ф.И. //Физика плазмы. 1990. Т.16. №10. С. 1268-1272.
- [30] La Verne Jay A., Mozumder A.J. // Phys. Chem. 1985. V. 89. № 20. P. 4219-4225.
- [31] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. // Оптика и спектр. 1998. Т. 84. № 4. С. 556 – 562.
- [32] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [33] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 163 – 168.
- [34] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138-142.
- [34] Сорокин А.Р. //Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. №2- 3. С. 266-275.
- [35] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука, 1982. -240 с.
- [36] Абрамович Л.Ю., Клярфельд Б.Н., Настич Ю.Н. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 4. С. 714-719.
- [37] Физические величины / Под ред. Григорьева Н.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [38] Друкарев Г.Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. М.: Наука, 1978. 255 с.
- [39] Ульянов К.Н. // ТВТ. 2005. Т.43. №5. С.645-656.
- [40] Ашурбеков Н.А., Виричуева В.С., Иминов К.О., Омаров О.А. // Известия РАН, серия физическая. 2003. Т. 67. № 9. С. 1307 – 1311.
- [41] Казанцев С.А., Поляновская Н.Я., Пятницкий Л.Н., Эдельман С.А. // УФН. 1988. Т. 156. Вып.1. С. 3.
- [42] Демкин В.П., Казанцев С.А. // Опт. и спектр. 1995. Т. 78. № 3. С. 377.
- [43] Демкин В.П., Купчинский Н.Л., Муравьев И.И.// Физика плазмы 1992. Т.18. Вып.10. С. 1352.
- [44] Высикайло Ф. И. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 10. С. 1256-1260.
- [45] Высикайло Ф. И. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071-1081.

ВЛИЯНИЕ МИКРОПУЗЫРЬКОВ НА РАЗВИТИЕ ИСКРЫ В ДВУХФАЗНОЙ ЖИДКОЙ СРЕДЕ

Василяк Л.М.¹, Ветчинин С.П.¹, Панов В.А², Печеркин В.Я.¹, Сон Э.Е.¹

¹*ОИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Долгопрудный*
vpecherkin@yandex.ru

Развитие искрового разряда хорошо изучено в чистых жидкостях при различной длительности импульсов [1,2]. Интерес к разрядным процессам в двухфазных средах связан с перспективностью их использования для очистки и обеззараживания различных жидкостей [3,4]. До настоящего времени, в основном, исследовалось влияние одиночных микропузырьков на развитие искры и почти не исследовано влияние большого количества микропузырьков, равномерно распределенных в объеме жидкости, на развитие пробоя и последующую динамику проводящего канала. В газах атмосферного давления в основном реализуется лидерно-стримерный механизм развития пробоя. Канал стримера образуется в области сильного внешнего поля вблизи электрода с малым радиусом кривизны поверхности и распространяется по следу первой мощной лавины [5]. В жидкости формирование электронных лавин затруднено и возможно только в небольшой приэлектродной зоне сильного электрического поля, позволяющего электронам достичь энергии, достаточной для ударной ионизации. Развитию разряда в жидкости способствует образование предпробойных микропузырьков вблизи высоковольтного электрода при длительности импульса напряжения более 1 мкс, достаточной для локального прогрева жидкости. Возможность образования предпробойных микропузырьков, способствующих формированию разряда, в приэлектродной области исследовалась в работах [6-9]. Установлено, что первичный стример зарождается в микропузырьке.

В настоящей работе исследовано развитие искрового разряда в водопроводной воде с микропузырьками, распределенными по всему объему. Микропузырьки создавались путем подачи сжатого воздуха через микропористую мембрану. Для формирования разряда использовалась генератор импульсных напряжений, состоящий из емкостного накопителя и управляемого газового разрядника. Разрядная камера представляла собой вертикально ориентированную кварцевую трубку с закрепленными в ней электродами. Высоковольтный электрод выполнен в виде стержня с конусным наконечником, земляной – в виде цилиндра с закругленным концом. Регистрация напряжения и тока разряда осуществлялась с помощью 4-х канального осциллографа Tektronix DPO 7054 C. Одновременно велась скоростная съемка камерой RedLake MotionPro X3. Включение записи было синхронизовано с подачей импульса разрядного напряжения.

Эксперименты показали, что развитие разряда проходит в несколько этапов. При растекании тока от острия анода в жидкость вначале происходит формирование импульсной стримерной короны, затем наблюдается образование локальной плазменной области и прорастание плазменного канала от анода к катоду. При замыкании разрядного промежутка наблюдается резкий рост тока и горение дугового разряда. Сравнение осцилограмм и полученных фотографий разрядного процесса для

жидкости с пузырьками и без пузырьков выявило следующие особенности: Наличие большого количества микропузырьков снижает время задержки пробоя приблизительно в два раза во всем диапазоне прикладываемых напряжений. Для жидкости без пузырьков ВАХ состоит из двух почти линейных участков (Рис. 1). Наличие микропузырьков задает на начальном участке ВАХ отрицательное дифференциальное сопротивление (Рис. 2). Это свидетельствует о развитии ионизационно-перегревной неустойчивости вблизи анода.

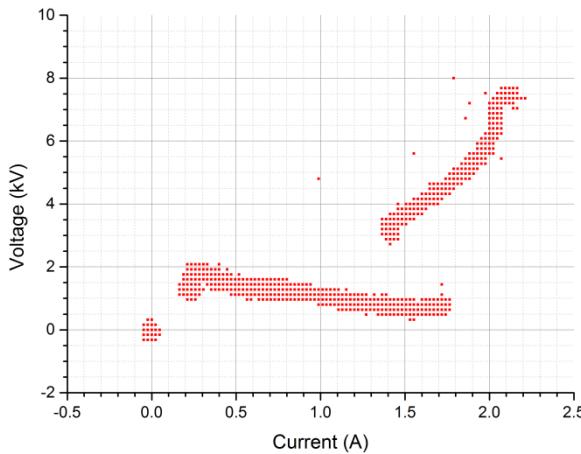


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика разрядного промежутка в жидкости без пузырьков.

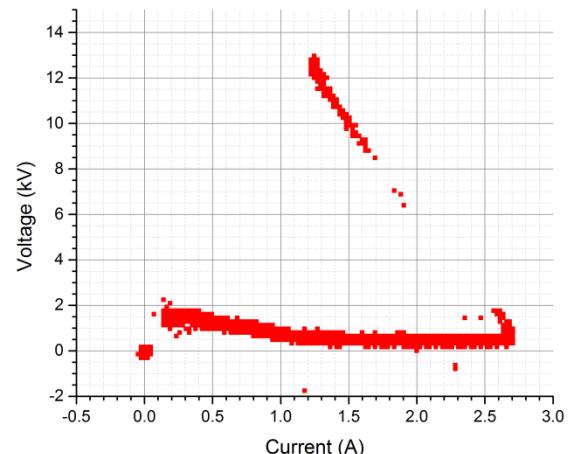


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика разрядного промежутка в микропузырьковой жидкости.

Пробойное напряжение в микропузырьковой жидкости превышает аналогичное значение для жидкости в среднем в раза. Наличие достаточно сильного электрического поля приводит к увеличению начального тока за счет частичных разрядов в микропузырьках, развитию тепловой неустойчивости и формированию хорошо проводящего плазменного канала.

Литература:

1. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. — М.: Наука, 1971. С. 155.
2. Bruggeman P, Leys C. Non-thermal plasmas in and in contact with liquids J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42
3. Kawano S et al. Influence of pulse width on decolorization efficiency of organic dye by discharge inside bubble in water // Journal of Physics: Conference Series. 2013. P. 441
4. Yamabe C et al. 2005 Water treatment using discharge on the surface of a bubble in water plasma // Process. Polym. 2005. V. 2. P. 246–251
5. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. – М.: Изд-во МФТИ. 1997. С. 320
6. Touya G, Reess T, Pecastaing L, Gibert A and Domens P. Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. № 24. PP. 5236–5244

7. Watson P. K., Chadband W. G., Sadeghzadeh-Araghi M. The Role of Electrostatic and Hydrodynamic Forces in the Negative-point Breakdown of Liquid Dielectrics. // IEEE Trans. Elec. Insul.. 1991. V. 26. No. 4. PP. 543-559
8. P. Watson, W. Chadband, and W. Mak. Bubble growth following a localized electrical discharge and its relationship to the breakdown of triggered spark gaps in liquids // IEEE Trans. Electrical Insulation. 1985. V. EI-20. No. 2. P. 275-280
9. Jones H. M. and Kunhardt E. E. 1995 Development of pulsed dielectric breakdown in liquids // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 795–805

РАСТЕКАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА С ОДИНОЧНОГО ЗАЗЕМЛИТЕЛЯ ВО ВЛАЖНОМ ПЕСКЕ

С.П. Ветчинин, В.Я. Печеркин

Объединенный институт высоких температур РАН
vpecherkin@yandex.ru

Сопротивление заземлителя может значительно меняться при растекании больших импульсных токов. Перенапряжения, возникающие на различных объектах электроэнергетики, в значительной степени зависят от величины сопротивления заземления [1]. При больших токах наблюдается нелинейное поведение импульсного сопротивления заземления. Нелинейность связана с ионизацией и искрообразованием вблизи электрода - заземлителя [2-5]. Ранее наблюдался искровой разряд, скользящий вдоль поверхности грунта в слабопроводящих почвах [6].

В настоящей работе исследовано образование плазменных каналов при объемном растекании импульсного тока с одиночного заземлителя во влажном кварцевом песке при подаче на него импульсного напряжения амплитудой 20-60 кВ. Импульсы напряжения формировались высоковольтным генератором на конденсаторах ИК100-04 как с помощью управляемого разрядника, так и разрядника на самопробое. Для исследования растекания тока в песке и развития пробоя использовались импульсы напряжения со скоростью нарастания напряжения 100 кВ/мкс и временем спада по полувысоте 5 мс. Исследования проводились в диэлектрическом баке диаметром 60 см, стенки которого изнутри были покрыты латунной сеткой, которая заземлялась через токовый шунт $R_{ш}=0,2-2$ Ом. Напряжение на заземлителе измерялось малоиндуктивным омическим делителем. Исследовалось растекание тока с одиночного заземляющего электрода в виде металлического шара диаметром от 1 см до 7 см. Металлический шар погружался в песок на глубину 4-5 см. Процесс растекания импульсного тока, а также пробой изучались в песке различной влажности в зависимости от амплитуды прикладываемых импульсов. Импульсный ток и напряжение регистрировались 4-х канальным осциллографом Tektronix DPO 7054. Визуализация искрообразования осуществлялась видеокамерой WAT 902.

Проведенные исследования показывали, что процесс растекания при плотностях тока больше критического приводит к резкому нелинейному уменьшению импульсного сопротивления заземления в результате ионизации и искрообразованию в грунте вблизи электрода. При этом напряженность электрического поля пробоя песка уменьшается примерно в три раза по сравнению с полем пробоя в воздухе, а время пробоя увеличивается до 1 мс. Зафиксировано, что нарушается равномерное распределение тока вблизи поверхности электрода-заземлителя, что приводит к контракции тока и образованию ионизованного плазменного канала. Происходит стягивание тока в проводящий канал перед пробоем. Критическое поле пробоя падает с увеличением длины промежутка и влажности песка. Пробой в мокром песке развивается по разным механизмам в коротких ~3 см и длинных >10 см промежутках. В коротких промежутках пробой аналогичен пробою в воздухе, в то время как в длинных промежутках пробой развивается с большим временем задержки (~1 мс) и аналогичен

тепловому пробою в воде. Это приводит к тому, что скорость прорастания искрового канала в песке на два порядка меньше, чем скорость лидера в атмосфере.

Литература:

1. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молний и молниезащиты. М: Физматлит. 2001. С. 320
2. Mohamad Nor, N., A. Haddad and H. Griffiths. Characterisation of ionisation phenomena in soils under fast impulses // IEEE Trans. Power Delivery. 2006. V. 21. P. 353-361
3. Анненков В.З. Искрообразование в земле вокруг заземлителей молниезащиты // Электричество. 1993. № 12. С. 26–30
4. Mohamad Nor. Review: Soil Electrical Characteristics Under High Impulse Currents // IEEE transactions on electromagnetic compatibility. 2006. V. 48. № 4, P. 826-829
5. Bok-Hee Lee, Geon-Hun Park, Hoe-Gu Kim and Kyu-Sun Lee. Analysis of Soil Ionization Behaviors under Impulse Currents // Journal of Electrical Engineering & Technology. 2009.Vol. 4 No.1. P. 98-105
6. Базелян Э.М., Хлапов А.З., Шкилев А.В. // Электричество. 1992. №9. С. 19.

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ РАСТЕКАНИИ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА С ОДИНОЧНОГО ЗАЗЕМЛИТЕЛЯ ВО ВЛАЖНОМ ПЕСКЕ

Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Я. Печеркин

Объединенный институт высоких температур РАН
vpecherkin@yandex.ru

При больших токах импульсное сопротивление проявляет нелинейные свойства. Нелинейность в этом случае связана с ионизацией и термическим нагревом грунта. Величина импульсного сопротивления заземления в отличие от стационарного значения зависит не только от начального удельного сопротивления грунта ρ , но и от напряженности импульсного электрического поля. Причиной ионизации является достаточно сильное электрическое поле, которое возникает при растекании тока в слабопроводящих грунтах: $E = \rho j$, где ρ - удельное сопротивление грунта, j - плотность импульсного тока. При увеличении импульсного тока возрастает напряженность поля E вблизи заземлителя. Заметное снижение удельного сопротивления, а значит и импульсного сопротивления заземления по сравнению с его стационарным значением наблюдается при $E \sim 4-6$ кВ/см [1-3]. При дальнейшем увеличении импульсного тока увеличивается напряженность электрического поля E начинается ионизация, переходящая в искрообразование. До настоящего времени исследовался скользящий разряд, который развивается в воздухе вдоль поверхности грунта, в основном, в слабопроводящих грунтах [4,5].

В настоящей работе исследуется развитие искрового канала в объеме кварцевого песка различной влажности с одиночных заглубленных сферических электродов диаметром 1-7 см при подаче на него импульсного напряжения амплитудой 20-60 кВ, скоростью нарастания напряжения до 100 кВ/мкс и временем спада по полувысоте 5 мс. Исследования проводились в диэлектрическом баке диаметром 60 см, стенки которого изнутри были покрыты латунной сеткой, которая заземлялась через токовый шунт с сопротивлением $R_{ш} = 0,2-2$ Ом. Напряжение на заземлитеle измерялось малоиндуктивным омическим делителем. Импульсный ток и напряжение регистрировались 4-х канальным осциллографом Tektronix DPO 7054. Визуализация искрообразования осуществлялась видеокамерой WAT 902.

Как показывают многочисленные лабораторные эксперименты, а также натурные испытания, которые активно проводятся, начиная с 1940 года, сопротивление заземлителя при отводе в землю очень больших токов становится меньше, чем в случае слабого тока. Импульсное сопротивление заземления в слабопроводящих грунтах может уменьшаться больше, чем на порядок. Упрощенная электротехническая трактовка связывает уменьшения сопротивления заземлителя при сильном токе с увеличением эффективного радиуса заземлителя из-за ионизации остаточного воздуха и воды в грунте [11,18]. Существует достаточно много экспериментальных и теоретических работ, которые таким упрощенным образом пытаются объяснить уменьшение импульсного сопротивления заземления.

В экспериментах получено, что в предпробойной стадии, начиная с некоторого момента времени на осциллографах фиксируется появление максимума тока. Максимальный импульсный ток всегда сдвинут относительно максимума напряжения в сторону больших времен. С увеличением влажности песка временной сдвиг также возрастает. Минимум импульсного сопротивления появляется позднее максимума импульса тока. Появление минимума импульсного сопротивления указывает на процесс ионизации в грунте. Импульсное сопротивление зависит от плотности тока на электроде и заметное снижение сопротивления начинается при плотностях тока больших $0,1 \text{ A/cm}^2$. В газе при ионизации проводимость $1/\rho$ растет на начальном участке пропорционально плотности тока. В грунте процесс происходит иначе: ρ степенным образом зависит от плотности тока на электроде $\rho \sim j^{-k}$. Значения k в зависимости от влажности песка менялись от 0,54 до 0,92. Напряженность электрического поля растет с ростом j . Полученные отсюда значения критического поля ионизации $E_c = \rho j_c$ равны соответственно 10-14 кВ/см. Напряженность поля E_c является одной из основных характеристик, определяющих процесс искрообразования при растекании больших импульсных токов в грунте. Вольтамперные характеристики (BAX), полученные из осциллографов импульсов тока и напряжения, позволяют наглядно проанализировать нелинейный характер импульсного сопротивления грунта, связанный с ионизацией и искрообразованием. При напряженностях поля вблизи поверхности электрода большем E_c BAX имеют петлеобразный характер. Образование петель связано с ионизацией, которая приводит к резкому возрастанию тока и снижению напряжения на заземлителе, что сопровождается свечением песка вблизи электрода (Рис. 1). При этом качественно изменяется вид BAX. На Рис. 2, показаны вольтамперные кривые, полученная в песке с различной влажностью. Начальный участок BAX отвечает росту напряжения на переднем фронте высоковольтного импульса. Обратный ход петель связан с деионизацией грунта. На начальном участке выполняется закон Ома вплоть до точки перегиба, и сопротивление заземлителя не отличается от стационарного.

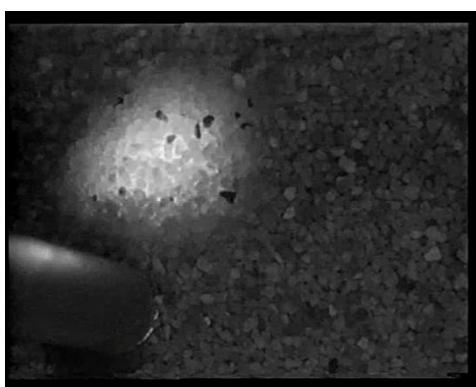


Рис. 1. Фотография области объемного свечения вблизи заглубленного в кварцевый песок электрода при напряжении $U = 35 \text{ kV}$.

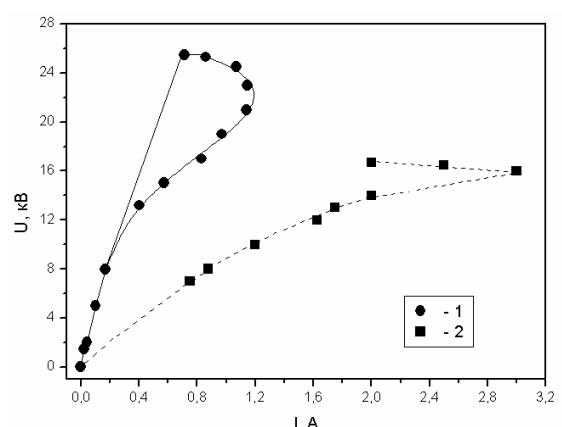


Рис. 2. Вольтамперные характеристики. 1 – диаметр электрода 4 см, влажность песка 5%. 2 – диаметр электрода 2 см, влажность песка 12%.

Появление области с падающей ВАХ ($dU/dI < 0$) на каждой из петель указывает на развитие неустойчивости по отношению к малым флуктуациям тока. При выполнении условия $-dU/dI > R_b$ вблизи поверхности электрода развивается ионизационно-перегревная неустойчивость, которая нарушает однородное распределение тока в песке (R_b - балластное сопротивление в разрядной цепи). Далее происходит контракция разряда и образование токового шнура. Развитие аналогичной неустойчивости и контракция наблюдаются в объемных разрядах в газах атмосферного давления и сопровождаются прорастанием яркосветящихся токовых каналов. Явление контракции хорошо изучено в МГД генераторах, а также в импульсных объемных разрядах повышенного давления, используемых для накачки электро-ионизационных лазеров [30]. Контракция приводит к резкому увеличению плотности тока в образующемся токовом канале. Авторы работ, изучавшие процессы растекания тока с заземлителей ранее, не обращали внимание на развитие ионизационно-перегревной неустойчивости вблизи поверхности электрода, которая как раз и является основной причиной искрообразования и резкого уменьшения импульсного сопротивления заземлителя в грунте. Контракция приводит к образованию хорошо проводящих токовых каналов, которые при увеличении напряжения достигают противоположного электрода и замыкают разрядный промежуток.

Проведенные исследования показывают, что процесс растекания импульсных токов при плотностях тока больше критических приводит к резкому нелинейному уменьшению импульсного сопротивления грунта в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости вблизи электрода. Развитие неустойчивости приводит к нарушению равномерного распределения тока, его контракции и к образованию хорошо проводящих ионизированных каналов.

Литература:

1. Mohamad Nor. Review: Soil Electrical Characteristics Under High Impulse Currents // IEEE transactions on electromagnetic compatibility, 2006. V. 48, № 4, P. 826-829
2. Bok-Hee Lee, Geon-Hun Park, Hoe-Gu Kim and Kyu-Sun Lee. Analysis of Soil Ionization Behaviors under Impulse Currents //Journal of Electrical Engineering & Technology. 2009. V. 4, No.1. P. 98-105
3. Анненков В.З. Искрообразование в земле вокруг заземлителей молниезащиты // Электричество. 1993. № 12.
4. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молний и молниезащиты. М: Физматлит. 2001. С. 320
5. Базелян Э.М., Хлапов А.З., Шкилев А.В. Электричество. 1992. №9. С. 19.
6. Рябкова Е.Я. Заземления в установках высокого напряжения. — М: Энергия, 1978.
7. Анненков В.З. Критерии подобия и расчет сосредоточенных заземлителей молниезащиты // Электричество. 1998. № 16. С. 18-25
8. Е.П. Велихов, А.С. Ковалев, А.Т. Рахимов. Физические явления в газоразрядной плазме // М: Наука. 1987. С. 160

ЭНЕРГОВКЛАД НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОБОЯ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ С МИКРОПУЗЫРЬКАМИ

Василяк Л.М.¹, Ветчинин С.П.¹, Куликов Ю.М.², Панов В.А.²,
Печеркин В.Я.¹

¹*ОИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Долгопрудный*
vpecherkin@yandex.ru

В настоящее время очистка воды от различных загрязнений является актуальной задачей во многих странах мира. Однако, все методы очистки такие как химические, биологические и физические имеют свои достоинства и недостатки, связанные с как с наработкой химически активных радикалов, так и с побочным негативным воздействием. Как правило, для разрушения и удаления примесей, например таких как, спирты, альдегиды, и др. используют наиболее сильные окислители - радикалы гидроксильной группы [1]. В качестве генератора OH-радикалов может выступать плазменный разряд в воде, при котором происходит интенсивная наработка радикалов. Чем больше объем жидкости, в который удается вложить энергию для образования OH-радикалов, тем выше эффективность процесса [2]. Сложность обработки загрязненной жидкости электрическим разрядом состоит в его способности к контракции. При этом только небольшая область обрабатываемой жидкости подвергается воздействию разряда, в то время как большая часть жидкости остается необработанной. Для решения этой проблемы было предложено осуществлять предварительное насыщение жидкости микропузырьками воздуха.

В настоящей работе исследовано развитие разряда в водопроводной воде с микропузырьками, распределенными по всему объему в сравнении с пробоем той же жидкости без пузырьков. Микропузырьки создавались путем подачи сжатого воздуха через микропористую мембрану. Для формирования разряда использовалась генератор импульсных напряжений, состоящий из емкостного накопителя и управляемого газового разрядника. Разрядная камера представляла собой вертикально ориентированную кварцевую трубку с закрепленными в ней электродами. Высоковольтный электрод выполнен в виде стержня с конусным наконечником, земляной – в виде цилиндра с закругленным концом. Регистрация напряжения и тока разряда осуществлялась с помощью 4-х канального осциллографа Tektronix DPO 7054 С. Одновременно велась скоростная съемка камерой RedLake MotionPro X3. Включение записи было синхронизовано с подачей импульса разрядного напряжения.

Полученные экспериментальные результаты, показывают, что плазменные каналы при распространении между электродами в микропузырьковой жидкости (МПЖ) занимают больший объем, чем в жидкости без пузырьков, что указывает на различные механизмы развития разряда (Рис.1, Рис. 2).

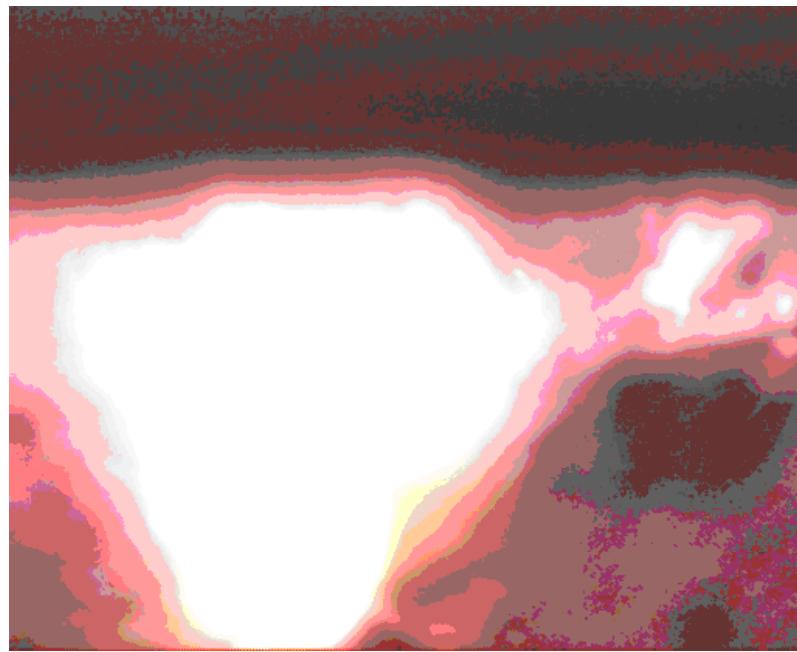


Рис. 1. Фото распространения разрядных каналов до момента замыкания разряда на электродах в МПЖ-10%.

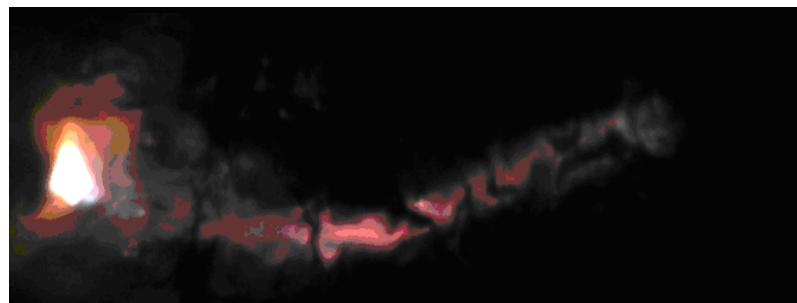


Рис. 2. Фото распространения разрядных каналов до момента замыкания разряда на электродах в жидкости без пузырьков.

Более высокое значение пробойного напряжения для МПЖ свидетельствует об отсутствии хорошо проводящего канала (Рис. 3, Рис. 4). Вычисленные значения вкладываемой энергии на начальной стадии до замыкания промежутка высокопроводящим каналом оказались меньше для МПЖ по сравнению с жидкостью без пузырьков (Рис. 3). Однако время, за которое происходит энерговклад в микропузырьковую среду, существенно меньше аналогичного для воды (рис. 4).

Таким образом, нами получено, что за одинаковое время обработки в предпробойной стадии развития канала вкладываемая энергия в МПЖ занимает больший объем, чем в обычной жидкости. Величина вкладываемой энергии существенно меньше, что позволяет предположить уменьшение потерь на нагрев жидкости токами проводимости.

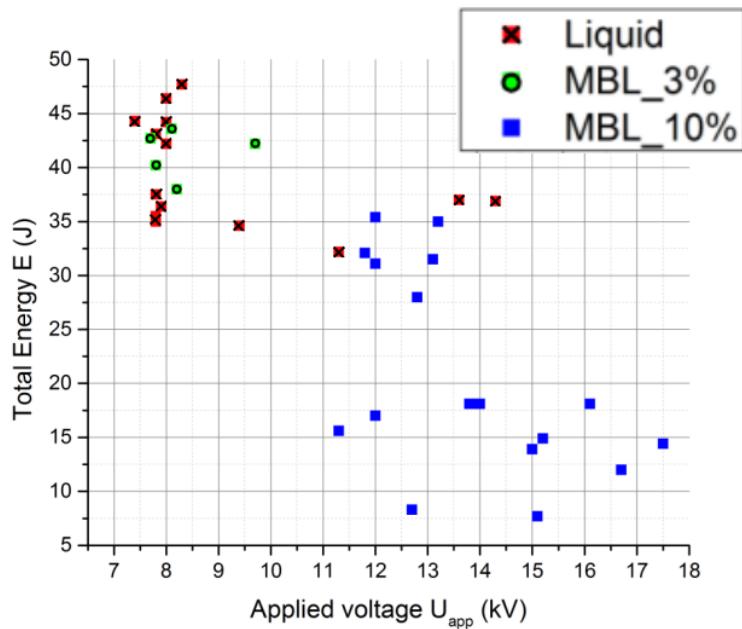


Рис. 3. Зависимость энергии E , вкладываемой на начальной стадии разряда, от приложенного напряжения для жидкости без пузырьков (Liquid), для жидкости с 3% микропузырьков (MBL_3%), для жидкости с 10% микропузырьков (MBL_10%).

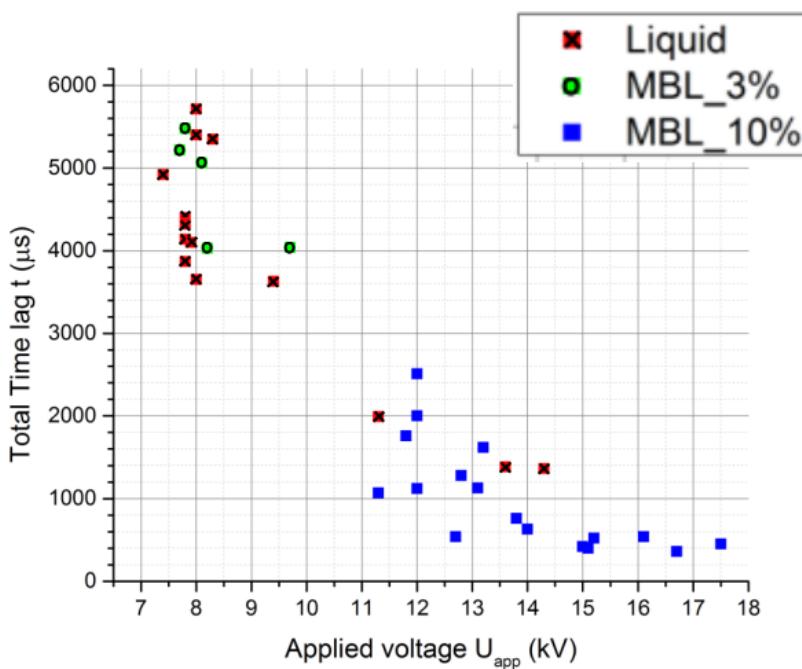


Рис. 4. Зависимость времени задержки пробоя от приложенного напряжения для жидкости без пузырьков (Liquid), для жидкости с 3% микропузырьков (MBL_3%), для жидкости с 10% микропузырьков (MBL_10%).

Литература:

1. Miichi T. et al. Generation of radicals using discharge inside bubbles in water for water treatment // Ozone: Science and Engineering. 2002. V. 24. I. 6. P. 471 - 477
2. Kawano S. et al. Influence of pulse width on decolorization efficiency of organic dye by discharge inside bubble in water // Journal of Physics: Conference Series. 2013. V. 441. P. 1-6

ОДНОРОДНОСТЬ И УСТОЙЧИВОСТЬ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Арсланбеков М.А.,
Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али

Даггосуниверситет, Vali_60@mail.ru

Экспериментально исследованы электрические и пространственно-временные характеристики объемного разряда и переход разряда из стадии объемного горения в канальную стадию. Показано, что в стадии формирования разряда при плоских электродах с радиусом кривизны $R = 30$ см возникают катодные пятна полусферической формы. При высоких перенапряжениях (в зависимости от рода газа) над ними образуются плазменные факелы, сложение которых создает объемный столб плазмы разряда высокой проводимости (СДР - сильноточный диффузный режим). Однородность разряда повышается с увеличением плотности катодных пятен и давления газа в промежутке.

Введение

Объемные электрические разряды в инертных газах широко используются для накачки газовых лазеров. Причем газ He выступают в качестве буферного газа во многих средах газовых лазеров.

Дальнейшее повышение энергетических характеристик газовых лазеров достигается совершенствованием способов накачки и оптимизацией условий возбуждения. Задача оптимизации накачки состоит в получении необходимых электрических характеристик плазмы разряда при сохранении ее пространственной однородности за время длительности импульса накачки. Неустойчивость разряда вызывает нарушение его однородности и приводит к переходу разряда из стадии объемного горения в канальную стадию (контрагированный разряд). Физические механизмы, ведущие к неустойчивости разряда, являются самыми различными. Задача усложняется тем, что в разных газах и смесях газов имеют место различные физические процессы, вызывающие неустойчивость разряда.

Поэтому практический интерес представляет изучение свойств разряда в чистых газах. С этой целью экспериментально исследованы электрические и пространственно-временные характеристики плазмы объемных и контрагированных разрядов, сам процесс контракции разряда и развитие плазменного факела в He атмосферного давления в широком диапазоне изменений начальных условий инициирования разряда.

Экспериментальная установка и методы исследования

Экспериментальная установка и методы исследования подробно описаны в работах [1-3]. В экспериментах диагностика разряда включала регистрацию разрядного тока и напряжения на плазменном канале с применением цифровых осциллографов типа Атаком и Тетроникс, фотографирование интегрального свечения разряда, а также фотографирование пространственно-временных картин свечения промежутка с применением фотоэлектронного регистратора (ФЭР-2) при различных начальных условиях инициирования разряда.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Переход разряда от объемной стадии к канальной исследовался в промежутке с площадью разряда $s=12 \text{ см}^2$ и расстояния между электродами $d = 1 \text{ см}$, давление газа менялось в пределах 1-5 атм, напряжение пробоя – от статического пробойного до сотни % перенапряжений.

В газе - He при атмосферном давлении при малых внешних полях ($E_0 < E_{\text{кр}} = 6 \text{ кВ/см}$) горит однородный объемный разряд (рис.1, фото 1-4), а развитие незавершенных анодонаправленных каналов, привязанных к катодным пятнам с высокой проводимостью (плазменных каналов) начиналось при плотности тока $\sim 40 \text{ A/cm}^2$ (рис.1, фото 5-6). В межэлектродном пространстве сохранялась хорошая однородность плазмы разряда. Увеличение плотности тока до 60 A/cm^2 (рис. 1, фото 7-11) ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов, появлению анодных пятен, а также незавершенных катодонаправленных каналов. При плотности тока более 100 A/cm^2 (рис.1, фото 12) происходит слияние анодо- и катодонаправленных каналов. Момент перекрытия разрядного промежутка плазменным каналом (рис.1, фото 12) проявляется в виде второго резкого спада напряжения в конце импульса, обусловленного ростом проводимости канала (см. рис.2).

He, $p=1 \text{ atm}$, $d = 1 \text{ см}$

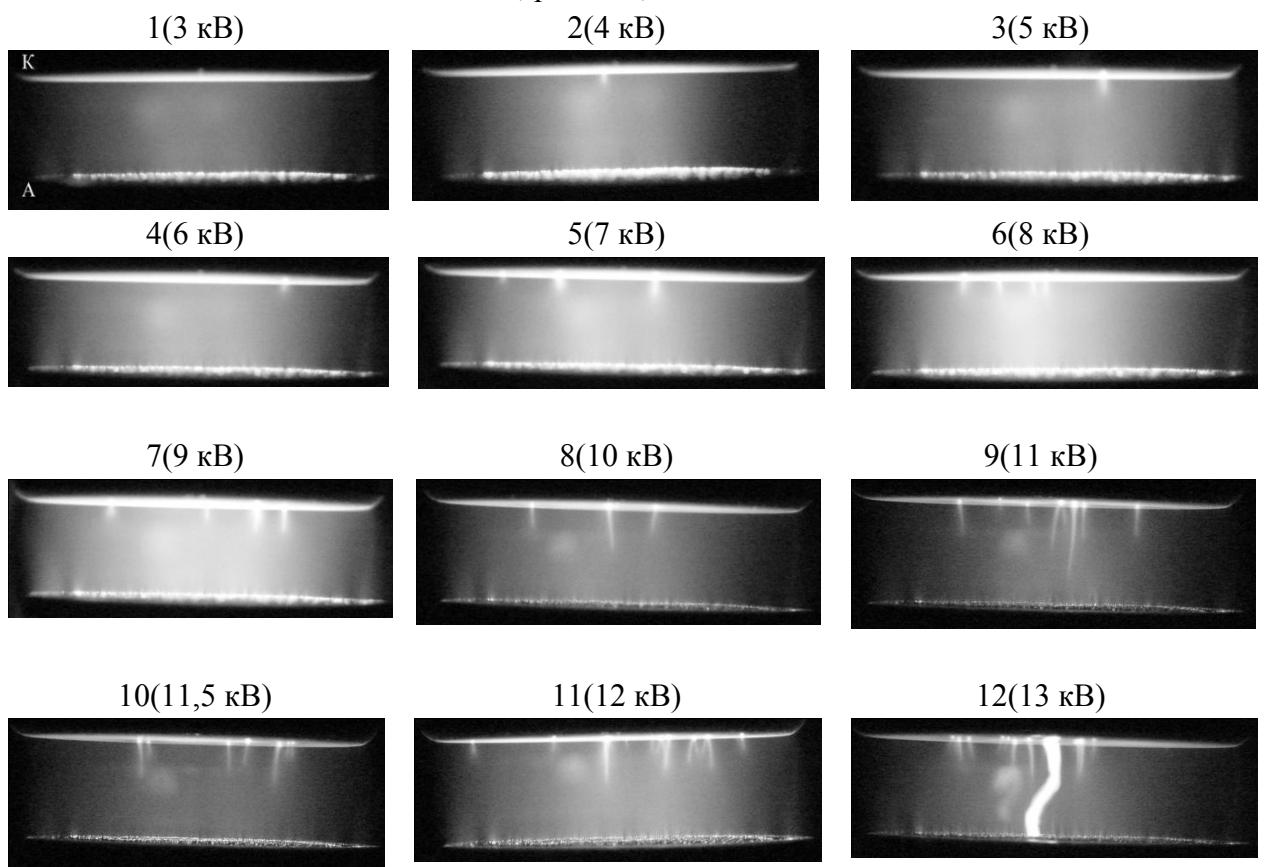


Рис.1. Интегральные картины свечения промежутка.

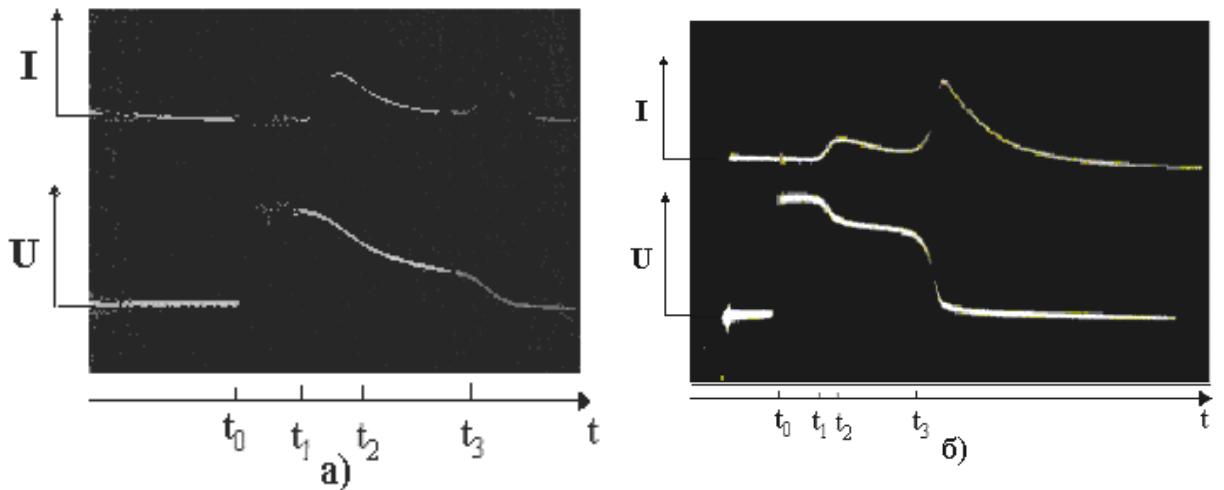


Рис.2. Характерные осциллограммы тока и напряжения на промежутке

(а- $U_0 = 8$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см; б - $U_0 = 9$ кВ, $p = 3$ атм, $d = 1$ см).

Здесь, времена: $\tau_\phi = t_1 - t_0$ – время формирования разряда (время запаздывания при отсутствии предыонизации); $\tau_{\text{сп1}} = t_2 - t_1$ – время коммутации (время формирования) объемного разряда; $\tau_{\text{ст}} = t_3 - t_2$ – время однородного горения разряда (длительность объемной фазы); t_0 – начало роста приложенного напряжения на промежутке; t_1 – начало первого спада импульса напряжения на промежутке; t_3 – начало контракции ОР в искровой канал.

На рис.3 а,б показаны фотографии интегрального свечения разряда для He при увеличенном давлении $p = 2$ атм и $p = 3$ атм соответственно. При увеличении давления газа в промежутке (уменьшение отношения E/p) разряд расконтрагируется и горит однородно при полях $E_0 \leq E_{\text{кр}} = 7,5$ кВ/см атм. При полях $E_0 > E_{\text{кр}}$ наблюдается большая плотность катодных пятен, из которых начинается формирование незавершенных каналов, а столб разряда имеет высокую степень однородности. Для выяснения влияния давления газа на однородность и устойчивость объемного разряда получены картины свечения промежутка при давлении $p = 3$ атм (рис.3 б). Закономерности горения разряда сохраняются.

В согласованном режиме накачки реализован удельный энерговклад ~ 0.1 Дж/см³, являющийся максимальным для данного газа в стадии однородного горения. Длительность при сохранении однородности разряда можно было регулировать путем уменьшения плотности тока или увеличением давления газа в промежутке.

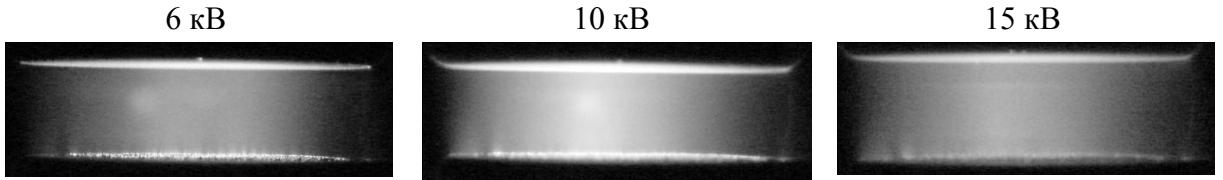
Длительность ступени с ростом давления существенно сокращается. При давлении газа в промежутке, равном 5 атм, ступень на импульсе напряжения практически не разрешается. В этом случае длительность объемного разряда определяется временем коммутации разрядного тока, при этом импульс напряжения на разрядном промежутке гладко спадает до дугового значения.

Время существования объемной фазы разряда можно определить проводя синхронизацию электрических характеристик с пространственными картинами свечения промежутка.

Синхронизация картин свечения разряда с током или напряжением с точностью 2 - 3 нс осуществлялась подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие

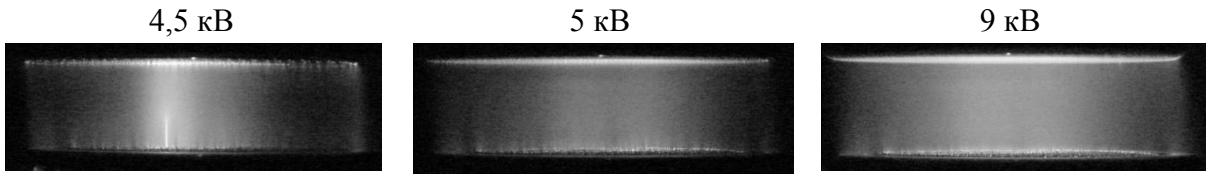
пластины ЭОП (УМИ- 92) синхронно с разверткой свечения разряда. При этом учитывался сдвиг по времени между световым и электрическим сигналами.

He, $p=2$ атм, $d=1$ см



a)

He, $p=3$ атм, $d=1$ см



11 кВ

13 кВ

15 кВ

б)

Рис.3. Пространственные картины свечения промежутка в He при высоких давлениях: а) – $p = 2$ атм; б) – $p = 3$ атм.

На рис.4 представлены фотографии щелевой развертки (в динамическом режиме работы ЭОП-ФЭР2) как совместно с импульсом напряжения (а), так и без него (б,в). Масштаб развертки – 1мм=4,3 нс.

В момент времени t_3 начинается процесс прорастания искрового канала (начало контракции). Как видно из рис.4 б,в к моменту времени t_3 на катоде зажигается катодное пятно, которое на картинах разворачивается в виде яркой дорожки. Катодное пятно отделено от столба разряда некоторым темным пространством.

Таким образом, картины свечения промежутка, снятые с пространственным (рис.1, рис.3) и временным (рис.4) разрешениями позволяют, с одной стороны, проследить за пространственно-временной динамикой развития разряда, а с другой – определить длительности характерных стадий импульсного пробоя в гелии атмосферного давления.

С другой стороны, уменьшение длительности горения ОР с ростом давления связано с некомпенсированным ростом ионизационных процессов по отношению к рекомбинационным. Увеличение давления газа приводит к увеличению напряжения на столбе разряда.

Это в свою очередь приводит к росту ионизационных процессов как за счет ударной ионизации, что обусловлено сильной зависимостью коэффициента α от E_0 , так и за счет ступенчатой ионизации. И бурный некомпенсированный рост концентрации электронов приводит к росту проводимости и спаду напряжения до дугового значения, после чего разряд переходит в рекомбинационный режим и гаснет.

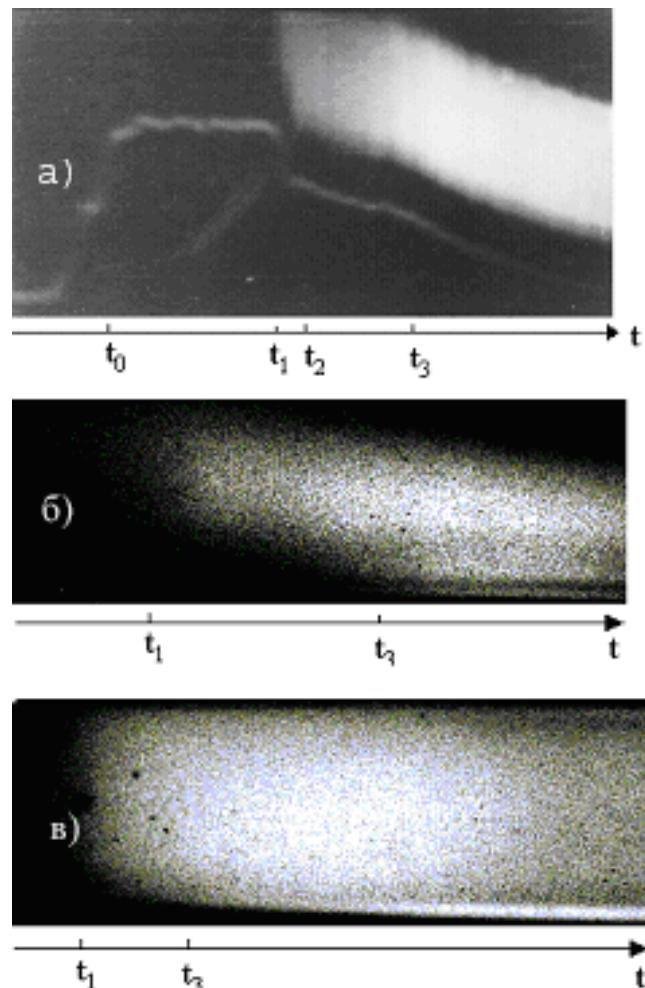


Рис.4. Фотография щелевой развертки в разряде Не с импульсом напряжения при $U_0=10\text{ кВ}$ (а), б- $U_0=6\text{ кВ}$; в- $U_0=10\text{ кВ}$; ($d=1\text{ см}$, $p=1\text{ атм}$, $1\text{ мм}=4,3\text{ нс}$, катод - снизу).

Для этого рисунка интервалы времени соответствуют:

$t_1-t_0=\tau_\phi$ – время формирования пробоя;

t_2-t_1 – время коммутации (время формирования) объемного разряда;

t_3-t_2 – время однородного горения разряда (длительность ОР).

При увеличении перенапряжения в промежутке до 300% в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов, имеющих сравнительно большой диаметр. Временное разграничение объемной и канальной стадий горения разряда хорошо видно на осциллограммах импульсов тока разряда или напряжения на плазменном канале. Зависимости длительности однородного горения разряда от величины прикладываемого поля и плотности тока соответственно приведены на рис.5 а,б.

На объемной стадии горения разряда, на плазме сохраняется напряжение $U_r = \text{const}$, значение которого зависит от давления (см. рис.6). Причем значение U_r , соответствует минимальному напряжению пробоя при данном произведении давления газа на длину промежутка (pd) [4].

Зависимость тока разряда от времени имеет характерную форму с двумя максимумами, соответствующими объемной и канальной стадиям горения разряда.

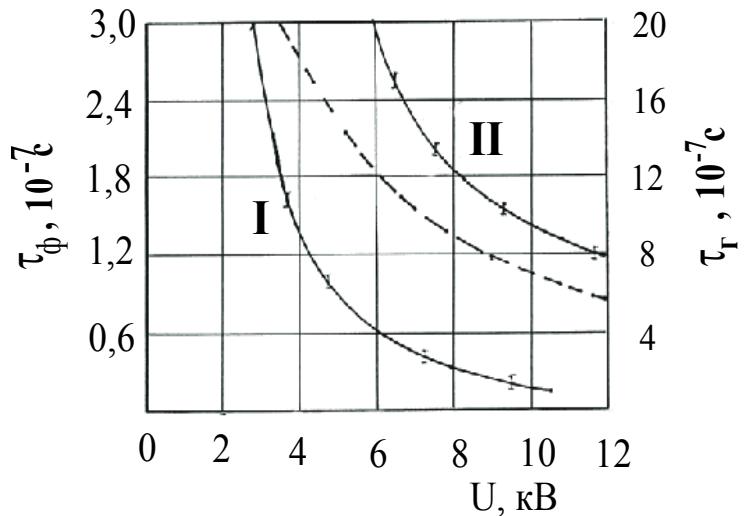


Рис.5 а. Кривые зависимости от приложенного напряжения времени формирования (I) и длительности фазы (II) однородного объемного горения разряда. Пунктиром показано время дрейфа электронов через промежуток.

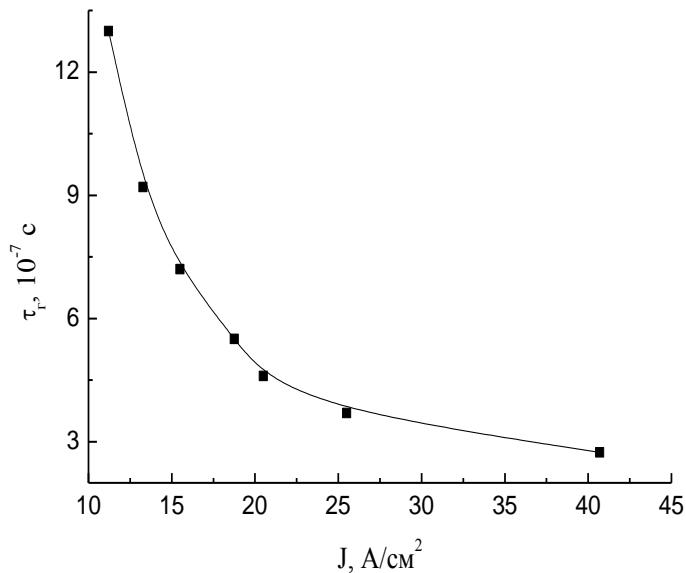


Рис.5 б. Характерная зависимость длительности горения ОР от плотности тока разряда.

Для получения безыскрового режима горения ОР, необходимо чтобы за время τ_r обеспечивалось полное рассеяние энергии накопительного элемента ($C=1,5 \cdot 10^{-8} \Phi$) в плазме [5]. При зажигании ОР в He это требование достигается при выполнении условия $U_o = 2U_r$ ($U_r \approx 3000$ В – напряжение горения ОР при $p=1$ атм, $d = 1$ см). Анализ таких измерений показывает, что естественным механизмом контракции объемного разряда в He является то, что искровой канал инициируется неустойчивостями, развивающимися в приэлектродных областях [5-7]. Именно они определяют привязку узких диффузных каналов и вызывают сам процесс перехода от ОР к искровому.

Так, на рис.7 приведены картины распределения интенсивности излучения в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов. Из него явно следует, что процесс контракции определяется приэлектродными явлениями. Здесь x - координата, меняющаяся вдоль поля; y - поперек поля.

С другой стороны, основная энергия вводится в разряд на квазистационарной стадии. Тогда для плотности энергии можно написать:

$$W = P \tau_r / V = I U \tau_r / s d = j U \tau_r / d,$$

где τ_r - длительность объемной стадии разряда, j – плотность тока.

Энергия, введенная в газ до образования искрового канала, возрастает при увеличении подводимой в разряд мощности, хотя длительность горения τ_r экспоненциально уменьшается с ростом прикладываемого поля (см. рис.5 а). А ОР контрагирует в искровой канал при критических плотностях тока $j \geq j_{kp} \approx 40 \text{ A/cm}^2$ и предельных удельных энерговкладах $\approx 0,1-0,2 \text{ Дж/см}^3$ [6].

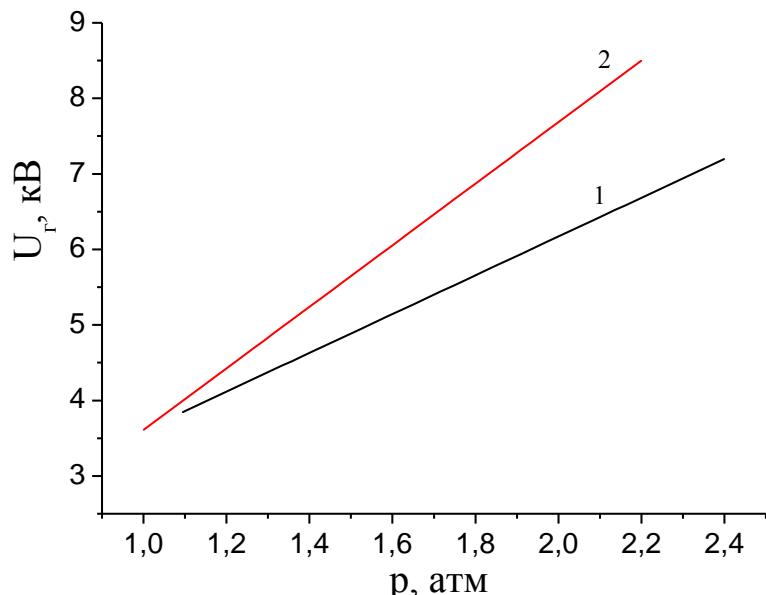


Рис. 6. Зависимость напряжения горения ОР от давления:

1 - $E/p=3 \text{ кВ/(см·атм)}$; 2 - $E/p=3,5 \text{ кВ/(см·атм)}$.

На стадии спада напряжения, когда в промежутке имеется столб квазинейтральной плазмы площадью поперечного сечения s с концентрацией электронов n_e , сопротивление столба определяется выражением $R=U/I=pd/senk$, где $k=\mu\rho=6,72 \cdot 10^5 \text{ [см}^2\cdot\text{Тор/B}\cdot\text{с]}$; $\mu, v_{op}=6,72 \cdot 10^5 \cdot E/p=kE/p=\mu E$ - подвижность и дрейфовая скорость электронов соответственно [5].

В условиях эксперимента $s = 12 \text{ см}^2$; $p = 760 \text{ Торр}$; $d=1 \text{ см}$; $n_e \approx 10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-3}$. Тогда при таких данных - сопротивление промежутка меняется в пределах $R \approx 10-100 \text{ Ом}$ [8]. Несмотря на значительный энерговклад в объемную fazу разряда ($\approx 0,1 \text{ Дж/см}^3$), ее сопротивление остается постоянным и зависит от величины внешнего поля (рис.8).

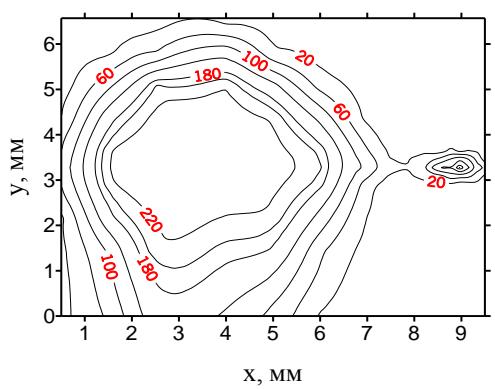
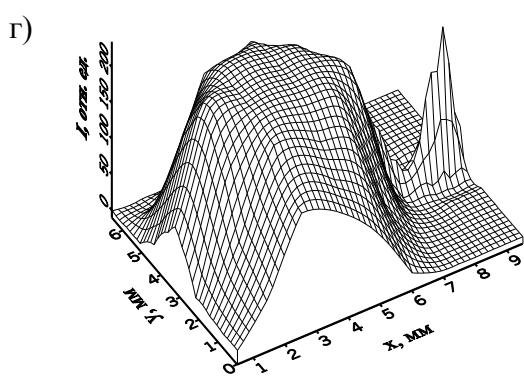
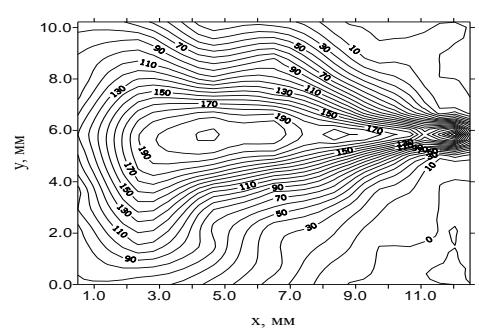
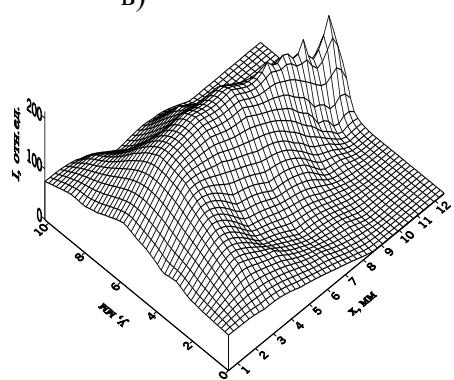
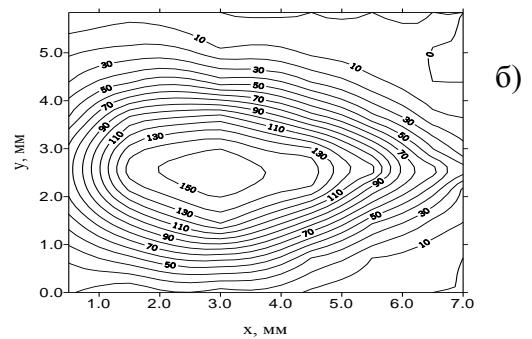
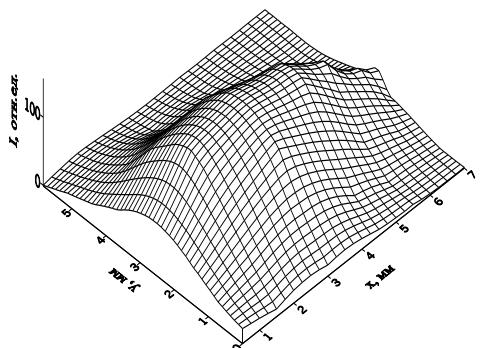
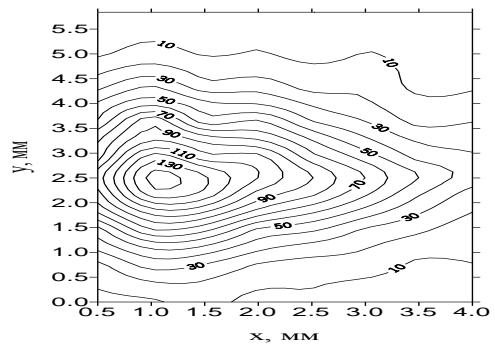
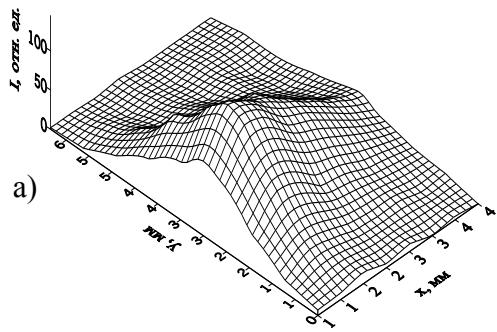


Рис.7. Картинки распределения интенсивности излучения (в отн.ед.) в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов ($d = 1$ см, $p = 1$ атм)
 а) $t = 105$, б) $t = 130$, в) $t = 155$, г) $t = 210$ нс.

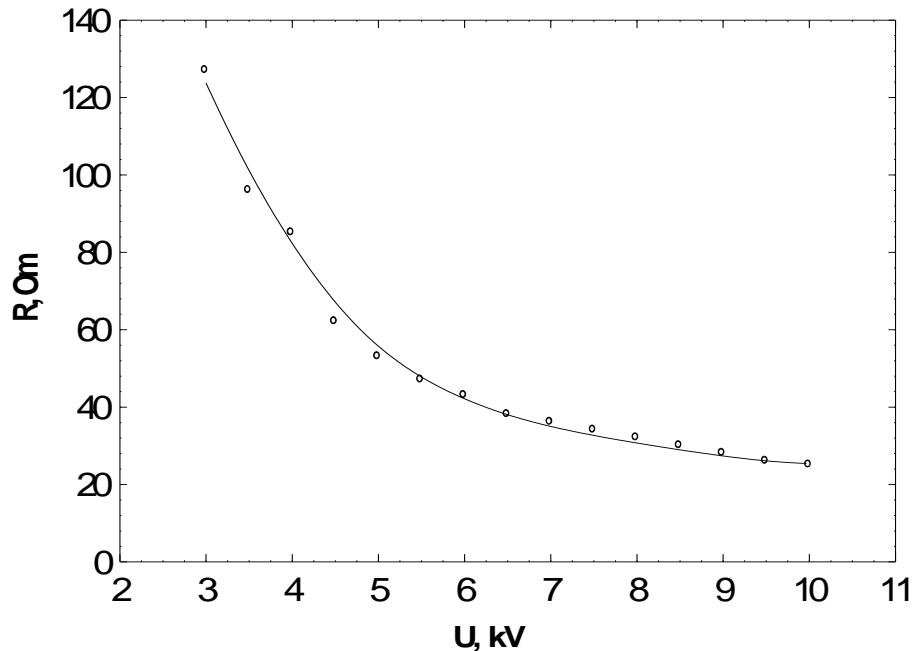


Рис.8. Зависимость сопротивления ОР от величины прикладываемого напряжения ($d = 1$ см, $p = 1$ атм).

Заключение

Таким образом, из представленных результатов становится ясной последовательность происходящих событий: возникновение катодных пятен в начальной стадии разряда, развитие незавершенных анодонаправленных каналов, формирование незавершенных катодонаправленных каналов, слияние встречных каналов и рост проводимости в них.

Приведем основные результаты данной работы:

1. В условиях сильной предварительной ионизации рабочей среды разряд в широком диапазоне начальных напряжений имеет объемную форму протекания тока, длительность которой уменьшается с ростом начального напряжения и давления газа в промежутке. При предельных удельных энерговкладах $\approx 0,1$ Дж/ см^3 и критических плотностях тока $j_{\text{кр}} \geq 40$ А/ см^2 разряд контрагирует в искровой канал.
2. Экспериментально показано, что с формированием объемного разряда напряжение горения U_r при различных значениях E/p стремится к такому значению, при котором U_r/pd остается постоянным. При этом ионизационная способность электрона $\eta = \alpha/E_0$ максимальна и оптимальны условия для размножения электронов. Обнаружено, что величина отношения E/p в плазме ОР не зависит от величины начального напряжения на промежутке (при $p = 1$ атм = const) и составляет ≈ 4 В/(см·Торр). Падение напряжения на плазме ОР в основном определяется давлением газа и увеличивается по мере его роста.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ «Юг России» 12-02-96505, и в рамках Госзадания № 2.3142.2011 МО и Н РФ на 2012-2014 г.

Литература:

1. V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, M.A. Arslanbekov, M.Kh. Gadjiev, G. B. Ragimkhanov, Ali J. G. Al-Shatravi. Expansion of the Cathode Spot and Generation of Shock Waves in the Plasma of a Volume Discharge in Atmospheric-Pressure Helium. //Plasma Physics Reports. 2012. Vol. 38, №1. P. 22–28.
2. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В. ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ НА КАТОДЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. // Вестник ДГУ. 2012. В.6. С.5-16.
3. Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Аль - Шатрави Али Дж. Г., Гаджиев М.Х., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления. //Физика плазмы. 2011. Т.37, №12. С.1-8.
4. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. Устойчивость самостоятельного объемного разряда. //Вестник ДГУ. Махачкала, 1997. Вып.1. С.32-36.
5. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя. М.: Наука, 1991. 224с.
6. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления. //ТВТ.1995. Т33. №3. С.346-350.
7. Курбанисмаилов В.С. Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х. Об устойчивости самостоятельного объемного разряда в гелии атмосферного давления. //Тезисы докл. УП Всерос. конф. студентов аспирантов и молодых ученых. С.-Петербург, 2001. С.364-365.
8. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Ашурбеков Н.А. Самостоятельный объемный разряд в гелии атмосферного давления. //Прикладная физика. 2003. №4. С.20-29.

ФОРМИРОВАНИЕ ИСКРОВОГО КАНАЛА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Курбанисмаилов М.В.,
Али Рафид Аббас Али

Даггосуниверситет, Vali_60@mail.ru

В условиях интенсивной предварительной ионизации в разрядном промежутке формируется объемный разряд, который по происшествии некоторого времени переходит в резко однородный по радиусу искровой канал [1-3].

Объемный разряд в своем развитии проходит следующие стадии: 1) однородное по объему диффузное свечение; 2) расслаивание разряда на отдельные диффузные каналы, яркость которых на начальных стадиях незначительно превышает яркость диффузного свечения; 3) образование катодного пятна и пробой катодного слоя.

Формирование искрового канала в различных газах имеет свои особенности. Попытки объяснения этих процессов в рамках единой модели не всегда продуктивны, и во многих случаях, несмотря на внешнее сходство, физические процессы, лежащие в основе этих явлений различны. Единственное, что их объединяет это взрывообразный характер протекания этих процессов.

В частности, в таунсендовских и объемных разрядах искровой канал инициируется процессами на катоде. В таунсендовских разрядах в аргоне, когда ионизационный фронт подходит к катоду интенсивность свечения столба резко возрастает (рис.1) и катодная часть замыкается узким ($d=0,2\text{мм}$) нитевидным свечением. Диаметр диффузного канала на этой стадии составляет 4 мм. Через 20-25 нс (в аргоне) после перекрытия промежутка ионизационным фронтом появляется яркое катодное пятно, и разряд принимает форму конуса с вершиной у катода (фото 4, рис.1а).

Яркость катодного пятна значительно выше яркости столба и катодная часть имеет ярко очерченные границы ($d=0,2-0,3\text{ мм}$) и диаметр столба свечения сужается (у анода 2-3 мм).

По времени образование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. Сопротивление промежутка в момент замыкания прикатодной области составляет 10^3 Ом . На начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму и скорость его расширения составляет $2,5 \cdot 10^6\text{ см/с}$.

Как уже было отмечено, однородный слаботочный разряд формирует ионизационный фронт, распространяющийся с анода. Причиной образования усиленной ионизации у анода является усиление поля положительным объемным зарядом. Усиление поля приводит к усилению ионизации и граница пространственного заряда, оставляя за собой столб плазмы, распространяется к катоду. В такой модели область усиленного поля имеет характерный размер $\sim \alpha^{-1}$.

Тогда можно предположить, что и размер катодного слоя такого же порядка, т.е.

$$l_k \sim \alpha^{-1} = \left[A \cdot p \cdot \exp(-B / \sqrt{U_k / l_k p}) \right]^{-1}. \quad (1)$$

Приняв $U_k=0,1 \cdot U_{\text{пр}}$, как это сделано в [4], оценим значение l_k и E_k . Из выражения (1) получим $l_k - 10^{-2}$ см, $E_k \sim 10^5$ В/см. Эти значения находятся в согласии с данными, приведенными в [5]. Поле в диффузном столбе будет равно $E_c \approx U_{\text{пр}}/d$. Электрическое поле $E_k \sim 10^5$ В/см при наличии микронеоднородностей и диэлектрических вскраплений достаточно для инициирования взрывной эмиссии и формирования катодного пятна [6-8].

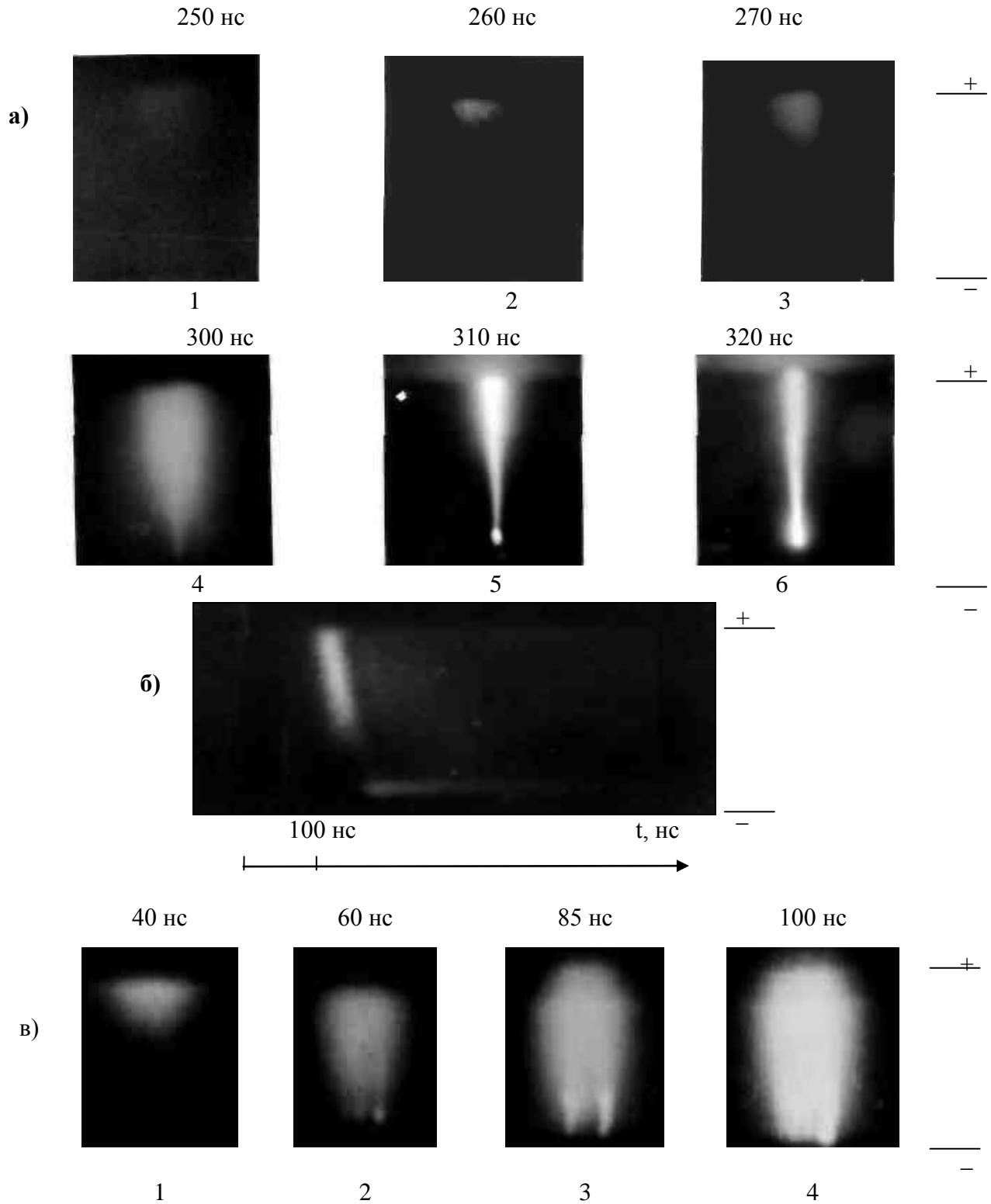


Рис.1. Фотографии свечения в промежутке:

- а) фотографии свечения в различные моменты времени ($(E/p=10,53 \text{ В/см}\cdot\text{Topp.})$);
- б) Фотография непрерывной щелевой развертки свечения ($(E/p=10,53 \text{ В/см}\cdot\text{Topp.})$);
- в) фотографии свечения при $E/p=21,05 \text{ В/см}\cdot\text{Topp.}$

Лавина электронов в переходном от авто - к взрывно-эмиссионному режиму получила название «эктон» [9]. Количество электронов в эктоне $\sim 10^{10}-10^{11}$ [9]. При таких условиях с микроэмиттера может распространяться электронная ударная волна со скоростью $\sim \sqrt{\frac{E}{m}}$, где E – энергия, m – масса электрона). Такая волна может сформировать в промежутке диффузный канал и анодные пятна.

Электроны, эмиттируемые катодом в переходном от автоэлектронного к взрывно-эмиссионному режиму, попадая в область высокого поля, могут перейти в режим непрерывного ускорения.

Критическое поле, при превышении которого электроны переходят в режим непрерывного ускорения, равно [2,10]

$$E_{kp} \approx 3,38 \cdot 10^3 Pz^* / I, \quad (2)$$

где z^* - число электронов в атоме, I – средняя энергия возбуждения, или средняя энергия неупругих потерь. Для аргона $z^*=18$, $I=100$ эВ и $E_{kp}/p=600 \text{ В/см}\cdot\text{Topp.}$

Такое значение вполне достижимо в прикатодной области разряда. Более того, чтобы электроны перешли в режим непрерывного ускорения необязательно выполнение условия $E >> E_{kp}$, и при меньших значениях поля часть электронов в результате упругих соударений приобретают соответствующую энергию направленного движения и могут перейти в режим непрерывного ускорения.

На катодном слое электроны могут набрать энергию $eU_k \sim 10^3$ эВ. Естественно, электроны имеющие энергию 10^2-10^3 эВ будут эффективно ионизировать газ. Такой пучок электронов может привести к развитию различных неустойчивостей плазмы диффузационного столба. Другой причиной появления электронов большой энергии может быть стохастическое ускорение электронов в плотной плазме катодного пятна после взрыва микроострия, эти предположения объясняют появление одновременно (или почти одновременно) с катодным пятном, привязанного к ней диффузного канала и анодных пятен [11-12].

Если имеет место при переходном режиме электронная ударная волна, то его скорость $\sim 10^8-10^9 \text{ см/с}$. При оценке энергия электронов принята равной 10 эВ [2].

Как уже было отмечено, в момент появления катодного пятна протекание тока становится неравномерным, т.е. на фоне объемного свечения наблюдаются диффузные каналы, яркость которых соизмерима с яркостью столба, но много меньше яркости катодного пятна. На втором этапе со стороны катода вдоль диффузного канала прорастает контрагированный искровой канал, яркость свечения которого соизмерима с яркостью свечения прикатодной плазмы.

С целью выяснения влияния начальных условий фотографировались разряды без временной развертки. Фотографии разряда показаны на рис.2: верхний ряд без

предварительной ионизации ($p = 1\text{ атм}$; $d = 3\text{ мм}$), перенапряжение соответственно: 1 – 0%; 2 – 50%; 3 – 100%; 4 – 150%. Нижний ряд с предварительной ионизацией.

Как видно из рис. 2 (фото 1), при малых перенапряжениях формируется однородный искровой канал, конечный диаметр которого у катода больше, чем у анода. Различаются яркие точки на аноде.

С увеличением перенапряжения картина разряда меняется. При $W=50\%$ диаметр разряда с предварительной ионизацией меньше и форма близка к форме усеченного конуса, в то время как при пробое без предварительной ионизации, разряд имеет форму цилиндра, резко неоднородного по сечению. Разряд состоит из отдельных каналов разной яркости, привязанных к катодным и анодным пятнам; отдельные каналы с изгибами (рис.2 а, фото 2).

Дальнейшее увеличение прикладываемого напряжения приводит к усилению неоднородности по сечению. Разница в яркости приэлектродных областей и канала увеличивается. При $W=100\%$ заметны отдельные диффузные каналы и в условиях интенсивной предварительной ионизации. Расположение катодных и анодных пятен при пробое неионизованного Ar носит случайный характер, особенно это заметно при больших перенапряжениях (рис.2 а, фото 4).

В условиях же пробоя ионизованного газа катодные пятна регулярно возникают в центре электродов, в области максимального поля.

Сопоставление картин пространственно-временного развития и электрических характеристик показало, что с формированием катодного пятна и началом прорастания искрового канала, ток разряда резко возрастает. Плотность тока в формирующемся канале спустя 30-40 нс после начала резкого роста тока достигает значения $\sim 10^6 \text{ А/см}^2$.

Если же формируются много катодных пятен (что имеет место при больших перенапряжениях), то параллельно инициируются несколько каналов, которые на ранних этапах развития сливаются и образуют широкий столб плазмы. В этом случае значение плотности тока будет гораздо меньше, чем в случае формирования одиночного канала. Скорость прорастания соответственно уменьшится.

Экспериментальные данные находятся в качественном согласии с этой моделью формирования искрового канала. Так, например, при $W=25\%$ образуется одиночный узкий канал $2r=0,1 \text{ мм}$, скорость его прорастания составляет $\sim 10^7 \text{ см/с}$, а при $W=100\%$ формируется широкий канал диаметром 0,4 мм, скорость прорастания которого на начальном этапе составляет $\sim 10^6 \text{ см/с}$. Более того при высоких перенапряжениях формирование однородного искрового канала может затормозиться на промежуточной стадии, так при скоростях $\sim 10^6 \text{ см/с}$ время перекрытия $\sim 10^{-6} \text{ с}$, а поле в промежутке за это время падает до дугового значения.

Плотность тока в формирующемся канале спустя 30-40 нс после начала резкого роста тока достигает значения $\sim 10^6 \text{ А/см}^2$. Причем скорость прорастания канала от катодного пятна зависит от плотности тока (см. рис. 3). С ростом плотности тока скорость прорастания увеличивается.

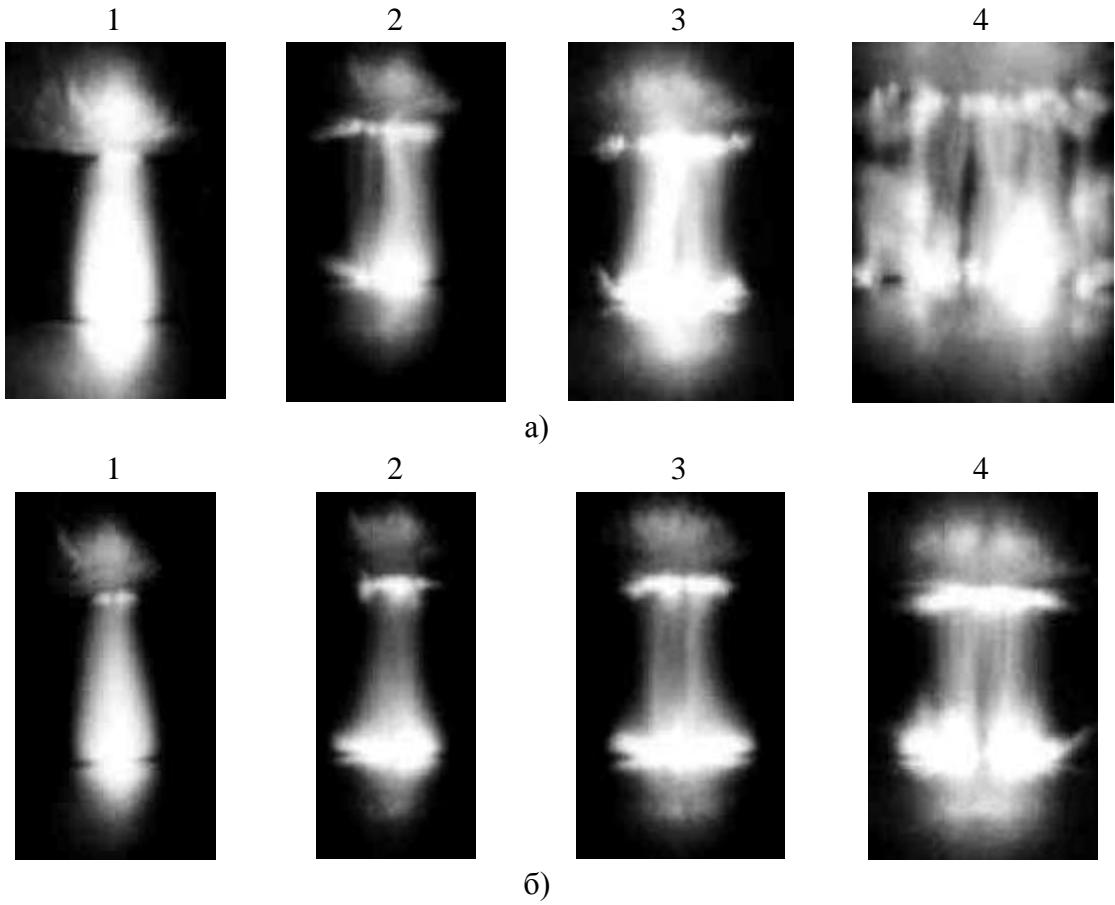


Рис. 2. Интегральные во времени фотографии разряда:

а) без предварительной ионизации; б) с предварительной ионизацией
($d=3$ мм, $p=3$ атм.).

Механизм прорастания можно представить следующим образом: усиление поля вблизи катодного пятна вызывает интенсивную ионизацию в столбе. Скорость прорастания будет определяться отношением S_{ct}/S_y (S_{ct} – сечение столба разряда, S_y – сечение острия канала). Это вытекает из закона сохранения полного тока $\sigma_{ct}E_{ct} \cdot S_{ct} \approx \sigma_y E_y S_y$.

Проводимость в области усиленного поля σ_y приблизительно будет равна проводимости столба разряда над каналом, тогда

$$E_y \approx \frac{S_{ct}}{S_y} \cdot E_{ct}. \quad (3)$$

Скорость ионизации в области усиленного поля зависит от значения E_y , от E_y зависит и скорость прорастания канала, или с учетом $j = \sigma_y E_y$, скорость определяется плотностью тока в канале.

Скорость прорастания канала в рассмотренной выше модели определяется выражением [2]

$$v_k = \varrho r_y \frac{e}{m \epsilon_i} \frac{k_{ee}^2}{k_{ea}^3} \left(\frac{E_{ct}}{n_a} \right)^2 \cdot n_a, \quad (4)$$

где ϱ – коэффициент, характеризующий долю энергии, расходуемой на ионизацию газа, ϵ_i – потенциал ионизации, k_{ee} и k_{ea} – константа электрон-электронных и электрон-

атомных взаимодействий, n_a – плотность нейтральных атомов, r_y – размер области усиленного поля, e – заряд электрона. В условиях эксперимента ($W=25\%$) $r_y \sim 10^{-2}$ см, $E_{ct} \sim 10^4$ В/см, $\kappa_{ea} \sim 10^7$ см⁻³/с, получим $v_k \sim 10^7$ см/с.

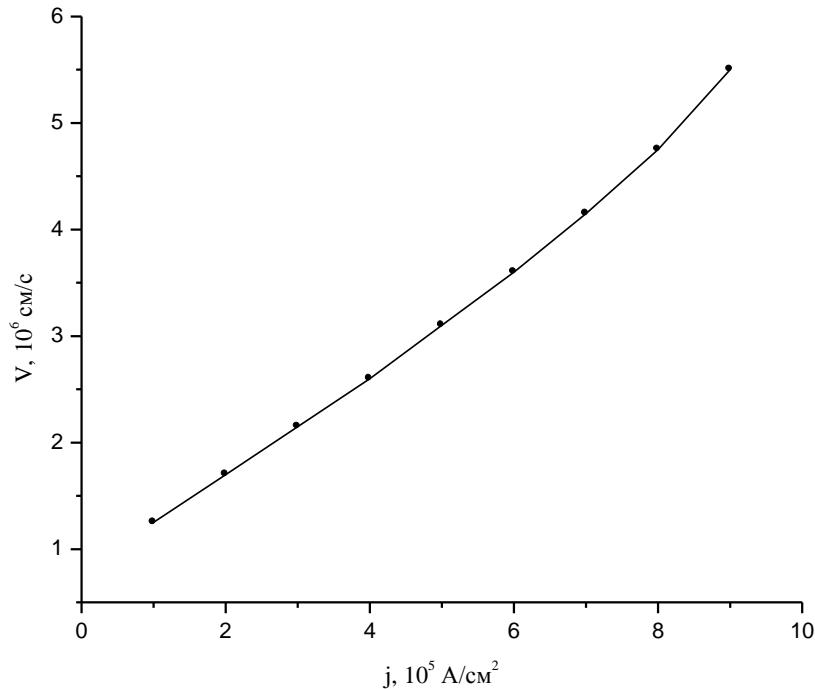


Рис. 3. Зависимость скорости прорастания искрового канала от плотности тока.

На основании вышеизложенного можно заключить, что формирование канала начинается с флюктуаций плотности в плазме: в объемном разряде – это катодное пятно; в стримерном разряде (в аргоне) – это область повышенной плотности в точке перехода лавины в стример [13]. Прорастание канала с этих областей объясняется искажением поля в промежутке. Для этого необходимо чтобы плотность заряженных частиц (проводимость) инициирующей области была значительно больше, чем в столбе разряда или стримера.

По времени появление областей высокой проводимости совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на промежутке, т.е. энерговклад в разряд резко увеличивается с началом формирования канала.

Наблюдаемые расхождения в скоростях прорастания объясняются различием в геометрии инициирующей области. Более того, создавая условия для возникновения множества катодных пятен в объемном разряде, удается затормозить процесс формирования искрового канала. Как показали исследования с помощью электрооптического затвора Керра и фотоэлектронного регистратора, чем меньше диаметр канала, тем большее скорость его прорастания.

С ростом перенапряжения формируются несколько катодных пятен; они, сливаясь, образуют широкий катодный факел (см. рис.4), с которого прорастал искровой канал. Скорость прорастания канала достигает при малых перенапряжениях

значение $\sim 10^7$ см/с. Радиус канала составляет 0,1 мм. На фотографиях 4-6 показан расширяющийся канал.

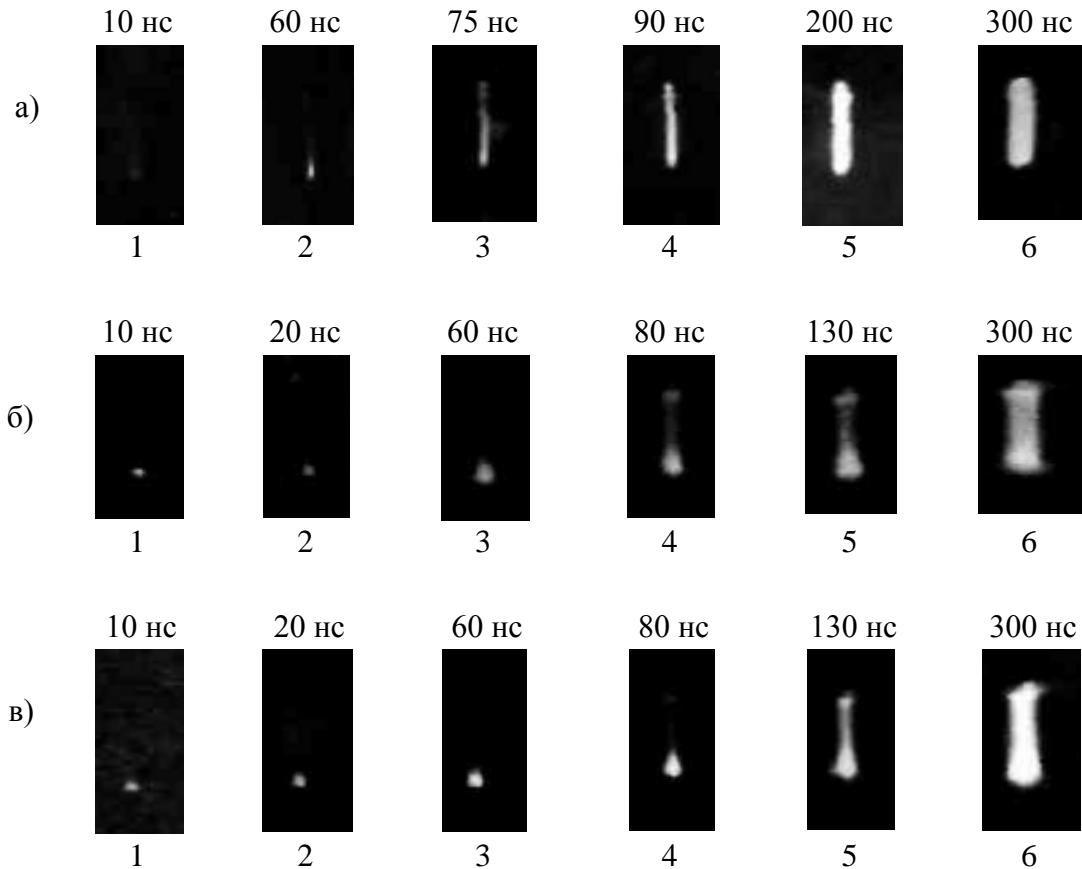


Рис.4. Фотографии тела свечения, снятые электрооптическим затвором. Время отсчитывается с начала резкого роста тока ($d=3$ мм, $p=3$ атм.): а) $W=25\%$, $H=0$; б) $W=100\%$, $H=0$; в) $W=100\%$, $H=140$ кЭ.

С увеличением перенапряжения (Рис.4) ($W=100\%$) картина формирования меняется. В начале роста тока также появляется яркая точка на катоде и привязанное к ней и расширяющееся к аноду диффузное свечение. Диаметр яркого свечения на катоде 0,2 мм. В некоторых случаях формируются несколько отдельных пятен. В дальнейшем, в отличие от случая малых перенапряжений, происходит не быстрое замыкание разрядного промежутка, а расширение катодного факела и диффузного канала со скоростью 10^5 см/с.

Яркое свечение с катода распространяется в сторону анода со скоростью 10^6 см/с (рис.4 б, фото 3-5). Аналогичное свечение прорастает и с анода вглубь промежутка, но с меньшей скоростью. По мере движения этих фронтов яркость канала в промежутке возрастает и формируется однородный канал диаметра 0,5-1 мм.

Таким образом, с увеличением перенапряжения скорость прорастания канала уменьшается (см. рис.5), а сформировавшийся канал имеет большой диаметр. Однако следует учитывать, что одновременно с этим автоматически уменьшается ток через одно пятно, при котором наступает «прорастание» канала. Следует отметить, что формирование плазменного канала из катодного пятна происходит при некоторых критических напряженности электрического поля и плотности тока на границе раздела между пятном и факелом. Экспериментальные результаты позволяют утверждать, что

плотность тока и напряженность электрического поля на вершине катодного пятна увеличиваются с ростом тока разряда существенно быстрее при большой плотности пя-тен.

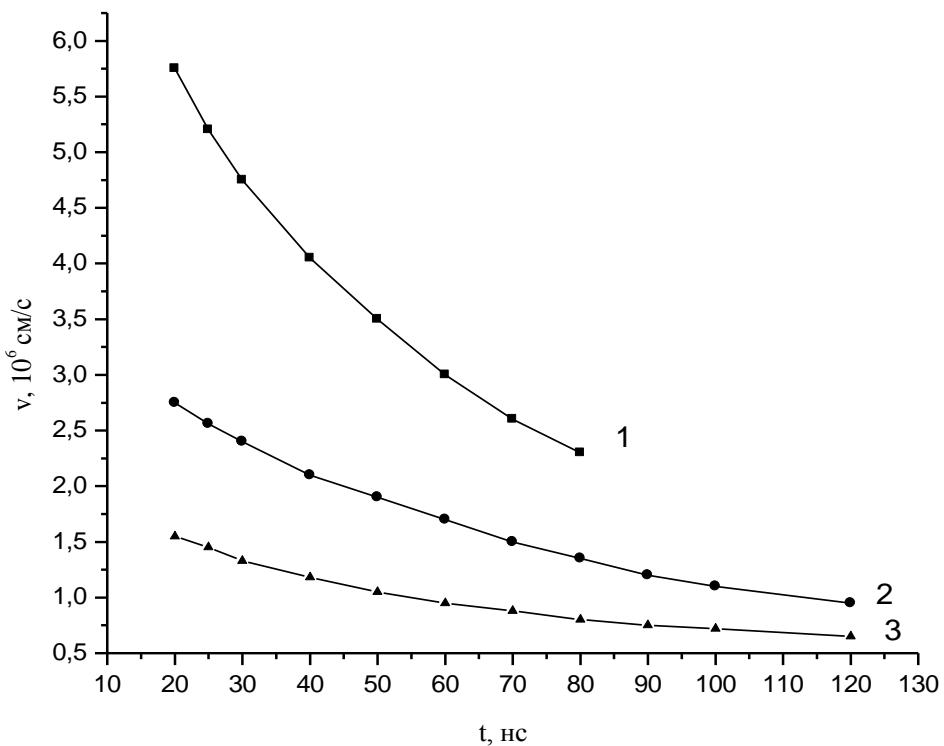


Рис. 5. Скорость прорастания искрового канала в аргоне ($d=3$ мм, $p=3$ атм.)
1) $W=20\%$; 2) $W=50\%$; 3) $W=100\%$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ «Юг России» 12-02-96505, и в рамках Госзадания № 2.3142.2011 МО и Н РФ на 2012-2014 г.

Литература:

- Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В. формирование ударных волн при взрывных процессах на катоде во внешнем магнитном поле. // Вестник ДГУ. 2012. В.6. С.5-16.
- Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982, 255с.
- Быков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., и д.р. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука, 1982. 239с.
- Köhrmann W. Die zeitliche Entwickelung der Townsend-Entladung his zum durchschlad. // Z. Naturforsch. 1964. B.19a. s.926-932.
- Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Аль - Шатрави Али Дж. Г., Гаджиев М.Х., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления. //Физика плазмы. 2011. Т.37, №12. С.1-8.
- Бакшт Р.Б., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Формирование искрового канала и катодного пятна в импульсом объемном разряде. //Физика плазмы. 1977. Т.3. Вып.3. С.

7. Baretto E., Iurenka H., Reynolds S.I. The formation of small sparks //J. Appl. Phys. 1977. Vol.48, N.11. P.4510-4520.
8. Королев Ю.Д., Кузьмин В.А., Месяц Г.А., Ротштейн В.П. Взрывные процессы на катоде и контрагирование сильноточного объемного разряда наносекундной длительности //ЖТФ. 1979. Т.49, Вып.2. С.410-414.
9. Месяц Г.А., Ротштейн В.П., Фурсей Г.М., Карцев Г.К. Определение скорости разлета плазмы, образованного электрическим взрывом микроострия под действием автоэлектронного тока большой плотности. //ЖТФ. 1970. Т.40, Вып.7. С.1551-1553.
10. Гуревич А.Б. К теории эффекта убегающих электронов // ЖТФ. 1960. Т.39, Вып.5. С.1296-1301.
11. Бабич Л.П. О стихийском ускорении электронов в наносекундных разрядах //ЖТФ. 1974. Т.44, Вып.9. С.1846-1851.
12. Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Аль - Шатрави Али Дж. Г., Гаджиев М.Х., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления. //Физика плазмы. 2011. Т.37, №12. С.1-8.
13. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Баирханова М.Г., Катаа А. Дж. Особенности формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне. // Прикладная физика. 2010. №5. С.56-64.

ЭНЕРГОВКЛАД ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ

Л.М. Василяк, А.В. Красnochub

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Зависимость энерговклада в разрядный промежуток при распространении высокоскоростной волны ионизации (ВВИ) от давления имеет вид плавной кривой с максимумом. Существованию давления, оптимального для вклада энергии в разрядный промежуток, можно дать следующее качественное объяснение. Электрон приобретает от поля энергию и затем в неупругих столкновениях передает ее газу, заполняющему разрядную трубку. Таким образом, для повышения энерговклада необходимо создать как можно больше электронов в разрядном промежутке. Количество электронов определяется частотой ионизации. Частота ионизации газа определяется произведением первого ионизационного коэффициента Таунсенда на дрейфовую скорость. Для нашего рассмотрения будем считать скорость дрейфа пропорциональной значению приведенного поля, т.е. обратно пропорционально давлению. При давлениях ниже давления соответствующего максимуму скорости, приведенное электрическое поле практически не зависит от давления. Первый ионизационный коэффициент Таунсенда - немонотонная функция от давления с максимумом. Следовательно, и частота ионизации и энерговклад должны иметь оптимум по давлению. Более того, давление, при котором достигается максимальный энерговклад, должно приблизительно совпадать с давлением, соответствующему максимуму ионизационного коэффициента.

Из полученных нами экспериментальных данных (до 25 кВ), следует, что предельные значения энерговклада слабо зависят от рода газа, заполняющего разрядную трубку, наблюдается лишь небольшое уменьшение с ростом электроотрицательности смеси.

Гораздо большее влияние оказывают полярность импульса и геометрия разрядной ячейки. Нами установлено, что максимальный энерговклад для ВВИ отрицательной полярности, при прочих равных условиях, больше, чем энерговклад для положительной полярности. Причем с ростом электроотрицательности эта разница увеличивается, она также увеличивается при увеличении количества атомов в молекулах исследуемого газа.

Обнаруженному эффекту разного вклада энергии для различных полярностей ВВИ можно дать простое физическое объяснение, а именно, для распространения волны ионизации любой полярности необходимо наработать определенную концентрацию свободных, «затравочных» электронов перед фронтом ВВИ. При распространении ВВИ положительной полярности наработка этих электронов происходит рентгеновским, ВУФ и УФ излучением, при отрицательной полярности ионизация перед фронтом волны производится, не только излучением, но и потоком убегающих электронов. Таким образом, для отрицательной полярности существует больше каналов наработки электронов и соответственно больше возможности вложить энергию в разрядный промежуток. Кроме этого, электроны, образованные во фронте ВВИ отрицательной полярности, двигаются в сторону распространения ВВИ, дальше

находятся в области действия высокого поля и тем поэтому, приобретают больше энергии, которую затем передают газу.

Электроны, образованные перед фронтом ВВИ, для того, чтобы попасть в область высокого поля, в котором происходит их лавинное размножение, должны пройти определенный путь в газе. Естественно, чем выше электроотрицательность газа, тем меньше вероятность рожденному электрону, достигнуть области высокого электрического поля. Поэтому максимум энерговклада сдвигается влево по шкале давлений при увеличении электроотрицательности газа, заполняющего разрядную трубку.

Для всех исследованных газов, кроме гелия, максимум энерговклада положительной волны достигается при более высоких давлениях, чем для волны с отрицательной полярностью. Нарушение этой закономерности для гелия объясняется расположением термов на энергетической шкале. Для положительной полярности ВВИ электроны меньше находятся под воздействием сильного ускоряющего поля, по сравнению с отрицательной полярностью ВВИ. А так как электрон получает энергию от электромагнитного поля в промежутках между столкновениями, следовательно, он наберет тем больше энергии, чем больше будет длина свободного пробега, или, другими словами, чем ниже будет давление газа. Для молекулярных газов с достаточно часто расположенными уровнями механизм фотоионизации существенно облегчается и, следовательно, максимум энерговклада положительной полярности сдвигается в более высокие давления по отношению к ВВИ отрицательной полярности.

Влиянием фотоионизации также объясняется сдвиг оптимального энерговклада для ВВИ положительной полярности в область более высоких давлений при уменьшении диаметра разрядной трубки. Увеличение давления, способствует увеличению оптической плотности среды и как следствие, облегчению ионизации газа перед фронтом волны ионизации. При уменьшении диаметра трубы происходит резкое уменьшение энерговклада для положительной полярности ВВИ, т.к. из-за уменьшения диаметра уменьшается телесный угол, в котором излучение ионизует газ или, другими словами, увеличивается выход излучения из разрядной трубы, уменьшается количество образованных фотоионизацией электронов.

Направление движения электрона также влияет на энерговклад. При отрицательной полярности электрон выталкивается вперед в сторону распространения ВВИ. Двигаясь в этом направлении электрон теряет энергию, последовательно ионизуя, затем возбуждая газ. ВВИ положительной полярности втягивает электроны в себя и, после набора энергии во фронте ВВИ, электроны попадают в область сравнительно слабого электрического поля за фронтом волны. Хотя по сравнению с полем во фронте волны это поле мало, оно тем не менее достаточно велико, чтобы не давать остыть электронам, поступающим из фронта ВВИ, тем самым дополнительно увеличивая энерговклад.

Благодаря полученным нами данным можно дать объяснение, почему не наблюдается генерации импульсных N_2 лазеров для импульсов положительной полярности, и почему они обычно работают при отрицательной полярности. Для создания высокой инверсии требуется повышать плотность тока, что требует уменьшения диаметра разрядной трубы, а как показано в настоящей работе, это

приводит к резкому снижению энерговклада и как следствие - отсутствию генерации излучения.

Исследуя энерговклад переотраженного от ГИН импульса, было установлено, что доля вклада энергии при оптимальном давлении, существенно превышает долю вклада энергии за первый импульс. Это указывает на влияние остаточной ионизации газоразрядного промежутка. Такой вывод подтверждает уменьшение эффективности вложения энергии второго импульса с ростом давления, так как с ростом давления уменьшается остаточная ионизация газового промежутка. При низких давлениях, ниже давления оптимума, энерговклад для ВВИ отрицательной полярности в гелии и СО определялся вторым импульсом. По-видимому, это объясняется сравнительно высоким потенциалом ионизации указанных частиц. Так для легко ионизуемых молекул брома и хлорметана практически вся (80%) энергия падающего импульса вкладывается при первом проходе ВВИ по разрядной трубки. Таким образом, для дальнейшего увеличения энерговклада при пробое в виде ВВИ рекомендуется использовать сдвоенные импульсы напряжения. Причем первый импульс не обязательно должен пробить разрядную трубку, он должен лишь создать определенную предионизацию разрядного промежутка. Основная энергия должна падать на разрядную трубку во втором импульсе.

В результате проведенной нами работы по оптимизации энерговклада мы достигли следующих предельных характеристик: доля вложенной энергии $96 \pm 3\%$, удельный энерговклад в импульсе $2 \text{ мДж}/\text{см}^3$. Причем предельные характеристики для одиночного импульса достигаются для трубок с большим диаметром. Для усредненных значений, вложенной в разряд энергии, предельные характеристики достигаются для трубок малого диаметра, так средняя удельная мощность составила $2 \text{ Вт}/\text{см}^3$ для трубок диаметром 19 мм и $4 \text{ Вт}/\text{см}^3$ для трубок диаметром 10 мм. Величина предельной средней мощности, которую можно без контракций вложить в разрядный промежуток, является чрезвычайно важным для создания плазменных источников света и плазменных лазеров. Достигнутая величина почти на порядок превышает значение средней мощности, получаемой в настоящие времена в трубках при стационарном разряде.

ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ С КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ

Л.М. Василяк, В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, В.Я. Печеркин, Р.А. Сыроватка

*Объединенный институт высоких температур РАН
romansa_89@mail.ru*

Ранее нами было показано, что электродинамические ловушки способны осуществлять захват и удержание заряженных пылевых частиц в воздушном потоке [1]. При больших зарядах пылевых частиц электродинамические ловушки позволяют сформировать упорядоченные структуры сильно взаимодействующих пылевых частиц, заряд которых и удерживающая их ловушка созданы независимо [2]. Возможность зарядки частиц, движущихся в воздушном потоке, существенно бы расширила возможности применения электродинамических ловушек в прикладных целях, например в качестве фильтрующих элементов.

Целью данной работы является создание устройства, обеспечивающего зарядку пылевых частиц, движущихся в воздушном потоке, достаточную для удерживания их в электродинамической ловушке.

Наиболее удобно для этой цели использовать коронный разряд. Заряд пылевых частиц в этом случае существенно зависит от размера частиц, напряженности электрического поля и произведения концентрации ионов на время нахождения пылевой частицы в области зарядки.

Кроме того, при практической реализации величина напряженности электрического поля по всему сечению воздушного потока должна быть однородна для обеспечения одинаковых зарядов частиц. Вычисления распределения величины напряженности электрического поля в коронном разряде для одиночного цилиндрического электрода и для решетки из четырех цилиндрических электродов приведены на Рис.1.

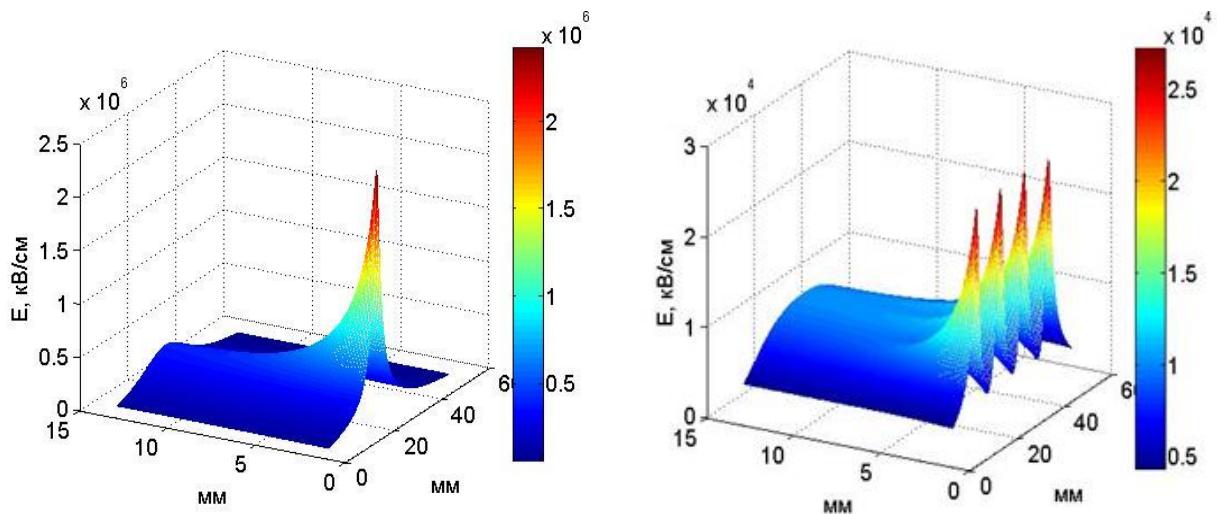


Рис. 1. Распределение величины напряженности электрического поля в случае одного и четырех коронирующих электродов диаметром $d = 70$ мкм. Напряжение между электродами $U = 16$ кВ.

Было решено использовать решетку из коронирующих электродов по причине большей однородности электрического поля. Коронирующий и заземленный электроды представляют собой решетки, ориентированные перпендикулярно потоку. Коронирующий электрод изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром $d = 70$ мкм, заземленный – из медных пластин сечением 2×5 мм. Расстояние между плоскостями электродов 13 мм. На рисунке 2 представлена фотография коронного разряда.

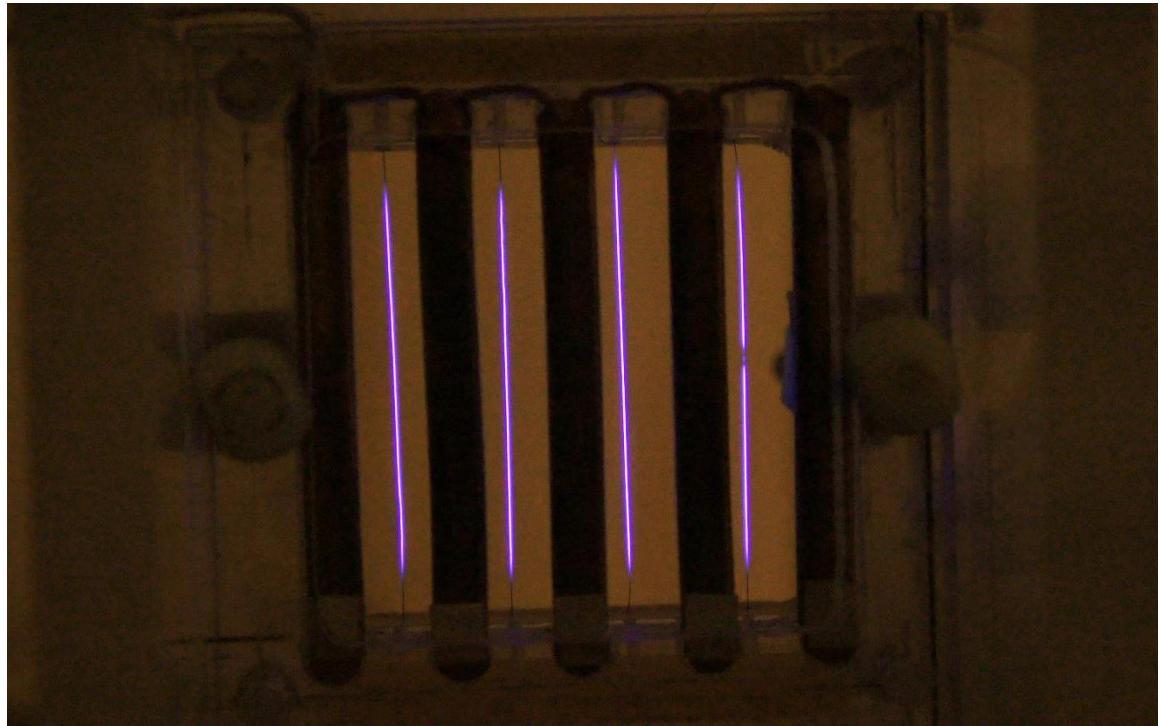


Рис. 2. Фотография устройства зарядки частиц с коронным разрядом.
Напряжение между электродами $U=16$ кВ.

Были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленного устройства. Усреднённая ВАХ приведена на рисунке 3.

Для изготовленного устройства зарядки пылевых частиц размером $10 - 20$ мкм была оценена величина заряда, которая составила $10^4 - 10^5$ элементарных зарядов при скорости воздушного потока от 10 до 100 см/с.

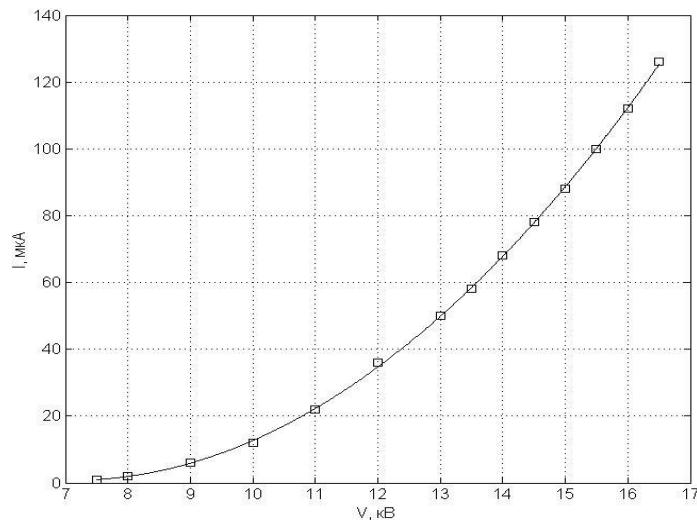


Рис. 3. Усредненная ВАХ устройства зарядки пылевых частиц.

Литература:

1. Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V. I., Pecherkin V.Ya. Dust Particles Behavior in an Electrodynamic Trap // Contrib. Plasma Phys. 2013. V.53. N.4–5. P.450–456.
2. Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Lapitsky D.S., Molotkov V.I., Pecherkin V.Ya., Filinov V.S. and Fortov V.E. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // New Journal of Physics. 2013. V.15. P.43–47.

**ИССЛЕДОВАНИЕ КАРТИН СВЕЧЕНИЯ ОДНОРОДНОГО
ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТКЕ С СОСТАВНЫМ
ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ НА ДВИЖУЩЕМСЯ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРЕ**

О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, Е.И. Еремин

*Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева
(Национальный исследовательский университет)
443086, Самара, Московское шоссе 34 fgrt@yandex.ru*

Однородный поверхностный разряд (ОПР) типа тлеющего получен в электромеханическом устройстве [1] с униполярным источником отрицательного напряжения между протяженными коронирующим и заземленным электродами, установленными с соответствующими зазорами h_k и h_3 относительно диэлектрического барьера на образующей подвижного электрода-ротора (ПЭ). При этом величина зазора h_k выбиралась на уровне ≈ 5 мм, а зазор h_3 составлял $\leq 0.1 h_k$.

Введение ПЭ, связывающего коронирующий и заземленный электроды, способствовало усилению ионизационных процессов и получению новых форм барьерно-стабилизованных газовых разрядов в барьерной короне постоянного тока (БКПТ) [2]. Такие качества БКПТ, как стабильность возбуждения поверхностно распределенных структур низкотемпературной плазмы в воздухе атмосферного давления, возможность широкого масштабирования параметров электродной системы позволяют говорить о перспективности применения ОПР в бескамерных технологиях газоразрядной обработки материалов и сред, а также в электрофизических устройствах типа плазменных электродов, радиоотражающих зеркал, функциональных элементов в плазменной аэродинамике [3].

Развитие численной модели ОПР [4] требует дальнейшего исследования механизмов повышения устойчивости низкотемпературной плазмы поверхностного разряда, возбуждаемого на тонких высокоомных диэлектрических пленках ($d \leq 200$ мкм) при умеренных перенапряжениях ($\beta \geq 2$). В работе ставится задача визуализации усредненных во времени картин свечения плазменных структур БКПТ при физически обоснованном изменении состава и конфигурации применяющихся электродов.

Исследование картин свечение разрядов в электродных системах БКПТ показывает, что коронных разряд в зазоре с ПЭ по мере повышения напряжения U проходит через фазу однородного объемного разряда (типа тлеющего, рис.1а), который при $\beta \geq 2.5$ имеет неоднородную структуру, реализуясь в виде протяженных стримерных каналов, распространяющихся против \bar{V} движения ПЭ с возможностью перехода при $\beta \geq 3$ в искровую фазу (рис.1 б).

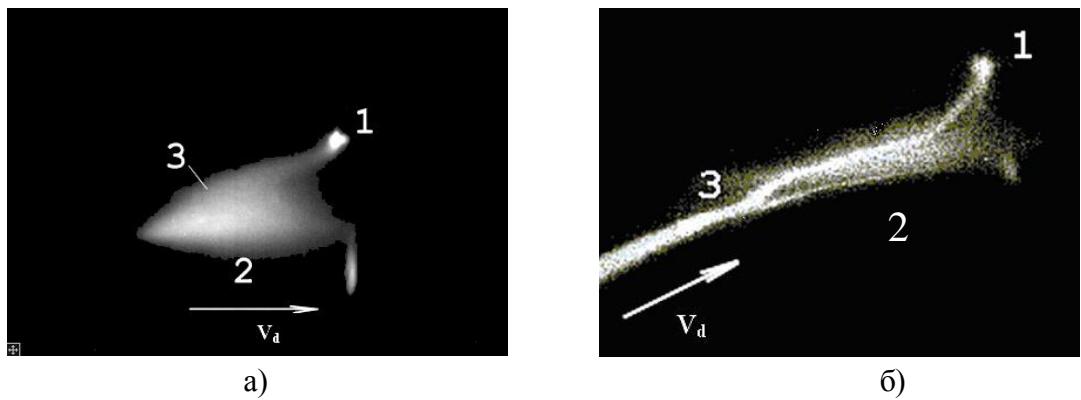


Рис. 1. Усредненная во времени картина свечения разрядов (при виде с торца ротора) в промежутке между коронирующим и подвижным электродами при $\beta \approx 1.5$, однородная фаза а) и при $\beta \geq 3$, искровая фаза б): 1—коротрон; 2—подвижный электрод; 3—область свечения выше рабочего зазора коротрона

Однако, как видно из рис. 2, неоднородности в структуре разряда перед коротроном не отражаются на распределении поля свечения ОПР в промежутке электродов 1,2. На рис.2 следует отметить проявление характерного для БКПТ с отрицательным коротроном такого физического эффекта, как увеличение проводимости газа в приповерхностном слое ПЭ. Данный эффект проявляется при введении двух заземленных электродов 2,3. При этом электрод 2 по протяженности соответствует длине коронирующего электрода 1, а расположенный далее основной заземленный электрод 3 имеет протяженность в 2 раза превышающую длину электрода 1 или 2. Формирование на краях электрода 3 однородных структур поверхностного разряда говорит о наличии поперечного перераспределения поверхностных зарядов на ПЭ.

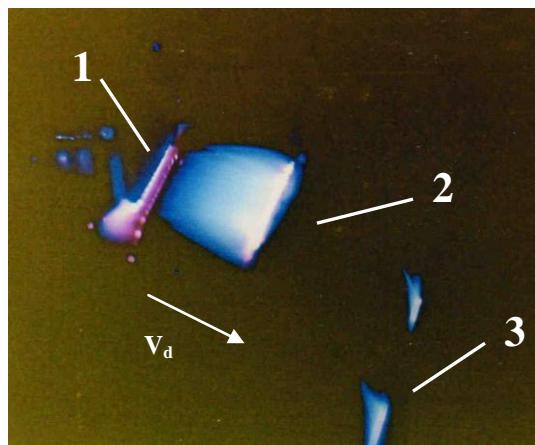


Рис.2. Характерный вид картины свечения в воздухе атмосферного давления распределенных на поверхности ПЭ плазменных структур БКПТ под коронирующим 1, а также перед дополнительным 2 и основным 3 заземленными электродами (при $\beta \approx 2$, $d=240$ мкм и $V \approx 15$ м|с).

Данный эффект связан, по-видимому, с перекрытием ионизационных областей стримерных каналов выше коронирующего электрода, в том числе за счет фотоионизации газа. Высокая степень однородности ОПР появляется и в зоне заземленных электродов 2,3. Основной механизм такого явления может быть связан с повышением уровня ионизации газа в поле поверхностных зарядов на ПЭ, обусловленный, например, отлпанием электронов от отрицательных ионов в электрическом поле, индуцированным переносимыми зарядами.

Для подтверждения высказанных предположений была разработана электродная система с коротроном 1, содержащим насадок 2 с профилированной рабочей кромкой

(рис.3 а). Характерной особенностью зоны свечения разряда в зазоре насадок 2-ПЭ является наличие темновой области А (рис.3 б).

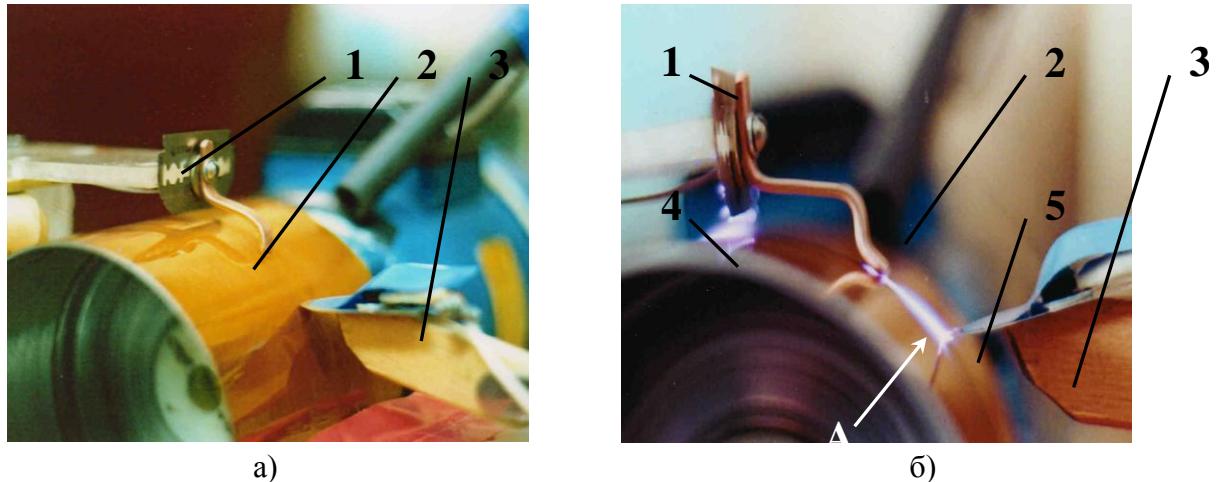


Рис 3. Общий вид разработанной электродной системы в исходном состоянии а) и в рабочих условиях б) формирования картины свечения плазменных структур БКПТ при $U = -13$ кВ, ширине промежутка 30 мм, $V_d = 16,5$ м/с и $d = 200$ мкм: 1,2 – составной высоковольтный электрод (1-лазийный коротрон, 2-профильный насадок); 3-дополнительный заземленный электрод; 4-многострикерный разряд; 5- однородный поверхностный разряд

Зона свечения выше стрелки А связана с возбуждением разряда, обеспечивающим дозарядку поверхности диэлектрика, что объективно доказывает наличие эффекта значительного снижения поверхностной плотности зарядов на диэлектрической подложке в промежутке между коротроном и профилированной рабочей кромкой насадка. Выявленный эффект дозарядки поверхности диэлектрика позволяет объяснить повышение устойчивости возбуждения и интенсивности свечения полосы ОПР, формируемой между профилированным насадком 2 и дополнительным заземленным электродом 3 (рис.4).

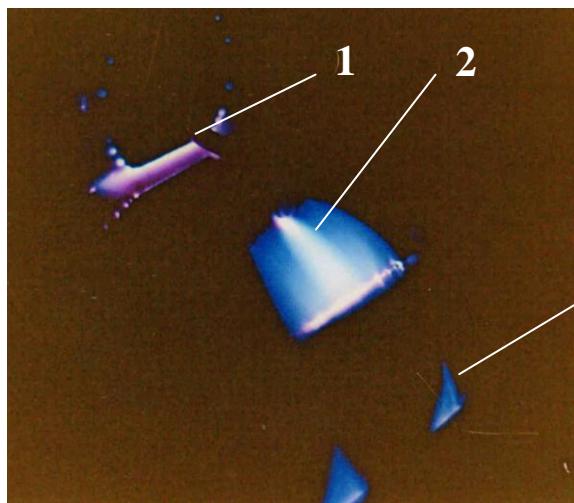


Рис.4 Характерный планарный вид картины свечения ОПР, возбуждаемого между профилированным насадком и дополнительным заземленным электродом при режимах разряда указанных на рис.3 б): 1,2 – составной высоковольтный электрод (1-лазийный коротрон, 2-профильный насадок); 3,4- дополнительный и основной заземленные электроды

В результате проведенной работы предложена специализированная электродная система, обеспечивающая повышение однородности ионизационных процессов и

стабильности возбуждения ОПР на ПЭ в воздухе атмосферного давления. Введение насадка позволяет получать однородное поле свечения завершенного поверхностного разряда при меньшем напряжении на коротроне и умеренных скоростях V перемещения ПЭ. Насадок обеспечивает сохранение рабочей кромки коротрона от искрового пробоя. При этом достигается увеличение линейной плотности тока в ОПР более 1 мА/см.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-00992-а.

Литература:

1. Журавлев О.А. Федосов А.И. Некоторые особенности разряда в газовом промежутке с диэлектриком на подвижном электроде / Тез. докл. VI конференции по физике газового разряда.- Казань: КАИ, 1992.
2. Барьерная корона постоянного тока: процессы формирования и примеры применения / О.А.Журавлев, А.В. Ивченко, И.А.Бакулин и др. Под редакцией В.П. Шорина. – Самара: Самар. гос. аэрокосм. ун-т, 2010 -184с.
3. Ивченко А.В., Журавлев О.А., Шахов В.Г. Газоразрядная генерация пристеночных течений //Вестник СГАУ, 2012., №4, Ч.1. – С.24-31.
4. Журавлев О.А., Ивченко А.В., Еремин Е.И. К численной модели однородного поверхностного разряда на движущемся диэлектрическом барьере // Материалы VII Всероссийской конференции ФЭ-2012.-Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2012-С.87-90.

СКОРОСТЬ СУБЛИМАЦИИ ГРАФИТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Сон Э.Е., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Кавыршин Д.И.,
Саргсян М.А., Юсупов Д.И.

ОИВТ РАН, г. Москва

Исследования сублимации тепловой защиты в химически активной среде с сильно немонотонными свойствами переноса являются весьма актуальными. Особый интерес может представлять исследование теплообмена между плазмой и твердым телом при наличии экстремумов в зависимостях свойств переноса от реализуемых температур как плазмы (острые «диссоциативные» пики теплоемкости и коэффициента теплопроводности плазмы воздуха при температуре около 7000 К), так и мишени (рост теплоемкости твердого тела вблизи температуры фазового перехода).

В связи с этим целью данной работы было:

1. Создание экспериментальной установки по исследованию термического воздействия высокоентальпийной плазменной струи на жаростойкие материалы (анизотропный и изотропный графит) с целью установления скорости сублимации при экстремальных и контролируемых тепловых нагрузках.
2. Развитие методов надежного определения параметров плазмы в набегающей на образец струе (температура электронов, тяжелых частиц, ионизационный состав, скорость движения).
3. Высокоскоростная видеорегистрация и микропирометрия системы «набегающий поток-исследуемый образец», обеспечивающие изучение динамики их нагрева и деструкции, с целью установления закономерностей тепло- и массообмена, а также основных теплофизических свойств (теплоемкости, энталпии, теплопроводности, излучательной способности) жаростойких изотропных и анизотропных материалов в условиях их интенсивной сублимации.

Для решения поставленных задач проведена модернизация имеющейся экспериментальной установки в соответствии с принципиальной схемой, приведенной на рис.1, где исследуемый образец находился в водоохлаждаемой вакуумной камере, позволяющей производить высокоскоростную фото- и видеорегистрацию процессов, протекающих на поверхности образца, а также спектральное исследование данной плазмы. В работе применялся плазмотрон с вихревой стабилизацией и расширяющимся каналом[1], обеспечивающий высокие расходные характеристики, эффективный нагрев рабочей среды и малые тепловые потери в водоохлаждаемую поверхность анода. Плазмотрон постоянного тока с острийным катодом и расширяющимся анодным каналом обеспечивает формирование на выходе плазмотрона в атмосферу слаборасходящейся($2\alpha=12^0$) азотной или воздушной плазменной струи диаметром $D=10\div12$ мм с энталпией $20\div50$ кДж/г (при полной электрической мощности дугового разряда $20\div50$ кВт, расходе плазмообразующего газа $1,0\div2,0$ г/с и среднемассовой температуре плазмы на выходе $8000\div11000$ К).

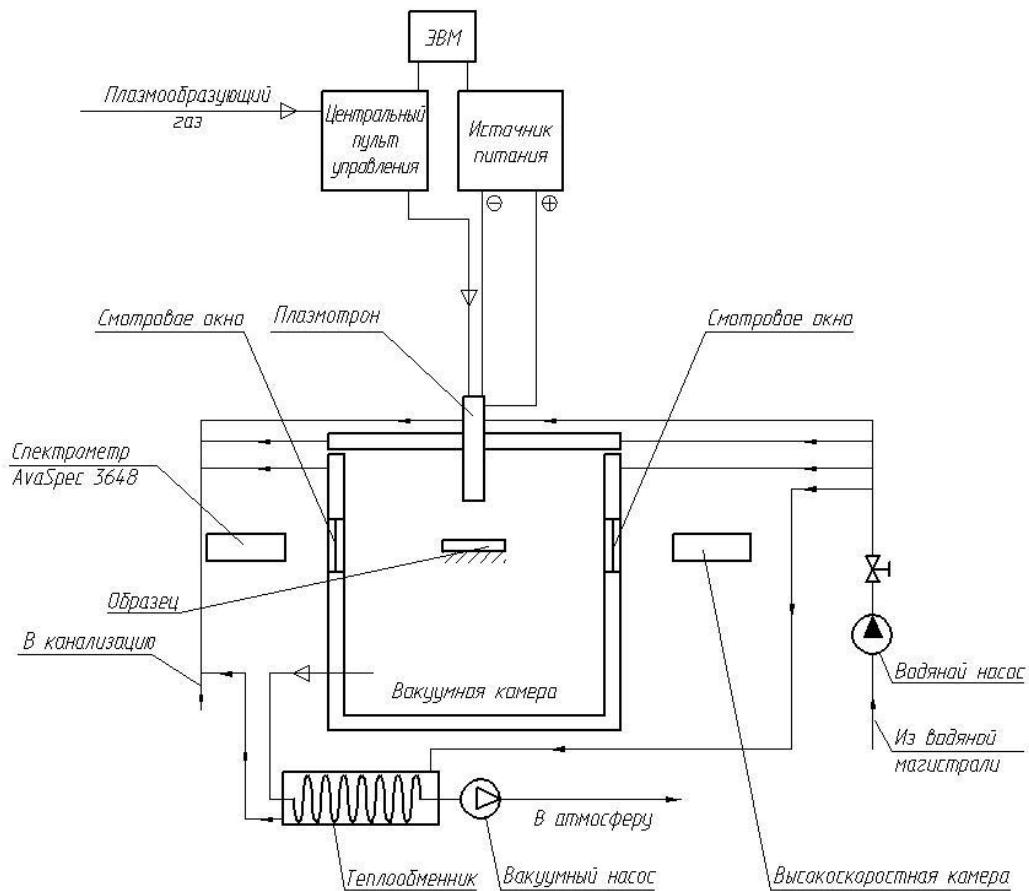


Рис.1 Схема экспериментальной установки

Исследование временной эволюции поля температур на поверхности образца и динамики его нагрева и возгонки проводилось с помощью высокоскоростной камеры с трехцветной матрицей «Микрон» 1248x1008 пикселей, частотой кадров 1÷10 кГц и минимальной экспозицией 1 мкс. Для использования цветной камеры в качестве быстродействующего пиromетра [2] перед объективом помещался интерференционный фильтр $\lambda_0=675$ нм, $\delta\lambda_{1/2}=12$ нм.

Спектральные измерения выполнялись с помощью одноканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec 3648, с диапазоном 220÷1100 нм и спектральным разрешением около 1 нм.

В качестве исследуемого материала был выбран графит двух модификаций: изотропный спеченный графит плотностью $\rho_{из}\sim 1,7$ г/см³ и анизотропный графит повышенной плотности $\rho_{ан}\sim 2,2$ г/см³. Характерными размерами образцов были

параллелепипеды со сторонами 12÷25 мм и толщиной 3,5 и 7 мм, показанные на фото рис.2 – до начала и после испытаний (см. рис.2).

С помощью калориметра выполнены калибровочные измерения тепловой мощности $W_Q = C_p q_{H_2O} (t_{вых} - t_{вх})$, сообщаемой плазменным потоком поверхности $S_{кал} = \pi d_0^2 / 4$ при варьируемых мощности дуги, расхода газа и расстояния h .

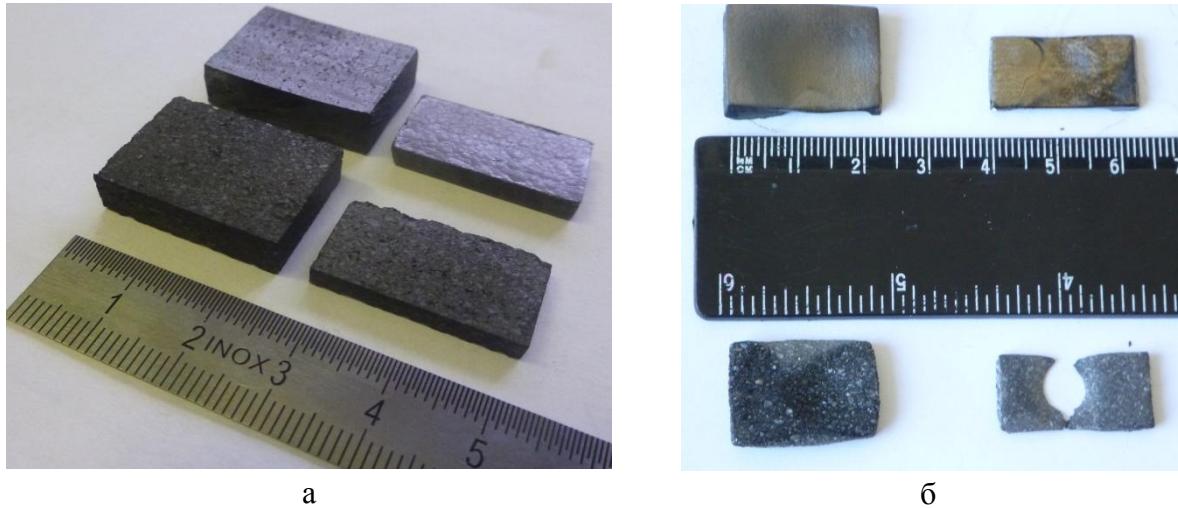


Рис.2 Фото образцов до начала (а) и после (б) испытаний

При изменении мощности плазмотрона от 20 до 50 кВт и расстояния h от 10 до 30 мм плазменная струя при нормальном ее падении на калориметр обеспечивала удельные тепловые потоки от 0,1 до 10 кВт/см². Результаты калориметрических измерений потоков тепла дают оценку сверху для потоков q [кВт/см²] на графитовый образец: ведь он, в отличие от калориметра, в процессе испытаний непрерывно нагревается, величина поглощаемой удельной мощности $q^{noz} = \alpha \Delta T$, где α [Вт/см²К] – коэффициент теплоотдачи от плазменного потока к поверхности образца, $\Delta T = T_{пл} - T_{нов}$ – разность среднемассовой температуры плазмы $T_{пл}$ и температуры поверхности образца $T_{нов}$. Оценку q^{noz} можно выполнить в условиях «насыщения», когда вся поглощаемая образцом энергия компенсируется его лучистыми потерями, а контролируемая пирометрически температура образцов $T_{обр}^*$ при непрерывном воздействии на него стационарной плазменной струи практически не меняется:

$$\frac{W^{noz}}{S_{noz}} = q^{noz} = \frac{\bar{\varepsilon} \sigma (T_{обр}^*)^4}{S_{изл}} \quad (1)$$

Здесь W^{noz} – поглощаемая образцом мощность, определяемая теплосодержанием набегающего плазменного потока, S_{noz} – поверхность теплоотдачи от плазмы к образцу (обращенная к потоку площадь образца), $\bar{\varepsilon}$ – излучательная способность (степень черноты) образца, $S_{изл}$ – нагретая поверхность образца, теряющая энергию радиационно.

Соотношение (1) позволяет оценить максимально достижимый нагрев образца при располагаемом потоке тепла:

$$T_{max}^{oob} \approx \sqrt{\frac{W^{noz}(Bm)}{5,7S_{uzl}(cm^2)}} [\kappa K] \quad (2)$$

Взвешивание образцов m_0 и m_k по окончании испытаний и учет времени теплового воздействия на образец, извлекаемого из видеограмм нагрева образцов, позволяют оценить скорость сублимации материала образца:

$$\bar{m} = \frac{m_0 - m_k}{S_{uzl}\Delta t_{нагр}} \quad (3)$$

Для изотропного графита эта величина составила $2\div4$ мг/см 2 сек, для анизотропного графита – в $2\div3$ раза меньше.

Температура поверхности образца может быть измерена спектроскопически путем нахождения длин волн, отвечающих максимуму спектральной излучательной способности образца (см. спектры излучения на рис.3) и использования закона смещения Вина: $\lambda_{max} T_{oob} = 0,282 [cmK]$.

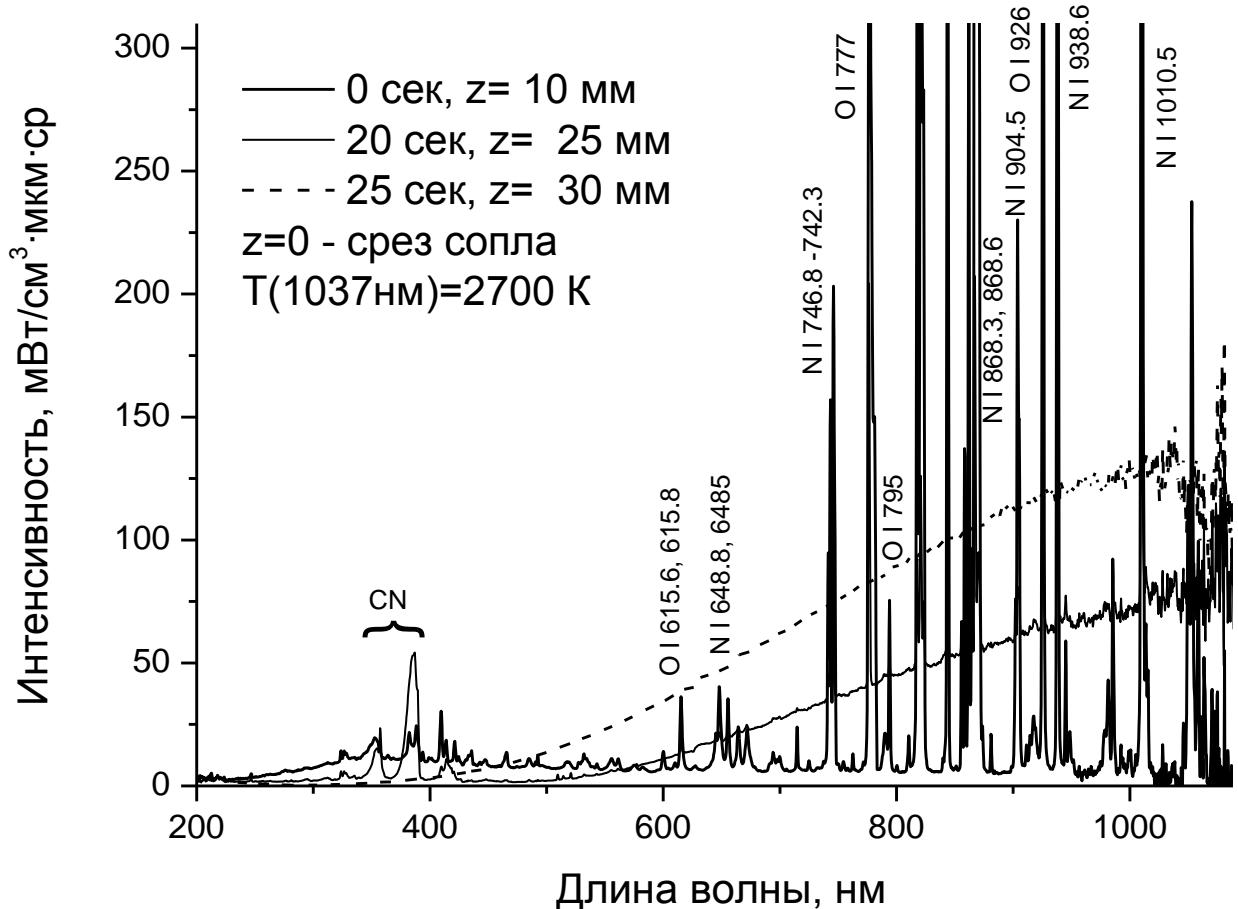


Рис.3 Спектр излучения вблизи образца и его поверхности

Сравнение вида зависимости спектральной интенсивности излучения поверхности образца от длины волны в широком диапазоне $\Delta\lambda=400\div1000$ нм с планковской излучательной способностью $B_\lambda^0(T_{oob}) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}$ (с точностью до 1% в нашей области изменения λ и T справедлив закон Вина $\frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)$) позволяет

получить представление о величине и изменении с частотой излучательной способности поверхности образца.

Характерные значения температуры боковой нагретой поверхности образцов составили величину 2700÷2900 К.

Спектры излучения плазмы и поверхности образца регистрировались в определенные моменты времени (при параллельно проводимой видеосъемке) в выбранных точках зоны взаимодействия. Спектры плазмы воздуха (рис.3) в слабовозмущенной области струи ($z=0\div10$ мм) содержат в красном и инфракрасном диапазоне длин волн 700÷1050 нм линии атомарного азота NI и кислорода OI, соответствующие в основном переходам между низколежащими возбужденными состояниями атомов. В коротковолновой части спектра наблюдаются молекулярные полосы 1^- системы иона N_2^+ , резонансный дублет меди (материал анода) CuI324,7; 327,4 нм. Также наблюдаются и другие линии CuI, энергия возбуждения верхних уровней которых охватывает широкий диапазон энергий $\Delta E \geq 3$ эВ. В ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной частях спектра наблюдается непрерывное излучение (континуум). Вблизи поверхности образца появляются фиолетовые полосы радикала CN(переход $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$, полосы 0-0 и 0-1), почти совпадающие по местоположению с полосами 1^- системы иона N_2^+ , и по-прежнему интенсивные линии NI и OI (см. рис.3). Спектр излучения, испускаемый боковой поверхностью образцов, напоминает спектр излучения эталонной лампы с лентой W.

Дальнейшие исследования сублимации термостойких теплозащитных материалов под воздействием высокотемпературной плазменной струи предполагают решение таких междисциплинарных задач, как физика фазовых превращений, тепло- и массообмен при экстремальных воздействиях потоков энергии и массы на твердое вещество, плазмохимия в набегающем потоке плазмы с продуктами ее физического и химического взаимодействия с мишенью.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-08-00560 а

Литература:

1. Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф.//ТВТ,2010, т.48, № 1, С. 105-134.
2. Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф.//ТВТ, 2008, т.46, №6, С. 1-6.

ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОМ ГАЗЕ ХЛОРМЕТАНЕ

А.В. Красnochуб

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Взаимное расположение максимальной скорости, максимума энерговклада и излучения может зависеть от электроотрицательности газа. Поэтому для исследования этого вопроса, мы выбрали один из наиболее электроотрицательных газов – пары хлорметана (CCl_4). Кроме этого скорость налипания электронов максимальна для хлорметана.

В настоящей работе представлены результаты исследования тлеющего разряда и волны ионизации при импульсном пробое в разрядной трубке с хлорметаном.

Разрядная трубка располагалась по оси металлической кюветы. Кювета квадратного сечения в плоскости перпендикулярной оси разрядной трубки. Для уменьшения волнового сопротивления ячейки, для замедления волны и для охлаждения разрядной трубки кювета была заполнена дистиллированной водой. Исследования проведены на кварцевых трубках с толщиной стенки 1 мм и внешним диаметром 21 мм, внутренний диаметр разрядной трубки составил 19 мм. Расстояние между электродами для разных трубок находилось в диапазоне 80÷100 см. В предположении металлической проводимости плазмы заполняющей разрядную трубку волновое сопротивление разрядной ячейки для трубок с внешним диаметром 21 мм равно 18 Ом. В боковых стенках кюветы были сделаны три пары кварцевых окон для отбора излучения и исследовании оптических характеристик при продвижении ВВИ вдоль разрядной трубки. В верхнюю крышку металлической кюветы были вмонтированы емкостные делители. Они располагались над каждой парой кварцевых окон.

На разрядную ячейку с генератора с помощью кабельной линии подавались высоковольтные импульсы напряжения следующих параметров: амплитуда 10÷25 кВ; время нарастания 10 ± 2 нс; длительность на полувысоте 77 ± 5 нс.

Тлеющий разряд удалось зажечь при давлениях 0.5÷2 торр. ВАХ тлеющего разряда представлена на рис.1.

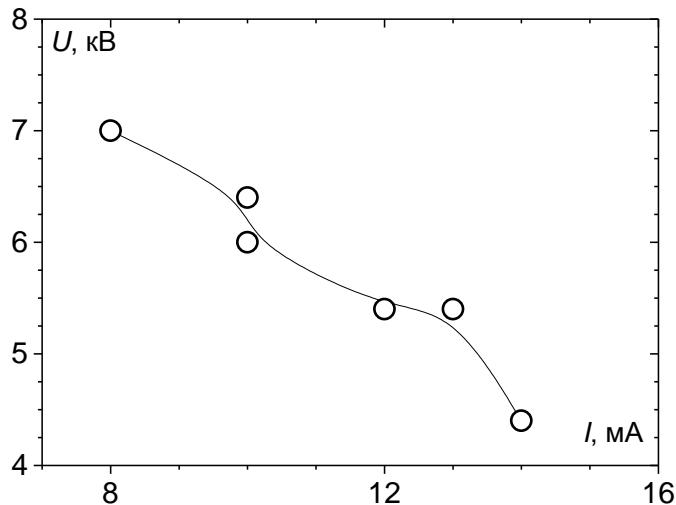


Рис.1. ВАХ тлеющего разряда в хлорметане при давлении 0.5 торр.

Даже при давлении 0.5 торр тлеющий разряд горит неустойчиво с явным стремлением свернуться в шнур.

Осуществить пробой трубки импульсами напряжения отрицательной полярности амплитудой вплоть до 25 кВ не удалось, независимо от давления паров хлорметана в разрядном промежутке. Поэтому все представленные ниже результаты относятся к положительной полярности. Область давлений, в которой существует импульсный разряд, оказалось немного шире области давлений существования тлеющего разряда. Она определяется величиной амплитуды импульсов напряжения. При давлении 0.5 торр и энерговкладе равном 200 ± 50 мДж излучение разряда изотропно заполняло весь объем трубы, при повышении давления до 2 торр наблюдались отдельные срывы разряда в виде шнурков, которые, тем не менее, не приводили к переходу разряда в устойчивое контрагированное состояние. Явной зависимости энерговклада импульсного разряда от давления газа не обнаружено. Зависимость скорости ВВИ от давления приведена на рис.2. Максимальная скорость ВВИ равна 1,5 см/нс при $P = 0,3$ торр, скорость ВВИ падает с ростом давления. Продвижение ВВИ по трубке определяется подводом энергии по ионизованному столбу плазмы за фронтом. Потери энергии и снижение напряжения во фронте ВВИ определяются проводимостью столба плазмы за фронтом. Поскольку тетрахлорметан чрезвычайно электроотрицательный газ, то в слабом электрическом поле приблизительно через $30 \div 50$ нс электроны оказываются налипшими, и проводимость плазмы станет намного меньше, так как она будет определяться не электронами, а ионами. Поэтому, фактически, область существования импульсно-периодического разряда совпадает с предельным давлением, при котором фронт ВВИ успевает добежать до заземленного электрода.

Были получены обзорные спектры и для тлеющего разряда и для импульсно-периодического разряда. Как следует из полученного спектра, около 60% от излучения в области $215 \div 650$ нм приходится на диапазон $215 \div 275$ нм. КПД вклада энергии в

область 210÷290 нм возрастает в два раза при переходе от ТР к ИР.

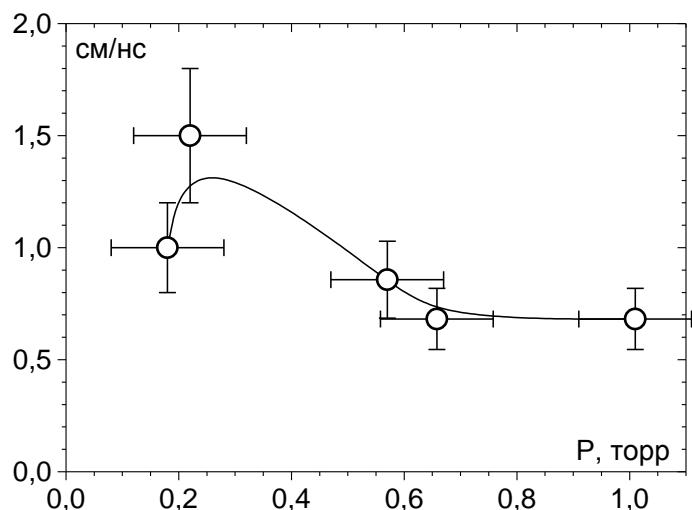


Рис.2. Зависимость скорости ВВИ от давления хлорметана. Положительная полярность. Амплитуда импульса 19.5 кВ

Таким образом, импульсно-периодический наносекундный разряд позволяет вложить в плазму гораздо большую мощность, чем ТР даже для такого сильно электроотрицательного газа, как CCl_4 . Характерный вид спектра разряда в CCl_4 в видимой области определяется излучением CO, а в УФ области - мощным излучением молекулярного хлора. В импульсно-периодическом разряде основная доля излучения лежит в УФ области спектра.

НОВЫЙ ИСТОЧНИК БАКТЕРИЦИДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ УСТАНОВОК ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ

В.А. Левченко^{1,2}, Д.В. Соколов², С.В. Костюченко², Н.Н. Кудрявцев¹, Ю.Е. Шунков^{2,3}

¹*НИГУ РФ Московский физико-технический институт, 141700, г. Долгопрудный,
Институтский пер, д. 9; e-mail: mscoff@mail.ru*

²*Группа компаний «ЛИТ»*

³*ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ»*

В последние годы обеззараживание питьевой и сточной воды ультрафиолетовым излучением широко используется во всем мире [1]. Так в Санкт-Петербурге (Россия) успешно эксплуатируется комплекс станций обеззараживания питьевой воды УФ излучением производительностью более 5 млн. куб. метров воды в сутки, в Нью-Йорке (США) строится станция обеззараживания воды УФ излучением производительностью 8 млн. куб. метров в сутки.

Наиболее широко используемым источником УФ излучения для целей обеззараживания воды (и не только) является газоразрядная амальгамная лампа низкого давления, генерирующая излучение с длиной волны $\lambda = 253,7$ нм. Коэффициент преобразования электрической энергии в излучение таких ламп может достигать 40% [2].

Одной из проблем, присущей установкам для обеззараживания воды на основе газоразрядных ламп низкого давления, являются довольно большие габариты, которые ведут к удорожанию производства и сложностям в эксплуатации таких установок. Данное обстоятельство требует увеличение мощности таких ламп при одновременном сохранении приемлемых характеристик по выходу УФ излучения, потребляемой мощности и полезному сроку службы.

Традиционное увеличение разрядного тока лампы с соответствующим подбором амальгамы ведёт к увеличению мощности, но оставляет проблему больших габаритов неразрешённой. Вместе с тем, использование больших плотностей тока отрицательно сказывается на КПД и полезном сроке службы ламп. Уход в сторону меньших габаритов при сохранении тех же плотностей тока естественным образом влечёт за собой уменьшение мощности ламп, что приводит к уменьшению конечной производительности установок для обеззараживания воды [3]. Наглядным примером могут послужить три различных лампы производства компании ЛИТ: лампа ДБ 350, работающая на разрядном токе 3.2А, имеет мощность УФ излучения 125 Вт, КПД генерации УФ излучения, равный 39%, при полезном сроке службы 14 тысяч часов и более; лампа ДБ 500, работающая на разрядном токе 5А, при тех же габаритах, имеет мощность УФ излучения 150 Вт, КПД генерации УФ излучения, равный 33% и полезный срок службы 10 – 12 тысяч часов; компактная лампа ДБ 300Н, как и лампа ДБ 350, работает на разрядном токе 3.2А, но имеет меньшую длину, при этом величина генерации УФ излучения составляет 90 Вт.

Целью данной работы было создание одновременно мощной и компактной лампы. Для этого требовалось определить ряд параметров, влияющих на эффективность генерации излучения с длиной волны 254 нм, таких как давление и состав буферной

газовой смеси, сила разрядного тока, состав амальгамы. Для достижения требуемого эффекта в лампах нового поколения была применена облегчённая смесь буферных газов, новая высокотемпературная амальгама на основе индия, увеличенный диаметр газоразрядных трубок. Чтобы удовлетворить требования к полезному сроку службы лампы, было опробовано стандартное защитное покрытие на основе пленок оксидов редкоземельных элементов (№1 на рис. 1), при этом пришлось изменить технологию его нанесения. Также было разработано и проходит испытания альтернативное защитное покрытие. Результаты испытаний представлены на рис. 1. В дополнение ко всему изменению подвергся процесс активации электродов лампы вследствие изменения состава буферной смеси.

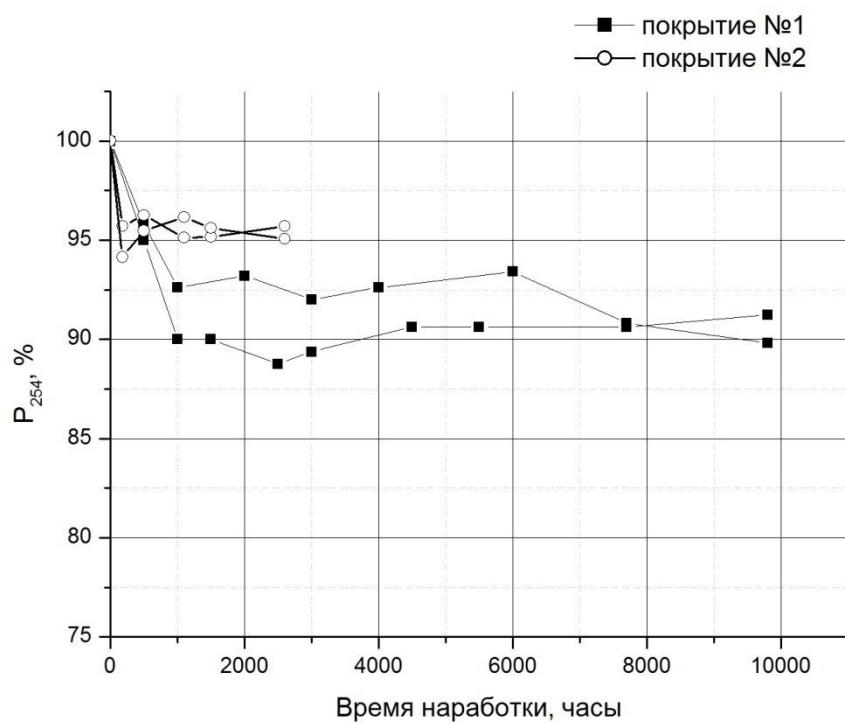


Рис. 1. Результаты испытаний защитных покрытий.

В качестве примера для сравнения можно привести характеристики стандартной лампы ДБ 500 и новой лампы ДБ 500 НО. Первая имеет мощность УФ излучения, равную 150 Вт, при потребляемой мощности 450 Вт и мощность УФ излучения на единицу длины ~ 1 Вт/см. Вторая лампа имеет мощность УФ излучения, также равную 150 Вт, при потребляемой мощности 410 Вт и мощность УФ излучения на единицу длины $\sim 1,4$ Вт/см. КПД генерации УФ излучения в первом случае составляет 33%, во втором - 36%, что является хорошим показателем для ламп такой мощности. При этом длина лампы ДБ 500 НО равна длине компактной лампы ДБ 300Н. Другие лампы серии НО, с длиной разрядного столба, отличной от таковой для лампы ДБ 500 НО, имеют сходный КПД генерации УФ излучения. Защитное покрытие на основе оксидов редкоземельных элементов с изменённой технологией нанесения обеспечивает полезный срок службы лампы не менее 10000 часов.

Важной характеристикой газоразрядной лампы низкого давления является время выхода лампы на рабочий режим. Несмотря на то, что в плотность тока для лампы ДБ 500 НО несколько меньше, чем для лампы ДБ 500, она достигает 90% от своего максимума по выходу УФ излучения примерно за 100 секунд, что является очень хорошим результатом. Характерная для лампы ДБ 500 НО кривая выхода на рабочий режим представлена на рис. 2.

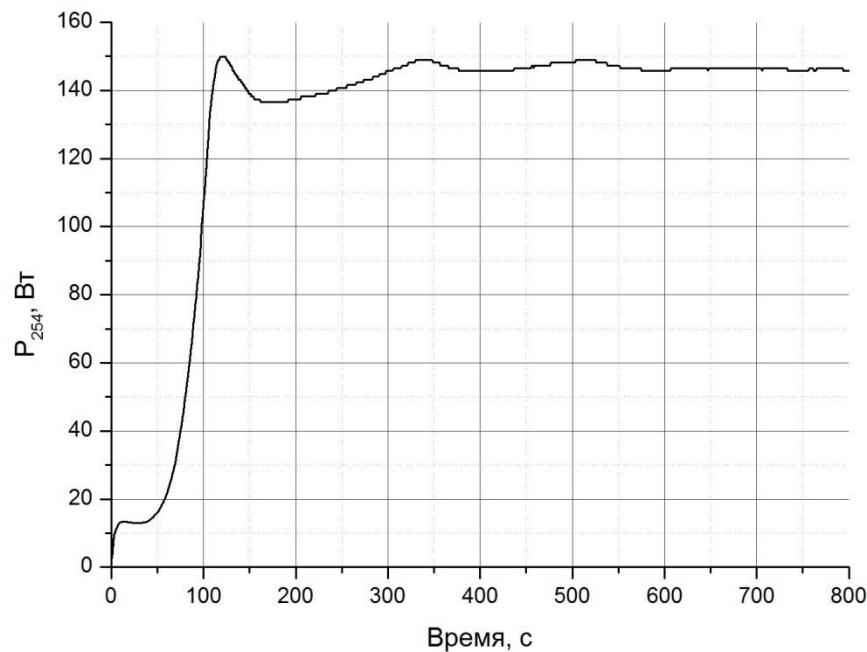


Рис. 2. Типичная кривая выхода на рабочий режим лампы ДБ 500 НО.

Время разгорания лампы может быть сокращено за счет повышения тока в режиме прогрева, что показано на рис. 3. Однако стоит отметить, что это потребует использование модернизированных ЭПРА, и в большинстве прикладных задач этого не требуется.

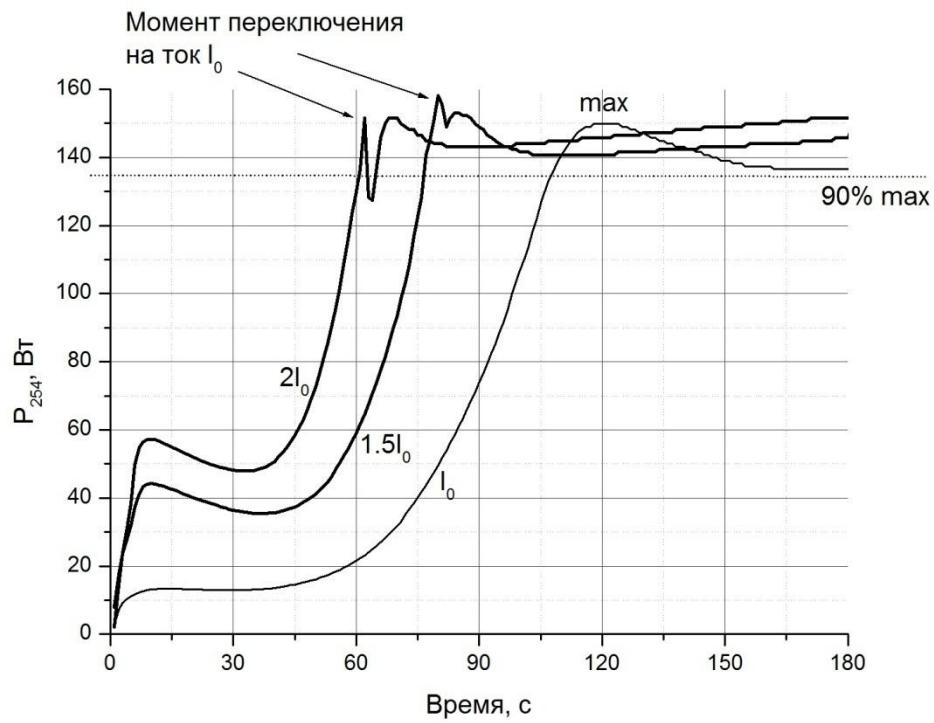


Рис. 3. Сравнение времени разгорания ламп при использовании различных токов при прогреве лампы.

Использование ламп типа НО позволит уменьшить линейные размеры установок обеззараживания при сохранении той же производительности что, несомненно, положительном образом скажется на удобстве эксплуатации и доступности данного оборудования.

Литература:

1. Костюченко С. В. Ультрафиолетовое излучение – современный метод обеззараживания воды. // Водоснабжение и санитарная техника. 2002 г. № 4. – С. 25 – 27
2. Костюченко С.В., Красnochub А.В., Кудрявцев Н.Н. Новое поколение бактерицидных облучателей для обеззараживания воздуха и воды на базе высокоэффективных амальгамных ламп. // Светотехника. 2004 г. № 4. С. 15-19
3. Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкома – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ УДЕЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Зеленецкая Е.П.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Для проведения плазмохимических процессов, протекающих при атмосферном давлении целесообразно использовать высокочастотные разряды емкостного типа. Высокочастотные разряды емкостного типа могут легко зажигаться в любых средах, включая водород, а также имеют большой объём разрядной плазмы при относительно малой величине мощности, вкладываемой в разряд.

При разработке конкретных высокочастотных установок на базе высокочастотного емкостного разряда возникает задача определения тепловых нагрузок разрядной камеры. В свою очередь для проведения теплового расчёта разрядной камеры высокочастотного емкостного плазмотрона необходимо определить распределение тепловых источников в разрядной плазме.

В настоящей работе проведён расчёт осевого распределения источников энерговыделения для высокочастотного емкостного разряда, горящего в воздухе, при атмосферном давлении. Рассматривалась линейная схема возбуждения разряда, с использованием одного высоковольтного электрода. Заземлённый электрод при возбуждении разряда не использовался. Величина джоулевых потерь, и соответственно удельного энерговыделения, в плазме разряда определиться посредством следующего выражения:

$$W = \sigma |E|^2 \quad (1)$$

где σ – удельная электропроводность плазмы разряда; $|E|$ - действующее значение напряжённости электрического поля.

Удельная электропроводность плазмы разряда может быть определена расчётным путём на основе известных значений газовой температуры. Газовая температура плазмы высокочастотного емкостного разряда, горящего в воздухе, при атмосферном давлении, определялась нами по относительной интенсивности [1] вращательных переходов молекуллярной полосы гидроксила 3064 Å.

Разряд имел мощность 1 кВт, и соответственно длину канала 20 см. Частота электромагнитного поля составляла 37 МГц. При измерении газовой температуры использовались линии колебательной ветви Q_1 . Выбирались линии свободные от наложения других линий – Q_{14} , Q_{16} , Q_{19} , Q_{10} .

Результаты измерения осевого распределения газовой температуры высокочастотного емкостного разряда приведены на рис.1. Как видно из рисунка газовая температура вдоль оси высокочастотного емкостного разряда меняется незначительно. Максимум газовой температуры находится в центральной зоне разряда с некоторым смещением к концу разрядной камеры.

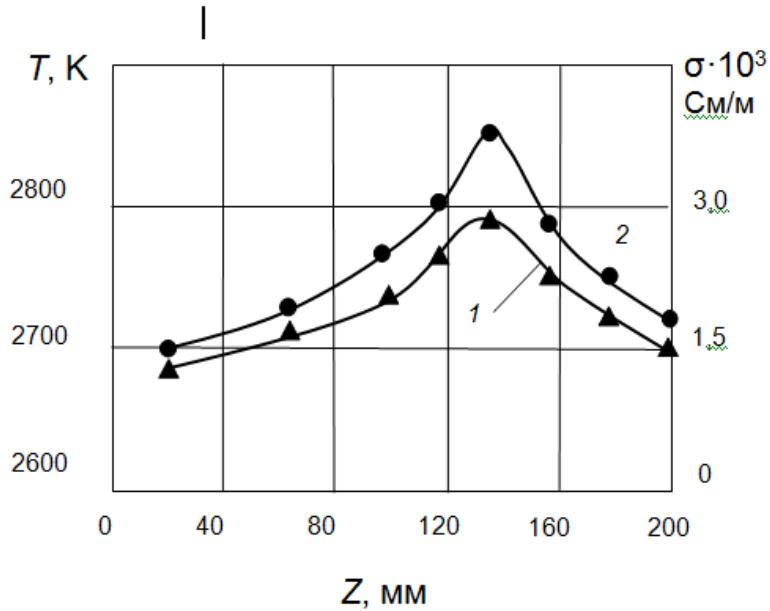


Рис.1. Осевое распределение температуры и удельной электропроводности плазмы разряда. 1 – температура; 2 – удельная электропроводность

Проведём расчёт величины удельной электропроводности воздушной плазмы высокочастотного емкостного разряда. Расчёт будем проводить предполагая наличие локального термодинамического равновесия в плазме разряда. В этом случае величина удельной электропроводности может быть определена в соответствии с результатами работы [2]. При этом зависимость величины удельной электропроводности от температуры хорошо аппроксимируется следующей формулой:

$$\sigma = 53370T^{0.5} \exp\left(-\frac{57000}{T}\right) \quad (2)$$

Результаты расчёта осевого распределения удельной электропроводности высокочастотного емкостного разряда в соответствии с формулой (2) также приведены на рис. 1.

Второй неизвестной величиной для определения удельного энерговыделения плазмы разряда является напряжённость электрического поля. Распределение радиальной компоненты напряжённости электрического поля вдоль канала разряда измерялось нами посредством емкостного зонда. Емкостной зонд представлял собой медный штырь длиной 3 мм. Сигнал с емкостного зонда посредством линии с двойной экранировкой подавался на вход осциллографа. Зонд перемещался вдоль оси разряда. Измерения проводились в ближней зоне излучения разряда. Результаты измерений осевого распределения величины радиальной компоненты электрического поля представлены на рис. 2. Расстояние от оси разряда при этом составляло 50 мм.

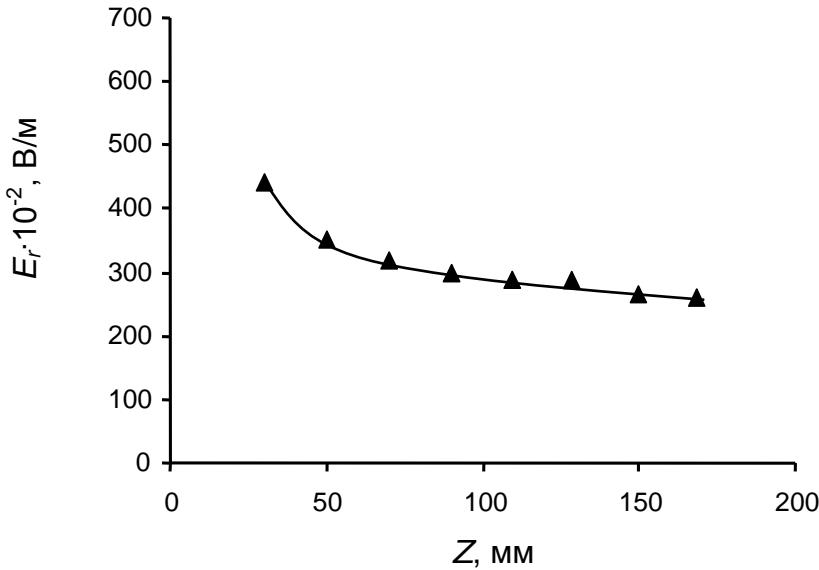


Рис.2. Распределение амплитуды радиальной компоненты напряжённости электрического поля вдоль оси высокочастотного емкостного разряда.

Для определения величины напряжённости электрического поля на границе канала разряда проводились также измерения напряжённости электрического поля по радиальной координате с последующей экстраполяцией полученных результатов. Так как экспериментально полученное радиальное распределение электрического поля оказалось близким к теоретической кривой, то экстраполяция осуществлялась [3] функцией Ханкеля. Определённое вышеуказанным способом значение амплитуды радиальной компоненты электрического поля на границе канала разряда остаётся справедливым для любой точки внутри канала в случае выполнения условия слабого скин-эффекта.

Кроме радиальной компоненты электрического поля в электромагнитном поле высокочастотного емкостного разряда присутствует также осевая компонента электрического поля. Величина напряжённости осевой компоненты электрического поля может быть определена [3] по радиальному распределению радиальной компоненты электрического поля:

$$E_z = \frac{k^2 - h^2}{ih} \int E_r dr$$

Здесь i – мнимая единица.

Величина напряжённости электрического поля будет составлять собой векторную сумму радиальной и осевой компонент:

$$E = (E_r^2 + E_z^2)^{1/2}$$

Используя полученные осевые распределения удельной электропроводности плазмы разряда и напряженности электрического поля, можно рассчитать осевое распределение удельного энерговыделения. Результаты расчёта осевого распределения

величины удельного энерговыделения в плазме высокочастотного емкостного разряда представлены на рис.3. Из представленного рисунка следует, что энерговыделение емкостного разряда имеет два максимума – один вблизи высоковольтного электрода, и второй – в центральной зоне разряда. Аналогичным образом будет распределена и тепловая нагрузка разрядной камеры емкостного плазмотрона.

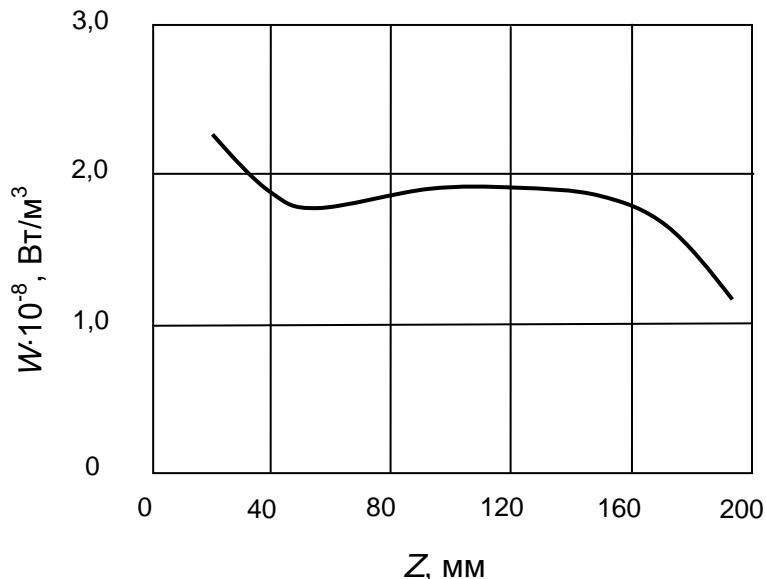


Рис. 3. Осевое распределение источников энерговыделения в плазме высокочастотного разряда, горящего в воздухе.

Таким образом, проведённый анализ показал, что наиболее проблемной областью разрядной камеры емкостного плазмотрона будет являться зона, примыкающая к высоковольтному электроду.

Литература:

1. Михалевский В.Д., Прокофьева В.В. Исследование температуры металлической дуги по молекулярному спектру гидроксила // Журнал экспериментальной и теоретической физики – 1950. – т.20. – №7. – с.584 – 593.
2. Capitelli M., Colonna G., Gorse C. Transport properties of high-temperature air in local thermodynamic equilibrium. // European Physical Journal D – 2000. – vol. 11. – p.279 – 289.
3. Зоммерфельд А. Электродинамика. – М.: Ин. лит., 1958. – 501с.

НЕИДЕАЛЬНОСТЬ И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Д.Н. Поляков, Л.М. Василяк, В.В. Шумова

Объединенный институт высоких температур РАН

Основной характеристикой системы взаимодействующих частиц в плазме является параметр неидеальности, равный отношению потенциальной энергии кулоновского взаимодействия между соседними частицами к их средней кинетической энергии $\Gamma = (eZ)^2/(aT_d)$ [1] при расстояниях между частицами больше радиуса Дебая. Где eZ - заряд пылевых частиц, $a = n_d^{-1/3}$ – среднее расстояние между частицами, n_d – концентрация пылевых частиц, $T_d = kT$ - кинетическая температура пылевых частиц, k - константа Больцмана. Для пылевой криогенной плазмы параметр неидеальности может достигать рекордно высоких значений - свыше 10^5 [2]. Для экранированного кулоновского потенциала параметр неидеальности Γ_D записывается с кулоновской поправкой, учитывающей, что взаимодействие пылевых частиц друг с другом ослаблено экранирующим действием притягивающихся к отрицательно заряженным пылевым частицам ионов и $\Gamma_D = \Gamma \exp(-K)$ [3], который для криогенной пылевой плазмы составляет величину $\sim 10^2\text{-}10^3$. Сильное межчастичное кулоновское взаимодействие при $\Gamma_D > 1$ может приводить к образованию упорядоченных пылевых структур – Кулоновских жидкостей, а при $\Gamma_D > 10^6$ Кулоновских кристаллов [1]. Свойства таких систем исследованы методами численного моделирования [4-6], из результатов которого следует, что фазовые переходы определяются двумя безразмерными параметрами Γ и K . Примерные области занимаемые пылевой плазмой при различной температуре газа T , полученные путем оценок по экспериментальным данным разных авторов, нанесены на фазовую диаграмму пылевой плазмы из работы [7] и приведены на рисунке 1. Области (1-5) получены в результате оценок параметров пылевой плазмы по результатам экспериментов [8-11] в воздухе: (1) - тлеющий разряд $T = 77\text{K}$ (для частиц в кластерах), (2) - тлеющий разряд $T = 77\text{K}$, (3) - тлеющий разряд $T = 295\text{K}$, (4) - ВЧ разряд $T = 77\text{K}$, (5) - ВЧ разряд $T = 295\text{K}$. Для результатов, полученных в гелиевой плазме, характерен сильный разброс предлагаемых параметров и различность в описании наблюдаемых пылевых структур. Поэтому параметры для построения областей пылевой плазмы для тлеющего разряда в гелии (6-8, рис. 1) выбраны с учетом того, чтобы эти области менее всего противоречили описаниям фазового состояния [1, 12-14] относительно фазовой диаграммы по данным [4-6]. Области (6-8) построены по экспериментальным данным из работ [12, 13] с учетом расчета заряда пылевых частиц [13] и оценок [12] для λ_D , для экспериментов в тлеющем разряде в гелии: (6) при $T = 300\text{K}$, (7) при $T = 77\text{K}$, (8) при $T = 4,2\text{K}$ (см. таб.1). Области (9-11) получены в результате оценок параметров пылевой плазмы по результатам экспериментов [15-18] в тлеющем разряде в неоне: (9) и (11) – при $T = 295\text{K}$ и $T = 89\text{K}$ соответственно, (10) при $T = 89\text{K}$ для частиц в кластерах. Данные (12) [4], (13) и (15) [5], (14) [6] - численный расчет границ перехода между фазами, где ОЦК - твердая фаза с объемно-

центрированной кубической решеткой и ГЦК - твердая фаза с гранецентрированной кубической решеткой.

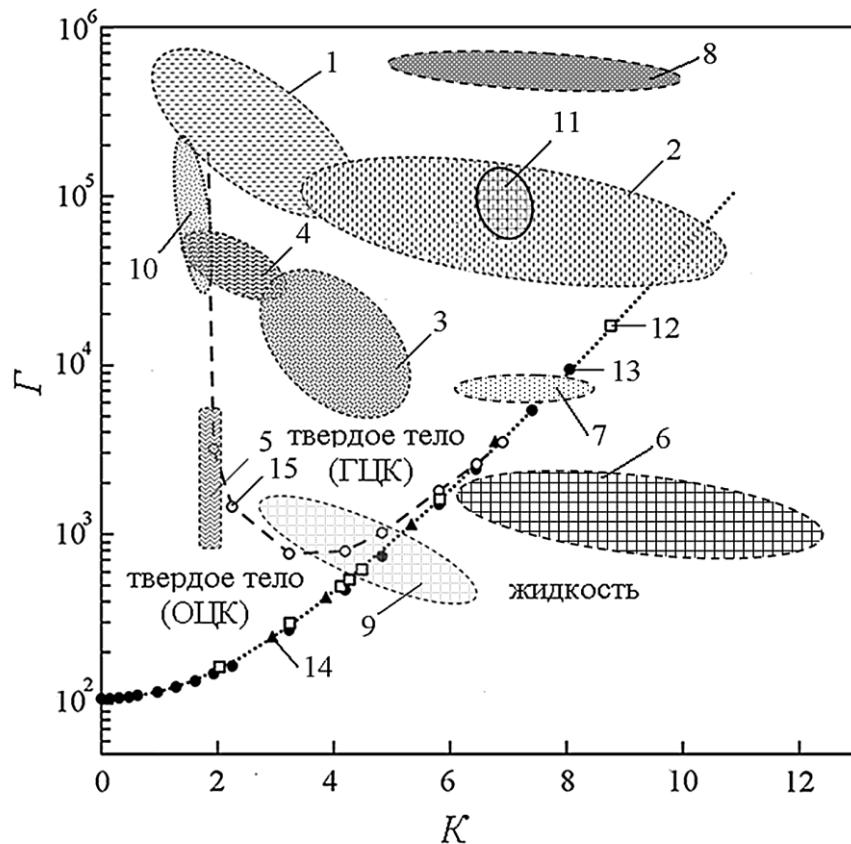


Рис. 1. Области существования пылевой плазмы на фазовой диаграмме [7].

Из диаграммы (рис. 1) видно, что в криогенной пылевой плазме реализуются рекордно высокие параметры неидеальности, когда вызывающее структурное упорядочение, межчастичное взаимодействие на порядки превосходит разрушающее структуру тепловое движение.

В работах [15,16] впервые получена диаграмма состояния криогенной пылевой плазмы тлеющего разряда при изменении давления газа и разрядного тока, где показаны области фазовых переходов в пылевых структурах. В работе [17] изучено поведение приведенной продольной напряженности электрического поля в зависимости от величины тока разряда, давления и температуры газа. Получена диаграмма состояния пылевой плазмы в тлеющем разряде в неоне при температуре 89К с изолиниями приведенной напряженности продольного электрического поля (рис.2).

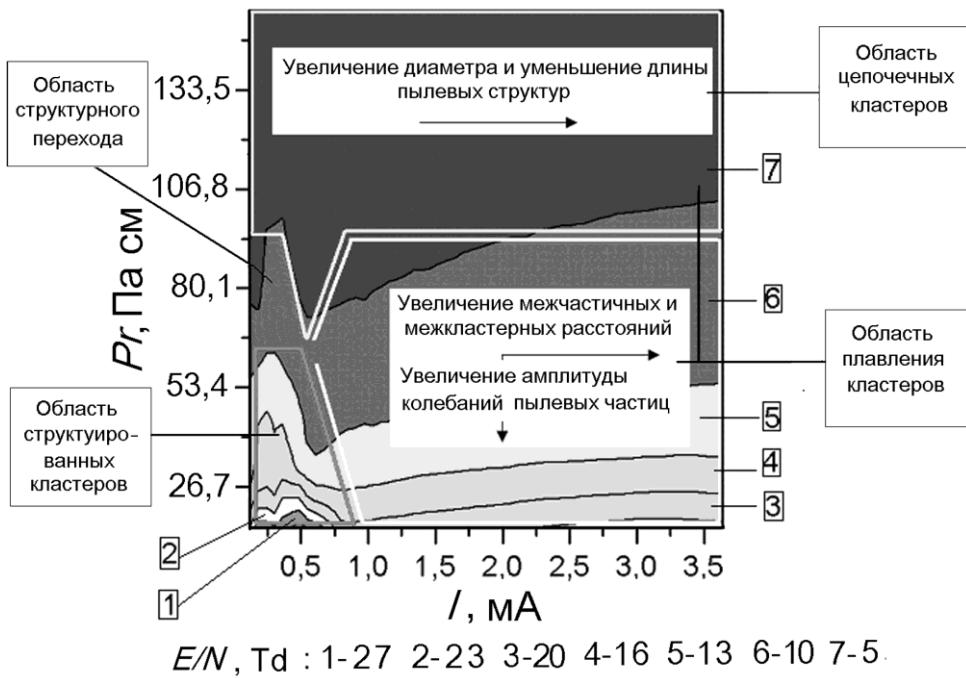


Рис. 2. Диаграмма состояния криогенной пылевой плазмы в тлеющем разряде в неоне при 89К.

Наблюдалось уменьшение приведенной напряженности продольного электрического поля в положительном столбе разряда при увеличении общего напряжения на разряде при охлаждении газа. Уменьшение температуры газа сопровождается изменением направлений структурных и фазовых переходов в пылевой плазме [18,19]. Обнаружены инверсия фазовых переходов и различные направления фазовых переходов второго рода в зависимости от температуры газа (рис.3).

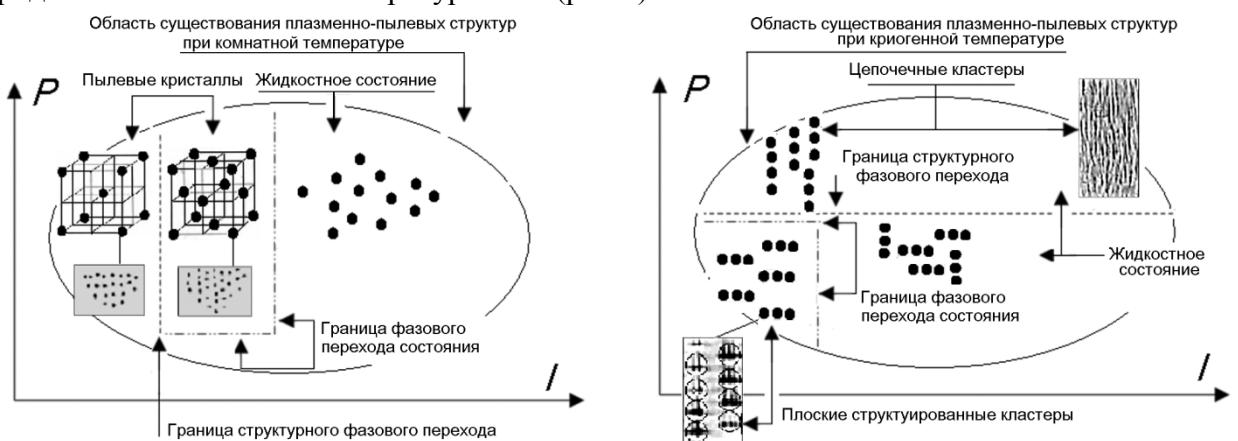


Рис. 3. Инверсия фазовых переходов в пылевой плазме при переходе к криогенным температурам.

При комнатной температуре граница структурного перехода определяется в основном током разряда, в то время как при криогенных температурах эта граница определяется плотностью газа. Наблюдался также различный вид структурного перехода. При комнатной температуре с ростом тока разряда наблюдался структурный переход, связанный с изменением параметров решетки. При криогенной температуре ниже 200К наблюдалась кластеризация [18,19]. При увеличении давления при температуре, близкой к температуре кипения жидкого азота наблюдался структурный фазовый переход от упорядоченных кластеров к цепочечным кластерам (рис.2, 3). При

tokах меньше 1 мА плоские кластеры образовывали упорядоченные структуры. При увеличении тока структуры кластеров плавились, аналогично наблюдаемому плавлению пылевых кристаллов при комнатной температуре. Области существования упорядоченных структур из кластеров и структурного перехода характеризуются более высокими значениями приведенной напряженности продольного электрического поля, чем области их плавления и области перехода к структурам, состоящим из цепочекных кластеров. Минимальные расстояния между частицами были 10 микрон и наблюдались в цепочекных кластерах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Гр.№13-02-00641).

Литература:

1. Fortov V.E., Morfill G.E.: Complex and Dusty Plasmas From Laboratory to Space. CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009. 418 p.
2. Fortov V. E. et. al.: Doklady Physics. **47**(1), 21 (2002).
3. Ikezi H.: Phys. Fluids. **29**,1764 (1986).
4. Stevens M. J. and Robbins M. O.: J. Chem. Phys. **98**, 2319 (1993).
5. Hamaguchi S., Farouki R.T., Dubin D.H.E.: Phys. Rev. E. **56**, 4671 (1997).
6. Meijer E.J. and Frenkel D.: J. Chem. Phys. **94**, 2269 (1991).
7. Fortov V. E. et. al.: Physics -Uspekhi. **47** (5), 447 (2004).
8. Fortov V. E. et. al.: Doklady Physics. **47**(1), 21 (2002).
9. Fortov V.E. et. al.: 9-th Workshop on the Phys. of Dusty Plasmas (Iowa, 2001).
10. Vasilyak L. M. et. al.: Proc. XXV ICPIG (2001, Nagoya, Japan), **3**, 55 (2001).
11. Vasilyak L. M. et. al.: J E T P. **96**(3), 436 (2003).
12. Antipov S. N. et. al.: Physics of Plasmas. **14**, 090701 (2007).
13. Antipov S. N. et. al.: J E T P. **106** (4), 830 (2008).
14. Антипов С.Н., Кириллин А.В., Низовский В.Л.: Криогенная плазма газового разряда. М.: ЯНУС-К, 2011, 132с.
15. Vasilyak L.M. et. al.: 25 ICES (Elbrus 2010), Abstracts. 170 (2010).
16. Поляков Д.Н., Василяк Л.М., Шумова В.В.: ФЭ-2010 (Махачкала), 164.
17. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L. M.: Dusty Plasmas in Applications 4th ICPDP (Odessa 2013), 101.
18. Vasilyak L.M. et. al.: XX ESCAMPIG (2010, Novi Sad, Serbia), ps - 3.14.
19. Polyakov D. N. et. al.: SCCS- 2011. Final progr. & Book of abstracts, 129.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРИМЕНЕНИЯ КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Д.Н. Поляков, В.В. Шумова

Объединенный институт высоких температур РАН

Исследование пылевой плазмы при охлаждении до криогенных температур представляет фундаментальный интерес для физики низкотемпературной плазмы с точки зрения исследования сильнонеидеальных систем [1] и физики нуклеации [2]. Свойства пылевой плазмы во многом определяются величиной параметра неидеальности. Охлаждение пылевой плазмы до криогенных температур приводит к уменьшению температуры тяжелых частиц, уменьшению расстояний между пылевыми частицами и значительному увеличению ее неидеальности [3].

Плазмохимические процессы, связанные с образованием пылевой плазмы при гомогенной нуклеации, или процессы газофазного осаждения стимулированного плазмой на их поверхность (PECVD) при гетерогенной нуклеации подчиняются термодинамическому принципу подвижного равновесия Ле Шателье – Брауна. В этом случае граница равновесия между синтезом продуктов реакции и их распадом подчиняется температурной зависимости. Здесь исключительно важны фундаментальная и прикладная стороны вопроса, связанные с кинетикой фазового перехода. Процессы фазового перехода первого рода начинаются с возникновения критического зародыша новой фазы. Изучение развития этого процесса является основной фундаментальной задачей в физике нуклеации. Кинетика развития зародыша определяет ход процессов агломерации и распада кластеров, что важно при разработке технологий, использующих регулируемую конденсацию при нанесении кластерных и нанопокрытий. Здесь необходимо управлять скоростью нуклеации, поскольку она оказывает влияние на вид функции распределения по размерам осаждающихся кластеров, и как следствие, на характеристики получаемого покрытия или выращенной микрочастицы.

Экспериментальное подтверждение, зависимости кинетики нуклеации в гомогенных химических реакциях в пылевой плазме при процессах плазмохимического синтеза наночастиц от температуры газа получено в работах [2,4]. Изучалась кинетика гомогенной нуклеации кремния и образования наночастиц кристаллического кремния при плазменно-химическом разложении смеси силана (Ar/SiH_4) в радиочастотном разряде при изменении температуры газа. Начало времени зародышеобразования кремния принято за индикатор развития кинетики при изменении газовой температуры. Показано, что увеличение температуры газа приводит к экспоненциальному запаздыванию начала времени фазообразования. Уменьшение температуры T сопровождается увеличением радиуса частиц нитрометана, являющихся зародышами кристаллизации кремния. Этот радиус зависит от температуры как $1/T$, как предсказано в соответствии с теорией гомогенной нуклеации и быстро увеличивается, когда газовая температура уменьшается ниже $0^{\circ}C$. Такой характер зародышеобразования соответствует теории нуклеации перенасыщенных систем, где критический радиус соответствует максимальному свободному теплосодержанию и увеличивается, когда

температура уменьшается. В случае охлаждения равновесие процессов синтеза и распада смешается в сторону увеличения выхода продуктов синтеза, что также наблюдается при увеличении давления. Это связано с увеличением плотности газа при понижении его температуры. Поэтому исследование, например, процессов плазмохимического синтеза при криогенных температурах является весьма перспективной фундаментальной задачей, потенциально включающей в себя множественные технологические аспекты. Например, в технологиях получения ориентированных покрытий, где необходимо управление процессами конденсации: образования зародышей новой фазы и роста кластеров. Управление скоростью нуклеации, позволит получать необходимый размер осаждающихся кластеров и управлять процессами их агломерации, что соответственно будет задавать необходимые характеристики получаемых покрытий и свойства синтезируемых микрочастиц. Изменением температуры также можно изменять фазовые состояния получаемых покрытий, например, в PECVD процессах гетерогенного осаждения аморфных кремниевых и углеродных покрытий [5].

Получение однородных либо ориентированных покрытий необходимой толщины, например, на пылевых частицах (рис.1) и реализация максимального выхода порошковых материалов с заданными поверхностными свойствами зависит, в частности, от технологически допустимой концентрации частиц левитирующих в реакционном объеме, она определяет возможность одновременного нанесения покрытий на множество микрочастиц. Эта концентрация зависит от формы плазменно-пылевого облака и задается средней плотностью частиц, которая зависит и от температуры газа. Изменение температуры реакционного объема, например, охлаждение до криогенных температур, позволяет управлять плотностью частиц в пылевых структурах [6].

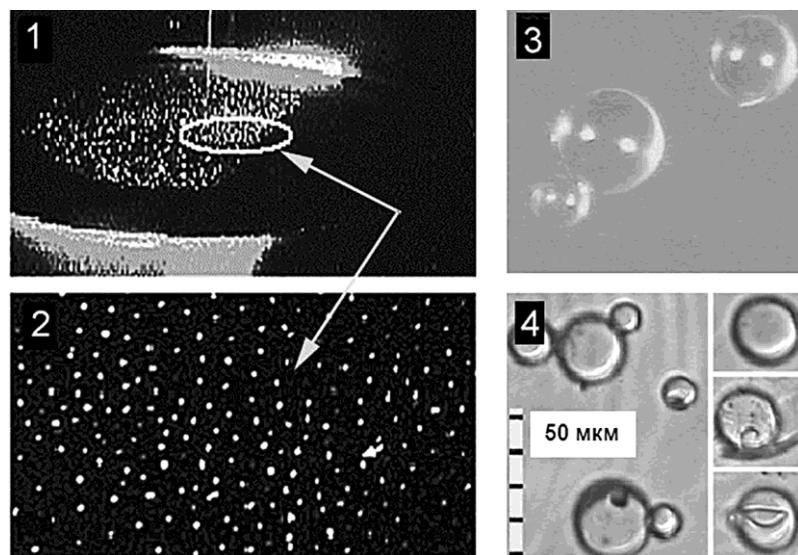


Рис.1. Изображение пылевого облака (1,2) в PVD процессе [11] при нанесении Ni покрытий на стеклянные микросферы (3): 1- вид через боковое окно реактора под углом 15^0 , 2-вид сверху, 3- исходные микросферы, 4-микросферы с нанесенным покрытием.

Физические предпосылки, определяемые результатами исследований криогенной плазмы и пылевой плазмы в криогенных газовых разрядах, позволяют определить области их возможного применения при решении важных технических задач. Пылевая плазма используется для реализации прикладных задач в различных областях техники и технологии, например, для плазмохимического синтеза частиц (с уникальными физическими свойствами), для применения в области нанотехнологий [2,7,8] и микроэлектроники [5, 6], а также нанесения ориентированных покрытий [9-12].

Литература:

1. Fortov V.E., Morfill G.E.: Complex and Dusty Plasmas From Laboratory to Space. CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009. 418 p.
2. Boufendi L. et. al.: J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 174035 (2011).
3. Fortov V. E. et. al.: Doklady Physics. **47**(1), 21 (2002).
4. Cavarroc M. et. al.: ECA, **30**(I), P-4.043 (2006).
5. Bogaerts A. et. al.: Spectrochimica Acta. **57** (B), 609 (2002).
6. Василяк Л. М. и др.: Вестник ДГУ (Естественные науки) (4), 24 (2007).
7. Cavarroc M. et. al.: IEEE Transactions on Plasma Science **36**(4), 1016 (2008). 8.
- Tsytovich V. N. et. al.: Elementary Physics of Complex Plasmas. Springer Series on Lect. Notes Phys. **731**, Springer, Berlin Heidelberg, 2008.
9. Konuma M. Film Deposition by Plasma Techniques. Springer Series on Atoms+Plasmas 10, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992. 224 p.
10. Kersten H. et. al.: Pure Appl. Chem. **77**(2), 415 (2005).
11. Vasilyak L. M. et. al.: Technical Physics Letters 31(10), 827 (2005).
12. Ivanov A. et al.: 16 Int. Symp. on Plasma Chemistry (Italy 2003), 455.

ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ В КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Д. Н. Поляков, Л. М. Василяк, В. В. Шумова

Объединенный институт высоких температур РАН

Если пылевая плазма в газовом разряде была обнаружена Ирвингом Ленгмюром с соавторами еще в 1924 году [1], то криогенная плазма с пылевыми частицами впервые была экспериментально получена авторами данной статьи сравнительно недавно в 2000 году. Криогенная пылевая плазма была исследована при температуре кипения жидкого азота (77К) в воздушной плазме тлеющего и высокочастотного разрядов [2-5]. Были обнаружены сверхплотные пылевые образования с расстояниями между пылевыми частицами, близкими к ионному радиусу Дебая (10-30 мкм) при размере пылевых частиц несколько микрон. Фотография характерной структуры, полученной в пылевой плазме высокочастотного разряда в воздухе при температуре 77К в экспериментах [2-4], представлена на рисунке 1 (слева). В тлеющем разряде обнаружены нерегулярные пылевые кластеры, состоящие из нескольких пылевых частиц, с расстояниями между частицами в кластерах 30-80 мкм и расстояниями 100-200 мкм между кластерами и частицами (рис. 1 справа). Обнаружено, что уменьшение давления газа в тлеющем разряде приводило к разбиению протяженной пылевой структуры на слои толщиной 700 мкм (рис.2). В высокочастотном разряде уменьшение давления газа сопровождалось формированием кластеров, расположенных слоями толщиной 150 мкм и состоящих из трех продольных слоев пылевых частиц. Измеренная скорость пылевого звука в 2-3 раза превышала скорость звука при комнатной температуре и соответствовала реализуемой плотности пылевых частиц.

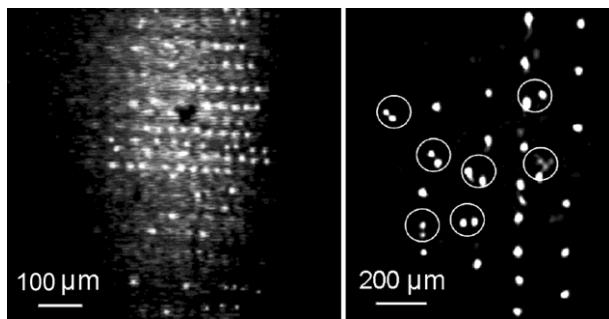


Рис. 1. Фрагменты характерных изображений пылевого облака (аксиальное сечение) в криогенной плазме в воздухе: в высокочастотном разряде (слева) и тлеющем разряде (справа). Кружками обведены кластеры.

Экспериментально было обнаружено, что при самоорганизации плазменно-пылевых структур, при определенных размерах пылевых частиц и параметрах плазмы, значительную роль играют термофоретические силы [6,7]. Микрочастица, подвешенная в газе или плазме с градиентом температуры, испытывает действие силы, называемой термофоретической силой в случае, когда энергия подводится к частице средним тепловым движением молекул окружающего газа. Термофоретическая сила вызывает

движение частицы от более теплых к более холодным областям газа, т.е возникает под воздействием температурного градиента [8, 9]. С помощью продольного градиента температуры порядка 10 К/см для частиц микронного размера можно реализовать ловушки нового типа – тепловые ловушки [5]. В работе [5] получена протяженная (30 см) пылевая структура в криогенном тлеющем разряде, удерживаемая в электростатически-тепловой ловушке в вертикальном направлении.

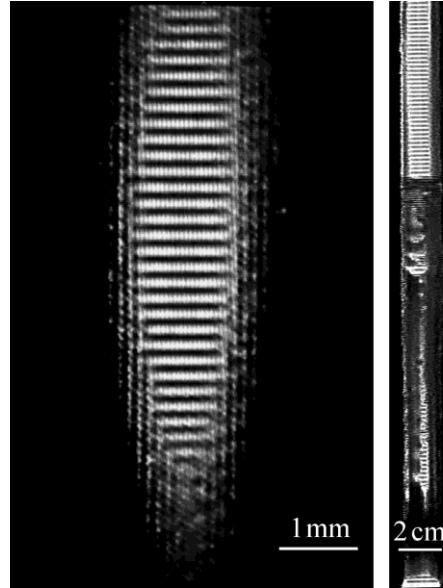


Рис. 2. Фрагмент изображения слоистых пылевых структур в криогенной плазме в воздухе в тлеющем разряде (справа) и ВЧ разряде (слева).

В последующих работах была получена и исследована криогенная пылевая плазма в тлеющем разряде в гелии при температурах 77К и 4,2К [10-13]. В работе [12] была получена зависимость межчастичного расстояния от температуры стенки (T_c) разрядного устройства. Криогенная пылевая плазма в радиочастотном разряде в гелии при температурах 77К и 4,2К исследована в [14, 15], где приведены экспериментально полученные зависимости заряда пылевых частиц от температуры. Обнаружено уменьшение заряда пылевых частиц e^-Z (Z - зарядовое число, e^- - элементарный заряд электрона) при уменьшении температуры газа, например, для частиц диаметром 0,4 мкм при понижении температуры от 300К до 77К заряд уменьшился от $1100e^-$ до $600e^-$ и для частиц диаметром 0,75 мкм заряд уменьшился от $1600 e^-$ до $600 e^-$ при понижении температуры от 300К до 4,2К соответственно. В работе показано, что в условиях, когда размер пылевой частицы сравним с Дебаевским радиусом, необходимо учитывать квантовые эффекты и поляризационные механизмы в моделях зарядки пылевых частиц. В работе [16] уменьшение степени зарядки пылевых частиц в гелиевой плазме, объясняется конденсацией гелия с образованием пленки жидкого гелия на поверхности частиц. Это явление ограничивает зарядку пылевых частиц электронами плазмы, так как гелиевая пленка является малопроницаемой к электронам [16].

Впервые криогенная пылевая плазма в неоне была экспериментально получена при температуре кипения жидкого азота $T=77K$ [17]. Обнаружено, что расстояния между пылевыми частицами и виды и формы пылевых образований имели сложную зависимость от температуры тяжелой компоненты, давления газа и параметров разряда.

Охлаждение пылевой плазмы приводило к уменьшению расстояния между пылевыми частицами [18]. Были обнаружены фазовые переходы и упорядоченная кластеризация пылевых структур при уменьшении температуры газа (рис. 3, 4) [19-20].

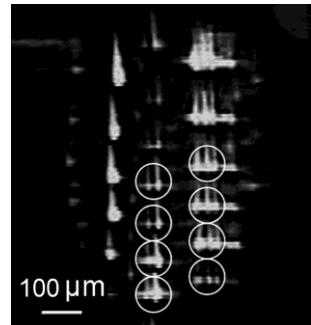


Рис. 3. Упорядоченные кластеры (обведены кружками) в неоне при $T_c = 89\text{K}$.

Получена зависимость расстояния между пылевыми частицами от температуры стенки разрядного устройства в диапазоне температур 77-295К [18, 19] (рис. 4). Измеренные минимальное расстояние между пылевыми частицами 25-40 мкм близки к значению радиуса Дебая. Продольный градиент температуры, возникавший при охлаждении плазмы разряда, приводил к развитию продольных колебаний пылевых частиц.

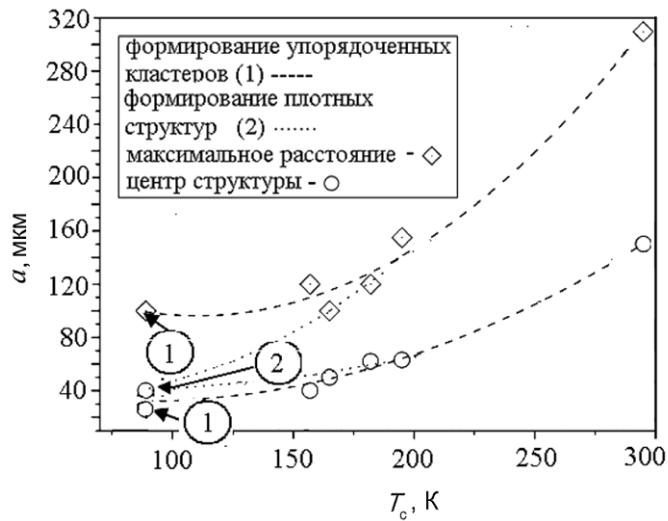


Рис. 4. Зависимость расстояний между пылевыми частицами от стенки разрядного устройства и различные направления самоорганизации пылевых структур в тлеющем разряде в неоне.

Обобщенные экспериментальные данные разных авторов по измерению расстояний между пылевыми частицами в криогенной плазме различных газов (воздух, неон, гелий) и разного вида электрического разряда показаны на рисунке 5. Во всех экспериментах наблюдалось уменьшение расстояний между пылевыми частицами с уменьшением температуры газа.

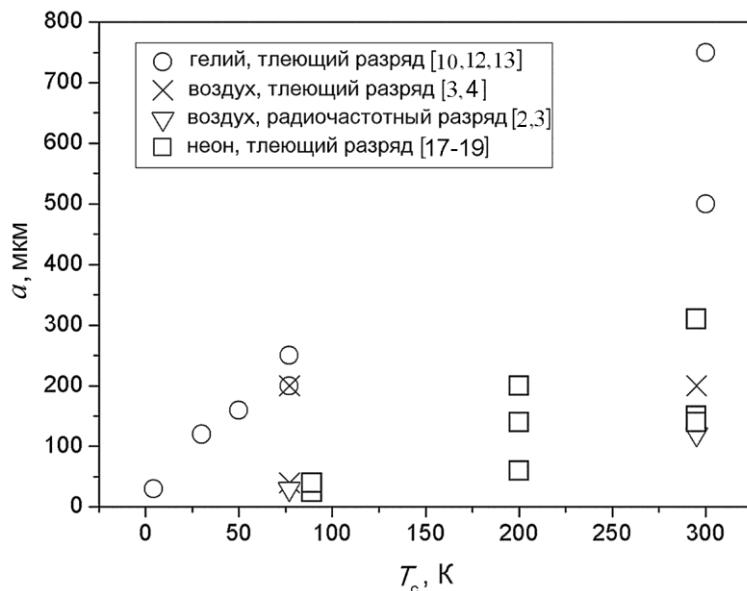


Рис. 5. Расстояния между пылевыми частицами в зависимости от температуры стенки разрядного устройства, полученные разными авторами.

Литература:

1. Langmuir I. et. al.: Science **LX**(1557), 392 (1924).
2. Fortov V. E. et. al.: Doklady Physics **47**(1), 21 (2002).
3. Fortov V.E. et. al.:9th Workshop on the Phys. of Dusty Plas. (Iowa 2001).
4. Vasilyak L. M. et. al.:Proceedings XXV ICPIG (Nagoya 2001) **3**, 55.
5. Vasilyak L. M. et. al.:JETF **96**(3), 436 (2003).
6. Jellum G. M. et. al.: J. Appl. Phys. **69**(10), 6923 (1991).
7. Balabanov V. V. et. al.: JETF **92**(1), 86 (2001).
8. Green H.L. and Lane W.R. Particulate Clouds: Dusts, Smokes and Mists, Spon Ltd., London, 1964.
9. Gallis M.A. et. al.: Aerosol Science and Technology, 36, 1099 (2002).
10. Asinovskii E.I. et. al.: Contr. Pap. IV CPPPT (Minsk 2003), **2**, 849.
11. Kojima C. et. al.: ICPP-2006, (Kiev 2006).
12. Antipov S. N. et. al.: Physics of Plasmas **14**, 090701 (2007).
13. Antipov S. N. et. al.: JETF **106**(4), 830 (2008).
14. Uotani N. et. al.: J. Plasma Fusion Res. Series **9**, 404 (2010).
15. Ishihara O.: Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 124020 (2012).
16. Dyugaev A. M. et. al.: Low Temp. Phys. **38**, 1001 (2012).
17. Vasilyak L.M. et. al.: 25 ICES (Elbrus 2010), Abstracts. 170 (2010).
18. Vasilyak L.M. et. al.: XX ESCAMPIG (, Novi Sad, Serbia 2010),ps-3.14.
19. Поляков Д.Н., Василяк Л.М., Шумова В.В.: ФЭ-2010 (Махачкала), 164.
20. Polyakov D. N. et. al.: SCCS- 2011. Final progr. & Book of abstracts, 129.

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИНДУКЦИОННОЙ ЛАМПЫ НА МОЩНОСТЬ ПОТЕРЬ В ИНДУКТОРЕ

Попов О.А., Атаев А.Е.

ФГБОУВПО «Национальный исследовательский университет «МЭИ».
Москва 111250, ул. Красноказарменная 14

Безэлектродные индукционные высокочастотные (ВЧ) разряды низкого давления, возбужденные в смеси паров ртути и инертного газа, являются эффективными источниками ультрафиолетового (УФ) излучения, используемого в люминесцентных и бактерицидных лампах [1-5]. Их энергетическая эффективность в значительной степени определяется КПД высокочастотного индуктора η_c , состоящего из индуктивной катушки и ферромагнитного сердечника

$$\eta_c = 1 - P_c/P \quad (1)$$

где P – мощность, потребляемая лампой, P_c – мощность, рассеиваемая в высокочастотном индукторе ($P_c = P_{coil} + P_{fer}$).

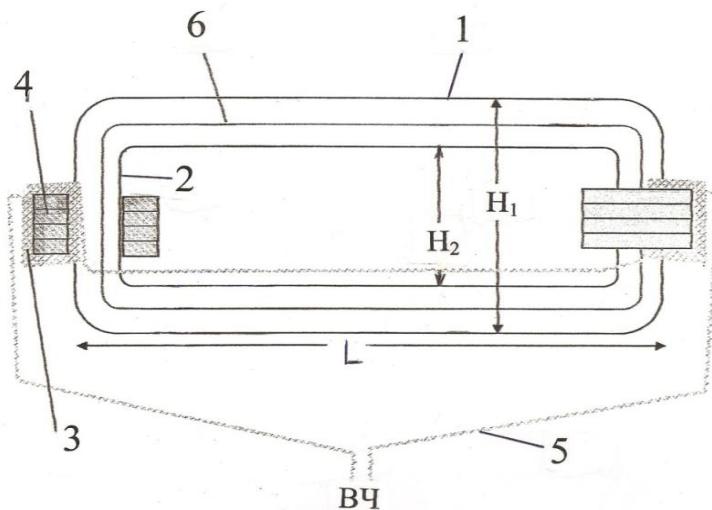


Рис. 1 Эскиз лампы трансформаторного типа. 1 – разрядная трубка; 2- соединительная трубка; 3 – индуктивная катушка; 4 – магнитопровод; 5 – соединительные провода катушки; 6 – ось плазменного витка.

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния конструктивных параметров индукционной лампы трансформаторного типа (диаметра разрядной трубы D_t , длины лампы L и площади сечения магнитопровода S_{fer}) на мощность потерь в ВЧ индукторе лампы P_c . Экспериментальные исследования проводились с лампами трансформаторного типа, изготовленными из стеклянных трубок диаметром D_t от 35 до 100 мм. Лампы имели форму параллелепипеда длиной L от 300 до 500 мм, высотой H_1 от 100 до 260 мм и с расстоянием между параллельными разрядными трубками H_2 от 40 до 80 мм (рис.1). Два замкнутых магнитопровода одинаковых размеров симметрично размещались на соединительных разрядных трубках; суммарная площадь сечения обоих магнитопроводов варьировалась от 8,3 до 25 см²; Индуктивная катушка изготавливается из литцендрата (108 жил) и имела число витков N от 3 до 10. Давление паров ртути в

лампе поддерживалось оптимальным (7×10^{-3} мм рт.ст.), давление инертных газов (аргона или криптона) выбиралось между 0,2 и 2,0 мм рт.ст. Лампы работали на частоте ВЧ поля 135 кГц и мощности 100 Вт.

Измерения мощности потерь в проводе индуктивной катушки P_{coil} показали, что во всех исследованных лампах $P_{coil} < 0,5$ Вт, что составляло менее 10% от полной мощности потерь в ВЧ индукторе P_c .

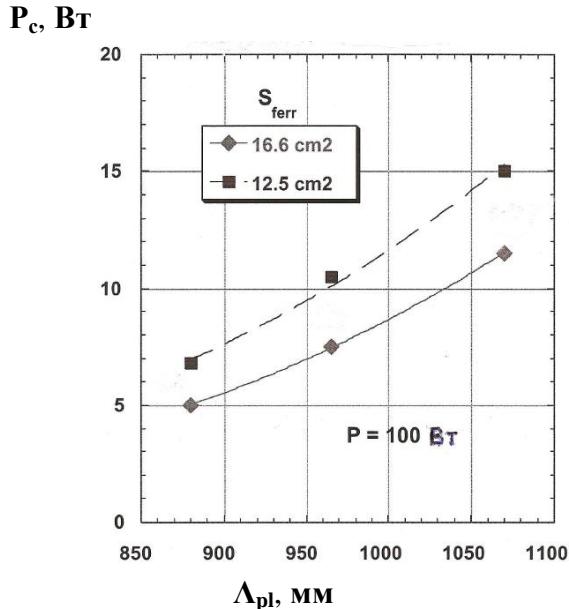


Рис. 2. Зависимость мощности потерь в ВЧ индукторе P_c от длины плазменного витка Λ_{pl} . $D_t = 38$ мм, $H_1 = 150$ мм. $p_{Ar} = 0,75$ мм рт.ст., $N = 4$.

Исследования влияния длины лампы на мощность потерь в ВЧ индукторе P_c проводились в лампах с трубками одинакового диаметра $D_t = 38$ мм, но разной длины L . Результаты измерений с магнитопроводами различного сечения, $S_{fer} = 12,5$ и $16,6$ см^2 , приведенные на *рис. 2*, показывают, что мощность потерь в ВЧ индукторе P_c возрастает с увеличением длины плазменного витка $\Lambda_{pl} = 2(L + H_2)$ быстрее, чем линейно. Это хорошо согласуется с выражением для P_{fer} , полученным нами в рамках трансформаторной модели индукционного разряда:

$$P_{fer} = 1150(\Lambda_{pl})^{2.88}(D_t + L_{fer})/f(P_{pl})^{0.58}(D_t)^{1.44}(H_{fer}L_{fer})^{1.63} \quad (2)$$

где $L_{fer} = 0,5(OD_{fer} - ID_{fer})$ – толщина магнитопровода; P_{pl} – поглощенная плазмой мощность.

Действительно, увеличение длины плазменного витка Λ_{pl} ведет к возрастанию ВЧ напряжения на плазменном витке U_{pl} , что, в свою очередь приводит к росту ВЧ напряжения на индуктивной катушке $U_c = U_{pl}N$. В результате, увеличивается индукция магнитного поля в магнитопроводе ($B_{fer} \sim U_c$), а вместе с ней и мощность потерь в магнитопроводе, как $P_{fer} \sim B_{fer}^{2,6}$ [6,7].

P_c , Вт

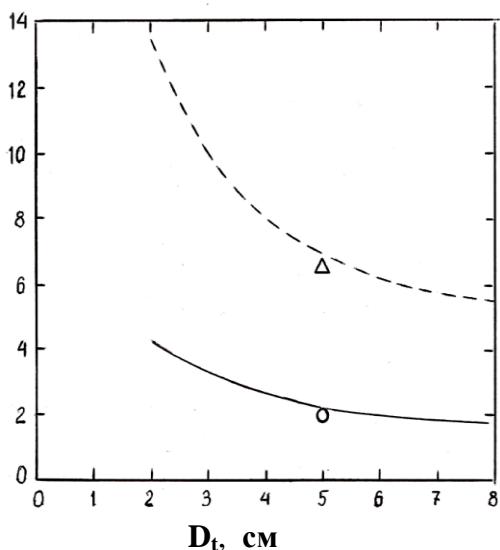


Рис. 3. Зависимость потерь мощности в ВЧ индукторе P_c от диаметра трубы D_{tr} . Площадь сечения обоих магнитопроводов $S_{fer} = 12,5 \text{ см}^2$; Число витков $N = 4$. Расчет по (2): — $\Lambda_{pl} = 65 \text{ см}$; - - - $\Lambda_{pl} = 100 \text{ см}$. ○, Δ — эксперимент.

На *рис. 3* приведены зависимости мощности потерь в магнитопроводе P_{fer} от диаметра разрядной трубы D_t , рассчитанные по (2) для двух ламп с разной длиной плазменного витка $\Lambda_{pl} = 65 \text{ см}$ и 100 см . Там же представлены экспериментальные данные мощности потерь в ВЧ индуктора P_c , измеренные в лампах с трубкой диаметром $D_t = 5 \text{ см}$. Как видно из *рис. 3*, экспериментальные значения P_c обнаруживают хорошее согласие с расчетными значениями P_{fer} , проведенными для обеих ламп. Снижение P_{fer} с увеличением D_t вызвано уменьшением напряженности ВЧ электрического поля плазмы, $E_{pl} \sim 1/D_t$, что ведет к уменьшению $U_{pl} = E_{pl}\Lambda_{pl}$, U_c и B_{fer} и резкому снижению P_{fer} .

На *рис. 4* приведены зависимости P_{fer} от площади сечения магнитопровода S_{fer} , рассчитанные по (2) для трех ламп трансформаторного типа с трубкой диаметром $D_t = 5 \text{ см}$ и длиной плазменного витка $\Lambda_{pl} = 60, 80$ и 100 см . Там же приведены экспериментальные значения P_c , измеренные в этих же лампах, которые показывают хорошее согласие ($+/-5\%$) с расчетными по (2) значениями P_{fer} .

P_{fer} , Вт

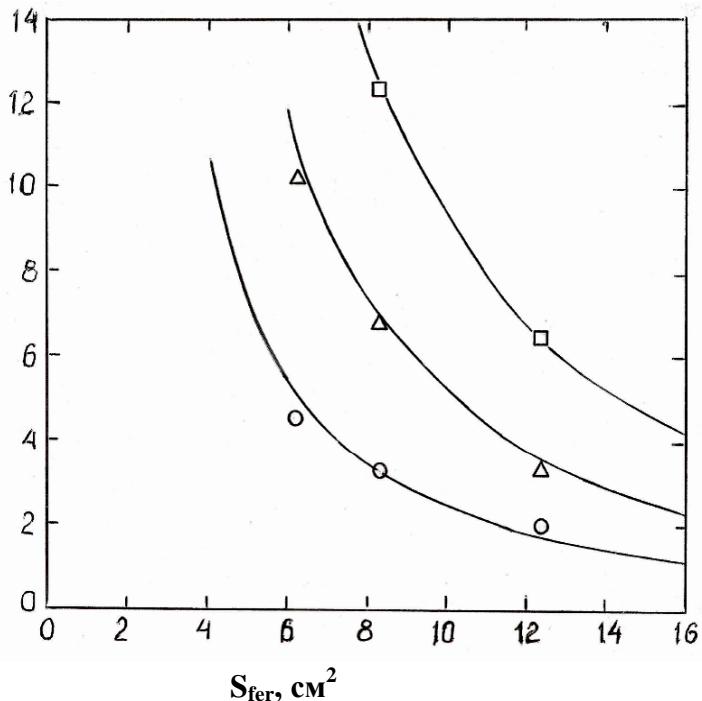


Рис. 4 Зависимость P_{fer} от S_{fer} . $D_t = 5 \text{ см}$, $p_{Ar} = 0,2 \text{ мм рт.ст.}$
Эксперимент: $A_{pl} = \circ - 60 \text{ см}$, $\Delta - 80 \text{ см}$, $\square - 100 \text{ см}$. — Расчет по (2).

Литература:

- [1] Shaffer J. and Godyak V.A. The Development of low frequency high output electrodeless fluorescent lamp // J. Ill.Eng. Soc. Winter 1999. P.142-148.
- [2] Попов О.А., Чандлер Р.Т. Индуктивный источник света трансформаторного типа на частотах 150–400 кГц мощностью 200 – 500 Вт // Теплофизика высоких температур. 2007. № 4. С. 795-800.
- [3] Попов О.А. Влияние инертного газа на характеристики индукционных люминесцентных ламп низкого давления// Труды VII Всероссийской конференции по физической электронике. Махачкала. 2012. С. 35-38.
- [4] Исупов М.В., Кротов С.В., Литвинцев А.Ю., Уланов И.М. Индукционная ультрафиолетовая лампа // Светотехника. 2007. № 5. С.37-40.
- [5] Свитнев С.А. Эффективный источник ультрафиоолетового излучения на основе разряда низкого давления. Дисс. ...канд. техн.наук. МЭИ. М. 2012.
- [6] Попов О.А. Исследование влияния давления инертного газа на характеристики индукционных люминесцентных ламп // Вестник МЭИ. 2013. № 3. С.76-84.
- [7] Ferrite Cores Catalog. Magnetics Inc. 1997. Butler. PA.

ПОЗИТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Е.П.Прокопьев, В.И.Графутин

ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» им.А.И.Алиханова (НИЦ «Курчатовский институт»),
Москва, Россия
E-mail: epprokopiev@mail.ru

Указывается, что наблюдения за аннигиляционной линией 0,511 МэВ внеземного происхождения позволяют получать информацию не только о наличии позитрон–электронных пар, об их энергии (а, следовательно, и скорости) в момент аннигиляции, о направлении движения относительно Земли и расстояний до источника этих пар и о некоторых свойствах среды, в которой произошла аннигиляция позитронов.

Приведено обсуждение того, как наблюдения электронно-позитронных аннигиляционных линий в гамма-диапазоне могут привести к оценке характерного размера межзвездной пыли, согласующейся с данными оптических наблюдений по межзвездному поглощению и покраснению наблюдавших спектров вследствие рассеяния света пылью.

Создание космических γ -телескопов, расположенных на орбитальных станциях и лабораториях, летающих вне земной атмосферы – в космической плазме [1], ставит задачу интерпретации γ -спектров из различных областей Вселенной, в том числе Солнца. Особый интерес представляет изучение доплеровского уширения аннигиляционной линии (ДУАЛ) с энергией порядка 0,511 МэВ, соответствующей аннигиляции медленных электронно-позитронных пар. Совсем недавно были достигнуты большие успехи в области гамма-астрономии (наблюдения проводились с воздушных шаров и искусственных спутников Земли) солнечных вспышек и области вблизи галактического центра (например, международные программы SPI\INTEGRAL (ИКИ РАН) [2] и AMS-01, AMS-02 на МКС [3]).

Аннигиляционная линия с энергией порядка 0,511 МэВ возникает при аннигиляции позитрон–электронных пар, находящихся в синглетном состоянии. Аннигиляция такой пары сопровождается испусканием двух γ -квантов. Если центр масс этой пары в лабораторной системе координат неподвижен, то γ -кванты разлетаются в противоположных направлениях с одинаковой энергией 0,511 МэВ. Движение центра масс аннигилирующей пары относительно лабораторной системы координат приводит как к отклонению угла разлета γ -квантов от 180^0 , так и к доплеровскому симметричному уширению аннигиляционной линии 0,511 МэВ. Если же на движение пары в лабораторной системе координат накладывается движение самой системы координат относительно системы координат, связанной с регистрирующей аппаратурой, то будет наблюдаться сдвиг в аннигиляционной линии 0,511 МэВ, обусловленный эффектом Доплера [1]. Движение источника γ -квантов и регистрирующей аппаратуры навстречу друг другу приведет к сдвигу аннигиляционной линии в область энергий больших 0,511 МэВ (голубое смещение). Если же источник и приемник движутся в разные стороны, то будет наблюдаться смещение

аннигиляционной линии в область энергий меньших 0,511 МэВ (красное смещение). Например, зная красное смещение z , можно определить скорость v удаления источника позитронов. Если скорость удаления источника v невелика по сравнению со скоростью света c , она выражается простой формулой $v = c \cdot z$. Если измеряемое по спектральным аннигиляционным линиям $z > 1$, то скорость v связана с z более сложным образом, но всегда остается меньше скорости света.

Поскольку, по-видимому, аннигиляционная линия 511 кэВ является достаточно “стандартной” линией в γ -диапазоне и для других галактик, то с повышением чувствительности γ -телескопов она может использоваться для оценки постоянной Хаббла H_0 при известном расстояния r до источника и расстояния r до источника при известном значении H_0 по известной космологической формуле

$$v = H_0 r.$$

Например, при значении $H_0 = 75$ [(км/с)]/Мпк [1] и характерном доплеровском уширении порядка $\delta=0.01$ красное смещение, соответствующее этому значению δ составляет величину $z = \delta = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0 = 0.01$, что соответствует расстояниям $r = cz / H_0 = 40$ Мпк. Поэтому ясно, что расстояния до галактик в этом случае должны быть больше 40 Мпк (т.е. источник находится на расстоянии, более чем в $5 \cdot 10^4$ большем, чем расстояние до Галактического Центра, тем самым соответствующий поток γ -квантов в $2 \cdot 10^7$ слабее, чем от Галактического Центра). Тем самым, чувствительность γ -телескопов нынешнего поколения должна быть существенно улучшена. Несомненно, должно быть улучшено и угловое разрешение, поскольку в настоящее время невозможно получить разрешение порядка угловых секунд, как это требуется для решения подобных задач. Можно высказать также гипотезу о том, что интенсивность линии 511 кэВ у нормальных галактик примерно одинакова; в этом случае возможно и эту линию использовать как “стандартную свечу” в космологии, подобно тому, как это делается сейчас для сверхновых типа Ia, хотя нет сомнений, что это дело удаленного будущего.

Для наблюдения доплеровского уширения аннигиляционной линии 0,511 МэВ используют Ge(Li) детекторы, импульсы с которых регистрируются амплитудным анализатором. Современные приборы позволяют достаточно надежно регистрировать доплеровское уширение аннигиляционной линии 0,511 МэВ [2].

Дополнительную информацию о наличии позитрон–электронных пар можно получить из анализа оптических спектров в ультрафиолетовом диапазоне (180 – 240 нм). В этом диапазоне лежит лаймановская серия спектров возбужденных состояний позитрония (6,8 эв – 5,1 эв) [1].

. Как указывается в [4], позитроны с начальной энергией порядка $E \approx 10^8$ эВ в межзвездных магнитных полях напряженностью $H \approx 10^{-5} – 10^{-6}$ Э описывают вокруг силовых линий магнитного поля винтовые траектории с радиусом кривизны $R = E / 300 \cdot H \approx 10^{10} – 10^{11}$ см, т.е. порядка радиуса Солнца. По космическим меркам это очень малое расстояние, поэтому позитроны практически заперты в области (объеме), в котором они образовались. При прохождении через межзвездный газ с обычной плотностью $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$ позитроны участвуют в следующих основных процессах взаимодействии с атомами водорода: 1) ионизация атомов водорода, при этом возникают тормозное (за счет взаимодействия с ядерным и атомным полями) и

синхротронное (за счет взаимодействия быстрых позитронов с магнитным полем космической плазмы) излучения; 2) аннигиляция на лету; 3) образование атома позитрония (Ps); 4) квазиупругие процессы столкновений с атомами водорода (H); 5) образование и распад квазиатомных систем e^+H ; 6) аннигиляция в межзвездном газе медленных и “квазитермализованных” позитронов.

Рассмотрим в краткой форме особенности этих процессов, следуя [4-6]. В области высоких энергий позитроны, взаимодействуя с атомами водорода, теряют свою энергию главным образом на ионизацию атомов водорода и синхротронное излучение. Отметим, что при этом небольшая доля энергии позитронов (< 20 %) теряется на тормозное излучение и совсем малая доля (< 0,2 %) – на магнитно-тормозное излучение и на столкновения со световыми квантами (обратный комптон-эффект). Время замедления в процессе ионизационных энергетических потерь и потеря энергии за счет синхротронного излучения при плотности $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$ и начальной энергии позитрона 10^8 эВ составляет величину порядка $10^{14} \text{ с} \sim 3 \cdot 10^6 \text{ лет}$, а время жизни относительно аннигиляции равно $1,3 \cdot 10^6 \text{ лет}$ [5]. Отметим, что эти времена увеличиваются в межгалактической среде примерно на 6 порядков, ибо плотность водорода в этой среде $n \sim 1 \text{ м}^{-3}$. Действительно, общие пробеги позитронов в галактической среде с замедлением их до теплового равновесия с атомами водорода составляют величины порядка $3 \cdot 10^{24} \text{ см}$, что примерно в 100 раз больше расстояния до галактического центра. В межгалактической среде это расстояние примерно в миллион раз становится большим, т.е. $3 \cdot 10^{30} \text{ см}$, что примерно в 10^8 раз больше расстояния до галактического центра. Однако, как известно [6], галактическое магнитное поле препятствует выходу космических лучей (в том числе и позитронов) в межгалактическое пространство, что приводит к явлению диффузии галактических лучей. Способны выходить в межгалактическое пространство лишь космические лучи с очень высокими энергиями. В галактической среде, по-видимому, наблюдаются потоки позитронов во всех интервалах энергий (от ультраквазирелятивистских энергий до энергий позитронов, соответствующих энергиям теплового равновесия позитронов с атомами галактической среды) при условии, что источниками позитронов являются галактические объекты (черные дыры, вспышки сверхновых и т.д.). Отметим, что в приведенных выше оценках времен различных процессов пренебрегали возможностью различных механизмов ускорения позитронов в галактическом и межгалактическом пространстве [6].

Исследования параметров гамма-спектров и параметра S формы спектров доплеровского уширения аннигиляционной линии (ДУАЛ) различных областей Вселенной и Солнца ставят вопрос о природе позитронных состояний в них, прежде всего в чрезвычайно разреженных газах и космической плазме. В работах [4-6] показано, что некоторая часть быстрых позитронов теряет свою энергию и замедляется до энергий порядка энергии атомных электронов в галактической и межгалактической средах за время, меньшее, чем время жизни относительно аннигиляции. Как показывают расчеты [5], процесс аннигиляции пар на лету в области высоких энергий менее вероятен, чем процесс ионизационных энергетических потерь. Доля позитронов, аннигилирующих на лету, составляет величину 1 – 3 % от общего числа всех позитронов. В этой области энергий позитроны участвуют в процессе квазиупругих столкновений с поперечным сечением, равным по порядку величины геометрическим

размерам атома Н. Время замедления позитронов в этой области энергий определяется выражением [5]

$$t = \left(2m^{1/2} / \sqrt{2}\right) (\zeta n \sigma)^{-1} \left[(1/E_I)^{1/2} - (1/E_0)^{1/2} \right],$$

где m - масса позитрона, $\zeta = 2m/M$ - средние потери энергии позитрона на одно столкновение в относительных единицах, σ - поперечное сечение столкновения, E_0 и E_I - начальная и конечная энергии позитрона соответственно, M - масса атома водорода и n - концентрация атомов водорода в космической среде.

Оценки по этой формуле дают возможность заключить, что t гораздо меньше времени жизни позитрона относительно аннигиляции при столкновениях [5]. Таким образом, позитроны могут быть "квазитермализованными" в атмосфере космической плазмы.

Особенно большое значение имеют процессы образования Ps и квазиатомных систем позитрон+атом и позитрон+анион [7-15] в космической плазме, резко укорачивающие время жизни позитронов. По оценкам для атомов Н, вероятность образования Ps составляет величины $P \geq 0,3$ [5,14]. Действительно, экспериментальные данные [5] подтверждают наличие обильного выхода позитрония в космической плазме галактического центра. Этот вопрос детально рассмотрен в работе [2].

Из всех возможных наиболее вероятными процессами взаимодействия квазитермализованных позитронов с атомами космической плазмы являются процессы с участием атомов водорода и гелия, а также отрицательных ионов водорода H^- , как наиболее распространенных. При этом не исключены процессы образования позитронных ионов e^+H и e^+He и гидрида позитрония $HPs(e^+H^-)$ [8-15]. Для простейших позитронных ионов e^+H и e^+He вопрос о существовании стабильных связанных состояний окончательно еще не решен. Системы e^+H и e^+He исследовались вариационными методами [13-15]. С помощью функции, симметризованной по координатам частиц одного знака заряда, и с учетом в пробной функции позитрониевой связи в явном виде получено наилучшее значение энергии $E = -0,388$ а.е., характеризующее квазистационарное состояние e^+H , в то время как значение энергии связи атома водорода составляет величину $E = -0,5$ а.е. Таким образом, доказывается, что система e^+H динамически нестабильна в отношении выброса позитрона. Было установлено, что основное состояние системы e^+He также нестабильно в отношении выброса позитрона. Однако, в этом направлении необходимы более точные теоретические расчеты.

Отметим, что в настоящее время к строго стабильным (устойчивым к выбросу позитрона и позитрония, так что единственным каналом распада является канал аннигиляции) можно отнести лишь гидрид позитрония e^+H^- . Эта система, как и другие системы позитрон-анион исследовались как методом Хартри-Фока [8-10], так и вариационными методами [10-15]. Было установлено, что полная энергия системы E , сродство (энергия диссоциации) к позитрону E_p иону H^- и позитронию E_d атома Н составляют величины $E = -0,7868$ а.е., $E_p \approx 7,0296$ эВ, $E_d = 1.001$ эВ соответственно.

Время жизни позитрона относительно двухквантовой аннигиляции в основном состоянии системы e^+H^- составляет величину $\tau = 4,3 \cdot 10^{-10}$ с.

Полученные методом Хартри-Фока результаты показывают, что система e^+H^- стабильна в отношении распада на позитрон и H^- как в основном, так и в возбужденных состояниях. Однако следует отметить одно важное обстоятельство: вероятности радиационных захватов термализованных позитронов в возбужденные состояния системы e^+H^- , рассчитанные по методу Хартри-Фока на порядок и более превышают вероятность радиационного захвата позитронов в основное состояние e^+H^- . Особенно велики эти вероятности в высоковозбужденные состояния системы e^+H^- . Это говорит о том, что именно эти состояния e^+H^- и являются превалирующими в космической плазме. Однако при этом следует иметь в виду, что энергии связи позитрона для этих состояний резко уменьшаются. При этом система e^+H^- , становится динамически нестабильной в отношении распада на атом позитрония и атом водорода. Таким образом, образование позитрония в космической плазме с большой концентрацией ионов H^- может происходить посредством образования квазистабильных высоковозбужденных состояний позитрона в системе e^+H^- и последующего ее распада на атом водорода и позитроний. В такой космической плазме возможен практически 100 % выход позитрония, о чем говорят экспериментальные данные космической лаборатории Интеграл [2].

Таким образом, методы гамма-астрономии и результаты по измерению ДУАЛ могут быть использованы для исследования природы и свойств позитронных состояний в космической плазме с низкой плотностью. Для идентификации позитронных состояний большое значение имеют эксперименты в различных средах [16-19] и искусственной галактической среде с низкой плотностью [17,18], моделирующие позитронную плазму с заданными свойствами. Исследования в этом направлении могут иметь и практический интерес при интерпретации позитронных аннигиляционных спектров Вселенной.

Так, например, интересную информацию можно получить из сравнения интенсивностей пара и орто-позитрония. Аннигиляция из этих состояний зарегистрирована обсерваторией ИНТЕГРАЛ [2]. В зависимости от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона различают два основных состояния атома позитрония: синглетное состояние 1S_0 (парапозитроний p-Ps), спины электрона и позитрона антипараллельны (суммарный спин равен 0); триплетное состояние 3S_1 (ортопозитроний o-Ps), спины электрона и позитрона параллельны (суммарный спин равен 1).

Для ортопозитрония возможны три подсостояния, различающиеся магнитными квантовыми числами: $m = +1, 0, -1$, для парапозитрония $m = 0$. Поэтому относительный статистический вес орто и парапозитрония равен соответственно $3/4$ и $1/4$.

Сечение и характер аннигиляции зависят от взаимной ориентации спинов аннигилирующих частиц. Так, пара-позитроний испытывает 2γ -аннигиляцию, а орто-позитроний - 3γ -аннигиляцию. Различными оказываются и вероятности спонтанной аннигиляции атомов p-Ps и o-Ps. Скорость аннигиляции λ_S^0 и среднее время жизни

относительно спонтанной аннигиляции τ_S^0 парапозитрония в основном состоянии соответственно равны

$$\lambda_S^0 = 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}; \tau_S^0 = 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ с}.$$

Аналогичные параметры для аннигиляции ортопозитрония в основном состоянии будут равны

$$\lambda_t^0 = 1/\tau_t^0 = \lambda_S^0 / 1115 = 7,14 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}; \tau_t^0 = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}.$$

Приведенные параметры аннигиляции относятся к аннигиляции пара- и ортопозитрония в вакууме. В среде за счет аннигиляции позитрона, входящего в состав атома позитрония, на электронах среды уменьшается время жизни ортопозитрония и доля фотонов от 3γ -аннигиляции. Из данных обсерватории ИНТЕГРАЛ следует, что аннигиляция позитронов происходит как из пара- так и из орто-состояний и вероятность аннигиляции из позитрониевых состояний составляет $0,96 \pm 0,04$ [2]. При обсуждении экспериментальных результатов авторы детально рассматривают механизм образования позитрония в результате взаимодействия позитронов с водородом и дальнейшей аннигиляции позитрония в вакууме.

Однако, на наш взгляд интересно рассмотреть и другие механизмы образования позитрония в космической среде за счет процессов взаимодействия позитронов с частицами газопылевой космической плазмы при их характерных размерах $0,05 \leq a \leq 1$ мкм [20,21]. Для астрофизики большое значение имеет изучение свойств космической пыли и выяснение того влияния, которое оказывает эта пыль при изучении физических характеристик астрофизических объектов. Межзвездное поглощение и межзвездная поляризация света, инфракрасное излучение областей нейтрального водорода, дефицит химических элементов в межзвездной среде, вопросы образования молекул и рождение звезд - во всех этих проблемах огромная роль принадлежит космической пыли. Особый интерес представляет возможность оценок размера пылинок из данных по аннигиляционному распаду атомов позитрония в газопылевой космической плазме.

Действительно, если вероятности аннигиляций из пара- и орто-состояний сопоставимы (а это так [2]), то аннигиляция позитронов, может происходить путем образования позитрония в и на космических пылинках и дальнейшем диффузионном выходе позитрония в вакуум, где и происходит аннигиляция на два (парапозитроний) и три (ортопозитроний) гамма кванта [12].

Известно, что в Галактической Плоскости, в частности, в окрестности Галактического Центра находится межзвездная пыль, затрудняющая наблюдение этих областей в оптическом диапазоне и состоящая преимущественно из углерода и силикатов с характерным размером порядка 1 мкм [20-22]. Действием пыли обусловлены два наблюдаемых явления в оптическом диапазоне: а) ослабление наблюдаемого потока (так называемое межзвездное поглощение); б) в силу своего размера пыль рассеивает преимущественно кванты, соответствующие голубой длине волн, тем самым происходит покраснение спектров, т.е. наблюдаемый спектр становится более красным, чем испускаемый, в то время как рассеиваемый спектр более голубой, чем исходный. Подобный феномен происходит в Земной атмосфере.

Зная коэффициент диффузии (земные эксперименты) и время жизни позитронов в среде, можно оценить размер пылинок. Так, например, диффузионные длины позитронов в Si и Al соответственно равны 0,5 и 0,15 мкм [23], и для большинства

конденсированных сред имеют такой же порядок. Доля позитронов (позитрония), достигающих поверхность от общего числа позитронов в среде, существенным образом зависит от энергии позитронов, т.е. от соотношения длины диффузии и длины поглощения. Так, длины поглощения позитронов с энергией ~1.5 МэВ в Si и Al соответственно будут ~600 и ~500 мкм, а для позитронов с энергией 2 кэВ эти же величины будут уже на три порядка меньше. Для относительно медленных позитронов порядка нескольких кэВ длины диффузии и поглощения сопоставимы. Уширение аннигиляционной линии 511 кэВ в экспериментах ИНТЕГРАЛ составляет несколько ($2,37 \pm 0,25$) кэВ. Этому уширению соответствует энергия аннигилирующей позитрон-электронной пары в несколько эВ, т.е. энергия квазитермализованного позитрония. Таким образом, можно полагать, что размер пылинок будет сопоставим с длиной диффузии, т.е. 0.1 – 1 мкм.

Тем самым получаемые размеры пылинок хорошо согласуются с оценками, полученными из оптических наблюдений.

Если же в интенсивность аннигиляционной линии 511 кэВ вносит вклад аннигиляция свободных позитронов на электронах среды (пылинок), а эту информацию можно получить из сравнения интенсивностей 2γ - и 3γ -аннигиляции регистрируемого обсерваторией ИНТЕГРАЛ спектра, то размер пылинок должен быть больше и его можно оценить, привлекая сведения об аннигиляции позитронов в конденсированных средах.

Работы с использованием позитронной спектроскопии ведутся в ИТЭФ давно и к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по аннигиляции позитронов в различных средах [24]. Эти материалы могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных, получаемых с космических γ -телескопов.

Литература:

1. Альвен Х. *Космическая плазма*. (М.: Мир, 1983).
2. Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Сazonov С.Ю., Ревнивцев М.Г., Варшалович Д.А., УФН, **176**, 334 (2006); Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunjaev, S. Sazonov, M. Revnivtsev and D. Varshalovich), Mon. Not. R. Astron. Soc. **357**, 1377 (2005).
3. AMS коллаборация (AMS Collaboration, M. Aguilar, J. Alcaraz, J. Allaby, B. Alpat et al.); Physics Reports, **366/6**, 331 (2002); Алкарас и др.(J. Alcaraz, D. Alvisi, B. Alpat et al.), Physics Letters.B, **472**, 2156 (2000).
4. Власов Н.А. *Антивещество*. (М.: Атомиздат. 1968).
5. Прокопьев Е.П. Астрономический журнал. **70**, №3, 906 (1994).
6. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птушкин В.С., Астрофизика космических лучей. Под. ред. В.Л.Гинзбурга. М.: Наука. 1990. 496 с.
7. Ope (Ore A.) Univ. Bergen Arbook. **9**; **12**. (1949)
8. Гольданский В.И., Иванова А.В., Прокопьев Е.П., Журнал экспериментальной и теоретической физики. **47**, Вып.8., 659 (1964).
9. Иванова А.В., Прокопьев Е.П.. Журнал экспериментальной и теоретической физики. **48**, Вып.4, 1155 (1965).

10. Гольданский В.И., Иванова А.В., Прокопьев Е.П. В кн.: *Ядерная химия* (М.: Наука, 1965), 249.
11. V.I.Grafutin, E.P.Svetlov-Prokop'ev, T.L.Razinkova, A.F.Zakharov. Positron annihilation on atoms of space plasma. The 6-th International Conference "Modern Problems of Nuclear Physics", Book of Abstracts. Tashkent. 19-22 September, 2006. P. 40-41.
12. A.L.Suvorov, Yu.V.Funtikov, V.I.Grafutin, T.L.Razinkova, E.P.Svetlov-Prokop'ev, A.F.Zakharov. Research of positron states in space. Abstracts of the 6th INTEGRAL Workshop «The Obscured Universe». 2-8 July 2006. Space Research Institute Russian Academy of Sciences. Moscow. P.28.
13. Арифов П.У., Арутюнов Н.Ю., Прокопьев Е.П. и др. *Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика* (Ташкент: ФАН, 1975), с. 272.
14. Арефьев К.П., Арифов П.У., Прокопьев Е.П. и др. *Позитронсодержащие системы и позитронная диагностика* (Ташкент: ФАН, 1978), с. 192.
15. Дин Ван Хоанг, ДАН БССР **8**, 717 (1964); **9** 152 (1965).
16. Гриффит и Хейланд (T.C. Griffith and G.R. Heyland), Phys. Repts. **39**, №3, 169 (1978).
17. Сурко, Грибакин, Бэкман (C.M.Surko, G.F.Gribakin, S.J.Buckman), J.Phys. B : At. Mol. Phys. **38**, R57 (2005).
18. Сурко, Левенталь и Пасснер (M.C. Surko, M.Leventhal and A. Passner), Phys. Rev. Lett. **62**, №8, 901 (1989).
19. Гаврилов С.А., Графутин В.И., Илюхина О.В., Мясищева Г.Г., Прокопьев Е.П., Тимошенков С.П., Фунтиков Ю.В., Письма в ЖЭТФ, **81**, Вып.11-12, 680 (2005).
20. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., *Физика межзвездной среды*, (М.: Наука, 1979).
21. Спitzer (L. Spitzer), *Physical Processes in the Interstellar Medium*, (Wiley, New York, 1978); Спitzer Л., *Физические процессы в межзвездной среде*, (Москва, Мир, 1981)
22. Дайсон (J. Dyson), *Physics of Interstellar Medium*, (Taylor & Francis, London, 1997).
23. Новиков Ю.А., Раков А.В., Хорев А.Б., Шантарович В.П., Поверхность **8**, 62 (1992).
24. Графутин В.И., Прокопьев Е.П., УФН, **172**, 67 (2002)

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ УЕДИНЕННЫХ И ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ

Омаров О.А., Ашурбеков Н.А., Омарова Н.О., Багандова И.З.

ФГБОУ ВПО Дагестанский государственный университет.

Применение низкотемпературной плазмы в технологических процессах вызвало бурный рост исследований импульсных газовых разрядов. В последние годы развитие новых экспериментальных методов исследования и возросшие возможности вычислительной техники привели к возрастанию числа исследований, посвященных неравновесной и нестационарной плазме, получаемой с помощью наносекундных импульсов в длинных разрядных трубках. Однако в литературе отсутствуют работы по взаимодействию высокоскоростных волн ионизации (ВВИ) в коаксиальных волноводах. Статья посвящена комплексным исследованиям релаксационных процессов плазмы, возникающей при распространении встречных волн ионизации.

Изучаемый разряд происходил в стеклянной трубке длиной около 50 см, диаметром 1 см. Внутренние электроды изготовлены из алюминия в виде полых цилиндров, сквозь которые регистрировалось оптическое излучение разряда вдоль трубы. Разрядная трубка помещалась в металлический экран диаметром 3 см.

В качестве регистрирующего прибора использовался двухканальный аналоговый цифровой преобразователь (АЦП) подключенный к персональному компьютеру. АЦП позволяет производить измерения сигнала с использованием двух независимых каналов с чувствительностью от 10 мВ/деление до 5 В/деление (от 80 мВ до 40 В полной шкалы). Осциллограф способен регистрировать сигналы в режиме реального времени длительностью до 10 нс и амплитудой до 40 В, с частотой оцифровки для случая повторяющихся сигналов до 5 ГГц. Погрешность измерений осциллографа по амплитуде не более $\pm 2,5\%$, по времени не более $\pm 0,01\%$.

Для измерения сигналов с емкостных датчиков и тока разряда использовались омические делители из малоиндуктивных сопротивлений с соответствующей коррекцией по высокой частоте.

Для формирования встречных волн ионизации был разработан специальный генератор высоковольтных импульсов напряжения, собранный по трансформаторной схеме в коаксиальном исполнении. Первичная обмотка состояла из 4-х витков, вторичная обмотка - из двух обмоток по 12 витков в каждой. В качестве коммутирующего устройства в этой схеме ГИН использовался тиаратрон типа ТГИ-400/15. Такой генератор позволял одновременно вырабатывать два импульса напряжения с регулируемой амплитудой до 40 кВ и длительностью импульсов около 100 нс.

Импульсы напряжения одновременно подавались на разные электроды относительно экрана, окружающего трубку. В такой системе могут возбуждаться две ВВИ, которые будут взаимодействовать друг с другом и, в зависимости от полярности прикладываемых к электродам импульсов, будут либо гасить, либо усиливать друг друга в области взаимодействия.

Оптические свойства наносекундного разряда в длинных трубках характеризуются наличием целого ряда релаксационных процессов, протекающих в различных областях трубы по-разному (1-4). Информацию о пространственно-временной динамике релаксационных процессов можно получить из исследования излучения спектральных линий плазмы. Для выделения спектральных линий использован спектрограф типа ДФС-452 с дифракционной решеткой 1200 штр/мм с специально установленной на его выходе щелью с микрометрическим винтом. Световой поток на выходе спектрографа регистрировался с помощью фотоэлектрического умножителя, согласованного с 50-омным коаксиальным кабелем.

Исследовались электрические параметры ВВИ, скорость их распространения в зависимости от давления газа и амплитуды напряжения, амплитудные значения тока. Максимальная скорость (порядка 10^9 см/с) соответствует давлению газа около 10-12 Торр. Максимум скорости ВВИ приходится на давление порядка 12 Торр и составляет для ВВИ положительной полярности величину $1.8 \cdot 10^9$ см/с при амплитуде импульса прикладываемого напряжения 28 кВ. С повышением амплитуды напряжения при фиксированном давлении газа, скорость ИВГП, в исследованном диапазоне изменения напряжения, возрастала по закону, близкому к линейному. Исследования показали затухание ВВИ по мере движения вдоль трубы.

На рис. 1, 2 приведены осцилограммы импульсов излучения и электрических градиентов потенциала, измеренных с оптических и емкостных датчиков, установленных вдоль разрядной трубы. Экспериментально установлена релаксация свечения и затухание импульсов напряжения при движении ВВИ от высоковольтного электрода к центру разрядной трубы.

Исследования релаксации оптического излучения показали наличие двух характерных максимумов при распространении встречных положительных волн ионизации.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что амплитудные профили импульсов оптического излучения разряда существенно зависят от режима работы генератора импульсов напряжения и его согласования с разрядной системой.

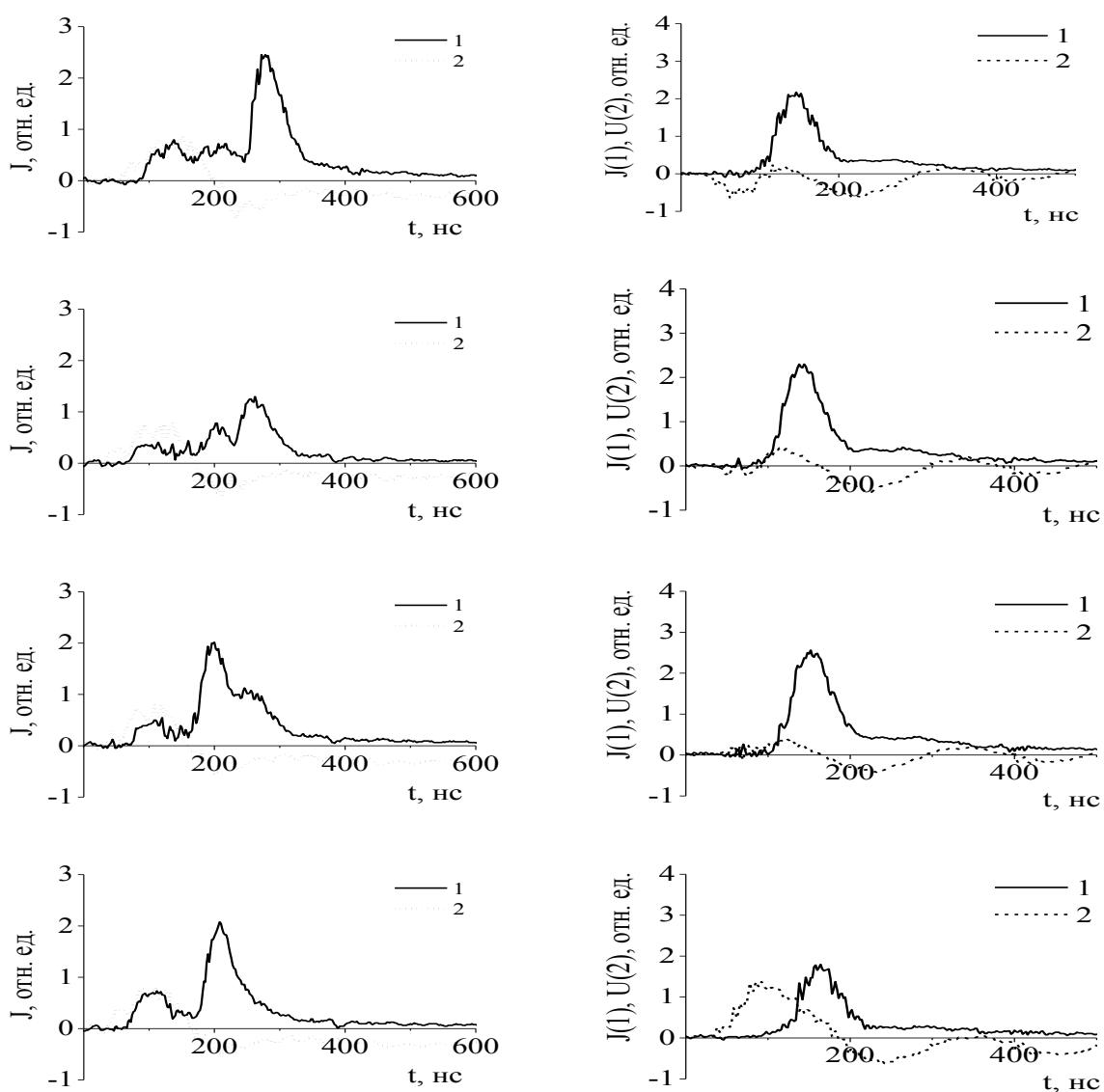
На рис. 3 изображены синхронизированные во времени осцилограммы тока, напряжения и свечения для различных режимов формирования разряда.

В аналогичных условиях проведены также комплексные исследования спектра излучения во фронте ВВИ, амплитудные и поляризационные профили интенсивностей оптического излучения, а также пространственно-временная динамика формирования оптического излучения.

Наиболее подробно исследовались четыре спектральных линий гелия HeI с длинами волн $\lambda=396,4$ нм, 492,1 нм, 587,6 нм, 388,8 нм при формировании разряда двумя волнами различной полярности при напряжении 28 кВ. Исследования показали, что излучение на всех указанных спектральных линиях частично поляризовано, причем степень поляризации излучения различна как по величине, так и по знаку. Длительность локального излучения значительно меньше, чем интегрального, по всей длине трубы. Детальные исследования показали, что степень поляризации при фиксированных значениях давления газа и амплитуды напряжения в различных стадиях разряда различна. Что согласуется с проведенными ранее исследованиями (5).

Степень линейной поляризации при формировании разряда двумя волнами различной полярности при напряжении 28 кВ составляла: на длине волны 429,5 нм величину порядка 15%, на длине волны 388,8 нм – 10%, а на длине волны 471,3 нм степень поляризации имела отрицательное значение ~10%. Зависимость от давления в диапазоне от 14-34 Торр была незначительна.

Систематизация полученных исследований показывает, что длительности импульсов излучения, степень линейной поляризации, интенсивности излучения и форма импульса зависят от полярности электрического поля во внешних волнах ионизации.



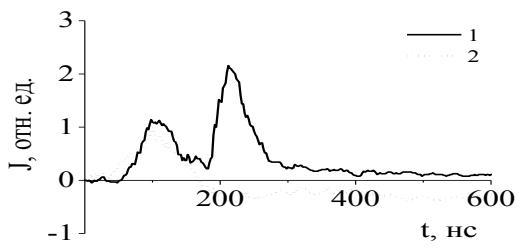


Рис.1. Интенсивность излучения поперек трубы (1) и сигнал с емкостного датчика (2). На два электрода подается положительный импульс. Напряжение 28 кВ. Давление 20 Торр.

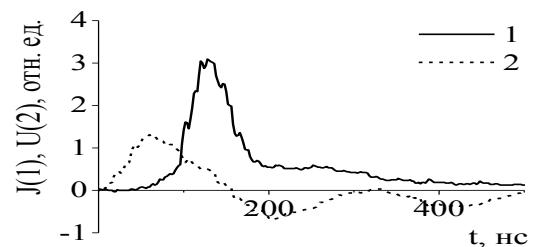
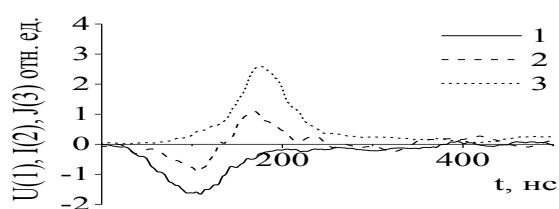
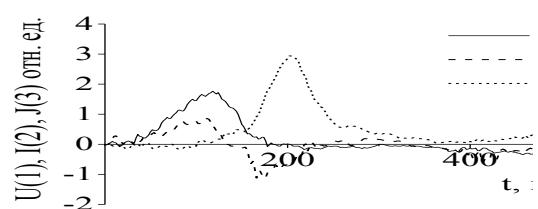


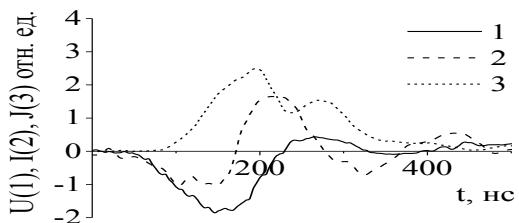
Рис.2. Интенсивность излучения поперек трубы (1) и сигнал с емкостного датчика (2). Со стороны 1 датчика подается отрицательный, со стороны 5 положительный импульс. Напряжение 28 кВ. Давление 20 Торр.



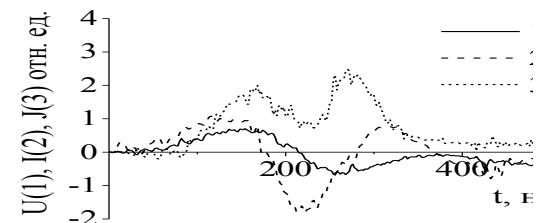
Со стороны 1 датчика подается отрицательный импульс. Второй электрод заземлен - а



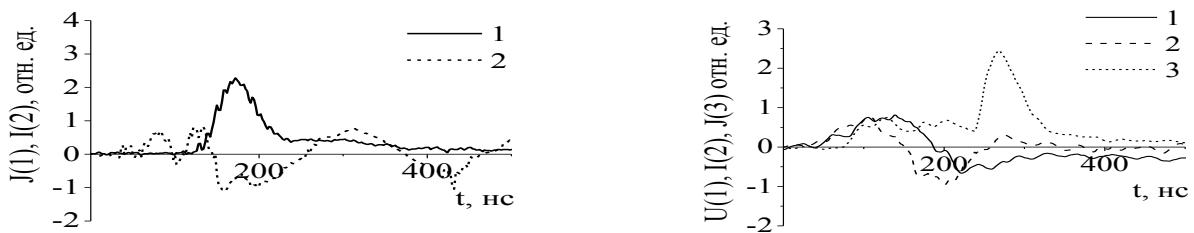
Со стороны 1 датчика подается положительный импульс, второй электрод заземлен – б



Со стороны 1 датчика подается отрицательный импульс. Второй электрод разомкнут - в



Со стороны 1 датчика подается положительный импульс. Второй электрод разомкнут – г



Со стороны 1 датчика подается отрицательный, со стороны 5 положительный импульс - д

На два электрода подается положительный импульс напряжения - е.

Рис. 3. Синхронизированные во времени осциллограммы тока (2), напряжения (1) и свечения (3) с первого датчика для различных режимов формирования разряда. $U=28$ кВ. $P=20$ Торр. Со стороны 1 датчика подается отрицательный импульс. Второй электрод заземлен - а. Со стороны 1 датчика подается положительный импульс, второй электрод заземлен - б. Со стороны 1 датчика подается отрицательный импульс. Второй электрод разомкнут - в. Со стороны 1 датчика подается положительный импульс. Второй электрод разомкнут - г. Со стороны 1 датчика подается отрицательный, со стороны 5 положительный импульс - д. На два электрода подается положительный импульс напряжения - е.

Литература:

1. Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Кинетика возбужденных атомов и оптическое излучение при волновом механизме пробоя инертных газов. Теплофизика высоких температур.2000 т.38, №5.с.823-839.
2. Ашурбеков Н.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Погореловская М. Динамика релаксационных процессов за фронтом высокоскоростной волны ионизации. В сб.: Материалы II Всероссийской конференции по Физической электронике. Махачкала.2001.С23-29.
3. Ашурбеков Н.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Погореловская М. А. Роль высоконергетичных электронов в установлении режимов релаксации оптического излучения за фронтом высокоскоростной волны ионизации. Изв. РАН, серия физическая. 2003. Т.67. Вып.9. С.1237-1240.
4. Ашурбеков Н.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Погореловская М. А. Оптическое излучение продольного наносекундного разряда в режиме формирования встречных уединенных волн ионизации. Изв. РАН, серия физическая. 2003. Т.67. Вып. 9. С.1249-1252.
5. Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Поляризация состояний атомов гелия на фронте ВВИ. Известия РАН сер. Физическая.2000.Т.64,№7.С.1411-1417.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЛЕКТИВНОГО ЗАХВАТА МАКРОЧАСТИЦ ИЗ ГАЗОВОГО ПОТОКА

В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, В.Я. Печеркин, Р.А. Сыроватка

Объединенный Институт Высоких Температур РАН
romansa_89@mail.ru

Для удержания левитирующих заряженных макрочастиц применялись электродинамические ловушки Паули и их модификации [1], в которых частицы удерживаются переменными электрическими полями. Движение частиц в таких ловушках описывается уравнениями Маттье, анализ которых показал, что электродинамические ловушки способны удерживать левитирующие заряженные частицы в широком диапазоне отношений заряда к массе путем изменения частоты и амплитуды переменного напряжения на электродах.

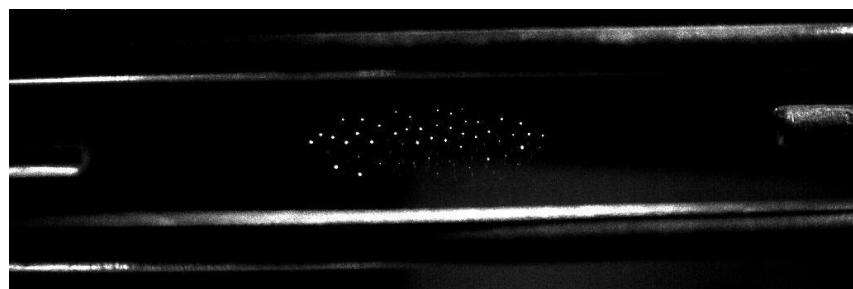


Рис. 1. Структура из заряженных микрочастиц в электродинамической ловушке.
Диаметр частиц 10-15 мкм, частота 80 Гц, амплитуда 900 В.

В большинстве работ в ловушке находилась одна предварительно заряженная частица, являющаяся объектом исследования, однако электродинамическая ловушка может удерживать и структуры из некоторого количества сильно взаимодействующих заряженных частиц. Было экспериментально установлено [2], что с помощью электродинамической ловушки в воздухе при атмосферном давлении можно удерживать предварительно заряженные микрочастицы, по крайней мере, в количестве 150 – 200 штук (Рис. 1).

Электродинамическая ловушка с заданными значениями амплитуды и частоты переменного электрического поля, подаваемого на ее электроды, будет удерживать только те частицы, отношение заряда к массе которых лежит в определенном диапазоне значений, что открывает возможность их практического применения в области очистки газов от пылевых примесей. С помощью электродинамических ловушек можно захватывать частицы заданного размера, что позволит добиться более высокой степени очистки.

Некоторой трудностью использования электродинамических ловушек в качестве фильтрующего элемента является тот факт, что пылевые частицы необходимо предварительно зарядить. Компьютерное моделирование электродинамической

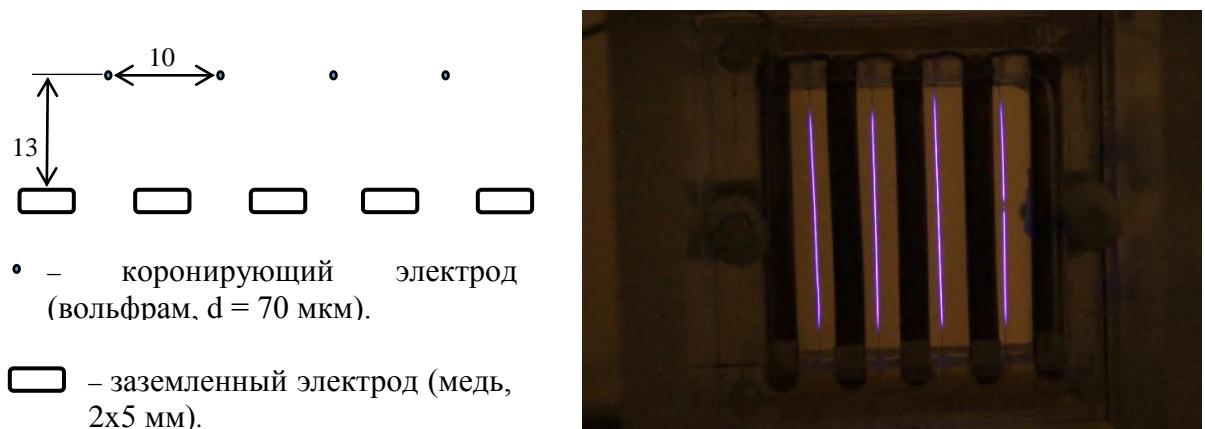
ловушки показало, что достаточный для улавливания заряд может быть получен с использованием коронного разряда в качестве устройства зарядки частиц [3].

Для изучения селективного захвата частиц из газового потока был разработан и изготовлен экспериментальный стенд, в котором находятся следующие компоненты:

- Фильтр для очистки входящего воздуха от атмосферной пыли;
- Устройство подачи частиц в воздушный поток;
- Устройство с коронным разрядом для зарядки пылевых частиц;
- Многоэлектродная электродинамическая ловушка;
- Вентилятор для продувки воздуха с регулируемой скоростью;
- Устройство для контроля заряда, приобретенного частицами.

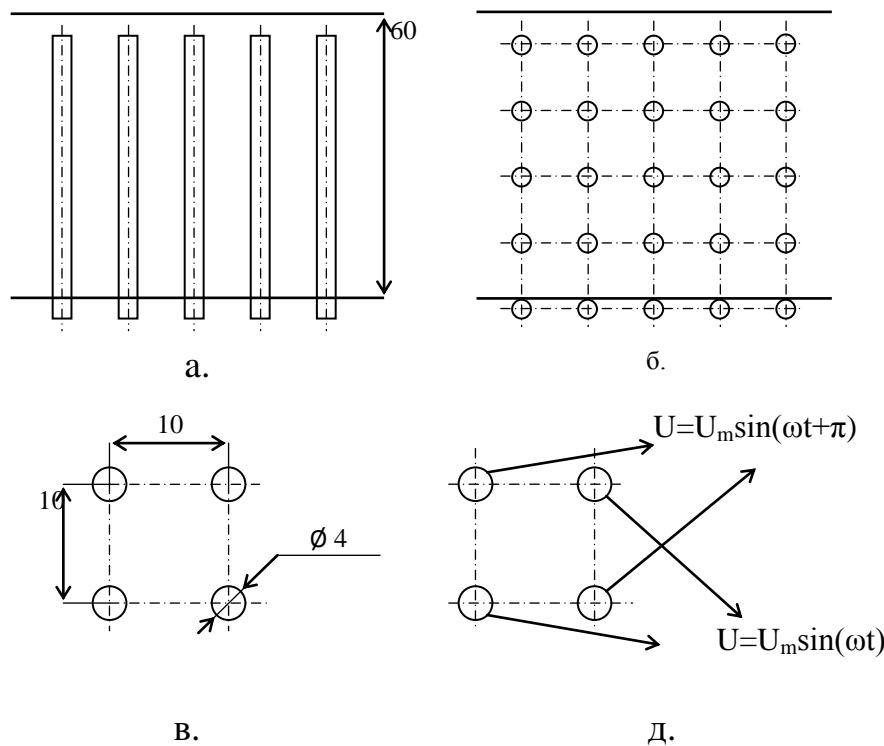
В качестве системы диагностики используется высокоскоростная цифровая камера, для подсветки частиц используется зеленый лазер с системой цилиндрических линз, преобразующих пятно излучения в линию.

Рис. 2. Конструкция устройства зарядки частиц; Слева – схема расположения электродов; Справа - фотография разряда при работе устройства



Воздушный тракт представляет собой трубу квадратного сечения с внутренними размерами 60 x 60 мм. На входе в тракт находится воздушный фильтр, служащий для очистки воздуха от атмосферной пыли. Далее вниз по потоку расположено устройство ввода частиц в поток, с помощью которого дистанционно регулируется расход подаваемых частиц. Двигаясь с воздушным потоком, частицы пролетают сквозь внешнюю область коронного разряда. Коронный разряд поддерживается между двумя электродами, представляющими собой решетки, ориентированные перпендикулярно потоку. Высокое напряжение подается на решетку из вольфрамовой проволоки, диаметром $d=70$ мкм; решетка из медных пластин, шириной 4 мм заземлена (Рис.2). За время нахождения во внешней области коронного разряда частицы приобретают некоторый заряд, совпадающий по знаку с полярностью высокого напряжения. Заряд существенно зависит от размера частиц, напряженности электрического поля и произведение концентрации ионов на время нахождения частицы в области зарядки, поэтому для максимально эффективной зарядки рабочее напряжение должно быть близко к пробойному.

Заряженные частицы пролетают через конденсатор и меняют свои траектории под действием электрического поля. В это время они подсвечиваются лазером и их траектории записываются с помощью цифровой камеры. Анализ траекторий позволяет судить о величине заряда частиц. После оценки заряда частиц данного размера вместо конденсатора в тракт устанавливается многоэлектродная электродинамическая ловушка, представляющая собой структуру из 25 электродов, расположенных перпендикулярно потоку воздуха, на которые подается переменное напряжение (Рис. 3). Таким образом, ловушка включает в себя 16 отдельных областей захвата, ограниченных четырьмя электродами. В зависимости от частоты и амплитуды подаваемого напряжения частицы в некотором диапазоне значений параметра зарядов удерживаются внутри многоэлектродной электродинамической ловушки и опускаются к нижней стенке воздушного тракта под действием вертикально направленного электрического поля.



Р

Рис.3. Конструкция многоэлектродной электродинамической ловушки; а. – вид сбоку; б. – вид сверху; в. – размеры отдельной области захвата; д. – схема подаваемого на электроды напряжения.

Литература:

1. B. Пауль. Электромагнитные ловушки для заряженных частиц. УФН. 1990. Том 160. Вып.12. С.109-127.
2. Filinov V.S., LapitskyD.S., Deputatova L.V., VasilyakL.M., VladimirovV. I., PecherkinV.Ya. Dust Particles Behavior in an Electrodynamic Trap // Contrib. Plasma Phys. 2013. V.53. N.4–5. P.450–456.
3. VasilyakL.M., VladimirovV.I., DeputatovaL.V., LapitskyD.S., MolotkovV.I., PecherkinV.Ya., FilinovV.S.andFortovV.E. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // New Journal of Physics.2013. V.15. P.43–47.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ С ЧАСТИЦАМИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

В.В. Шумова, Д.Н. Поляков

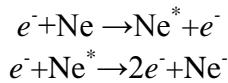
Объединенный институт высоких температур РАН

Плазма с частицами конденсированной дисперсной фазы микронного размера служит рабочей средой плазмохимических реакторов и используется в процессах плазменного напыления, в том числе на поверхности микрочастиц. В качестве плазмообразующего газа в этих устройствах применяются инертные газы: аргон, гелий и неон. При внесении микрочастиц плазму газового разряда низкого давления свойства плазмы изменяются [1].

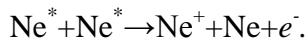
Представленное в данной работе численное исследование проведено на основе диффузионной модели однородного положительного столба тлеющего разряда. В рамках этой модели в неоне рассмотрено образование, диффузия и гибель электронов, ионов и метастабильных атомов на стенках разрядного устройства и поверхности пылевых частиц. Электронная температура, транспортные коэффициенты и константы скоростей реакций возбуждения и ионизации с участием электронов рассчитаны с помощью пакета BOLSIG+ на основе данных по сечениям реакций, приведенных в SIGLO Database. Зарядка частиц рассмотрена в приближении СЕС (collision enhanced collection) с учетом влияния ион-нейтральных столкновений. Более подробное описание модели и результаты калибровки модели по ВАХ в разряде без микрочастиц приведены в [2]. Расчет произведен расчета при давлении неона 47 и 120 Па и токе разряда 0.5 и 3 мА для радиуса пылевого облака $r_d = 4$ мм с учетом тепловыделения в разряде, при распределении плотности пылевых частиц, описываемых ступенчатой размытой функцией, моделирующей экспериментально наблюдаемые распределения:

$$n_d(r) = n_{d,0}, \quad r \leq r_d,$$
$$n_d(r) = n_{d,0} \exp[(r_d - r)/0.1R], \quad r > r_d.$$

При повышении давления газа возрастает роль процессов, приводящих к ионизации и потерям энергии в объеме плазмы, в том числе процессов с участием метастабильных состояний атомов Ne^* , таких как ступенчатая ионизация:



и хемионизация:



Введение в плазму разряда микрочастиц, вызывает дополнительную гибель заряженных частиц, что приводит к увеличению частоты ионизации, необходимой для поддержания разряда и сохранения величины разрядного тока, и соответственно величины напряженности продольного электрического поля в области положительного столба тлеющего разряда.

На рисунке 1 представлено радиальное распределение концентрации электронов для различных значений концентраций микрочастиц n_d . Наблюдается существенное снижение концентрации электронов в области, занятой пылевыми частицами. Пространственное перераспределение электронов в этом случае вызывает изменение

конфигурации электрического поля разряда. На рисунке 2 показаны рассчитанные по данной модели профили радиальной компоненты электрического поля для аналогичных условий.

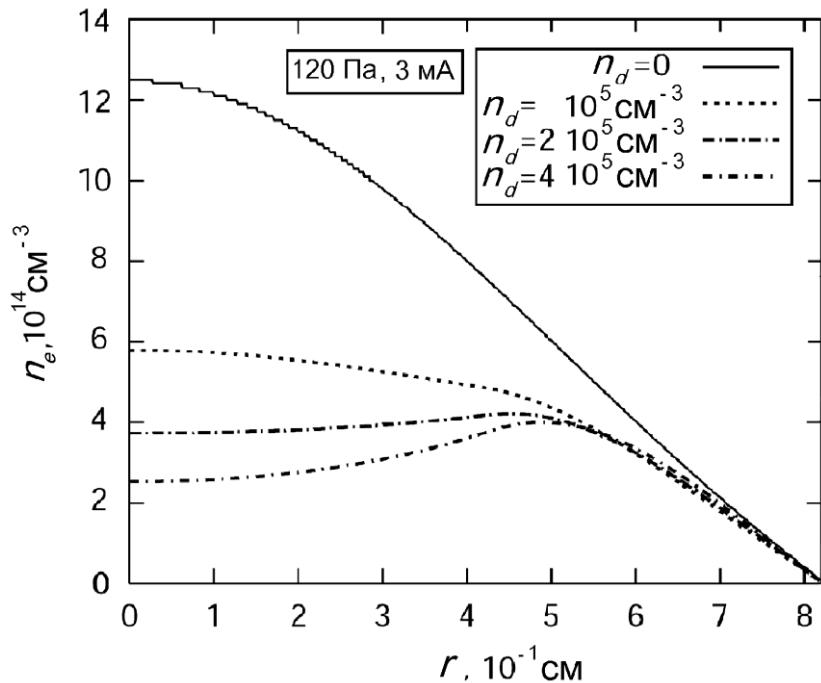


Рисунок 1. Радиальное распределение концентрации электронов n_e при различных значениях концентраций микрочастиц n_d .

В отсутствие пылевых частиц либо при малой их концентрации в разряде радиальное электрическое поле, определяемое градиентами концентраций заряженных частиц, монотонно возрастает в направлении стенки трубы. Присутствие пылевых частиц снижает концентрацию свободных электронов в разряде, вследствие чего с ростом концентрации пылевых частиц напряженность радиального электрического поля внутри пылевого облака уменьшается. При достижении определенной концентрации пылевых частиц внутри пылевого облака радиальное электрическое поле становится отрицательным, то есть меняет направление. Этот эффект является дополнительным механизмом самоорганизации микрочастиц в реакционном объеме плазмы тлеющего разряда. Возникающая при этом радиальная сила электрического поля направлена от центра пылевой структуры к ее границе, приводит к выталкиванию пылевых частиц из центра структуры. Это, по-видимому, приводит к образованию зоны, свободной от пылевых частиц (образованию войда) и уплотнению границы пылевой структуры, что наблюдается экспериментально.

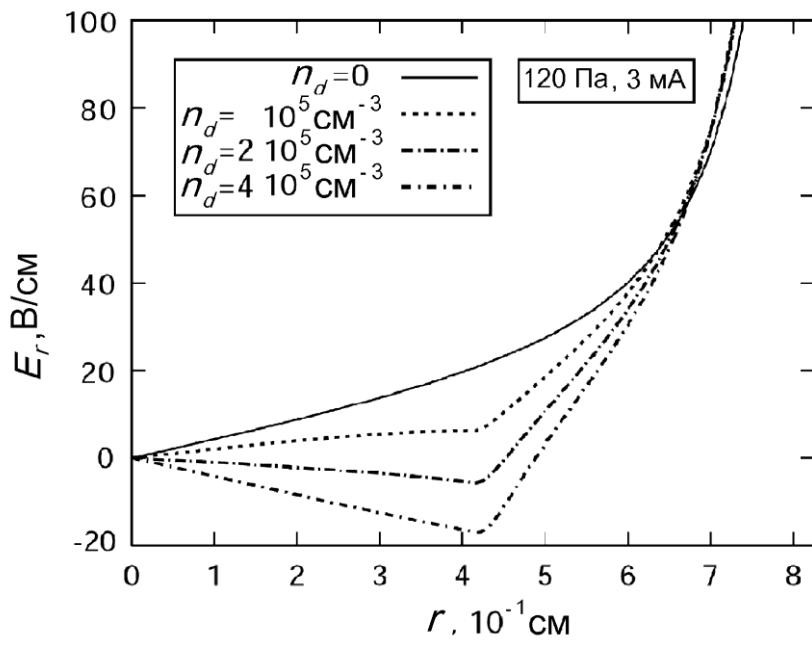


Рисунок 2. Распределение радиальной компоненты электрического поля.

На рисунке 3 приведено отношение напряженности продольного электрического поля в разряде с микрочастицами $E_l(n_d)$ к величине $E_l(0)$ в свободном разряде при различных значениях давления газа и тока разряда.

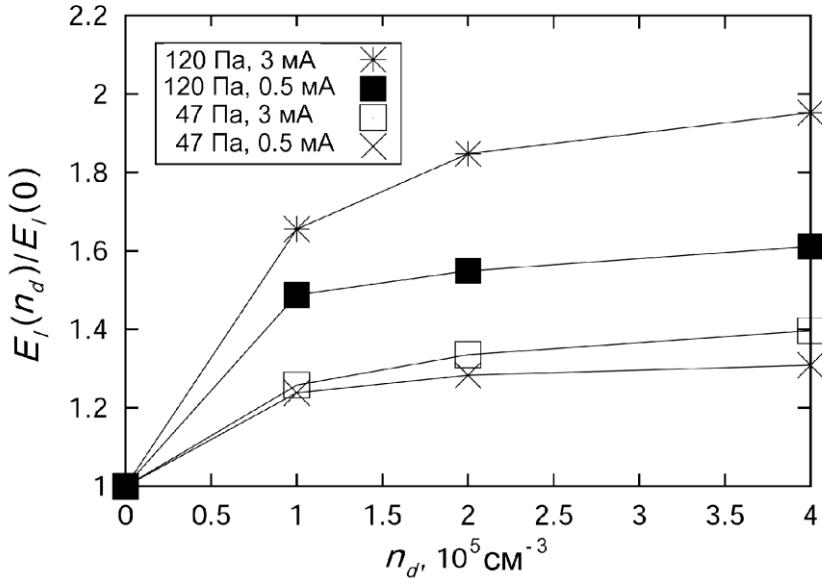


Рисунок 3. Отношение напряженности продольного электрического поля в разряде с микрочастицами $E_l(n_d)$ к величине $E_l(0)$ в свободном разряде.

При более высоком давлении газа введение микрочастиц в разряд приводит к большим потерям заряженных частиц и возбуждения метастабильных атомов и большему возрастанию напряженности продольного электрического поля, необходимого для поддержания тока разряда. Анализ полученных результатов показал, что с увеличением давления газа возникает более выраженная зависимость от

величины тока разряда, которая определяется процессами ступенчатой и хемиоинизации.

На рисунке 4 представлены радиальные профили заряда на пылевых частицах при различных значениях концентраций микрочастиц n_d . Наблюдается, что при возрастании концентрации пылевых частиц и соответствующем перераспределении электронной концентрации в разряде пылевые частицы, расположенные вблизи границы пылевой структуры, приобретают более высокий заряд. Это приводит к более сильному взаимному отталкиванию частиц вблизи границы пылевой структуры и изменению условия равновесия на ее границах.

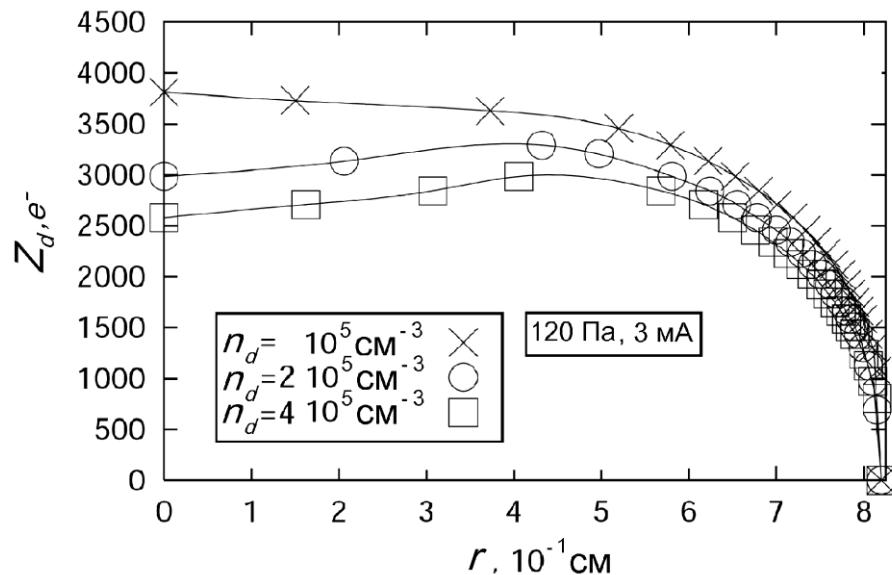


Рисунок 4. Радиальное распределение заряда микрочастиц в разряде при различных значениях концентраций микрочастиц n_d на оси разряда.

Таким образом, с помощью диффузионно-дрейфовой модели взаимодействия плазмы тлеющего разряда в неоне с микрочастицами рассчитано изменение радиальных профилей компонентов плазмы разряда, зарядов микрочастиц и электрического поля разряда в присутствии пылевых частиц. Показано возрастание влияния микрочастиц на параметры разряда с увеличением давления газа, связанное с влиянием процессов объемных потерь энергии плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00641).

Литература:

- Поляков Д.Н., Шумова В.В., Василяк Л.М. Электронная обработка материалов 49(2), 25 (2013).
- Vasilyak L.M., Polyakov D.N., Shumova V.V., Contrib. Plasma Phys. 53(4-5), 432 (2013).

РАБОТА АМАЛЬГАМНЫХ ЛАМП В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

Костюченко С.В.¹, Кудрявцев³ Н.Н., Левченко В.А.^{1,3}, Шунков Ю.Е.^{1,2}

¹ Группа компаний "ЛИТ", Москва,

² НИУ Московский энергетический институт,

³ Московский физико-технический институт (государственный университет)

Введение

Одним из важнейших факторов, определяющих режим работы ртутной лампы низкого давления, является давление паров ртути. При малой концентрации атомов ртути мощность резонансного излучение растет с ростом концентрации, за счет роста количества излучающих атомов. Однако с ростом концентрации атомов ртути увеличивается оптическая толщина разряда для квантов УФ - излучения. При этом эффект «пленения» приводит к увеличению вероятности безызлучательной релаксации возбуждения за счет соударения II рода со свободными электронами [1]. Максимум выхода резонансного излучения с длиной волны 254 нм достигается при давлении ртути 7-10 мторр.

Конструктивно, ртутные лампы низкого давления создаются так, чтобы давление насыщенных паров ртути при температуре холодной точки лампы было близко к оптимальному. При дальнейшем повышении удельной электрической мощности разряда давление паров ртути повышается из-за увеличения температуры стенки разрядной трубки, что приводит к снижению интенсивности и КПД генерации излучения. Поэтому, для ртутных ламп повышенной мощности необходимо применять дополнительные меры для поддержания давления паров ртути на оптимальном уровне. Для этого применяются методы активной регулировки температурного режима лампы, например, терmostатирующий блок. Однако, гораздо более распространены, благодаря своей относительной простоте и дешевизне, методы пассивной регулировки температурного режима лампы. Один из них - это применение в лампе вместо металлической ртути ее твердого или жидкого раствора в одном или нескольких металлах (амальгамы) [2]. В настоящей работе исследовались лампы, удельная потребляемая мощность которых превышает 2 Вт/см, для обеспечения нормального режима работы таких ламп необходимо использовать различные амальгамы, в зависимости от условий их работы.

Рециркуляторы – устройства для обеззараживания воздуха в помещении. Воздействие УФ-С излучения (254 нм) на воздух осуществляется при его продувке через корпус рециркулятора, в котором установлены бактерицидные лампы. При этом скорость воздушного потока и его температура могут оказывать значительное влияние на характеристики лампы. Целью данной работы являлось исследования работы УФ ламп в воздушном потоке при обдуве со скоростями 0-7 м/с.

Объект исследования и экспериментальная установка

Каждая исследуемая лампа помещалась в металлический короб, через который, с помощью мощного вентилятора, продувался воздух так, что лампа оказывалась расположенной поперек воздушной струи (Рис.1). Длина короба – 2970 мм, ширина – 845 мм, высота – 145 мм. Измерение скорости воздушного потока – с помощью анемометра АКТАКОМ АТЕ-1033. Использовались линейные лампы из кварцевого стекла с межэлектродным расстоянием – 445 мм, диаметр колбы – 19 мм, наполнение – смесь неона и аргона высокой чистоты с суммарным давлением в холодном состоянии 1 торр. Измерения проводились при силе разрядного тока – 2А, частоте – 40кГц.

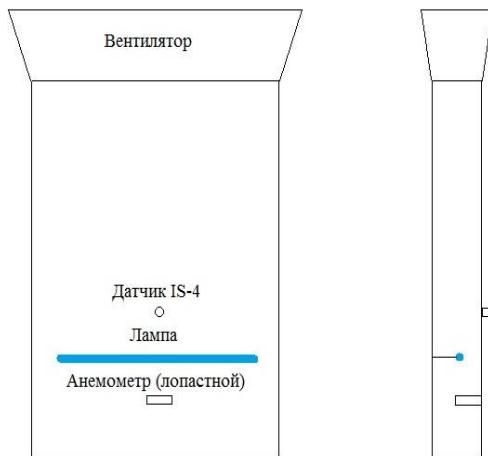


Рис. 1 Схема установки.

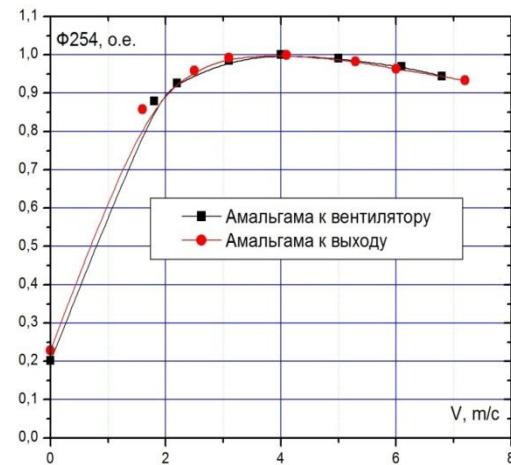


Рис. 2 Зависимость потока излучения от скорости обдува при различных способах расположения лампы.

Изменение интенсивности излучения регистрировалось с помощью датчика IL METRONICS SUV 20.1Y (LIT IS-4). Для задач нашей работы требовалось определение только относительного изменения потока УФ-С излучения при изменении скорости обдува лампы. При этом максимальное значение потока соответствовало полному потоку лампы, измеренному по методике, описанной в работе [3].

Для проведения эксперимента компанией ЛИТ были изготовлены лампы с амальгамой, содержащей 90% In, 10% Hg, а также мулитикомпонентные амальгамы FLOW, содержащие 2, 3, 3.5 и 4% Hg.

Экспериментальные результаты и обсуждение

В первую очередь, было показано, что результаты измерений не зависят от поворота лампы вокруг оси цилиндрической колбы, т.е. от ориентации амальгамы к воздушному потоку (Рис.2). Затем измерены зависимости интенсивности излучения линии 254 нм от скорости обдува у ламп с различными амальгамами в начале срока службы (Рис. 2). Из графика видно, что у ламп с амальгамами, содержащими 3-4% ртути, максимум излучения достигается при скорости обдува 1,5-2 м/с, у лампы с 2%-м содержанием ртути, максимум смещен вправо, в область больших скоростей

воздушного потока, а у индиевой амальгамы зависимость падающая во всем исследованном диапазоне скоростей.

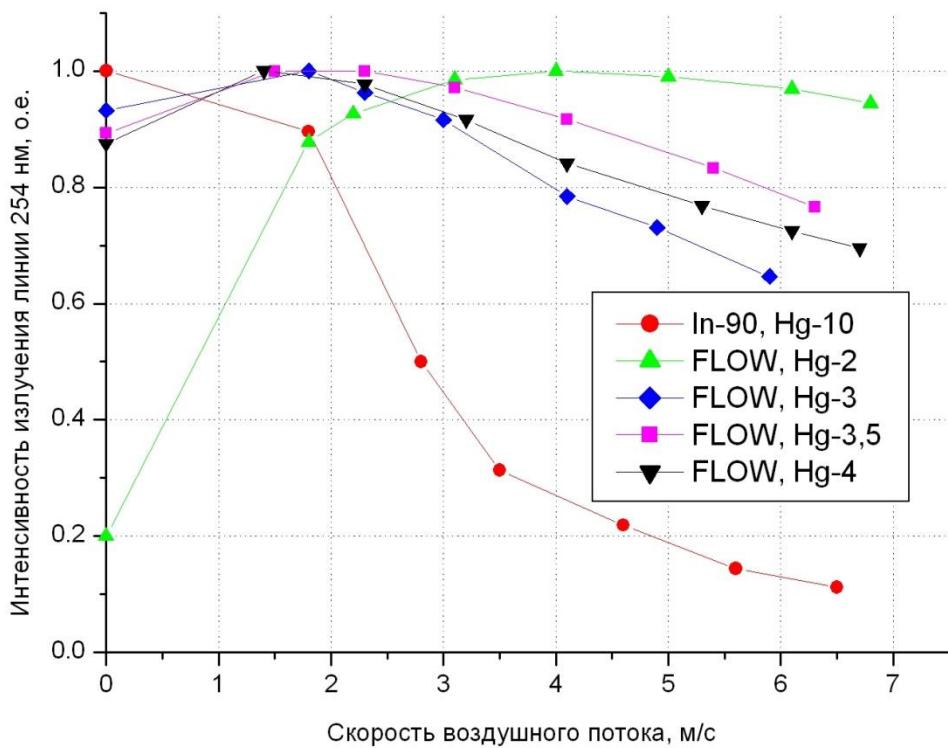


Рис.2. Результаты измерений ламп в начале срока службы, температура в помещении 22-25°C.

Следует отметить, что потребляемая электрическая мощность у ламп с различными амальгамами так же менялась по-разному: мощность лампы с индиевой амальгамой немного выросла (на ~5%) сразу после включения обдува, а затем непрерывно падала (на 14% от максимального значения). В свою очередь, мощность ламп с мультикомпонентными амальгамами непрерывно росла с увеличением скорости обдува, при этом максимум КПД достигался между 1 и 3 м/с, в зависимости от состава амальгамы.

Из полученных зависимостей следует, что лампа с индиевой амальгамой подходит для облучательных обеззараживающих установок стационарного типа, в которых лампа не подвергается обдуву. В рециркуляторах лампы обдуваются со скоростью 1,5-2 м/с, а в железнодорожных установках обеззараживания воздуха – до 5 м/с. Таким образом, для применения в рециркуляторах лучше всего подходят лампы, содержащие мультикомпонентные амальгамы FLOW с 3-3,5% ртути. Причем лампа с 3% амальгамой может быть использована в установках смешанного типа (работа и под обдувом и без него).

Иногда рециркуляторы используются в помещениях с низкой температурой воздуха, например в холодильных камерах. На Рис.3 представлена зависимость интенсивности излучения лампы от скорости обдува, измеренная на лампе с мультикомпонентной амальгамой, содержащей 3% ртути, при температуре воздуха в помещении -2°C.

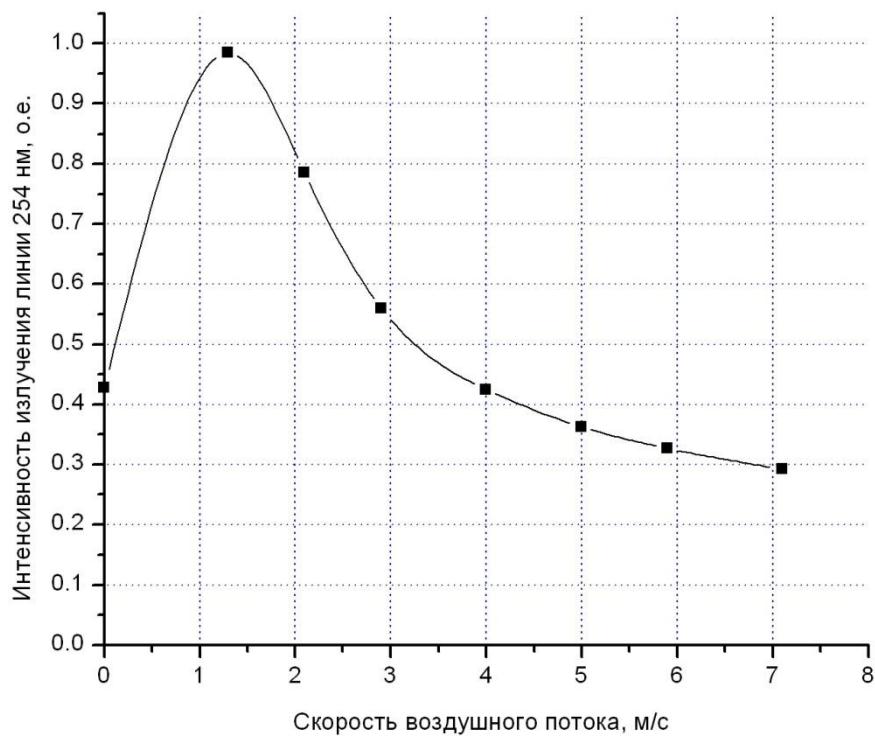


Рис.3. Результаты измерений лампы с амальгамой FLOW+3% ртути в начале срока службы, температура в помещении -2°C.

Максимум интенсивности сместился влево, по сравнению с кривой, полученной в более теплом помещении, и стал более острым. При скоростях обдува, характерных для рециркулятора (1,5-2 м/с), интенсивность излучения остается в пределах 0,8 от максимального значения, что делает исследованную амальгаму пригодной для работы в условиях пониженной температуры.

Литература:

1. Уэймаус Д. Газоразрядные лампы. – М.: «Энергия», 1977.
2. Костюченко С.В., Красnochub А.В., Кудрявцев Н.Н. Новое поколение бактерицидных облучателей для обеззараживания воздуха и воды на базе высокоэффективных амальгамных ламп // Светотехника. - 2004. - N 4. - С. 15-19.
3. Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С. В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Методика измерения мощности УФ излучения трубчатых бактерицидных ламп низкого давления // Светотехника. – 2011. – № 1. – С. 29 – 32.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ В РЕЖИМЕ НЕДОНАПРЯЖЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Юнусов А. М.

Дагестанский государственный университет

Начало исследования влияния магнитного поля на электрический ток в газах относится к середине XIX века. Было установлено влияние поперечного магнитного поля на потенциал зажигания разряда, а также замечено, что наибольшее действие на разряд магнитное поле оказывает при низких давлениях, т.е. в левой ветви кривой Пашена.

В начале XX века (1913г.) Таундсен исследовал влияние магнитного поля на коэффициент ионизации электронами и показал, что действие магнитного поля, в некоторой степени, эквивалентно увеличению давления газа.

В ХХ веке выделилось несколько направлений, связанных с исследованиями влияния магнитного поля на прохождения тока в газе:

- прохождение тока между накаленным катодом и анодом в магнитном поле в разреженном газе;
- возникновение самостоятельного разряда с холодным катодом в высоком вакууме в магнитном поле;
- воздействие магнитного поля на плазму газового разряда.

Эти исследования привели к созданию сверхвысокочастотных электронных приборов (магнитрон др.), газоразрядного манометра для измерения низкого давления (10^{-14} мм. рт. ст.), высоковакуумного насоса, возникновению обширных знаний по магнитной газодинамике и созданию плазменных источников сверхвысокой температуры.

Магнитное поле при определенных условиях $\omega t \geq 1$ вызывает анизотропию ионизованного газа, что позволяет использовать магнитное поле как диагностическое средство для выявления роли различных процессов в формировании пробоя и установления механизма пробоя.

При малых значениях E/N на формирование пробоя главным образом влияют процессы, протекающие на поверхности катода и в объеме газа. При высоких значениях E/N оказывают влияние также процессы, протекающие на поверхности анода, в частности, вторичная электронная эмиссия с поверхности анода под действием быстрых электронов образующихся в газе. Быстрые электроны, многократно отражаясь от электродов, производят дополнительную ионизацию атомов и молекул газа, что значительно увеличивает первеанс разряда и тем самым облегчают электрический пробой газа.

В таблице 1 представлены зависимость минимального напряжения (напряжения пробоя при максимальном недонаряжении) пробоя воздуха, гелия, аргона, элегаза (SF_6) от $p \cdot d$, когда в разряде образуются ускоренные («убегающие») электроны, в магнитном поле и без магнитного поля.

Зависимость минимального напряжения пробоя от $p \cdot d$ в магнитном поле и без магнитного поля. Условия эксперимента: электроды из нержавеющей стали, формы

электродов Роговского расстояние между электродами $d=0,05$ см. Энергия подсвета 1,3 Дж.

Таблица 1.

№	Минимальное напряжение пробоя U_{np} , В		P · d, Торр · см	E/P, В/см Торр	E/N, В · см²
	H=0	H=8200Э			
Элегаз(SF_6)					
1	480	494	0,25	1920	499
2	482	496	0,5	964	251
3	480	494	1	480	125
4	495	512	1,5	330	86
5	510	522	2	255	66
6	530	530	2,5	212	55
7	550	550	3	183	48
Воздух					
1	241	257	0,25	960	250
2	241	258	0,5	482	125
3	240	257	1	240	62
4	247,5	260	1,5	165	43
5	255	265	2	128	33
6	265	275	2,5	106	28
7	275	275	3	92	24
Гелий (He)					
1	160	170	0,25	680	177
2	162	174	0,5	348	91
3	163	174	1	174	45
4	169	180	1,5	124	32
5	192	192	2	77	20
6	206	206	2,5	68	18
7	238	238	3	53	14
Аргон (Ar)					
1	186	198	0,25	744	193
2	184	198	0,5	386	96
3	186	197	1	186	48
4	200	212	1,5	133	35
5	216	220	2	108	28
6	231	231	2,5	92	24
7	242	242	3	81	21

Измерения проводились на установке, которая состояла из разрядной камеры, помещенной между полюсами постоянного магнита. Магнит создавал магнитное поле

величиной 8200 Э. Разрядная камера состояла из кварцевой трубы, внутри которой по центру располагались электроды. Для инициирования пробоя служил подсвет, который находился вне разрядной камеры и создавал большое количество начальных электронов (10^4 см^{-3}).

В газовом разряде могут наблюдаться ускоренные электроны, когда электрическое поле превышает критическое [1].

$$E_{kp} = 4\pi e^3 n_0 Z / 2,72 \cdot \text{Или},$$

подставляя соответствующее числовые постоянные получим:

$$E_{kp} = 3,88 \cdot 10^3 Z / \text{I.}$$

В условиях постановки нашего эксперимента выполняется критерий «убегания», возможно наличие в разряде электронов вступивших в режим непрерывного ускорения. Значения E/N определены по среднему электрическому полю без учета поля пространственных зарядов положительных ионов. Из-за действия поля пространственного заряда положительных ионов, реально существующие поля будут значительно больше.

Гелий: $E/N = (14 \div 177) \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{kp} = 39 \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$

Аргон: $E/N = (21 \div 193) \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{kp} = 91 \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$

Воздух: $E/N = (24 \div 250) \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{kp} = 153 \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$

Элегаз: $(SF_6) E/N = (48 \div 499) \cdot 10^{-16} B \cdot \text{см}^2$.

При $E/N < (E/N)_{kp}$ движение электронов носит дрейфовый характер. Повышения минимального напряжения пробоя в магнитном поле связано с эффектом кажущегося увеличения давления.

При $E/N \geq (E/N)_{kp}$ электроны переходят в режим непрерывного ускорения, поэтому в этом случае повышение минимального напряжения пробоя в магнитном поле не укладывается в концепцию эквивалентного давления: с ростом давления минимальные напряжения пробоя заметно не меняются (таб.1).

Увеличение минимального напряжения пробоя в магнитном поле связано с уменьшением первичного разряда из-за возврата вторичных и отраженных электронов на анод вследствие циклоидного движения электронов.

Литература:

1. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. – М: Наука, 1991. – С.72
2. Верещагин Н. М. // VII Конференция по физике газового разряда. Тез.докл. – Самара, 1994. – С.134

УШИРЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО СЛОЯ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш.

Даггосуниверситет, Махачкала.

При параметрах разрядного контура и газа, обеспечивающих мгновенное и точечное выделение энергии в газе с нормальными термодинамическими свойствами (индуктивность $L \sim 10^{-7}$ – 10^{-6} Гн, напряжение пробоя $U \sim 10^4$ В, давление газа $P \sim 10^5$ Па) формируется ударная волна (УВ) способная переносить фронт ионизации в радиальном направлении со сверхзвуковой скоростью ($v \sim 10^3$ – 10^4 м/с) на протяжении времени порядка 10^{-6} с [1,2].

Наличие продольного магнитного поля, проникающего за фронт УВ, удовлетворяющего условию адиабатичности ($t \sim 10^{-3}$) и с амплитудой напряженности $H \sim 10^6$ А/м приводит к подавлению скорости протекания релаксационных процессов определяющих ширину фронта УВ.

Непосредственно ширина релаксационного слоя, согласно определению

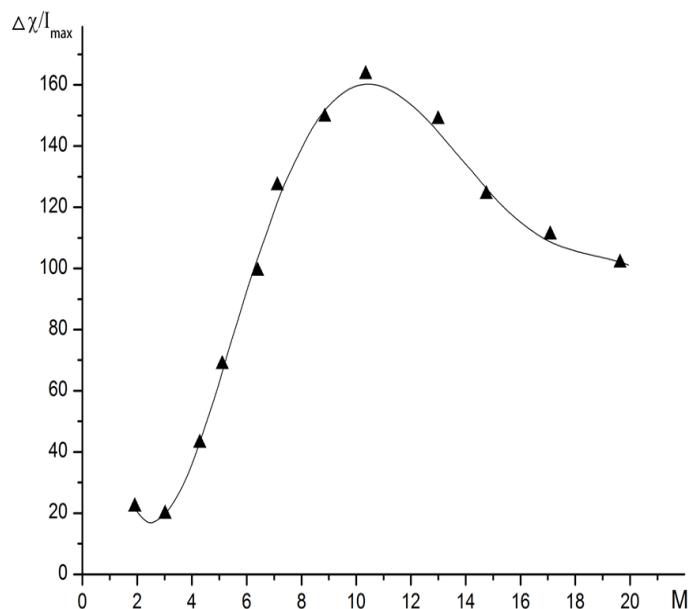
$$\Delta x = U_i \tau_i , \quad (1)$$

где U_i – скорость распространения УВ относительно возмущенного газа, τ_i – время установления равновесного состояния ионизации. С другой стороны из

гидродинамических соотношений $\Delta x = \lambda \frac{\rho_1}{\rho_0}$, где λ – длина свободного пробега частиц возмущенного газа. Следовательно

$$U_i = \frac{\lambda \rho_0}{\rho_1 \tau_i} . \quad (2)$$

Влияние H на ширину фронта УВ, следует ожидать, выражено через воздействие магнитного поля на ρ_1 и τ_i , причем оба в магнитном поле должны возрастать. Такое замедление перемещения фронта УВ относительно возмущенного газа равносильно размытию фронта УВ. В этих условиях излучение, выходящее непосредственно из токоведущего высокотемпературного канала разряда, может эффективно поглощаться в области охваченной фронтом УВ. По этой причине представляет определенный интерес



установление отношения ширины релаксационного слоя к длине свободного пробега световых квантов в условиях, реализующихся на фронте УВ.

По эффективному значению показателя адиабаты газа с учетом возбуждения колебаний, диссоциации и ионизации молекул воздуха и измеренным значениям скорости перемещения фронта УВ по нейтральному газу определялось значение U_1 . Ширина релаксационного слоя вычислялась по формуле (4.66) где оценочно можно положить

$$\tau_i = \frac{2m_e}{M_i} v_{ei}, \quad (3)$$

а эффективная частота электрон-ионных столкновений

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{n e^4}{m_e T_e^{3/2}}$$

При $n_e \sim 10^{18}$ см⁻³ и $T_e \sim 10^4 - 10^5$ К имеем $v_{ei} \sim 10^{12}$ с⁻¹. Значения длины свободного пробега квантов видимого диапазона при приведенных выше значениях n_e и T_e даны в [3].

Зависимость отношения $\Delta x/\lambda_{max}$, где $\lambda_{max}=650$ нм, от M представлена на рис. 1 графически. Как видно из рис. 1 при значении $M \sim 10$ отношение $\Delta x/\lambda_{max}$ максимально и соответствует значению 2. Причем рост этого отношения с увеличением M происходит быстрее чем ее спад при уменьшении M . Таким образом, надо полагать, что при $M \sim 10$ излучение квантов видимого спектра происходит непосредственно из фронта УВ.

Изменение амплитудного значения яркости свечения при сильноточных разрядах в газах в магнитном поле рассмотрено в [4]. Но вопросы непосредственно связанные с выходом излучения из объема разряда и из фронта УВ станут предметом исследований в последующих разделах данной работы. Здесь же можно отметить то, что идентифицированное во времени комплексное исследование электрических, газодинамических и оптических характеристик канала разряда высокого давления показывает, что существует некоторый энергетический масштаб процесса, который определяет характерный пространственный и временные масштабы измерения скорости протекания газодинамических процессов, структуры и свечения УВ в газе. Этот энергетический масштаб определяет также физико-химические процессы, происходящие на фронте УВ. Влияние магнитного поля на эти закономерности выражено, в основном, через перераспределение энергии выделяемой в разрядном промежутке. Можно утверждать, что тот энергетический масштаб, который характерен для импульсного пробоя газов высокого давления, по-разному дробится в зависимости от степени проникания поля в плазму и от отношения газодинамического давления к давлению магнитного поля. Причем влияние Н на исследуемые характеристики на стадиях сверхзвукового и дозвукового расширения канала качественно и количественно выражено по-разному, хотя в обоих случаях закон распространения $v(r) \sim r^{-1}$ сохраняется.

Литература:

1. Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш. Особенности распространения ударной и тепловой волн при импульсном разряде во внешнем магнитном поле.// ТВТ. – 1993. -Т.31. - В.4. - С.526-530.
2. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. - М.: Гос-техиздат, 1941. – 624с.

3. Зельдович Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. – М.: Изд. АН СССР, 1996.
4. Великович А.Л., Либерман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме. - М.: Наука, 1987. - 295с.
5. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. - М.: Изд-во МФТИ, 199. - 320с.

ПРОБОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА С ПУЗЫРЬКАМИ ЭЛЕГАЗА

Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Акимов П.Л.
ОИВТ РАН, г. Москва

Трансформаторные масла, применяются для заливки силовых и измерительных трансформаторов, реакторного оборудования, масляных выключателей, а также предназначены для изоляции и теплоотвода от активных частей. Одной из важных характеристик трансформаторного масла является диэлектрическая прочность, определяющаяся пробивным напряжением, которое зависит от многих факторов, одним из которых является растворенный в масле воздух и образующиеся за счет дугогасительных контакторов различные газы и взвешенные углеродные частицы, что существенно ухудшает электроизоляционные показатели масла.

В данной работе рассмотрены результаты исследования пробоя неподвижного, проточного и газированного элегазом трансформаторного масла. Исследования пробивного напряжения трансформаторного масла проводили на экспериментальной установке (рис.1), состоящей из гидравлической и электрической части.

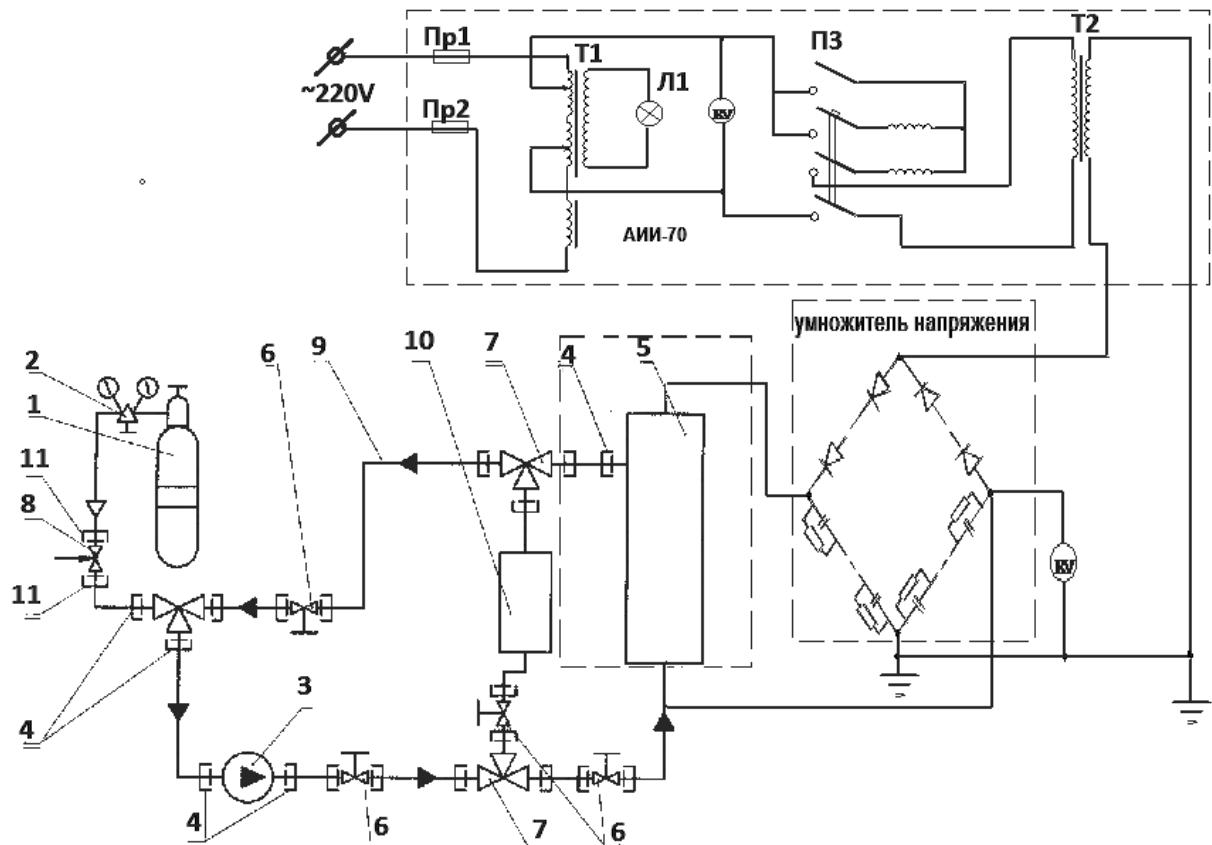


Рис.1 Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования

трансформаторного масла: 1 – баллон элегазовый; 2 – редуктор газовый; 3 – насос центробежный; 4 – штуцер 3/4; 5 – емкость испытательная; 6 – кран шаровой; 7 – тройник; 8 – кран регулировочный; 9 – рукав резиновый; 10 – емкость контрольная для измерения размеров пузырьков; 11 – штуцер 3/8.

В электрическую часть входят испытательная установка АИИ-70 и умножитель напряжения. Стандартная испытательная установка АИИ-70 состоит из ЛАТРа Т1, подключаемого через предохранители Пр1 и Пр2 к осветительной сети 220В. Регулируемое напряжение с ЛАТРа Т1 подается на высоковольтный трансформатор Т2, выдающий высокое переменное напряжение от 0 до 70 кВ (амплитудные значения), которое подается на диодно-емкостной удвоитель напряжения. Умножитель напряжения представляет собой диодно-емкостной удвоитель напряжения собранный по стандартной схеме и работающий в диапазоне постоянного напряжения от 0 до 140кВ, которое используется для испытания исследуемого масла на пробой. На одном из плеч данного удвоителя подключен киловольтметр для контроля получаемого высокого напряжения, показывающий значения в 2 раза меньше реального.

Экспериментальные исследования и испытания пробоя чистого и газированного элегазом трансформаторного масла заключались:

- 1) Пробой неподвижного отстоявшегося 7 часов масла с последующим перемешиванием масла и повторного испытания масла на пробой.
- 2) Пробой проточного с расходом 36мл/с масла без газа.
- 3) Пробой проточного с расходом 36мл/с масла газированного элегазом, с объемной долей газа в масле 2-3%.

Полученные результаты испытаний на пробой трансформаторного масла приведены в таблице 1 и на рис.2. Видно, что напряжение пробоя неподвижного масла непостоянно и варьируется в пределах от 80 до 122 кВ, которое очевидно связано с накоплением продуктов распада масла. Для подтверждения данного предположения после первого этапа неподвижное масло было перемешано и произведено новое испытание, в результате которого произошел пробой при напряжении 108кВ.

Результаты испытаний проточного масла расходом 36мл/с без газа показали, что пробой масла происходит при прикладываемом напряжении 128кВ, связанное очевидно с постоянным удалением из испытательной емкости продуктов распада масла.

Третий этап эксперимента по определению пробивного напряжения проточного масла с расходом 36мл/с газированного элегазом(см. таблица 1 и рис.2), где объёмная доля газа в масле при данном испытании составляла 2-3% показало, что газация масла элегазом снижает пробивное напряжение масла. Однако благодаря постоянному протоку газированного масла напряжение пробоя хоть и ниже электрической прочности чистого масла(в пределах погрешности эксперимента) но практически не меняется со временем. Возможно, это связано с тем, что частичный разряд может произойти в газовом пузырьке в полях меньших, чем необходимо для пробоя масла.

Таблица 1. Пробивное напряжение чистого и газированного элегазом трансформаторного масла

№	$U_{пр}, \text{кВ}$ чистого неподвиж- ного масла	$U_{пр}, \text{кВ}$ проточного масла, газированного элегазом
1	116	86
2	122	90
3	76	86
4	92	90
5	80	90

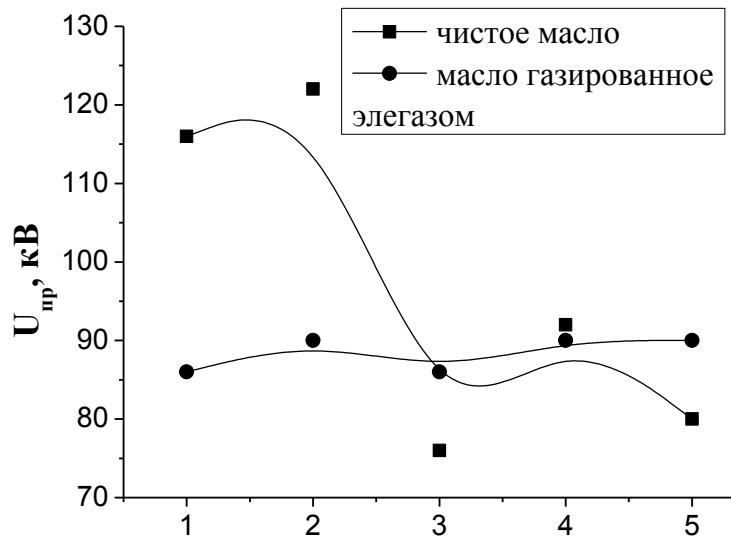


Рис.2 Пробивное напряжение чистого и газированного элегазом трансформаторного масла

Для понимания процессов возникающих в пузырьке газа в трансформаторном масле под воздействием внешнего однородного электрического поля в масле с напряженностью E и диэлектрической проницаемостью масла ϵ (см. рис.3), поместим начало сферической системы координат в центр пузырька, полярный угол α будем отсчитывать от оси z направленной из центра пузырька в

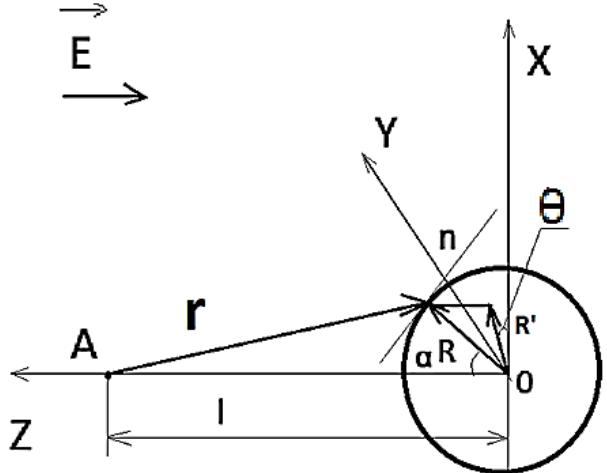


Рис.3 Расчетная схема

сторону противоположенную напряженности поля, также для промежуточных построений будем использовать декартову систему координат, начало которой совместим с полюсом полярной системы координат. Пусть A -точка лежащая на оси диполя пузырька из которой рассматриваем потенциал $\varphi(l)$ пузырька, l -расстояние от центра пузырька до точки A , R -радиус пузырька, R' -проекция R на плоскость, образованную осями Ox и Oy , r -расстояние от точки A до точки на поверхности пузырька. Также будем считать диэлектрическую проницаемость газа в пузырьке равной 1. Из несложных математических вычислений [1] можно получить следующие выражения:

- Плотность поверхностного заряда σ у границы пузырька, которая возникает под действием внешнего электрического поля:

$$\sigma = \frac{3E_n(\epsilon - 1)}{4\pi(\epsilon + 2)} \quad (1)$$

Где E_n - проекция на нормаль к границе пузырька вектора напряженности внешнего электрического поля E .

- Потенциал пузырька $\varphi(l)$ в некоторой точке:

$$\varphi(l) = -\frac{ER^3(\varepsilon - 1)}{l^2(\varepsilon + 2)} \quad (2)$$

3. Дипольный момент пузырька:

$$P = \frac{ER^3(\varepsilon - 1)\varepsilon}{\varepsilon + 2} \quad (3)$$

Под действием внешнего электрического поля на поверхности пузырька происходит перераспределение заряда и образуется система, состоящая из двухрвных и противоположных зарядов для которой дипольный момент находится из известной формулы $P=elc$ учетом, что $l=2R$ из (3) для заряда q на поверхности пузырька имеем:

$$q = \frac{ER^2\varepsilon(\varepsilon - 1)}{2(\varepsilon + 2)} \quad (4)$$

Используя выражение для энергии взаимодействия зарядов $W=e\varphi$, и учитывая, что $l=2R$ из формул (2) и (4) для энергии пузырька газа в электрическом поле получим:

$$W = \frac{E^2 R^3 \varepsilon (\varepsilon - 1)^2}{8(\varepsilon + 2)^2} \quad (5)$$

При объемной доле газа $\eta=0,03(3\%)$ количество пузырьков в единице объема (в кубическом сантиметре) равно: $N=0,03/V=0,09/(4\pi R^3)$. Тогда для характерного расстояния между центрами пузырьков L (в предположении, что пузырьки распределены равномерно в объеме) имеем:

$$L = \sqrt[3]{1/N} \approx 5,2R. \quad (6)$$

Для внешнего электрического поля с напряженностью $E=100\text{kV}/\text{см}$ и радиусом пузырька $R=0,1\text{см}$ из формулы (5) получим, что энергия $W=2,25 \cdot 10^5\text{Эрг}$. Допуская, что вся эта энергия выделится при пробое и что длительность разряда составляет микросекунды, можно говорить, что даже одновременный пробой всех пузырьков газа в данном объеме не вызовет изменение температуры масла.

Результаты экспериментальных исследований показали, что при повторных пробоях неподвижного масла пробивное напряжение снижается, видимо связано с накоплением продуктов распада масла в разрядном промежутке. Наиболее высокое пробивное напряжение достигается на негазированном проточном масле, что очевидно связано с постоянным удалением из разрядного промежутка накапливающихся в нем частиц (во время предпробойной стадии разряда) облегчающих (инициирующих) разряд. Газация масла элегазом снижает пробивное напряжение масла, однако благодаря постоянному протоку газированного масла напряжение пробоя практически не меняется со временем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-08-00821-а.

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества: Учеб. Пособие для вузов. 11-е изд., испр. и доп. М.:ФИЗМАТЛИТ., 2003. 616 с.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАДИАЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ ИСКРОВОГО КАНАЛА В АРГОНЕ

Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. Арсланбеков М.А., Рагимханов Г.Б.,
Магомедова Д.М.

Даггосуниверситет, Vali_60@mail.ru

Введение

На разных стадиях импульсного разряда в газах высокого давления имеет место формирование и распространение ударных волн. Переходу от объемного разряда к искровому предшествует взрыв микроастрей, либо инициирование эмиссионного центра на поверхности катода. Выделение энергии в локальной области приводит к резкому разогреву участка катода и его взрыву, после чего происходит разлет плазмы со скоростью $\sim 10^6$ см/с, т.е. со скоростью на порядки превышающей звуковую скорость. При этом по слабоионизованному столбу разряда распространяется ударная волна [1].

С другой стороны, в расширении канала искры можно выделить две стадии [1,2]: на первой стадии расширение происходит со сверхзвуковой скоростью, когда граница плазменного канала совпадает с ударной волной и стадия расширения с дозвуковой скоростью, когда фронт ударной волны оторвался от границы канала разряда. Во всех случаях эти волны распространяются в слабоионизированной плазме.

Данная работа посвящена результатам исследования формирования и распространения ударных волн при взрывных процессах на катоде и расширении искрового канала, особенностям развития ударных волн в магнитных полях. Особое внимание уделяется влиянию внешнего продольного магнитного поля на скорость радиального развития, на влиянию магнитного поля на газодинамические параметры в ударной волне, выяснению механизма влияния магнитного поля на радиальное развитие искрового канала на стадии его быстрого расширения и определению параметров плазмы канала разряда (радиус, проводимость, температура электронов) в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля.

Экспериментальная установка и методы исследования

Исследование велось параллельно с помощью различных экспериментальных методов: метода исследования электрических характеристик, регистрация пространственно-временного развития свечения с помощью электронно-оптического преобразователя и электрического затвора (ЭОЗ).

Экспериментальная установка обеспечивала как формирование пробойных импульсов напряжения с регулируемой амплитудой и крутым передним фронтом (меньше, чем 10 нс), так и создание в области, с характерным размером 10 мм импульсных магнитных полей напряженностью до 250 кЭ с длительностью больше 100 мкс.

Магнитное поле создавалось разрядом батареи конденсаторов через соленоид, в котором и помещался исследуемый промежуток. Выбор параметров системы емкостной накопитель – соленоид основывался на требованиях, предъявляемых к

величине и характеру времени изменение магнитного поля, которая должна быть намного больше длительности исследуемых стадий разряда.

Что касается величины напряженности поля, то существенное влияние на плазму можно ожидать при условии $\nu_{ea} \approx \omega_n$ (ν_{ea} - частота соударений электрона с атомами, ω_n - ларморовская частота электрона).

Сравнивая эти частоты, получим $H = \nu_{ea} \cdot m \cdot c / e \approx 10^5 \text{ Э}$. Конструкция соленоида и его тип выбирался исходя из требуемой величины магнитного поля, механической прочности, простоты конструкции.

Соленоид представлял собой цельнометаллическую конструкцию из бериллиевой бронзы с числом витков 33, внутренним диаметром 8 мм, индуктивностью $L_c = 5 \cdot 10^{-6}$ Гн. Толщина витков 2 мм, межвитковой текстолитовой изоляции 1,5 – 2 мм. Соленоид в собранном виде помещался в стальной бандаж 4 с толщиной стенок 4 мм.

В условиях экспериментов ($H \leq 250$ кЭ) и эффекты, связанные с диффузией магнитного поля в проводник с конечной проводимостью существенной роли играть не будут [3]. Период магнитного поля составлял $T_H \approx 2\pi\sqrt{L_o \cdot C_o} \approx 600$ мкс (L_o – индуктивность, C_o – разрядная емкость), в то время как длительность исследуемой стадии пробоя равна 1 мкс. Таким образом, магнитное поле в течение 1 мкс можно считать постоянным.

Разряд синхронизировался с магнитным полем таким образом, чтобы пробой происходил при максимальном значении напряженности поля. Импульсные магнитные поля измерялись миниатюрным индукционным датчиком. Датчик представлял собой катушку, намотанную (10 витков) на фарфоровую трубку диаметром 1,5 мм. Провод выбирался, возможно, малого диаметра ($2r = 0,01$ см) и имел шелковую изоляцию, длина намотки 1-2 мм. Датчик крепился к фарфоровой трубке и помещался на оси промежутка. Сигнал с катушки поступал на пассивную интегрирующую RC – цепочку с постоянной времени $RC = 3 \cdot 10^{-2}$ с $\gg T_H \approx 6 \cdot 10^{-4}$ с.

Провода, соединяющие с интегратором, скручивались вместе и помещались в толстый медный экран. RC – цепочка была собрана в коробке из магнитомягкого железа. Параллельно измерялся ток цепи соленоида поясом Роговского. Одновременным осциллографированием сигналов с индукционного датчика и пояса Роговского производилась градуировка магнитного поля. При исследовании пробоя контроль синхронизации и измерение поля производился по току в соленоиде.

Были изготовлены две камеры: одна – для исследования различных стадий импульсных разрядов в однородных полях, и другая – для изучения развития искрового канала в магнитных полях.

Время запаздывания формирования катодного пятна (КП) определялось как по возникновению спектральных линий атомов и ионов материала катода, так и по пространственно-временным картинам свечения промежутка, снятым в режиме щелевой развертки. В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителей временной ход свечения приэлектродных областей.

Концентрацию заряженных частиц измерялись на слаботочных стадиях по плотности тока, а на сильноточных стадиях – по штарковскому контуру спектральных

линий, температуру плазмы по относительной интенсивности спектральных линий и оценивалась по проводимости плазмы.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Впервые в экспериментальной работе Флоуэrsa [4] было установлено, что скорость расширения искрового канала возрастает с ростом скорости нарастания тока. Мандельштам с сотрудниками [5] впервые обращает внимание на «давно известное свойство разряда – возникновение довольно мощных ударных волн со скоростями распространения 1- 5 км/с».

Количественная теория процесса расширения канала искры без учета магнитного поля разряда была развита Драбкиной [6], в которой при учете непрерывного поступления энергии бездоказательно полагается, что свойства автомодельности не нарушаются, т.е. не учитывается неадиабатичность процесса. Дальнейшие исследования доказали, что наблюдаемые в эксперименте, большие по сравнению со скоростью звука, скорости радиального развития канала разряда, не могут быть объяснены следующими процессами [5,7]:

- 1) теплопередачей, которая, в свою очередь, в зависимости от условий разряда, определяется: электронной теплопроводностью, лучистой теплопроводностью, лучистым переносом энергии в оптически тонкой плазме;
- 2) радиальной диффузией электронов и ионов;
- 3) процессами фотоионизации.

Расширение канала искры объясняется [8] тем, что после пробоя в узком токоведущем канале выделяется джоулево тепло, что ведет к повышению давления и движению границы канала в нейтральный газ, вызывая в нем ударную волну.

В расширении канала искры можно выделить две стадии: на первой стадии расширения происходит со сверхзвуковой скоростью, когда граница плазменного канала совпадает с ударной волной и стадия расширения с дозвуковой скоростью, когда фронт ударной волны уже оторвался от границы канала разряда.

Очевидно, что механизм расширения на этих стадиях различен.

В условиях нашего эксперимента около 60% от всей запасенной энергии выделяется за 200-250 нс. Мгновенность энерговыделения определяет взрывной характер процесса и по этой причине скорость ударной волны намного больше звуковой скорости ($M \sim 10$) (рис.1).

Исследование радиального развития в зависимости от внешнего магнитного поля показывает, что стадия сверхзвукового расширения зависит от напряженности магнитного поля (рис.1). В аргоне уменьшение этой стадии составляет при $H=200$ кЭ около 200 нс.

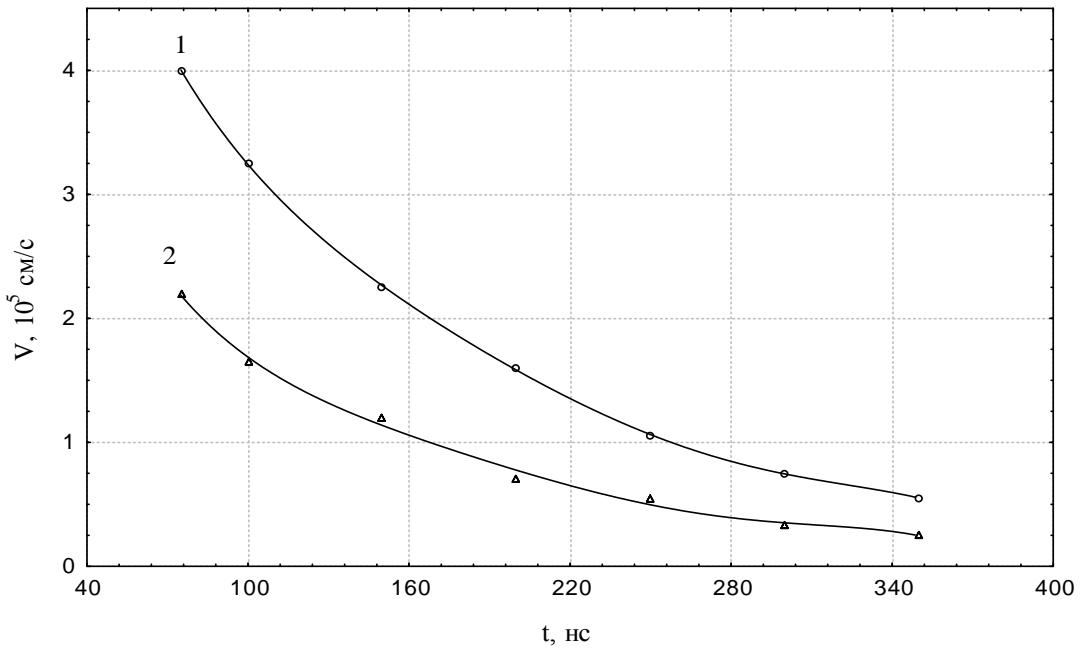


Рис.1. Скорость расширения искрового канала:
1) $H=0$, 2) $H=90$ кЭ.

Таким образом, можно утверждать, что наличие магнитного поля приводит к сокращению длительности стадии, на которой действует гидродинамический механизм расширения. Внешнее магнитное поле не оказывается на значении скорости ударной волны на стадии отрыва волны от токоведущего канала. Для воздуха это значение скорости приблизительно равно 800-900 м/с, для аргона 600-700 м/с. Эти пороговые значения ударной волны, очевидно, определяются недостаточностью энергии газодинамического движения, которая на ширине вязкого скачка уплотнения переходит в энергию теплового движения для ионизации газа, втекающего во фронт ударной волны.

Границные условия для ударной волны, связывающие невозмущенные значения параметров перед фронтом $\rho_0, p_0, u_0, \varepsilon_0$ (ε - внутренняя энергия газа) с их значениями за фронтом ударной волны $\rho_1, p_1, u_1, \varepsilon_1$ имеет вид [9]:

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1, \quad \rho^2 u_0^2 + p_0 = \rho_1 u_1^2 + p_1, \quad (1)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}.$$

Из этих уравнений для идеального газа с показателем адиабаты γ , $\varepsilon = p/(\gamma-1)\rho$, получается уравнение ударной адиабаты

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)\rho_1 - (\gamma-1)\rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1}. \quad (2)$$

Разрешая уравнения (1) и (2), получаются следующие выражения для скачков величин через фронт ударной волны в зависимости от интенсивности ударной волны, задаваемые числом Маха M [9]:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2+(\gamma-1)M^2}; \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}; \quad (3)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2 + (\gamma - 1)M^2][2\gamma M^2 - (\gamma - 1)]}{M^2(\gamma + 1)^2}.$$

Действительно из выражения (3) можно определить величину роста температуры газа за фронтом волны. При $v=800\text{м/c}$, $M\approx 2,5$ для аргона

$$T_1 = \frac{[2 + (\gamma + 1)M^2][2\gamma M^2 - (\gamma - 1)]}{M^2(\gamma + 1)^2} \cdot T_0 \approx 3T_0. \quad (4)$$

Такой рост температуры недостаточен для ионизации аргона.

При критической скорости, при которой ударная волна отрывается от границы канала, происходит смена газодинамического механизма поперечного переноса фронта ионизации по нейтральному газу на более медленный процесс. На начальном этапе расширения (при больших числах маха, $M\geq 10$) температура возмущенного газа

$$T_1 \approx \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M^2 \approx 30000K,$$

практически совпадает с электронной температурой, определенной по относительной интенсивности спектральных линий. Отношение температуры электронов к температуре возмущенного газа показано на рис.2. На начальном этапе развития канала ($t \leq 200$ нс) отношение T_1/T_e , со временем практически не меняется. Это свидетельствует о том, что ударная волна вызывает такое возрастание температуры, что она существенно влияет на ионизацию газа, т.е. ударная волна на этой стадии переносит границу ионизованной части канала. Об этом же свидетельствует и влияние магнитного поля на отношение T_1/T_e . В продольном магнитном поле, которое существенно ограничивает скорость расширения, это отношение меньше чем отсутствии магнитного поля.

В реальности условие адиабатичности в искровом канале не выполняется по двум причинам: 1) поступление энергии в канал разряда продолжается в течении $\sim 10^{-6}\text{s}$; 2) энергия волны интенсивно уменьшается в результате ионизации газа на фронте волны. На стадии быстрого расширения в канал непрерывно вводится энергия, поэтому можно считать, что в канале постоянно генерируется плазма, при этом значение электрического поля в столбе разряда практически не меняется. Проводимость плазмы очень быстро выходит на насыщение и в дальнейшем практически не меняется (см. рис.3). Все это дает основание считать процесс расширения канала изотермическим. Об этом же свидетельствует и ход изменения температуры плазмы в канале (см. рис.4). Температура плазмы уменьшается в течении 300 нс не более чем на 10%.

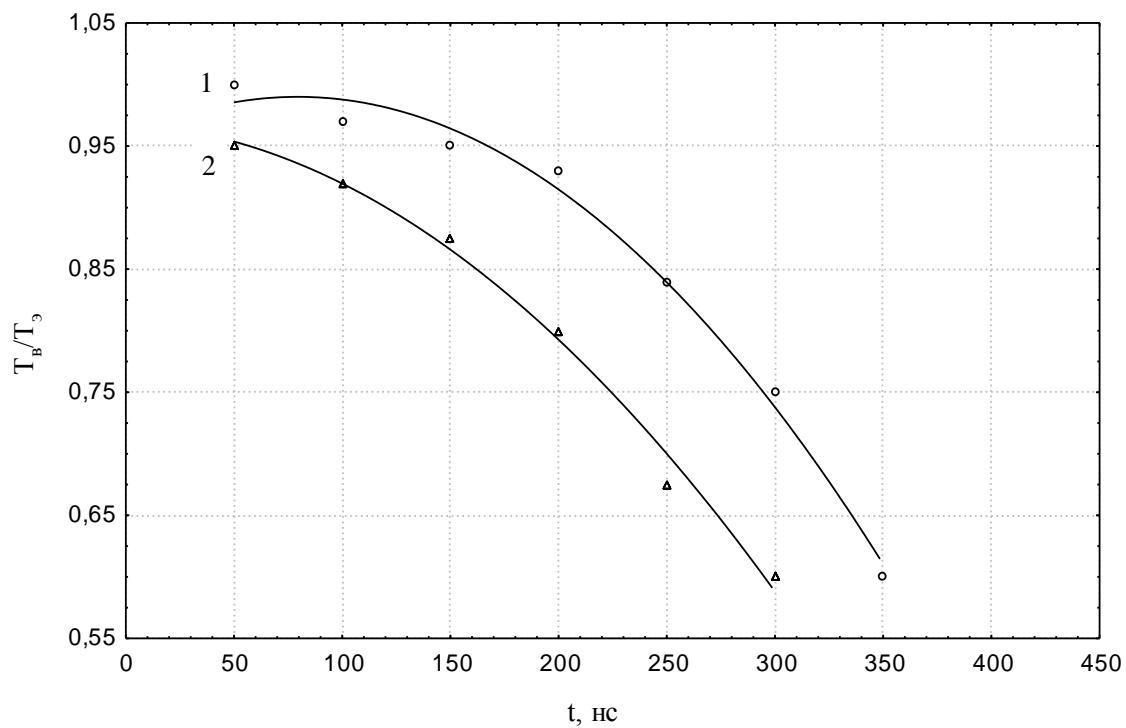


Рис. 2. Отношение температуры возмущенного газа к температуре электронов: 1) $H=0$; 2) $H = 140 \text{ кЭ}$.

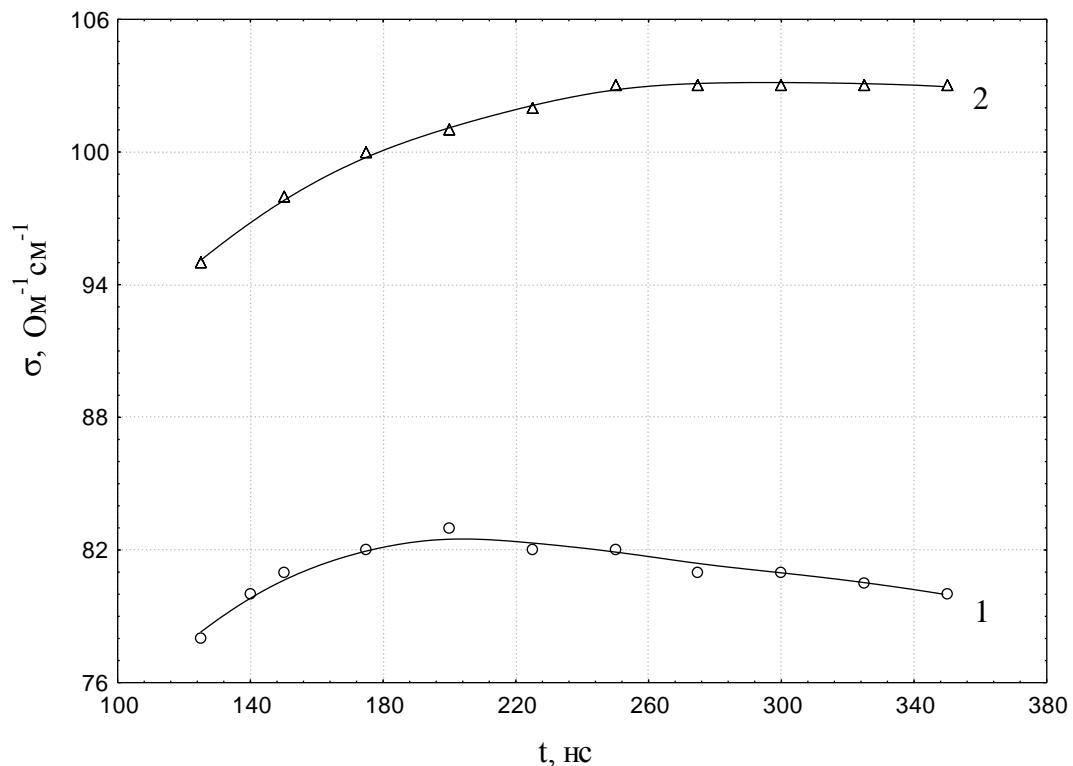


Рис. 3. Проводимость канала ($E/p=10 \text{ В/см}\cdot\text{Torr}$)
1 - $H=0$; 2 - $H=140 \text{ кЭ}$.

Для определения скорости расширения канала воспользуемся законом сохранения массы плазмы в канале и предположим распределение плотности вещества в канале однородным, т.е. $\rho_{ok} \cdot r_0^2 = \rho_1(t) \cdot r^2(t)$, где ρ_{ok} - начальная плотность, r_0 –

начальный радиус канала. Обозначив значение радиуса канала в момент отрыва ударной волны от границы плазмы r_m , и считая, что давление в плазме канала в момент отделения ударной волны становится соизмеримым с внешним давлением, получим [10]

$$\frac{p_{ok}}{p_1(t)} = \frac{r^2(t)}{r_0^2}; \quad p_{ok} = p_0 \frac{r_m^2}{r_0^2}; \quad \frac{p_1(t)}{p_0} = \frac{r_m^2}{r^2(t)}. \quad (5)$$

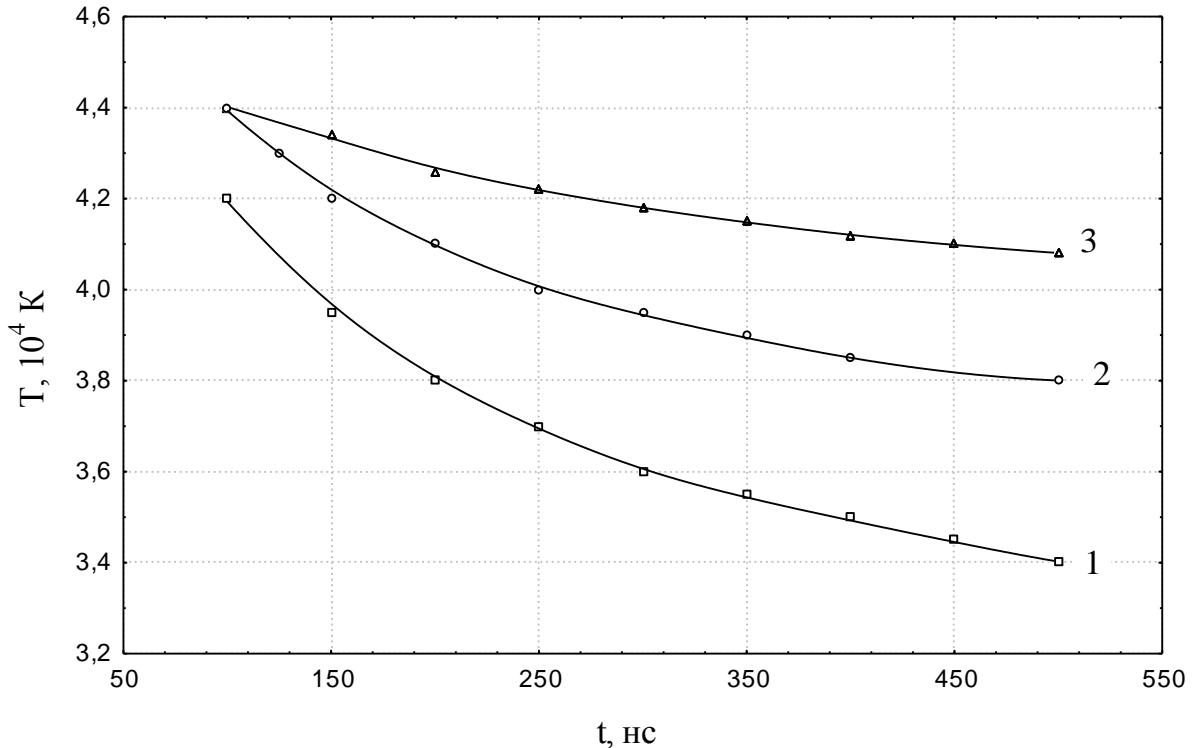


Рис.4. Температура плазмы канала:

1) $H=0$; 2) $H=140 \text{ кЭ}$; 3) $H=200 \text{ кЭ}$.

Здесь p_{ok} – начальное давление в канале, p_0 – давление невозмущенного газа, $p_1(t)$ – давление в плазме канала в момент времени t .

При получении соотношения (5) процесс расширения канала считался изотермическим.

Границочное условие для сильной ударной волны имеет вид:

$$\frac{p_1(t)}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{v(t)}{c} \right]^2. \quad (6)$$

Из (5) и (6) с учетом того, что до отрыва ударной волны от границы канала $v(t) = \frac{dr(t)}{dt}$, получим

$$r(t) = \left[2c \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{1/2} r_m \cdot t + r_0^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Соответственно для скорости расширения имеем

$$v(t) = c \frac{\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{1/2} r_m}{\left[2c\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{1/2} r_m \cdot t + r_0^2\right]^{1/2}}, \quad (8)$$

если считать процесс адиабатическим, то получим

$$r_a(t) = \left[c(\gamma+1)\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{1/2} r_m \cdot r^\gamma \cdot t + r_0^{(\gamma+1)} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

скорость расширения канала уменьшается со временем быстрее.

На рис.5 показаны значения радиуса канала, рассчитанные по формуле (7). Для сравнения приведены экспериментальные значения. величина r_m измерялась экспериментально, а r_0 вычислялась, исходя из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных кривых [10].

В адиабатическом приближении начальная скорость расширения немного больше, чем в изотермическом приближении. С экспериментальными значениями лучше согласуется расчет в изотермическом приближении.

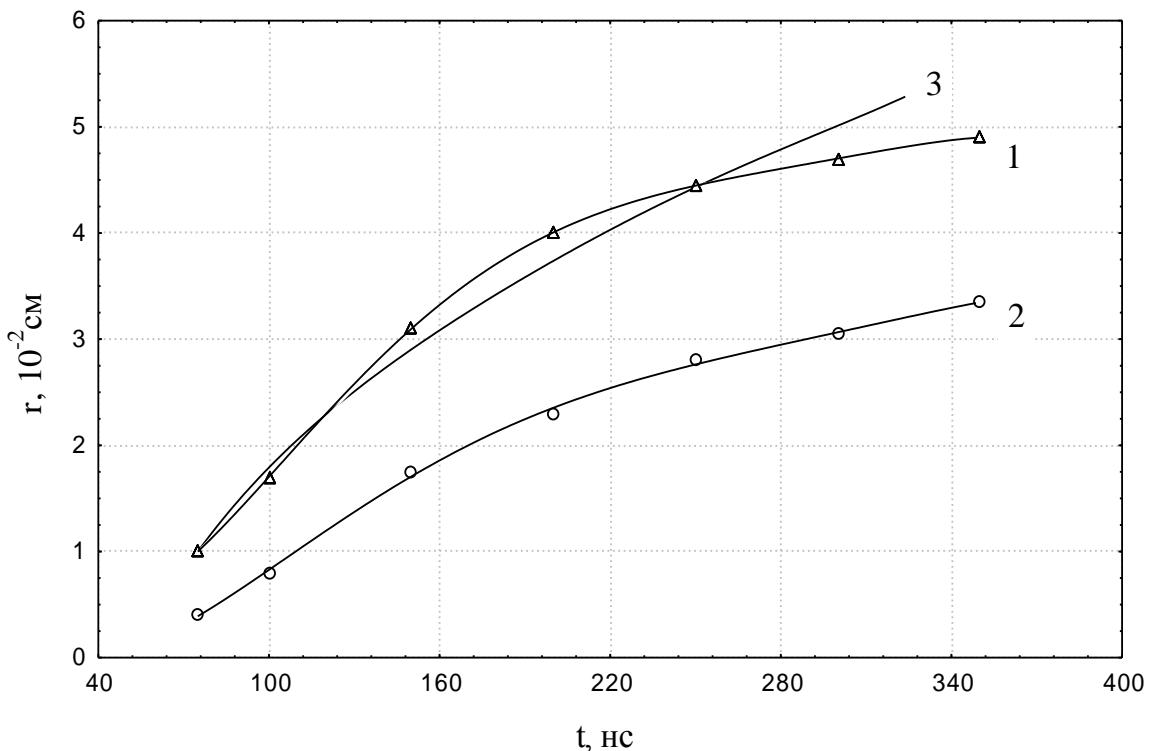


Рис. 5. Радиус канала искры:
1- эксперимент $H=0$; 2 – эксперимент $H=140$ кЭ;
3 – расчет в изотермическом приближении.

На начальном этапе расширения канала, при температуре $T_e \geq 4$ эВ, когда становится существенной многократная ионизация [11] структура фронта волны будет определяться ионизационными процессами. Структура фронта ударной волны при различных условиях с учетом ионизации теоретически рассматривалось в [12-14]. В аргоне [15] для достаточно высокой степени ионизации в начальном состоянии

получено, что в такой плазме происходит сильный нагрев плазмы и резкое увеличение степени ионизации.

Таким образом, морфология сильной ионизующей ударной волны имеет следующий вид. В передней части фронта расположена дальняя прекусорная зона, сформированная за счет ступенчатой фотоионизации. За ней следует ближняя прекусорная зона, в которой доминирует прямая фотоионизация с основного уровня. Эта зона граничит с газодинамической (ион-атомной) ударной волной, где плотность, давление и температура газа резко возрастают на сравнительно узком участке, в основном за счет действия вязкости. Далее следует резонансная зона и область радиационного охлаждения.

Магнитное поле существенно влияет на газодинамические параметры в ударной волне. Граничные условия с учетом магнитного давления имеют вид [11]:

$$\begin{aligned}\rho_0 u_0 &= \rho_1 u_1, & \rho_0 u_0^2 + p_0 + p_{\text{ho}} &= \rho_1 u_1^2 + p_1 + p_{\text{hi}} \\ \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} &= \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}.\end{aligned}\quad (10)$$

Здесь $p_{\text{hi}} = \frac{H^2}{8\pi}$ - магнитное давление, индекс «0» относится к величинам впереди фронта.

Считая плазму идеальным газом, получим уравнение ударной адиабаты.

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)\rho_1 - (\gamma-1)\rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1} + \frac{\rho_1 - \rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1} \frac{H_1^2 - H_0^2}{8\pi P_0}. \quad (11)$$

Экспериментальные данные скоростей расширения плазмы позволяют считать, что $p_1 \sim p_{\text{hi}} \gg p_0$, тогда из (11) получим условие предельного сжатия

$$\rho_{1H} = \frac{3\gamma+1}{3\gamma-1} \rho_0, \quad (12)$$

которое отличается от условия предельного сжатия при $H=0$

$$\rho_1 \cong \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0. \quad (13)$$

Отношение $\rho_{1H} / \rho_1 \succ 1$, т.е. плотность газа за фронтом ударной волны в магнитном поле меньше в отсутствии поля, что равносильно увеличению толщины слоя, в котором происходит скачок газодинамических параметров, или более равномерному распределению плотности внутри канала.

Заключение

Столь значительное влияние магнитного поля на радиальное развитие искрового канала на стадии его быстрого расширения может быть объяснено несколькими причинами:

1) уменьшением скорости, с которой плазменный «поршень» выдвигается в нейтральный газ при наличии разности магнитного давления на границе канала

$\Delta p_H = \frac{1}{8\pi} (H_0^2 - H_{cp}^2)$, что влечет уменьшение интенсивности ударной волны.

Таким образом, доля энергии, идущая на расширение канала и формирование ударной волны, уменьшается, а доля, идущая на увеличение внутренней энергии плазмы, увеличивается, соответственно увеличивается энергия, идущая на излучение;

2) существованием в отсутствии магнитного поля впереди фронта прекусорного прогревного слоя, обусловленного большей, по сравнению с ионами, подвижностью электронов, и тем, что скорость их в состоянии термодинамического равновесия в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз больше скорости фронта ударной волны. В этом случае волна будет распространяться по уже частично ионизованному газу – слабоионизированной плазме. В сильном магнитном поле замагниченные электроны не будут образовывать прогревный слой перед фронтом ударной волны, и она будет распространяться по нейтральному газу.

Таким образом, расширяющийся искровой канал в газах высокого давления является источником интенсивной цилиндрической ударной волны. Резкий рост проводимости в сформировавшемся узком разрядном канале сопровождается резким ростом давления внутри плазменного столба. При этом расширяющийся плазменный поршень давит на нейтральный газ, формируя тем самым ударную волну большой интенсивности, способную переносить фронт ионизации в радиальном направлении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ «ЮГ России» 12-02-96505, и в рамках Госзадания № 2.3142.2011 МО и Н РФ на 2012-2014 г.

Литература:

1. O.A. Omarov, V.S. Kurbanismailov, M.A. Arslanbekov, M.Ch. Gadzhiev, G.B. Ragimkhanov, A.J. Al-Shatravi, The processes of cathode spot expansion and shock waves formation in volume discharge(VD) plasma in atmospheric-pressure helium //Plasma physics. 2012. Vol.38, No. 1. p. 26.
2. O.A. Omarov, Sh.Sh. Eldarov, The dynamics of spark channel phosphorescence and outgoing shock wave in conditions of large magnetic pressure gradients // Plasma physics. 2011. Vol. 37. No. 7. pp. 674-688.
3. G. Cnopfel, Very strong pulsed magnetic fields. M: Mir, 1972, 392p.
4. Flovers I.W. Dynamics of the chanel spark discharge // Phys. Rev, 1943, №64, с. 233-237.
5. Маршак И.С. Стадия большого тока электрической искры в газе при атмосферном давлении. // ЖЭТФ, 1946, т.16, с.703-710.
6. Драбкина С.И. К теории развития искрового разряда. //ЖЭТФ. 1951. Т.21. Вып.4. С.473-483.
7. Гетечкори Н.М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда. //ЖЭТФ. 1951. Т.21. Вып.4. С.493-506.
8. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Сильноточные электроразрядные источники света. //УФН.1974. Т.112. Вып.2. С.193-230.

9. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Наука, 1966, 492с.
10. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Особенности формирования ударных волн при разряде в аргоне во внешнем магнитном поле. //ТВТ. 2007. Т.45. №6. С.1-4.
11. Великович А.Л., Либерман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987.295с.
12. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. /Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Т.1, с.183-273.
13. Магдешова Н.Н., Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. Структура ударной волны, в которой происходит многократная ионизация атомов. //ПМТФ. 1970. Т.5. с.11-21.
14. Имшенник В.С. Структура ударных волн в плотной высокотемпературной плазме. // Физика плазмы. 1975. Т.1, с.202-207.
15. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Арсланбеков М.А. Спектральные характеристики искрового разряда во внешнем магнитном поле. //В сб.: Тез. докл. XL Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2013.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИОННОЙ СТОЙКОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ НЕУПРАВЛЯЕМЫХ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Анисимов В.Ф, Звягинцев С.И., Юдаев Ю.А.

*Рязанский государственный радиотехнический университет,
Рязанский государственный агротехнологический университет*

Стабильность электрических и динамических параметров неуправляемых газонаполненных разрядников в большей степени определяется свойствами катодов. Катод должен обеспечить низкое напряжение поддержания дугового разряда и максимальный потенциал погасания, сохраняя при этом постоянными свои вторично-эмиссионные характеристики.

Эксперименты по влиянию эмиссионных материалов и эрозионной стойкости на электрические параметры разрядников проводились на макетах двух электродных разрядников. Расстояние между электродами составляло 0,5 мм, при давлении наполняющего газа аргона 13,3 кПа. Электроды изготавливались из сплава 42НАВИ. Эмиссионный состав наносился на торцевую поверхность электродов, а затем спекался в водородной печи.

Разрядники испытывались в двух наиболее характерных режимах эксплуатации:

- на переменном токе частотой $f = 50$ Гц и амплитудой тока $I_a = 10$ А при длительности воздействия $t = 1$ с;
- в импульсном режиме при амплитуде тока I_a до 15 кА при колоколообразном импульсе с фронтом $t_\phi = 8$ мкс и срезе $t_c = 20$ мкс.

Результаты измерений статического напряжения пробоя разрядников U_{ct} с катодами на основе хлоридов щелочно-земельных металлов (ЩЗМ) приведены в таблице, где U_0 - начальное значение статического напряжения пробоя.

Для создания пленочных сплавных катодов использовалось термовакуумное напыление и диффузионный отжиг. Испытания проводились как в импульсном режиме $I = 10$ кА, так и в непрерывном, синусоидальном режиме переменного тока при амплитуде 10 А длительностью 1 с.

Результаты испытаний приведены на рис. 1, рис. 2.

Для проведения анализа необходимой толщины эмиссионной структуры были изготовлены разрядники с катодом Cu - 18 % Sr.

Толщина пленки на поверхности катода, как показали численные и лабораторные эксперименты, должна быть не менее 1 мкм.

Зависимость потенциала погасания от концентрации Sr снималась после воздействия на эмиссионные структуры переменного тока амплитудой 10 А.

Из полученных результатов видно, что потенциал погасания, резко уменьшается после точки, соответствующей образованию интерметаллида.

Таблица. Средние значения статического напряжение пробоя разрядников с катодами на основе хлоридов ЩЗМ:

Состав	U_0, В	U_{ct}, В (5А, 100 имп)	U_{ct}, В (5кA, 10 имп)	U_{ct}, В (10A, 10 имп)	U_{ct}, В (10кA, 100 имп)	$T_{пл}$, °C
$BaCl_2$	262	251	289	245	312	958
$SrCl_2$	281	276	302	250	348	868
$CaCl_2$	302	298	350	273	402	772

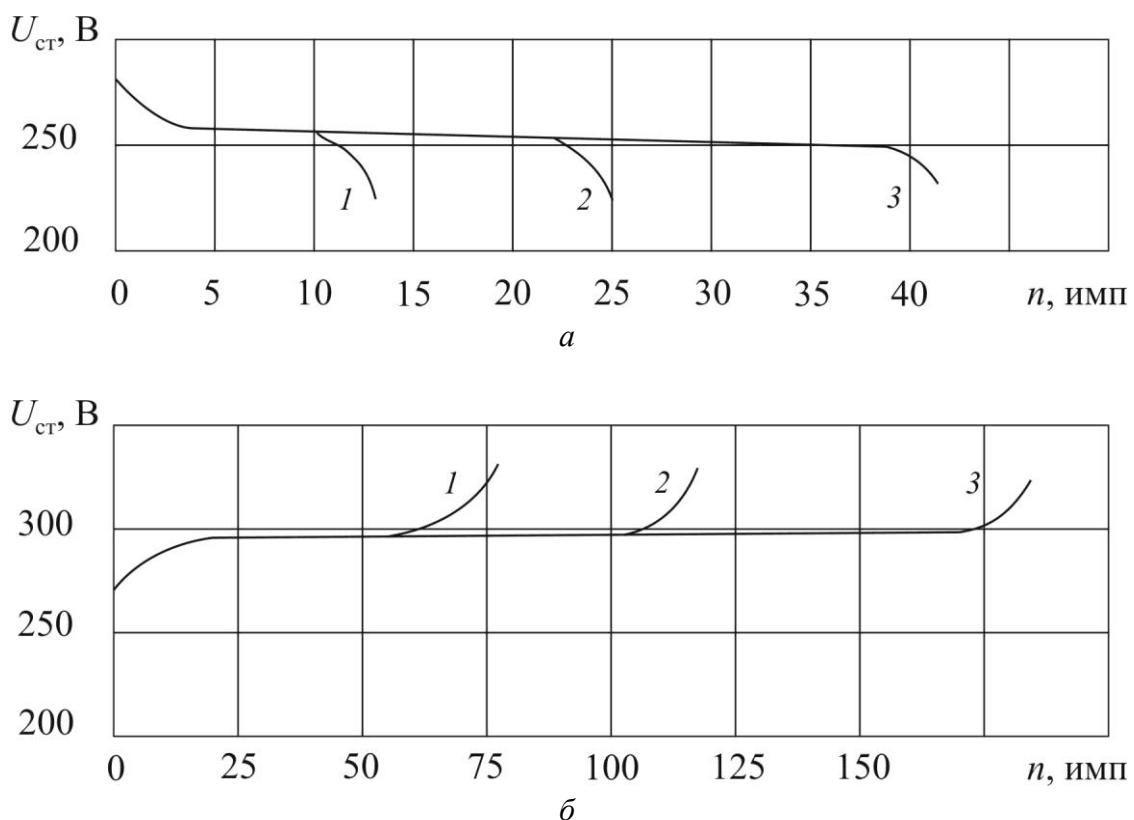


Рис. 1. Статическое напряжение пробоя разрядников с пленочными катодами при испытаниях в режиме переменного тока (а) и в импульсном режиме (б) при различной толщине пленки катода: 1 - 0,25 мкм;
2 - 0,5 мкм; 3 - 1 мкм.

Рассмотрим диаграмму состав - свойство Sr-Cu с точки зрения вторично-электронной эмиссии. В работе [1] установлено, что максимальный коэффициент вторичной эмиссии начинает существенно уменьшаться после появления интерметаллического соединения в составе сплава. Согласно этим исследованиям потенциал погасания должен увеличиваться, однако в данном случае наблюдается обратные зависимости.

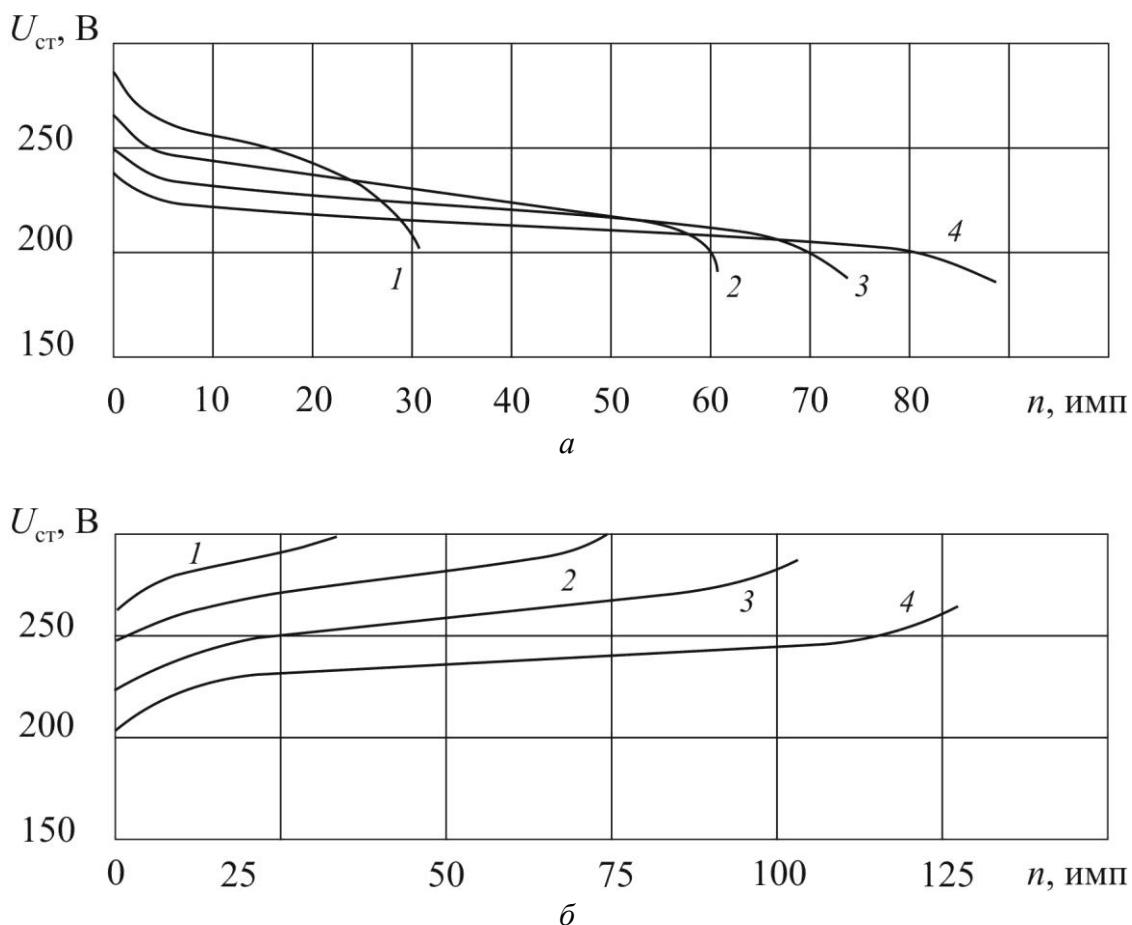


Рис. 2. Статическое напряжение пробоя разрядников с пленочными сплавными катодами (Sr-Cu) с различным содержанием меди в режиме переменного тока (а) и импульсном режиме (б): 1 - 95 % Cu; 2 - 83 % Cu;
3 - 70 % Cu; 4 - 50 % Cu

Как отмечается в [2], одним из условий образования аморфных сплавов является наличие глубокой эвтектики на диаграмме состояний состав - температура. Это условие выполняется для системы Sr-Cu, кроме того, условия охлаждения после воздействия дуги идентичны условиям, наиболее часто применяемым для получения аморфных пленок металла, обработки поверхности импульсным лазером (тепло не проникает вглубь электрода за время действия импульса. Для исследуемых сплавов Sr - 70 % Cu и Sr - 50 % Cu имеем коэффициент вторичной эмиссии не сплава, а металлического стекла с другими значениями.

Исследования потенциала погасания на разрядниках с катодами на основе синтезированных аморфных сплавов Ca-Cu дали аналогичный результат. При содержании Ca в сплаве, превышающем необходимое количество для синтеза соединения CaCu_5 , потенциал погасания после воздействия на поверхность импульсов переменного тока амплитудой 10 А уменьшался.

Снижение потенциала погасания в разрядниках с катодами из сплавов Sr-Cu и Ca-Cu после воздействия дугового разряда может быть объяснено наличием на поверхности электродов пленок аморфных сплавов.

Исходя из полученных результатов исследования статического напряжения пробоя и потенциала погасания разрядников с пленочными сплавными катодами на основе Sr-Cu с различным процентным содержанием компонентов, можно сделать вывод о том, что оптимальным составом для катодов разрядников являются эмиссионные структуры на основе твердых растворов. Эти катоды имеют стабильные вторично-эмиссионные свойства и обеспечивают разброс статического напряжения пробоя разрядников менее 15%. Оптимальным составом является сплав Cu -18 % Sr когда он не переходит в соединение SrCu₅. Максимальные токовые нагрузки, которые выдерживают разрядники с катодами на основе сплава Cu - 18 % Sr толщиной 1 мкм составили не менее 15 кА.

Работоспособность разрядников со следующими эмиттерами: Ba -70 % Al; Ba - 85 % Cu; Sr - 71 % Al; Sr - 63 % Cu; Sr - 70 % Ni; Ca -70 % Al; Ca - 72 Cu. Толщина пленки находилась в диапазоне 0,8-1 мкм. При воздействии токовых нагрузок до 10 кА изменение статического напряжения пробоя составляло не более 15% [3].

Проведенные лабораторные и численные исследования показали возможность создания широкого спектра пленочных сплавных катодов на основе ЩЗМ, пригодных для работы в неуправляемых газонаполненных разрядниках, предназначенных для коммутации токов в импульсе до 15 кА.

Литература:

1. Золотухин И. В. Физические свойства аморфных металлических материалов. М.: Металлургия. 1986. 176 с.
2. Дриц М.Е., Зусман Л. Л. Сплавы щелочных и щелочноземельных металлов. М.: Металлургия. 1986. 248 с.
3. Исследование пленочных сплавных катодов / В. Ф. Анисимов, А.С. Арефьев, Ю.А. Юдаев и др. // Труды II межд. научн. конф. “Физика электронных материалов”. Калуга, 2005.Т.2. С. 172-175.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ В ЗАЩИТНЫХ РАЗРЯДНИКАХ

Анисимов В.Ф., Юдаев Ю.А., Бельский Д. П.,
Звягинцев С.И., Юдаев М.Ю.

*Рязанский государственный радиотехнический университет,
Научно-производственное предприятие “ФОН”, г. Рязань,
Рязанский государственный агротехнологический университет*

Для решения нестационарных задач теплопроводности можно построить различные разностные схемы, которым будут присущи достоинства и недостатки.

При рассмотрении быстропротекающих процессов в данной работе была использована явная схема моделирования тепловых процессов, как наиболее удобный математический инструмент для получения численных результатов.

Уравнение теплопроводности с подвижной границей фронта испарения, которая учитывалась в процессе решения задачи, и характером распределения мощности по радиусу пятна в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T, \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned} T(t, r, z)|_{t=0} &= T_0; \quad -\lambda(T) \frac{\partial T(t, r, z)}{\partial z}|_{z=0} = F_\Sigma^+(t, r) - F_\Sigma^-(t, r), \quad \text{при } 0 \leq r \leq r_0; \\ -\lambda(T) \frac{\partial T(t, r, z)}{\partial z}|_{z=0} &= -F_\Sigma^-(t, r), \quad \text{при } r_0 < r \leq R; \\ \frac{\partial T(t, r, z)}{\partial z}|_{z=Z} &= 0, \quad \text{при } 0 \leq r < R; \quad \frac{\partial T(t, r, z)}{\partial r}|_{r=R} = 0, \quad \text{при } 0 \leq z \leq Z; \\ F_\Sigma^+(t, r) &= f(P_{e,i}(r), t), \quad \text{при } 0 \leq r \leq r_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где F_Σ^+ - суммарный тепловой поток, падающий на электрод; F_Σ^- - суммарный тепловой поток, отводящий тепло; r_0 - радиус пятна; R - радиус электрода; Z - толщина электрода.

Уравнение (1) с граничными условиями (2) решалось численным методом. Устойчивость метода достигалась при использовании критерия Саульева [1].

Уравнение (1) заменялось дискретным уравнением:

$$\begin{aligned} T_{i+1,j,k} = a(T_{i,j,k}) \Delta t \left(\left(\frac{1}{jh} \frac{T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k}}{h} + \frac{T_{i,j-1,k} - 2T_{i,j,k} + T_{i,j+1,k}}{h^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{T_{i,j,k+2} - 2T_{i,j,k+1} + T_{i,j,k}}{h^2} \right) \right) + T_{i,j,k} \end{aligned}$$

с граничными условиями:

$$T_{i,j,k} = T_0, \quad \text{при } t = 0, \quad j = 1, 2, \dots J, \quad k = 1, 2, \dots K;$$

$$T_{i,j,k} = \frac{F_\Sigma^+ - F_\Sigma^-}{\lambda(T_{i-1,j,k})} h + T_{i,j,k+1}, \quad \text{при } 0 \leq r \leq r_0;$$

$$T_{i,j,k} = -\frac{F_\Sigma^-}{\lambda(T_{i-1,j,k})} h + T_{i,j,k+1}, \quad \text{при } r > r_0.$$

Наиболее сильные эрозионные процессы характерны для приборов с холодными катодами, в которых возникает дуговой разряд. К таким приборам, в частности, относятся управляемые и защитные разрядники.

Приняв за основу, экспериментальные результаты [2] и результаты численного моделирования работы защитных разрядников, удалось рассчитать температуру в катодном пятне. При моделировании учитывались временные зависимости перехода разрядника в состояние коммутации электрического тока и наиболее характерные размеры катодных пятен 0, 1 - 1 мм.

Расчет температуры в катодном пятне представляет интерес с точки зрения давления пара материала электрода и его влияния на электрические параметры разрядника.

Распределения температуры для катода из никеля приведены на рис. 1.

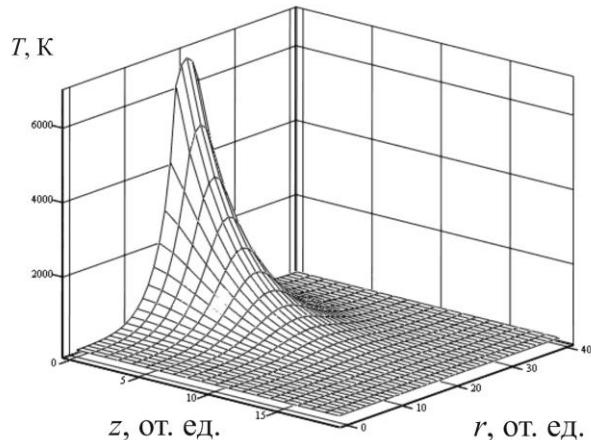


Рис. 1. Распределение температуры на никелевом катоде разрядника при средней мощности $P = 0,5$ кВт; время воздействия разряда 1 мс, 50 мс. Пространственный шаг $h = 0,25$ мм.

Температура локального участка электрода, на котором происходит плавление металла, позволяет определить давление пара металла для различных материалов, рис. 2 и с помощью моделирования определить распределение концентрации паров металла в межэлектродном пространстве, рис. 3.

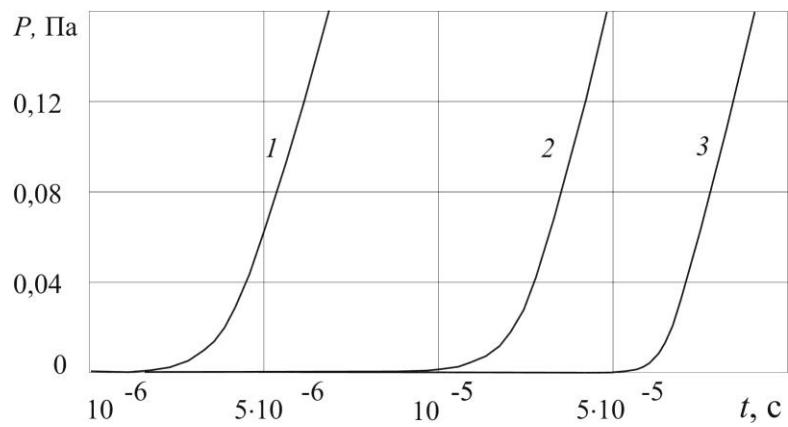


Рис. 2. Зависимости давления пара над поверхностью катодного пятна.

Материал электрода: 1 – медь, 2 – никель, 3 – вольфрам.

Мощность в пятне $P = 0,5$ кВт

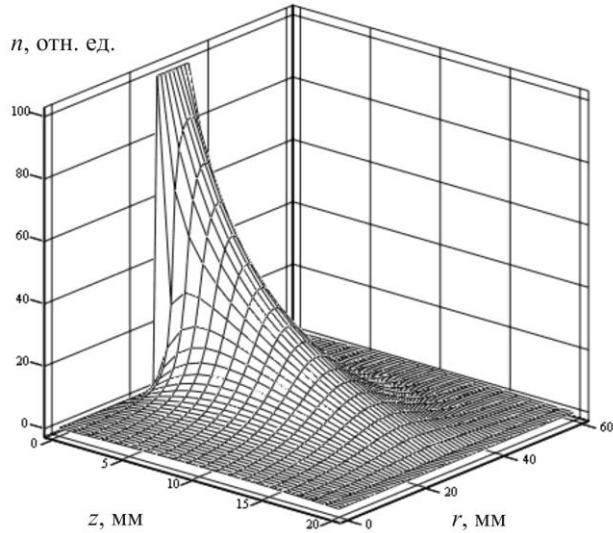


Рис. 3. Распределение концентрации паров металла в межэлектродном промежутке защитного разрядника в стационарном режиме. Пространственный шаг $h = 0,05$ мм

Очевидно, что давление паров металла по сравнению с давлением газового наполнения в диапазоне характерном для защитных разрядников ($P = 1 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^4$ Па) незначительно и его распределение носит локальный характер, рис. 3. Это дает основание утверждать, что продукты испарения практически не влияют на процесс формирования разряда, что подтверждается исследованиями [3], однако испаряющийся металл способен «замуровывать» молекулы наполняющего газа, изменяя рабочее давление.

Выделение мощности и повышение температуры при непериодическом импульсном нагреве происходят в приповерхностной области электрода, поэтому внешнее охлаждение электродов, при таком режиме работы не эффективно. В период коммутации электрического тока происходит нагрев поверхности электрода, а перераспределение тепла осуществляется после прекращения импульса тока.

Литература:

1. Саульев В. К. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. М.: Наука. 1960. 275 с.
2. Анисимов В. Ф., Киселев Ю. В., Круглова Е. В., Юдаев Ю. А. Исследование новых экспериментальных материалов в неуправляемых газонаполненных разрядниках // Известия РАН. Серия физич. 2000. Т. 64. № 7. С. 1335-1339.
3. Анисимов В. Ф., Киселев Ю. В., Юдаев Ю. А. Динамическое напряжение пробоя в неуправляемых разрядниках // Известия РАН. Серия физич. 2003. Т. 67. № 9. С. 1302-1305.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЧАСТИЦ

Анисимов В. Ф., Звягинцев С. И., Ю. А. Юдаев

*Рязанский государственный радиотехнический университет,
Рязанский государственный агротехнологический университет*

В основе математической модели разрядных процессов лежат законы электромагнитного поля в газообразной среде. Аналитически они выражаются известной системой уравнений Максвелла, которая в общепринятых обозначениях имеет вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1)$$

В рассматриваемых условиях вихревой слагающей электрического поля можно пренебречь по сравнению с потенциальной слагающей и положить $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$. Тогда $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, и первое уравнение переходит в уравнение Пуассона:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (2)$$

Распределение поля по промежутку вытекало из решения уравнения (2), которое в рассматриваемом случае представляется в виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho_e(x) + \rho_{ion}(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (3)$$

с краевыми условиями

$$\varphi|_{x=0} = 0, \quad \varphi|_{x=d_{ak}} = U_a, \quad (4)$$

где $\rho_e(x)$, $\rho_{ion}(x)$ - плотность пространственного заряда электронов и ионов; ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость.

Решение уравнения Пуассона осуществлялось численными методами для каждого временного интервала Δt . При этом его конечно-разностная аппроксимация для разработанной координатно-энергетической модели выглядит следующим образом:

$$\varphi(x_i) = \frac{1}{2} \left(\varphi(x_{i-1}) + \varphi(x_{i+1}) + \left(\frac{\rho_e(x_i) + \rho_{ion}(x_i)}{\varepsilon_0} \right) \Delta x^2 \right). \quad (5)$$

$$\rho_e(x_i) = -en_e(x_i) = -\frac{e}{V_i} \sum_{j=E_{\min}+1}^{E_{\max}} N_e(x_i, E_j), \quad (6)$$

$$\rho_{ion}(x_i) = en_{ion}(x_i) = \frac{e}{V_i} \sum_{j=E_{\min}+1}^{E_{\max}} N_{ion}(x_i, E_j), \quad (7)$$

где $\rho_e(x_i)$, $\rho_{ion}(x_i)$ – плотность объемного заряда электронов и ионов в элементе объема V_i слоя x_i , $N_e(x_i, E_j)$ и $N_{ion}(x_i, E_j)$ - количество электронов и ионов в ячейке (x_i, E_j) .

Рассматриваемые величины $N_e(x_i, E_j)$ и $N_{ion}(x_i, E_j)$ определяются процессами ударной и фотоионизации, перераспределением заряженных частиц в объеме промежутка и находятся с использованием предлагаемой координатно-энергетической модели.

Концентрация ионов, образовавшихся за интервал времени Δt в результате ударной ионизации газа электронами, определяется по формуле:

$$n_{ion} = \frac{j\Delta t}{e} Q_{i0}(U)p, \quad (8)$$

где j - плотность тока; e - заряд электрона; p - давление газа в промежутке; Δt - временной шаг; $Q_{i0}(U)$ - сечение ионизации атомов или молекул наполняющего газа при единичном давлении.

Момент ионизации фиксировался по превышению энергии какой-либо модельной частицы над потенциалом ионизации газа. Допускалось, что энергию, необходимую для ионизации, одновременно набирают все находящиеся в ячейке электроны. При этом плотность тока в ячейке (x_i, E_j) определялась соотношением

$$j(x_i, E_j) = n_e(x_i, E_j) e v_e(x_i, E_j) = \frac{N_e(x_i, E_j)}{\Delta x_i S} e v_e(x_i, E_j), \quad (9)$$

где $n_e(x_i, E_j)$ – концентрация электронов в ячейке (x_i, E_j) ; $v_e(x_i, E_j)$ - скорость модельной частицы электронов на момент ионизации; Δx_i - протяженность ячейки по координате; S – площадь поперечного сечения разрядной трубки.

В этом случае уравнение (8) преобразуется к виду:

$$n_{ion}(x_i, E_j) = \frac{N_e(x_i, E_j)}{\Delta x_i S} v_e(x_i, E_j) \Delta t Q_{i0}(U) p, \quad (10)$$

Число пар ионов и электронов, образующихся в результате фотоионизации при облучении промежутка внешним источником ультрафиолетового или рентгеновского излучения, определялось уравнением

$$N_{ion h\nu} = \frac{I_0}{h\nu} (1 - e^{-\alpha x}) = \frac{I_0}{hc} \lambda (1 - e^{-\alpha x}), \quad (11)$$

где I_0 – световой поток; c – скорость света; λ - длина волны; α - коэффициент поглощения для данной длины волны и плотности газа.

В результате ударной и фотоионизации газа возрастает концентрация положительных ионов. Движение ионов в межэлектродном промежутке описывалось с помощью «модельной частицы» ионов, для которых строилась схема движения подобная той, что описана применительно к модельным частицам электронов. Таким образом, начиная с момента первоначальной ионизации, на каждом временном шаге отдельно моделировалось состояние электронной и ионной подсистем в координатно-энергетической сетке.

В разработанной модели учитывался процесс вторичной ионно-электронной эмиссии при бомбардировке катода положительными ионами. Количество вторичных электронов $N_{e\text{виЭЭ}}$, образующихся в результате ионно-электронной эмиссии с катода, определялось соотношением

$$N_{e\text{виЭЭ}} = \gamma N_{ion}, \quad (12)$$

где N_{ion} – количество ионов, приходящих на катод; γ - коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии.

Анодный ток в предлагаемой модели формирования газового разряда определялся на основании анализа движения электронов в фиктивной координатной зоне за анодом (см. рис. 2):

$$I_a = \sum_{j=E_{\min}+1}^{E_{\max}} \frac{eN_e(x_{\max+1}, E_j)}{x_{\max+1} - x_{\max}} v_e(x_{\max+1}, E_j). \quad (13)$$

Напряжение на аноде находилось из решения трансцендентного уравнения как разность напряжения источника питания и произведения тока промежутка катод-анод на ограничительное сопротивление на каждом временном интервале Δt :

$$U_a(t) = U_{\text{ист}}(t) - I_a(t)R_{\text{огр}}. \quad (14)$$

Анодное напряжение являлось функцией напряжения источника питания, времени и тока, протекающего через промежуток: $U_a = f(U_{\text{ист}}, t, I_a)$.

Процедура моделирования продолжалась до установления в промежутке постоянного значения тока, определяемого напряжением источника питания, концентрацией заряженных частиц и сопротивлением, ограничивающим электрический ток.

Литература:

1. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике: Вычислительный эксперимент. М. Наука. 1982. 392.
2. Анисимов В. Ф., Богданова Н. П., Сенин П. В., Юдаев Ю. А. Моделирование формирования импульсного разряда в двухэлектродном промежутке с холодным катодом методом частиц // Известия РАН. Серия физич. 2003. Т. 67. № 9. С. 1322-1327.
3. Григорьев Ю.Н., Вшивков В.А. Численные методы «частицы-в-ячейках». Новосибирск: Наука. Сибирская изд. фирма РАН, 2000. 184 с.
4. Сигов Ю.С. Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Избранные труды. М.: Физматлит, 2001. 288 с.

5. Абрамов И.С., Вихрев Ю.И., Потсар А.А. Условия зажигания газового разряда в плоском двухэлектродном промежутке с накаленным катодом при низком давлении. В кн. Известия ЛЭТИ им. В.И. Ульянова (Ленина). Л.: 1971. Вып. 104. С. 85

ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ ГАЗОВ

Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х.,

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

Характерные особенности осцилограмм напряжения на разрядном промежутке при импульсном пробое газов представлены на рис.1 (а, б.), где (а) – случай отсутствия ступени напряжения, (б) – при наличии ступени напряжения; τ_ϕ - время формирования, определяемое развитием лавин и плазменных стримеров; при ступенчатом спаде напряжения время τ_1 определяется развитием и перекрытием плазмой стримера разрядного промежутка; τ_{cm} - время длительности ступени соответствует времени формирования катодного пятна и образования высокопроводящего канала; τ_2 - время резкого спада от напряжения ступени до напряжения горения дуги – определяется механизмом расширения канала искры до его перехода в стадию горения дуги.

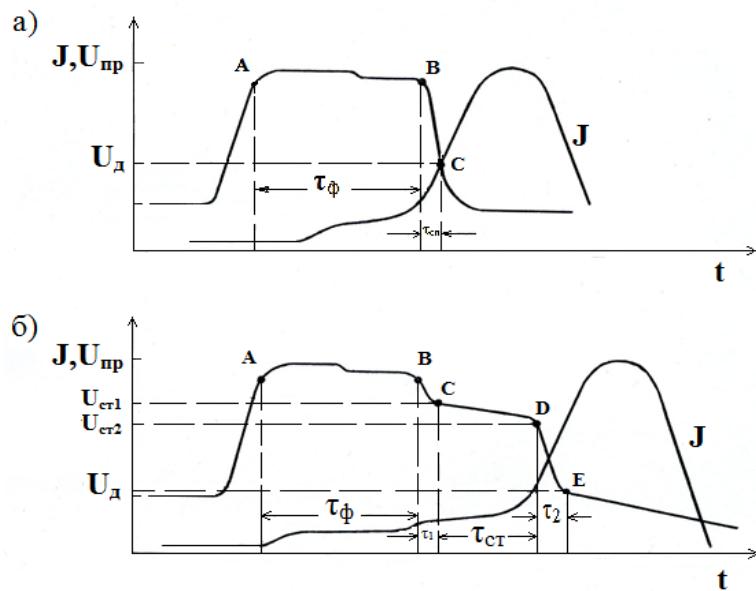


Рис.1. Характерные осцилограммы тока и напряжения импульсного пробоя газов высокого давления: а) без ступени напряжения; б) со ступенью напряжения.

Здесь τ_ϕ - время формирования пробоя; τ_{cn} - время резкого спада; τ_1 - время спада от напряжения пробоя $U_{\text{пр}}$ до напряжения ступени; τ_{cm} - время длительности ступени; τ_2 – время резкого спада от напряжения ступени $U_{\text{ст}}$ до напряжения дуги U_d .

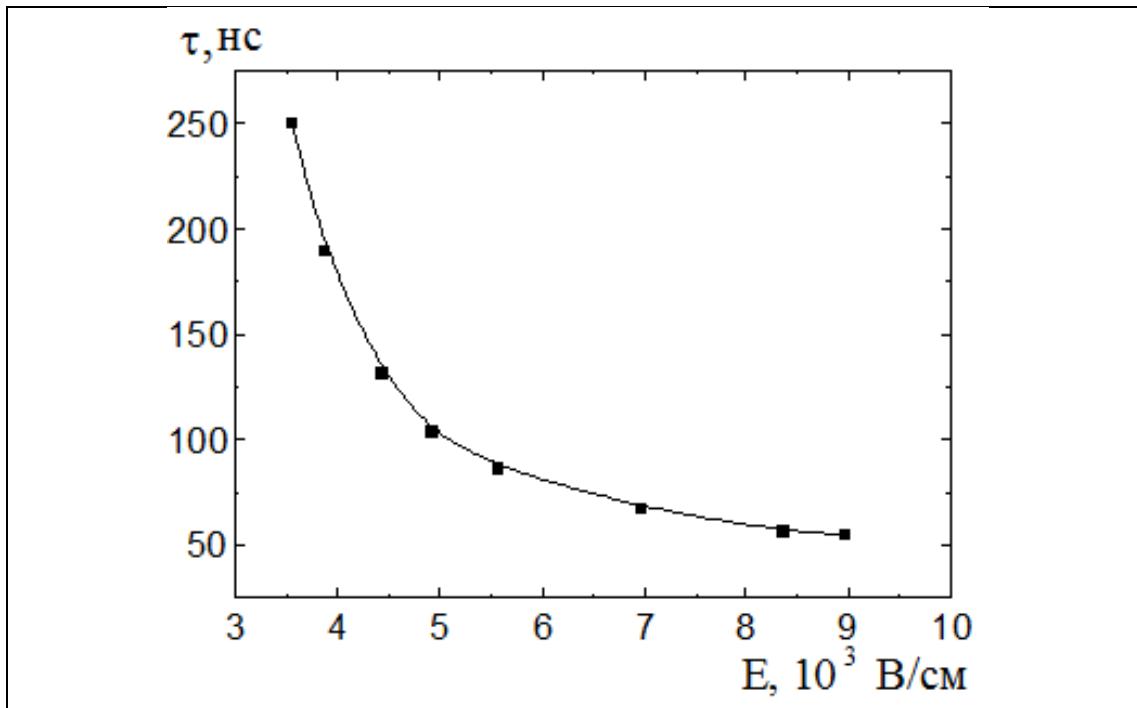
С ростом перенапряжения длительность ступени уменьшается и практически может не регистрироваться при недостаточном временном разрешении. Тогда форма импульса напряжения при пробое имеет вид, представленный на рис.3. При этом $\tau_{cn} = \tau_2$ – время резкого спада от напряжения пробоя до напряжения горения дуги,

которому соответствует времена развития стримеров, образования канала и его расширения до перехода к дуге [1].

Анализ большого количества экспериментальных данных по исследованию временных характеристик развития пробоя коротких промежутков (1-10 мм) в различных газах без магнитных полей дан в классических работах и в монографиях. Учитывая это, мы приведем основные экспериментальные закономерности, полученные нами. Так как основной задачей исследований является выяснение физики начальных стадий пробоя газов высокого давления то здесь, мы рассмотрим в основном зависимости времен формирования пробоя газов от условий эксперимента [2-3]

а) Пробой гелия

На рис.2а, б представлены характерные зависимости времени формирования τ_ϕ (а) и времени длительности ступени напряжения τ_{cm} (б) в гелии при атмосферном давлении от приложенной напряженности поля пробоя. Как видно на рис.2 а, б оба времени τ_ϕ и τ_{cm} уменьшаются с увеличением перенапряжения. В таблице 1 представлены времена τ_ϕ , τ_2 , τ_{cm} а также напряжение ступени в зависимости от перенапряжения.



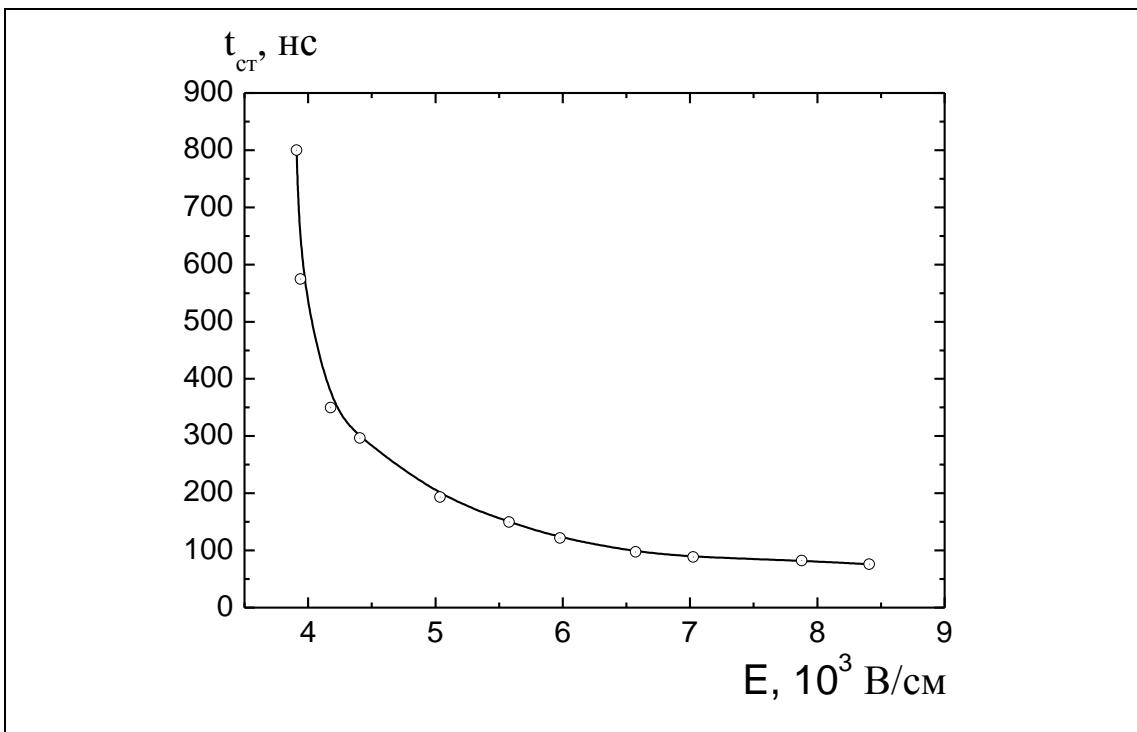


Рис.2. Пробой гелия: а) Зависимость времени формирования τ_ϕ от напряженности поля E_{np} ($d=10\text{мм}$, $p=760$ Торр); б) Зависимость длительности ступени напряжения τ_{cm} от E_{np} (1- $d=10\text{мм}$, $p=760$ Торр; 2- $d=10\text{мм}$, $p=760$ Торр).

Видно, что все эти времена развития пробоя имеют тенденцию к уменьшению с ростом перенапряжения ($W = \frac{E_{np} - E_{cmam}}{E_{cmam}} \times 100\%$), где E_{np} - напряженность прикладываемая к промежутку при пробое, E_{cmam} - минимальная напряженность для пробоя промежутка при данных условиях.

Таблица 1.

Длина промежутка d (см)	Давление газа p (Торр)	Перенапряжение W %	τ_ϕ (нс)	τ_{cm} (нс)	τ_2 (нс)	E_{cm} (кВ/см)
0,2	2500	180	20	20	20	9,5
0,2	2500	250	15	15	15	10
0,2	2500	350	10	8	10	10,1
0,5	760	180	25	25	25	3
0,5	760	250	18	18	15	3,4
0,5	760	350	12	10	10	3,2
1	760	100	30	80	55	3,1
1	760	130	25	60	40	3,2
1	760	160	20	30	30	3

Была обнаружена слабая зависимость напряжения перехода искры в дугу с ростом перенапряжения и длины промежутка.

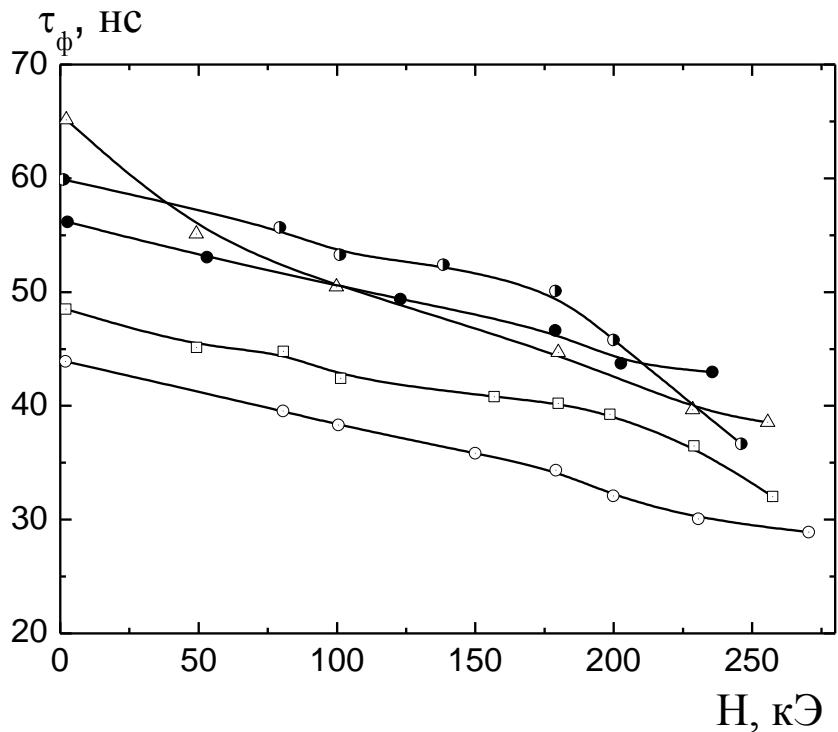


Рис.3. Зависимость времени формирования τ_ϕ пробоя воздуха ($p=600$ Торр; $d=0,1\text{ см}$) от напряженности внешнего электрического поля $E_{np}(\delta)$ и магнитного поля H (а). а) Δ - $E_{np}=4\cdot10^4$ В/см; \circ - $E_{np}=4,5\cdot10^4$ В/см; \bullet - $E_{np}=4,5\cdot10^4$ В/см; \square - $E_{np}=5,2\cdot10^4$ В/см; \circ - $E_{np}=5,6\cdot10^4$ В/см.

б) Пробой аргона

При импульсном перенапряженном пробое аргона ступенчатость провала напряжения от U_{np} до U_δ проявлялась очень слабо, поэтому мы рассмотрим его временные характеристики согласно схеме рис.1а. На рис.4а, б представлены зависимости времен τ_ϕ и τ_2 соответственно от $E_{o/p}$ и E_{np} . Как видно, эти времена уменьшаются с увеличением напряженности поля при пробои. При исследовании пробоя аргона обнаружено: а) при постоянном перенапряжении W время формирования τ_ϕ практически не меняется с увеличением длины промежутка d , в то время как длительность ступени напряжения несколько возрастает; б) напряжение горения дуги слабо зависит от перенапряжения; в) времена резкого спада от напряжения пробоя до напряжения горения дуги уменьшаются на 15÷20% с увеличением перенапряжения до 100% ($W = \frac{E_{np}-E_{cstat}}{E_{cstat}} \cdot 100\% = \frac{U_{np}-U_{cstat}}{U_{cstat}} \cdot 100\%$).

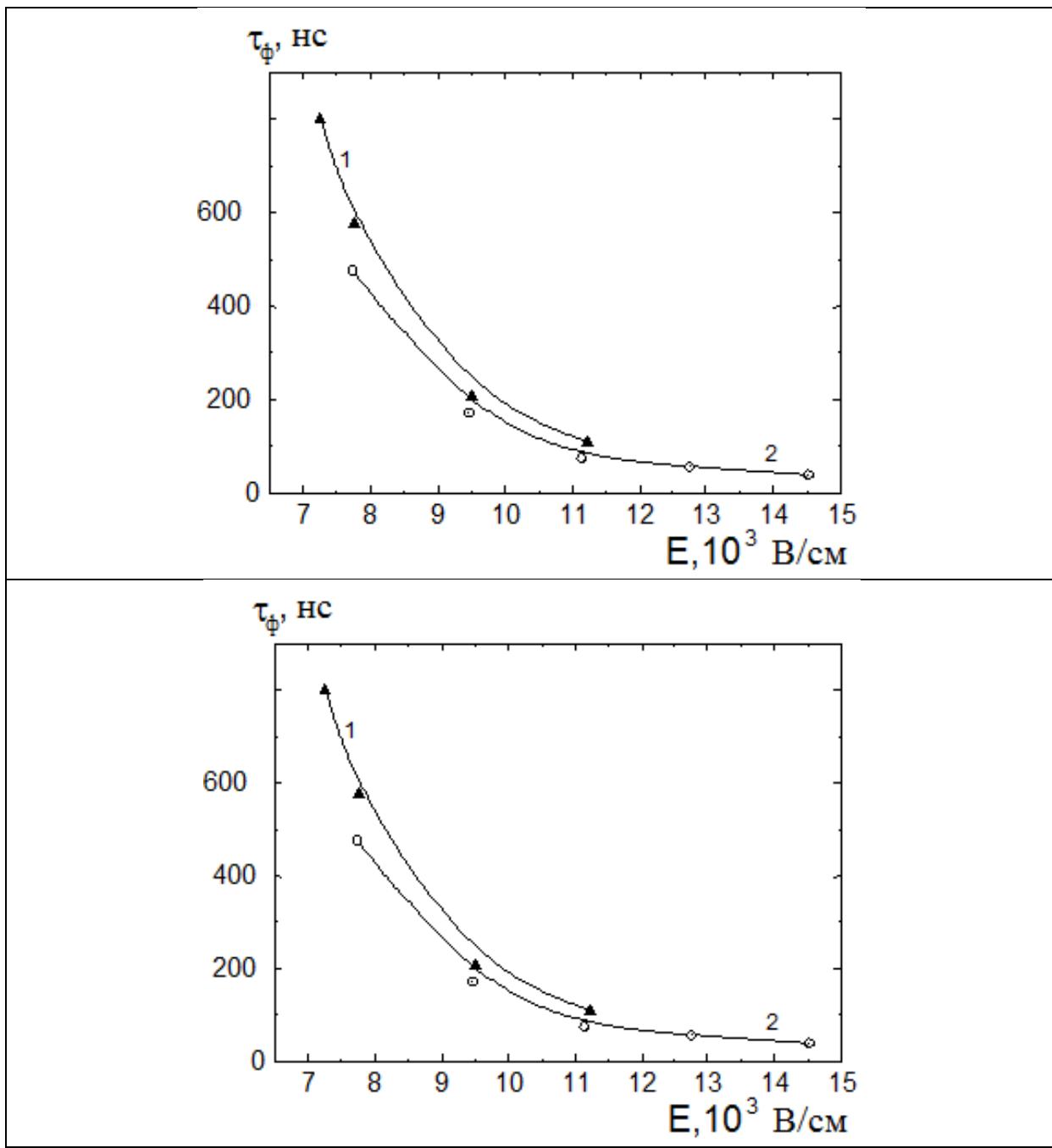


Рис.4. Импульсный пробой аргона: а) зависимость времени формирования τ_ϕ от E_{np} (1- $d = 10\text{мм}$, $p = 760 \text{ Торр}$; 2- $d = 10\text{мм}$, $p = 760 \text{ Торр}$); б) зависимость времени резкого спада τ_{cn} от E_{np} (1- $d = 10\text{мм}$, $P = 760 \text{ Торр}$; 2- $d = 10\text{мм}$, $p = 760 \text{ Торр}$).

в) Пробой воздуха.

При импульсном пробое воздуха время формирования уменьшается с увеличением перенапряжения, давления газа. Эти зависимости представлены в таблице 2.

Таблица 2

Пределы изменения W %	Давление p (торр)	Длина промежутка d (см)	Пределы изменения τ_ϕ (нс)
5-80	90	0,8	500-20
5-80	200	0,4	450÷20

10-80	400	0,2	150-10
15-50	760	0,1	100÷8

Было обнаружено, что: 1) при постоянных значениях давления и перенапряжения время формирования пробоя не зависит от длины промежутка; 2) при давлениях, меньших атмосферного, спад напряжения, при пробое происходит ступенчато, причем длительность ступени уменьшается с увеличением перенапряжения и давления; отсюда следует, что при этом улучшаются условия образования катодного пятна и канала.

В таблице 3 представлены зависимости напряжения горения дуги U_d в функции напряжения пробоя U_{np} при атмосферном давлении для He, Ar, N₂.

Таблица 3

Газ	Длина промежутка d (см)	Давление газа p (торр)	Напряжение горения квазист. дуги U_d (кВ)	Напряжение пробоя U_{np} (кВ)
He	0,5	800	0,41	2,4
	0,5	800	0,51	3,5
	0,5	800	0,51	8,0
	1	800	0,53	3,5
	1	800	0,62	5,8
	1	800	0,66	6,8
Ar	0,5	800	0,65	3,7
	0,5	800	0,85	5,5
	0,5	800	0,86	7,2
	1	800	1,02	7,0
	1	800	1,46	9,4
N ₂	0,2	800	0,62	7,0
	0,2	800	0,78	9,3
	0,2	800	0,96	14,5
	0,4	800	1,52	14,2
	0,4	800	1,56	18,1
	0,4	800	1,6	19,7

Из таблицы 3 видно, что напряжение перехода к квазистационарной дуге незначительно возрастает с увеличением напряжения пробоя (и соответственно, энергии вкладываемой в разряд). Важно отметить, что переход лавины в плазменный стример и его распространение происходит быстрее при увеличении перенапряжения и давления.

Полученные для плоского промежутка зависимости времен развития разряда в Ar, He, N₂, SF₆, воздухе в функции перенапряжения, давления, длины промежутка, а также зависимость напряжения зажигания разряда от давления, длины промежутка и рода газа качественно одинаковы для всех газов, что позволяет заключить об общности их механизма пробоя.

Литература:

Литература:

1. Аль-Харетхи Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле. //XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. // В сб.: Тезисы докладов. Звенигород, 2013. С. 233.
2. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Особенности формирования ударных волн при разряде в аргоне во внешнем магнитном поле. //ТВТ, 2007. Т. 45. №6. С. 957.
3. Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Влияние магнитного поля на спектральные характеристики искрового разряда // Материалы VII Всероссийской конференции по ФЭ. Махачкала, 2012. С.130-140.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ С МОДУЛИРОВАННЫМИ СТРУКТУРАМИ

А.К. Муртазаев^{1,2}, Ж.Г. Ибаев¹

¹Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.А. Амирханова
Дагестанского научного центра РАН, 367003, Республика Дагестан, г. Махачкала
ул. Ярагского 94, e-mail: ibaev77@mail.ru

²Дагестанский государственный университет, 367025, Республика Дагестан,
г. Махачкала, ул. М. Гаджиева 43а, e-mail: akai2005@mail.ru

Особые физические свойства небольшой совокупности атомов представляют значительный научный и прикладной интерес, поскольку эти свойства являются промежуточными между свойствами изолированных атомов и твердого тела.

Модулированное упорядочение образуются в системах с конкуренцией обменного взаимодействия частиц системы независимо от физической или химической природы этого взаимодействия [1]. Мезомасштабные периодические структуры, возникающие в этих системах, определяют некоторые способы их технологического применения, например в качестве термопластических эластомеров и шаблоновnanoструктур.

Благодаря интенсивному исследованию наночастиц в настоящее время накоплен значительный объем экспериментальной информации [2]. Теоретическая интерпретация этой информации осложняется рядом причин. С одной стороны, обычные квантовые методы оказываются непригодными к системам, содержащим сотни атомов, если не прибегнуть к существенным приближениям и допущениям. С другой стороны, к наносистемам неприменима макроскопическая термодинамика из-за невозможности разделения объемных и поверхностных свойств. Следовательно, наиболее надежное предсказание свойств таких систем пока дают только машинные расчеты методами молекулярной динамики и Монте-Карло [3, 4].

Для исследования систем, с модулированным упорядочением используется

анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями (ANNNI – модель, рис. 1) [5].

Гамильтониан модели:

$$H = -J \sum_{i,j} s_i s_j + J_1 \sum_i s_i s_{i+2}, \quad (1)$$

где $J > 0$ параметр ферромагнитного взаимодействия ближайших пар спинов, $J_1 < 0$ параметр – конкурирующего взаимодействия спинов, следующих за ближайшими вдоль оси Z , $s_i = \pm I$.

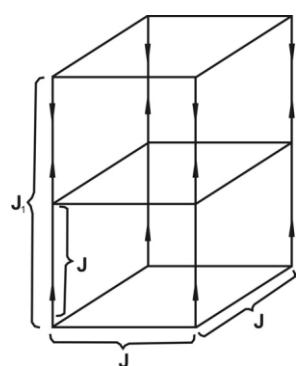


Рис. 1. ANNNI-модель

Для изучения температурных зависимостей термодинамических и магнитных характеристик рассматриваемых систем, нами использован классический алгоритм Метрополиса метода Монте-Карло. Наночастицы с модулированными структурами получены с помощью анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями без периодических граничных условий.

Свойства модулированных структур изучались с помощью величины представляющей собой усредненную намагниченность слоя перпендикулярного оси Z [6-9].

$$M_z = \frac{1}{L_x L_y} \sum_{i=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{L_y} S_{ij}, \quad (2)$$

Теоретически эти структуры можно описать с помощью гармонических функций синуса или косинуса:

$$M_z = A \cos(2\pi k z + \varphi), \quad (3)$$

где A – амплитуда, k – волновое число и φ - начальная фаза. Статистические флуктуации, возникающие в системе при моделировании, приводят к тому, что амплитуда не имеет строго определенного значения для всей модулированной структуры. Поэтому значение амплитуды A можно определить как арифметическое среднее

$$A = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |A_i|, \quad (4)$$

максимальных и минимальных значений амплитуд A_i волновой структуры по всей длине образца, n – число полуволн укладывающихся на длине образца. Для анализа модулированных структур использованы формулы преобразования Фурье.

Поскольку для описания термодинамических и магнитных свойств системы с модулированным упорядочением невозможно использовать обычные параметры порядка, в качестве параметра порядка m используем величину, определяемую формулой (4), т.е. $m=A$ [10].

Вычисление термодинамических параметров проводилось по следующим формулам [11]:

$$\chi = (NK) \left(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 \right), \quad (5)$$

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (6)$$

где χ - восприимчивость, C – теплоемкость, N – число частиц в системе, $K = |J|/k_B T$, U – внутренняя энергия.

Исследования выполнены для наночастиц кубической формы при $|J_1/J|=0,1 \div 1,0$ и линейных размерах системы $L=8, 12, 16, 20, 24, 28, 32$. Расчеты проводились вдоль Марковской цепи длиной $\tau=100\tau_0$ ($\tau_0=10^5$ МКшагов/спин – неравновесный участок цепи).

Для указанных значений $|J_1/J|$ получены зависимости основных термодинамических параметров от температуры, при различных линейных размерах системы. Полученные результаты показывают, что рассматриваемые наночастицы испытывают фазовый переход из упорядоченного состояния в разупорядоченное при $|J_1/J|\leq 0,2$. Модулированное упорядочение наблюдается для $|J_1/J|>0,2$ при достаточно больших линейных размерах системы $L>16$. Температурные зависимости параметров порядка (рис. 2) демонстрируют характерные для фазовых переходов спады. По рис. 2 видно, что с уменьшением линейных размеров поведение характерное для классического параметра порядка размывается.

Для восприимчивости характерны максимумы, величина и положение которых также зависят от линейных размеров системы (с уменьшением L величина максимума уменьшается и его положение смещается в сторону малых значений температуры). Наиболее интересными являются температурные зависимости теплоемкости (рис. 3). Эти зависимости демонстрируют необычное для классических систем поведение. Для систем с большими линейными размерами ($L > 16$) проявляются несколько пиков расположенные между двумя основными максимумами, которые характеризуют переход из однородного состояния в модулированное и из модулированного в парамагнитное.

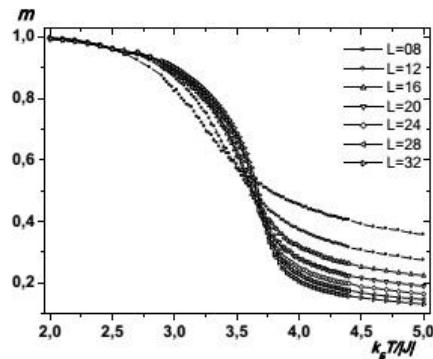


Рис. 2. Температурная зависимость параметра порядка при $|J_1/J|=0,6$

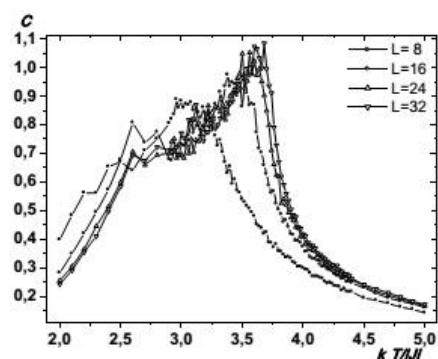


Рис. 3. Зависимость теплоемкости от температуры при $|J_1/J|=0,6$

Все остальные небольшие пики, расположенные между этими двумя ответственны за переходы между различными модулированными структурами. Эти пики проявляются не только при переходах между модулированными структурами с разными волновыми числами, но и при переходах между структурами с одинаковым волновым вектором, но разной фазой. Положение всех пиков также зависит от линейных размеров системы. С уменьшением линейных размеров величина и количество пиков уменьшается, постепенно сливаюсь в один широкий максимум в виде колокола (например, для самой маленькой системы с $L=8$, рис. 3). Подобное поведение можно объяснить наличием большого числа несвязанных спинов в поверхностном слое и доля таких спинов возрастает с уменьшением размеров частицы. Большие флуктуации слабо связанных поверхностных спинов приводят к размытию всех переходов в системе и приближают его к суперпарамагнитному состоянию.

Таким образом, для наночастиц с модулированным упорядочением наблюдается довольно сложная, но интересная картина термодинамического поведения в области фазовых переходов. И это поведение можно объяснить наличием большого количества слабо связанных поверхностных спинов препятствующих упорядочению системы даже при довольно низких значениях температуры.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.1092 «Разработка и исследование

моделей перспективных наноструктур методами компьютерного моделирования», грантов РФФИ (12-02-96504, 12-02-31428, 13-02-00220).

Литература:

1. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.М.. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. – М.: Наука, 1984. 241 с.
2. Муртазаев А.К., Камилов И.К., Ибаев Ж.Г. Критические свойства малых магнитных частиц YFeO₃ // ФНТ. – 2006. – Т. 32, № 10. – С. 1227–1232.
3. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. Исследование анизотропной модели Изинга методом Монте-Карло // ФНТ. 2009. Т. 35. С. 1011-1016.
4. Муртазаев А.К. Критические свойства фрустрированных спиновых систем на слоистой треугольной решетке // УФН. 2008. Т. 178. С. 1001–1006.
5. Selke W. The ANNNI model—Theoretical analysis and experimental application // Phys. Rep. 1988. V. 170. P. 213-264.
6. Murtazaev A.K., Ibaev J.G., and Abuev Ya.K. Investigation of the 3D ANNNI Model by Monte Carlo Methods// Solid State Phenomena Vol. 152-153 (2009) pp 575-578.
7. Murtazaev A.K., Ibaev J.G. Critical properties of an ANNNI-model in the neighborhood of multicritical Lifshitz point // Solid State Communications – 2012. – Vol.152. – P.177-179.
8. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. Критические свойства анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями //ЖЭТФ. – 2011. – Т.140, вып. 1 (7). С. 123-130.
9. Murtazaev A.K., Ibaev J.G. Investigation of multicritical phenomena in complex models of magnetics by Monte-Carlo methods// Solid State Phenomena 190 (2012) pp 391-395.
10. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. О выборе параметра порядка модулированных магнитных структур // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. С. 106-112.
11. Peszak P., Ferrenberg A. M., Landau D. P. High-accuracy Monte Carlo study of the three-dimensional classical Heisenberg ferromagnet // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 6087-6093.

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С ЧИСЛОМ СОСТОЯНИЙ СПИНА $q=3$ ПРИ НАЛИЧИИ НЕМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ

А.К. Муртазаев , А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН
ул. Ярагского, 94, г. Махачкала, 367003, Россия
E-mail: b_albert78@mail.ru

Исследование влияния примесей на критическое поведение магнитных систем является одной из наиболее сложных и постоянно актуальных проблем теории фазовых переходов (ФП) [1]. Известно что, вмороженные немагнитные примеси изменяют критические показатели системы, если соответствующий показатель теплоемкости чистой системы положителен (критерий Харриса) [2]. В тоже время имеются основания предполагать, что немагнитные примеси оказывают совершенно другое влияние, вплоть до изменения рода ФП на системы, описываемые моделями Поттса. При изучении такого рода систем лабораторные и теоретические исследования сталкиваются с большими затруднениями.

В настоящей работе исследованы ФП в трехмерной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ в зависимости от концентрации немагнитных примесей на основе однокластерного алгоритма Вольфа метода Монте_Карло (МК). Интерес к этой модели обусловлен тем, что модель Поттса служит основой теоретического описания широкого ряда разнообразных объектов и явлений, в физике конденсированных сред.

Микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде

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

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 анализа характера фазового перехода нами использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [3]:

$$V_L(T, p) = 1 - \frac{\langle E^4 \rangle_L}{3 \langle E^2 \rangle_L^2}, \quad (2)$$

$$U_L(T, p) = 1 - \frac{\langle m^4(T, p; L) \rangle_L}{3 \langle m^2(T, p; L) \rangle_L^2}, \quad (3)$$

где E - энергия и m - намагниченность системы с линейным размером L . Выражения (2) и (3) позволяют определить $T_c(p)$ с большой точностью в фазовых переходах первого и второго рода соответственно. Следует отметить, что применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо тестировать тип фазового перехода в системе. Известно, что фазовые переходы первого рода [4] характеризуются следующими отличительными свойствами: усредненная величина $V_L(T, p)$ стремится к некоторому нетривиальному

значению V^* согласно выражению (4), при $L \rightarrow \infty$ и $T = T_c(L)$, где V^* отлична от $2/3$, а минимальная величина $U_{L,\min}(T=T_{\min}, p)$ расходится $U_{L,\min}(T=T_{\min}, p) \rightarrow -\infty$ при $L \rightarrow \infty$,

$$V(T, p) = V^* + bL^{-d}, \quad (4)$$

Характерные зависимости кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ и $U_L(T, p)$ от температуры для систем с разными линейными размерами при $p=0.95$ приведены на рис. 1 и 2.

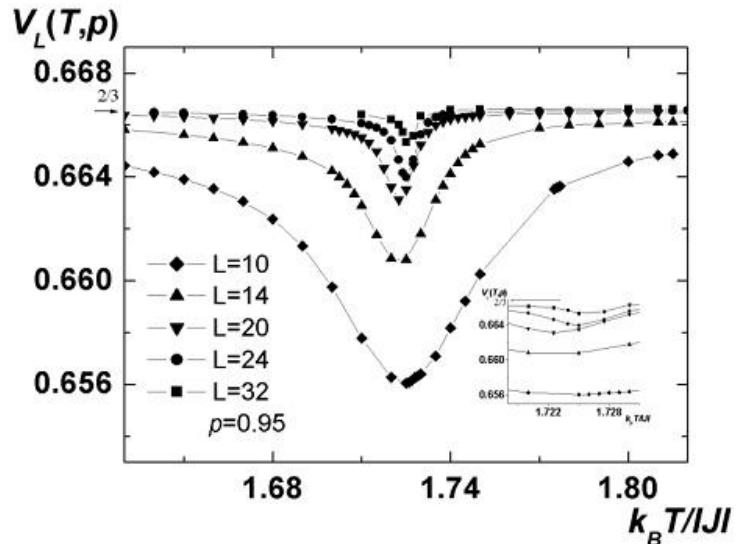


Рис. 1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ для 3d разбавленной модели Поттса с $q=3$.

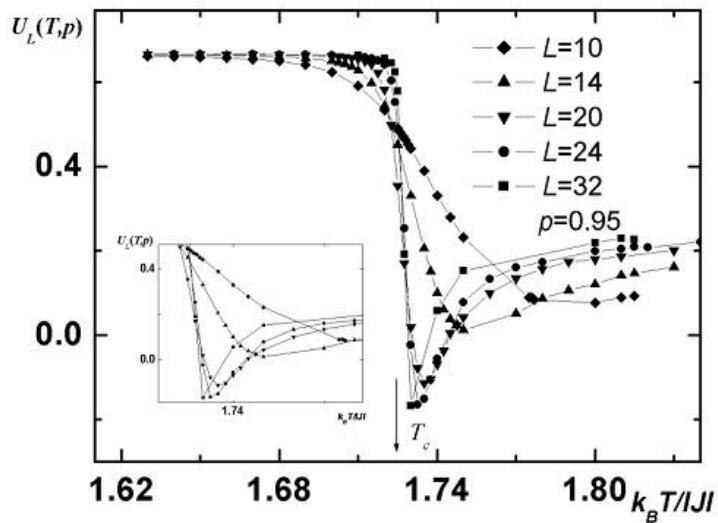


Рис. 2. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $U_L(T, p)$ для 3d разбавленной модели

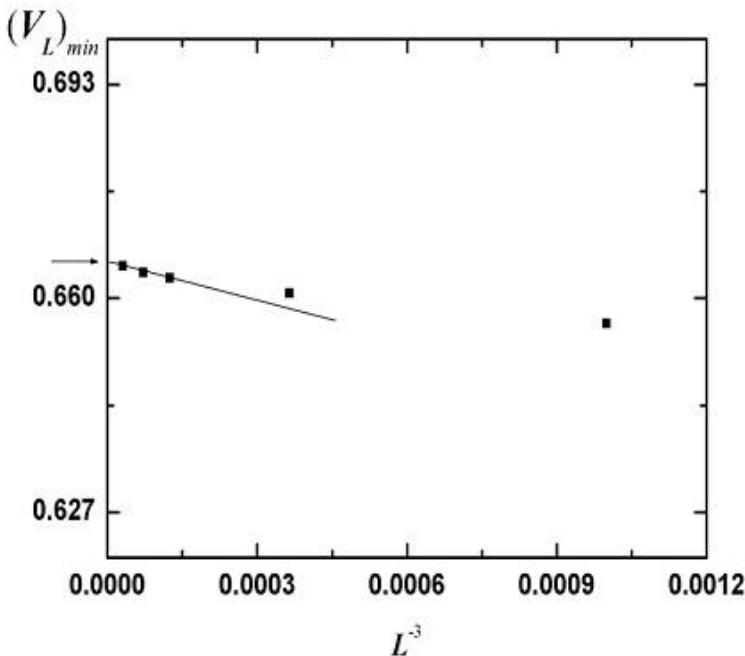


Рис. 3. Зависимость кумулянтов Биндера $(V_L)_{\min}$ от L при $p=0.95$.

Из вставки к рисунку 1 видно, что нетривиальная величина $V^* \rightarrow 2/3$ при $L \rightarrow \infty$, что свидетельствует о фазовом переходе второго рода. Кроме того, из рис. 2 видно, что в критической области наблюдается четко выраженная точка пересечения, что также говорит о ФП второго рода. Аппроксимация, приведенная в соответствии с выражением (4) показана на рис. 3. Такое поведение также характерно для ФП второго рода.

Для всех рассмотренных систем, в которых наблюдается ФП второго рода нами на основе теории конечно-размерного скейлинга [5] рассчитаны статические критические индексы (КИ) теплоемкости α , восприимчивости γ , намагниченности β , и критический индекс радиуса корреляции ν . Более подробно методика определения КИ описана в работе [6].

Как видно из табл. 1, полученные значения КИ достаточно хорошо согласуются друг с другом в пределах погрешности численного эксперимента для различных спиновых концентраций $p=0.95, 0.9, 0.8, 0.7, 0.65$ и удовлетворяют скейлинговым соотношениям.

Данные, полученные нами, в результате тщательных исследований

p	$k_B T_c / J $	ν	α	γ	β	$\alpha+2\beta+\gamma=2$
0.95	1.724	0.669(9)	-0.001(2)	1.273(5)	0.364(6)	2.000
0.9	1.634(2)	0.671(9)	-0.008(5)	1.275(5)	0.365(7)	1.997
0.8	1.449(2)	0.679(9)	-0.018(6)	1.279(5)	0.372(7)	2.005
0.7	1.245(3)	0.684(9)	-0.025(9)	1.281(6)	0.374(8)	2.004
0.65	1.127(3)	0.688(9)	-0.027(9)	1.284(6)	0.376(8)	2.009

свидетельствуют о том, что при концентрации спинов $p=0.95, 0.90, 0.80, 0.70, 0.65$ в трехмерной модели Поттса с состоянием $q=3$ при наличии немагнитных примесей наблюдается поведение характерное для фазового перехода второго рода.

Работа поддержана грантом РФФИ (№13-02-00220) и выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.1092.

Литература:

1. Р.Фольк., Ю. Головач, Т. Яворский. Критические показатели трехмерной слабо разбавленной замороженной модели Изинга // УФН Т.173. С.175. (2003)
2. A.B. Harris. Effect of random defects on the critical behaviour of Ising models // J. Phys. C. 1974. V. 7. P. (1671).
3. K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209 (1996).
4. D. Loison, K.D. Schotte, Eur. Phys. J. B **5**, 735, (1998).
5. M.E. Fisher, M.N. Barber, Phys. Rev. Lett. **28**, 1516 (1972).
6. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова, ФТТ **50**, 703 (2008).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ СЛЕДУЮЩИХ ЗА БЛИЖАЙЩИМИ СОСЕДЕЙ

Бабаев А.Б.^{1, 2,*}, Муртазаев А.К.^{1, 3}, Кассан-Оглы Ф.А.⁴, Муртазалиев Р.А.³

¹*ФГБУН Институт физики им.Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН 367003,
Махачкала, ул. Ярагского, 94*

²*Дагестанский государственный педагогический университет
367003, Махачкала, ул. Ярагского, 57*

³*Дагестанский государственный университет 367025, Махачкала, , ул.
ул.Дзергинского, 12*

⁴*Институт физики металлов УрО РАН 620990, Екатеринбург, ул. С.
Ковалевской, 18*

[*b_albert78@mail.ru](mailto:b_albert78@mail.ru)

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в спиновых системах с конкурирующим обменным взаимодействием является одной из центральных в физике конденсированного состояния [1]. Это обусловлено тем, что конкуренция обменного взаимодействия может привести к фruстрации, т.е. такому пространственному расположению магнитных атомов в кристалле, при котором невозможно одновременное антиферромагнитное упорядочение всех взаимодействующих спинов [2].

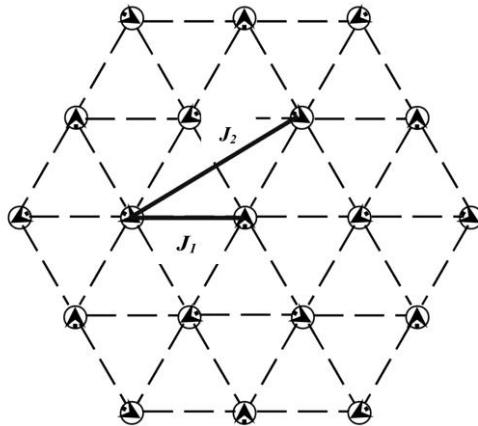


Рис. 1. Антиферромагнитная модель Поттса с $q=3$

В последнее двадцатилетие исследованию спиновых систем описываемых ферро- и антиферромагнитными моделями Поттса на треугольной решетке с взаимодействиями ближайших соседей было посвящено значительное число работ [см.

3], в которых были получены ответы на многие вопросы. Учет взаимодействия вторых ближайших соседей может привести к возникновению фрустраций, что существенно усложняет решение этой модели. Огромный интерес к этой модели обусловлен тем, что модель Поттса служит основой теоретического описания широкого ряда разнообразных объектов и явлений, в физике конденсированных сред [см. 4].

В данной работе нами методом Монте-Карло исследованы ФП и предпринята попытка определить поведение ряда термодинамических параметров двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке с взаимодействием ближайших (J_1) и следующих за ближайшими (J_2) соседей.

При построении двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах решётки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний (см. рис.1); энергия связи между двумя узлами равна $|J/2|$, если взаимодействующие узлы находятся в разных состояниях (все равно в каких именно) и равна $|J|$ если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях. С учетом этих особенностей гамильтониан такой системы может быть, представлен в следующем виде [4]:

$$H = -\frac{J_1}{2} \sum_{i,j} \cos \theta_{i,j} - \frac{J_2}{2} \sum_{i,k} \cos \theta_{i,k}, \quad (1)$$

где первый член в формуле (1) учитывает обменное взаимодействие ближайших соседей с величиной $J_1 < 0$, а второй – вторых ближайших соседей с величиной $J_2 < 0$. $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$ соответственно.

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости и восприимчивости использовались флуктуационные соотношения [5]:

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (2)$$

$$\chi = (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (3)$$

где $K = /J/k_B T$, $N = L^2$ -число магнитных узлов, U -внутренняя энергия, m - параметр порядка системы, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю. В качестве параметра порядка для ферромагнитной (m_F) и антиферромагнитной (m_{AF}) модели Поттса использовались следующие выражения, соответственно [6]:

$$m_F = \left\langle \frac{3}{2} \sum_{\alpha=1}^3 \left(\frac{N_\alpha}{N} - \frac{1}{3} \right)^2 \right\rangle^{1/2}, \quad (4)$$

$$m_{AF} = \left\langle \frac{3}{2} \sum_{\alpha \neq \beta \neq \gamma} \left(\frac{(N_\alpha + N_\beta + N_\gamma)}{N} - \frac{1}{3} \right)^2 \right\rangle^{1/2}, \quad (5)$$

где $N_\alpha = \{N_1, N_2, N_3\}$, N_1 – число спинов в состоянии с $q=1$, N_2 - число спинов в состоянии с $q=2$, N_3 - число спинов в состоянии с $q=3$, $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$ - число спинов в подрешетках A, B и C соответственно, $N = L^2$.

На рис.2 и 3 представлены характерные температурные зависимости теплоемкости для двумерной модели Поттса при различных отношениях R обменных параметров, $R = \frac{J_2}{J_1}$

. В данной работе нами рассмотрены следующие значения $R=0.20, 0.25; 0.33$. При этом исследовались системы с линейными размерами $L=9-144$, где L – безразмерная величина в единицах межатомного расстояния. Как видно из рисунка 2 для систем с линейными размерами $L=9-72$ при $R \sim 0.33$ наблюдаются скачки теплоемкости в низкотемпературной области и только для системы с $L=144$ наблюдается плавный максимум. Низкотемпературные скачки являются признаками неустойчивости системы и показателями не достаточности статистики для такой сложной системы. Кроме того, такое поведение теплоемкости связано с тем, что для отрицательных взаимодействий между ближайшими J_1 и вторыми ближайшими соседями J_2 фрустрации должны возникнуть в точке $J_2=1/3 J_1$. Картина характерная для этого случая наблюдается только для достаточно большой системы с $L=144$. В этом случае во всех точках фрустрации температурная зависимость теплоемкости имеет плавный максимум (см. рис. 3). При сколь угодно малом удалении от точки фрустрации в теплоемкости возникает острый лямбда-образный пик. Заметим, что моделирование решеток большого размера требует существенного увеличения объема вычислений для каждой спиновой конфигурации. Поэтому, исследования этой модели при других отношениях R и знаках обменных констант между ближайшими J_1 и вторыми соседями J_2 к настоящему моменту продолжаются.

Таким образом, при рассмотренных нами соотношениях между ближайшими и вторыми соседями ($J_1 < 0$ и $J_2 < 0$) в двумерной антиферромагнитной модели Поттса с $q=3$ на треугольной решетке фрустрации существует только при строгом соотношении обменных параметров $J_2=1/3J_1$. В случае других отношениях R наблюдается фазовый переход, а фрустрация не существует.

Работа поддержана грантом РФФИ (№13-02-00220) и выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.1092.

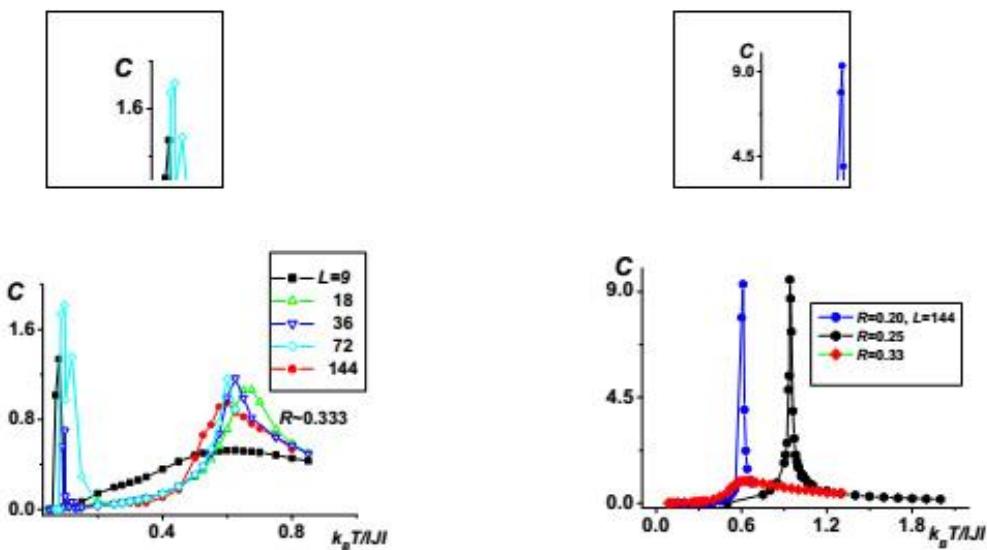


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости C при $R=0.333$

Рис. 3. Температурная зависимость теплоемкости C при $R=0.20, 0.25, 0.333$

Литература:

- [1] Vic. S. Dotsenko, Usp. Fis. Nauk. 165 (1995) 481.
- [2] F.A. Kassan-Ogly, B.N. Filippov, Phase Transitions 77 (2004) 261.
- [3] A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, JETP 1156 (2012) 1042.
- [4] F.Y. Wu. Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 235.
- [5] N. Metropolis, at al. *J. Chem. Phys.* 21 (1953) 1087.
- [6] P. Peczac, A.M. Ferrenberg, D.P. Landau. *Phys.Rev. B* 43 (1991) 6087.
- [7] Y.Saito, *J. Phys. A: Math. Gen.* 15 (1982) 1885.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ УПРУГОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ МАЛИГНИЗАЦИИ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СРЕДЫ

К.М. Гираев, Н.А. Ашурбеков, М.А. Магомедов, А.А. Муртазаева,
И.Г. Гашимов

*ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет»,
(367001, г. Махачкала, ул. М-Гаджиеева, 43«а», тел./факс (8722) 67-58-17,
kamal_giraev@mail.ru)*

Высокий интерес, проявляемый в последнее время, к оптическим методам исследования различных биоструктур и их патологических состояний, в значительной мере вызван стремительным развитием лучевых методов медицины, а именно лазерной хирургии, терапии и диагностики. В частности, среди множества диагностических методов, к числу которых можно отнести все виды оптической томографии, приобрел актуальность метод спектроскопии упругого светорассеяния. Данный метод основан на определении показателей поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии рассеяния – g , что несет важнейшую информацию об анатомическом строении биоткани, их физиологических, морфологических и биохимических параметрах [1, 5].

Данная работа посвящена исследованию влияния патологических процессов на спектрально-оптические и морффункциональные свойства биосред. С этой целью были измерены спектры коэффициентов пропускания и отражения в диапазоне длин волне 250-2500 нм и, используя инверсный метод моделирования Монте-Карло, определены спектры показателей поглощения, рассеяния и фактора анизотропии для образцов желчи и сока поджелудочной железы при различных формах патологического поражения (*средняя стадия поражения*) тканей поджелудочной железы, включая злокачественные новообразования (*крайняя стадия поражения*).

Исследованные в работе пробы желчи (3 образца) и сока поджелудочной железы (3 образца) были получены в ходе плановых операций в ГБУ РД «Республиканская клиническая больница». Исследуемый материал представлял собой пробы биологических жидкостей, нанесенные на оптически-прозрачные кварцевые пластины размерами 2x2.5 см и с коэффициентом преломления $n_{glass} \approx 1.55$. С целью снижения паразитического влияния воды образцы биосред подвергали термическому (при температуре 70.0 ± 5.0 °C) и вакуумному (при давлении 5×10^{-6} мм. рт. ст.) осушению в течение 2 часов, что позволило минимализировать влияние фонового спектра воды на спектры поглощения и рассеяния. При этом толщина проб биологических сред составила – 100.0 ± 10.0 мкм, а значение их коэффициента преломления принималось близким к коэффициенту биотканей и составило примерно $\bar{n}_{tiss} \approx 1.4$ (см., например, [1]).

Спектрофотометрические измерения коэффициентов полного пропускания – $T_t(\lambda)$, полного отражения – $R_t(\lambda)$ и диффузного пропускания – $T_d(\lambda)$ для образцов биосред проводились на спектрофотометре UV-3600 в комплексе с интегрирующей

сферой *LISR-3100* (*Shimadzu, Япония*). Данный комплекс позволяет проводить спектрофотометрические измерения в диапазоне длин волн 250-2500 нм со спектральным разрешением 0.1 нм.

В настоящей работе для определения оптических показателей поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии рассеяния – g применялся инверсный метод моделирования Монте-Карло (ИМК) (см., например, [1, 2]). Метод ИМК основан на расчете большого числа случайных траекторий фотонов в рассеивающей среде, который, вкратце, может быть изложен как:

1. По известным экспериментальным данным T_t^{\exp} , T_d^{\exp} и R_d^{\exp} вычислялись начальные приближенные значения параметров μ_a , μ_s , и g посредством следующих соотношений [1, 2]:

$$\frac{\mu'_s}{\mu_a + \mu'_s} = \begin{cases} 1 - \left(\frac{1 - 4R_d^{\exp} - T_t^{\exp}}{1 - T_t^{\exp}} \right)^2, & \text{при } \frac{R_d^{\exp}}{1 - T_t^{\exp}} < 0.1 \\ 1 - \frac{4}{9} \left(\frac{1 - R_d^{\exp} - T_t^{\exp}}{1 - T_t^{\exp}} \right)^2, & \text{при } \frac{R_d^{\exp}}{1 - T_t^{\exp}} \geq 0.1 \end{cases}, \quad (1a)$$

$$(\mu_a + \mu'_s)d = \begin{cases} -\frac{\ln T_t^{\exp} \ln 0.05}{\ln R_d^{\exp}}, & \text{при } R_d^{\exp} \leq 0.1 \\ 2^{1+5(R_d^{\exp}-T_t^{\exp})}, & \text{при } R_d^{\exp} > 0.1 \end{cases}, \quad (1b)$$

$$(\mu_a + \mu_s)d = -\ln T_c^{\exp}, \quad (1c)$$

где $\mu'_s = (1 - g)\mu_s$ – показатель транспортного рассеяния, d – толщина образца биоткани, а T_c^{\exp} – коллимированное пропускание $T_c^{\exp} = T_t^{\exp} - T_d^{\exp}$.

2. По рассчитанным с помощью выражений (1a–1c) приближенным значениям параметров μ_a , μ_s , и g методом Монте-Карло вычислялись расчетные значения T_t^{calc} , T_d^{calc} и R_d^{calc} .
3. Далее строилась целевая функция и проводилась процедура ее минимизации:

$$F = (T_t^{\exp} - T_t^{calc})^2 + (T_d^{\exp} - T_d^{calc})^2 + (R_d^{\exp} - R_d^{calc})^2. \quad (2)$$

4. В качестве критерия завершения процедуры минимизации было использовано следующее выражение:

$$\frac{|T_t^{\exp} - T_t^{calc}|}{T_t^{\exp}} + \frac{|T_d^{\exp} - T_d^{calc}|}{T_d^{\exp}} + \frac{|R_d^{\exp} - R_d^{calc}|}{R_d^{\exp}} \leq \varepsilon, \quad (3)$$

где величина погрешности лежала в пределах $\varepsilon = 0.01$.

В качестве метода оптимизации при определении оптических показателей в работе использовался симплексный метод Нелдера-Мида [3], что позволило существенно сократить вычислительные ресурсы.

Типичные спектры показателей поглощения μ_a , рассеяния μ_s и фактора анизотропии g , усредненные по видам биосред и по стадиям патологического поражения для проб желчи и сока поджелудочной железы при средней и крайней стадии патологического поражения показаны, соответственно, на рис. 1 и 2. Систематизация и обобщение экспериментального материала, полученного в ходе проведения исследований, позволили выделить ряд характерных особенностей влияния тяжелых форм патологии на спектрально-оптические свойства проб желчи и сока поджелудочной железы, а именно:

Определение оптических показателей поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии рассеяния – g для проб биосред при различных формах патологического поражения методом численного моделирования Монте-Карло показало, что:

- показатель μ_a для проб желчи достигает максимума вблизи длин волн 300 ± 20 , 420 ± 20 и 600 ± 20 нм, что соответствует полосам поглощения желчного пигмента – билирубина, а для проб сока поджелудочной железы – вблизи длины волны 285 ± 10 нм, что соответствует поглощению гетероциклических ароматических аминокислот – триптофана и тирозина [4].
- с ростом длины волны наблюдается уменьшение μ_s и g , что указывает на возрастание роли рэлеевского рассеяния и снижение вклада рассеяния Ми в суммарном спектре μ_s .
- для всех исследуемых биосред максимумам поглощения в спектрах μ_a соответствуют минимумы в спектрах μ_s , что объясняется скачком комплексной составляющей показателя преломления среды в области максимального поглощения [5].
- по мере развития патологического поражения для проб желчи происходит увеличение показателя поглощения до 2 раз и снижение анизотропии рассеяния и примерно на 40%, тогда как для проб сока поджелудочной железы не наблюдается заметных изменений в значениях показателей μ_a и μ_s , а g снижается в среднем на 15-20%.
- максимальные значения фактора анизотропии g лежат в интервале длин волн 300-400 нм и указывают на то, что средний геометрический размер рассеивающих частиц близок к данному порядку длин.

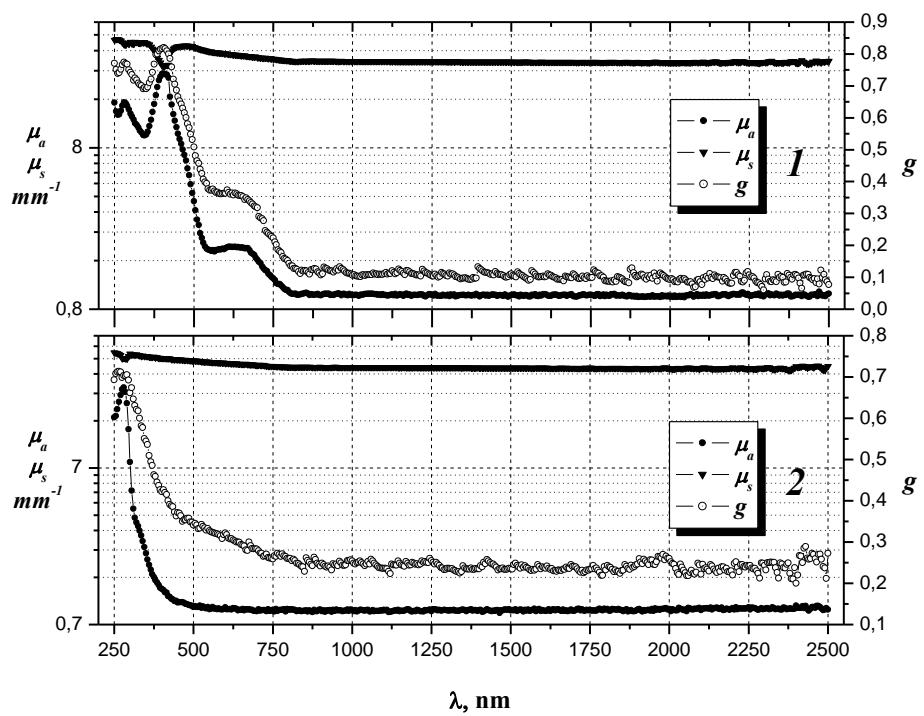


Рис. 1. Спектры оптических показателей поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии – g для проб желчи (1) и сока поджелудочной железы (2) при средней стадии патологического поражения.

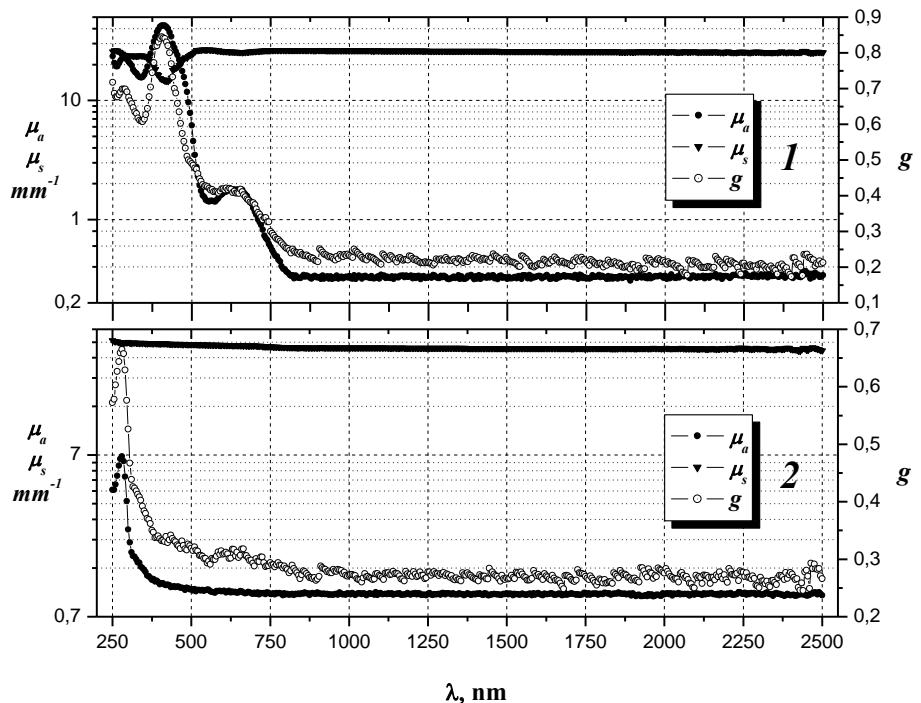


Рис. 2. Спектры оптических показателей поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии – g для проб желчи (1) и сока поджелудочной железы (2) при крайней

стадии патологического поражения.

Анализ и обобщение результатов оптико-спектральных исследований проб желчи и сока поджелудочной железы однозначно указывает на изменение структурно-морфологических свойств биологических сред по мере развития процессов малигнизации, что также подтверждается результатами электронной микроскопии (см. рис. 3.). В частности, согласно этим исследованиям, установлено, что

- наибольшим плотностью и геометрическими размерами рассеивающих частиц характеризуются пробы биосред при средней стадии патологического поражения, что составило примерно $d = 0.4 \pm 0.15$ мкм.
- по мере развития крайней стадии поражения в пробах биосред наблюдается уменьшение, как плотности рассеивающих гранул, так и их геометрических размеров в среднем до 15%.

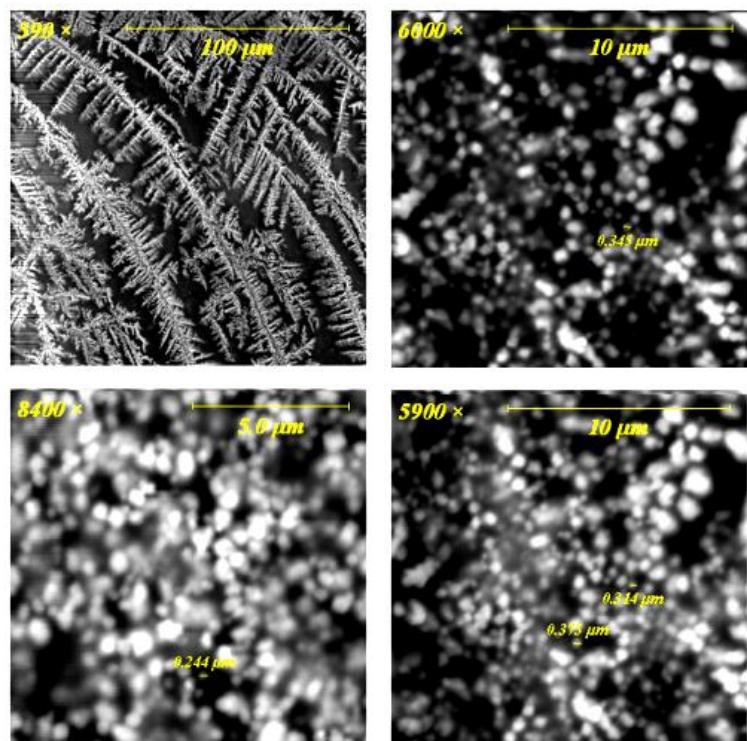


Рис. 3. Электронные микрофотографии структуры пробы сока поджелудочной железы при крайней стадии поражения (*справа сверху*), желчи при средней стадии поражения (*слева снизу*) и сока поджелудочной железы при средней стадии поражения

(справа снизу).

Литература:

1. Оптическая биомедицинская диагностика/ Под ред. В.В. Тучина. – М.: Физматлит, 2007. Т. 1, 560 с., Т. 2, 368 с.
2. Wang L.-H., Jacques S.L., Zheng L.-Q. MCML – Monte Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues// Computer Methods and Programs in Biomedicine. 1995, V. 47, P. 131-146.
3. Б. Банди Методы оптимизации, М. Радио и связь, 1988. – 225 с.
4. А. Лениндже. Биохимия. М.: МИР, 1976. – 958 с.
5. В.И. Лопатин, А.В. Приезжев, А.Д. и др. Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред. М.: Физматлит, 2004. – 384 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ИК-СПЕКТРОМЕРИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ МАЛИГНИЗАЦИИ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СРЕДЫ

Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Муртазаева А.А., Шамхалова П.М.,
Мамаева Н.М.

*ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет»,
(367001, г. Махачкала, ул. М-Гаджиева, 43«а», тел./факс (8722) 67-58-17,
kamal_giraev@mail.ru)*

Как известно, возможности применения инфракрасной спектроскопии практически безграничны и широко используются в различных областях, как промышленности, так и научных исследованиях при решении задач фундаментального и прикладного характера (см., например, [1-2]). В последнее время молекулярная спектроскопия нашла широкое применение также и в медицинской диагностике при обнаружении различных патологических процессов (отклонений от нормы) или при контроле качества лечения различных заболеваний. В частности, известны работы (см., например, [3-10]), где различные методы ИК-спектрометрии используются для определения концентрации глюкозы, кислорода или липидов в крови, для определения степени дегидратации кожных покровов и различных форм патологий тканей внутренних органов и др. Однако, не смотря на высокую чувствительность и специфичность методов ИК-спектрометрии, результаты проведенных исследований и их интерпретация часто являются неоднозначными и могут противоречить друг другу.

Данная работа посвящена исследованию влияния патологических процессов на молекулярный состав, структуру молекул и их взаимодействие в биологических средах. С этой целью были измерены ИК-спектры поглощения образцов желчи и сока поджелудочной железы при различных формах патологического поражения тканей поджелудочной железы, включая злокачественные новообразования.

Исследованные в данной работе образцы желчи (3 пробы) и сока поджелудочной железы (3 пробы) были получены в ходе плановых операций в ГБУ РД «Республиканская клиническая больница». Для простоты описания патологического состояния объектов в работе было принято допущение, что пробы биосред, полученные при наименьших гистоморфологических изменениях ткани поджелудочной железы (различные формы острого панкреатита), классифицировались, как *биосреды средней стадии поражения*, а пробы биосред, полученные при глубоких гистоморфологических изменениях (злокачественные поражения) – как *биосреды крайней стадии поражения*.

Исследуемый материал представлял собой пробы биологических жидкостей, которые для снижения паразитического влияния воды наносились на предметные стекла и подвергались термическому (при температуре 70.0 ± 5.0 °C) и вакуумному (при давлении 5×10^{-6} мм. рт. ст.) осушению в течение 2 часов, что позволило минимизировать влияние фонового спектра воды на ИК-спектры поглощения проб желчи и сока поджелудочной железы. Далее подготовка образцов для регистрации их ИК-спектров осуществлялась методом прессования таблеток, заключающаяся в тщательном перемешивании тонкоизмельченных сокобов пробы образцов (примерно 10-15 мг) с порошком КВг и последующим прессованием смеси в пресс-форме [11].

Измерения инфракрасных спектров поглощения (оптической плотности – A) для проб желчи и сока поджелудочной железы проводились на ИК-Фурье спектрометре Nicolet 6700 (*Thermo Fisher Scientific inc., США*) с использованием 64-проходного сканирования в спектральном диапазоне волновых чисел 7800-350 см⁻¹ и при спектральном разрешении – 2 см⁻¹.

Для каждой пробы биосреды проводились по 3 серии измерений. Окончательный результат по каждому виду биосреды и форме патологии определялся путем усреднения серийных измерений по среднеквадратичному отклонению

$$\delta^A = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\bar{\xi} - \xi_i^A)^2 / n(n-1)},$$

где n – число серий измерений, ξ_i^A – спектры оптической плотности для i -ой пробы биосреды, $\bar{\xi}$ – среднее значение оптической плотности в каждой спектральной точке, найденное как $\sum_{i=1}^n \xi_i^A / n$. Таким образом, каждые из представленных в работе спектральных данных оптической плотности A есть усредненное значение статистического материала, отобранного и систематизированного по пробам биосред и стадиям патологического поражения.

Типичные ИК-спектры поглощения, представленные в виде нормированной оптической плотности A и усредненные по сериям измерений для проб желчи и сока поджелудочной железы при средней и крайней стадии патологического поражения показаны, соответственно, на рис. 1-2. Как видно из рисунков, характер спектрального распределения инфракрасного поглощения для исследуемых биосред и соответствующих форм патологии во многом схож. В частности, сопоставление полученных результатов с известными литературными данными (см., например, [12, 13]) позволило установить, что доминирующие полосы поглощения в пробах биосред определяются колебаниями OH - и CH -групп:

- 3420±10 см⁻¹ – полоса валентного ассиметричного колебания $\nu_b(OH)$ сильной связи комплекса с двойной водородной связью;
- 1640±20 см⁻¹ – полоса деформационного колебания $\delta(H_2O)$;
- 2930±10 см⁻¹ и 2855±5 см⁻¹ – полосы валентного ассиметричного колебания $\nu(CH_2)$, соответственно, очень сильной и сильной связи;
- 1456±5 см⁻¹ – полоса валентного ассиметричного деформационного колебания $\delta(CH_2)$ умеренной связи;
- 1405±10 см⁻¹ – полоса валентного симметричного деформационного колебания $\delta[C(CH_3)_2]$ умеренной связи.

Наряду с общими характеристиками, ИК-спектрам оптической плотности для исследуемых проб биосред и соответствующих патологий присущие ярко выраженные индивидуальные особенности, что в принципе указывает на возможность использования методов ИК-спектрометрии с целью диагностики и дифференциации патологических процессов. Так, например, в сравнении с пробами сока поджелудочной

железы для спектров оптической плотности проб желчи наблюдаются полосы поглощения CN - и CC -групп:

- $1235\pm10 \text{ см}^{-1}$ – полоса деформационного колебания слабой связи $\delta(CH_2)$ и полоса валентного колебания $\nu(CN)$ амида III;
- $1078\pm5 \text{ см}^{-1}$ – полоса валентного колебания $\nu(CC)$ слабой связи, транс-конформации;
- $1040\pm10 \text{ см}^{-1}$ – полоса валентного колебания $\nu(CC)$ очень слабой связи, цис-конформации.

В тоже время относительно проб желчи в спектрах оптической плотности для проб сока поджелудочной железы наблюдается полоса поглощения вблизи волнового числа – $2963\pm10 \text{ см}^{-1}$, соответствующей, согласно [12, 13] полосе валентного ассиметричного колебания $\nu(CH_3)$ слабой связи.

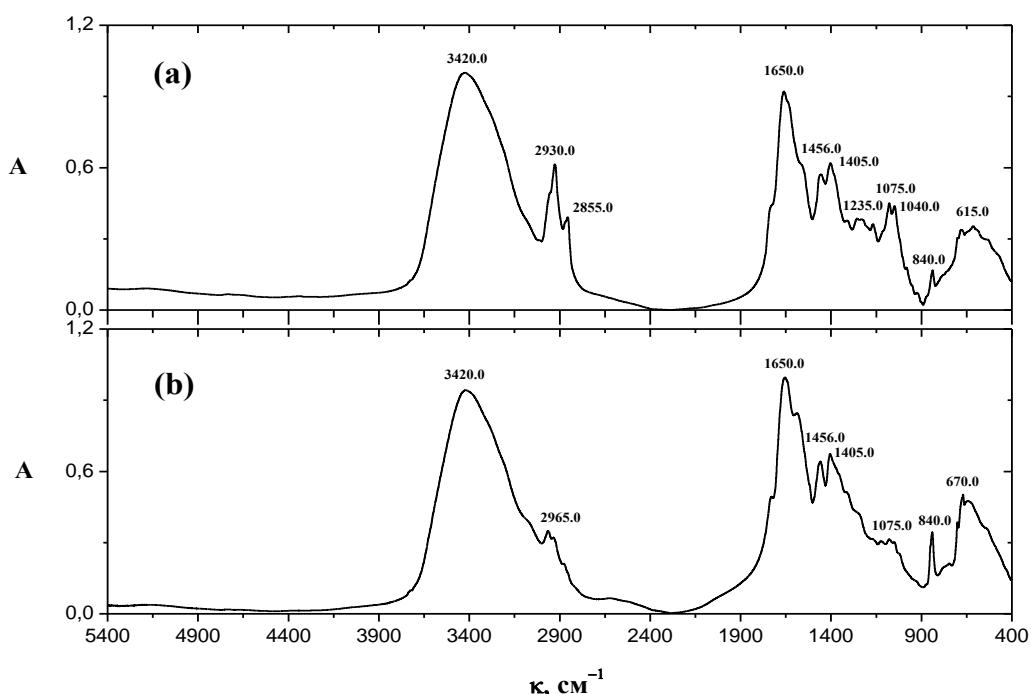


Рис. 1. ИК-спектры оптической плотности A для проб желчи (a) и сока поджелудочной железы (b) при средней стадии поражения

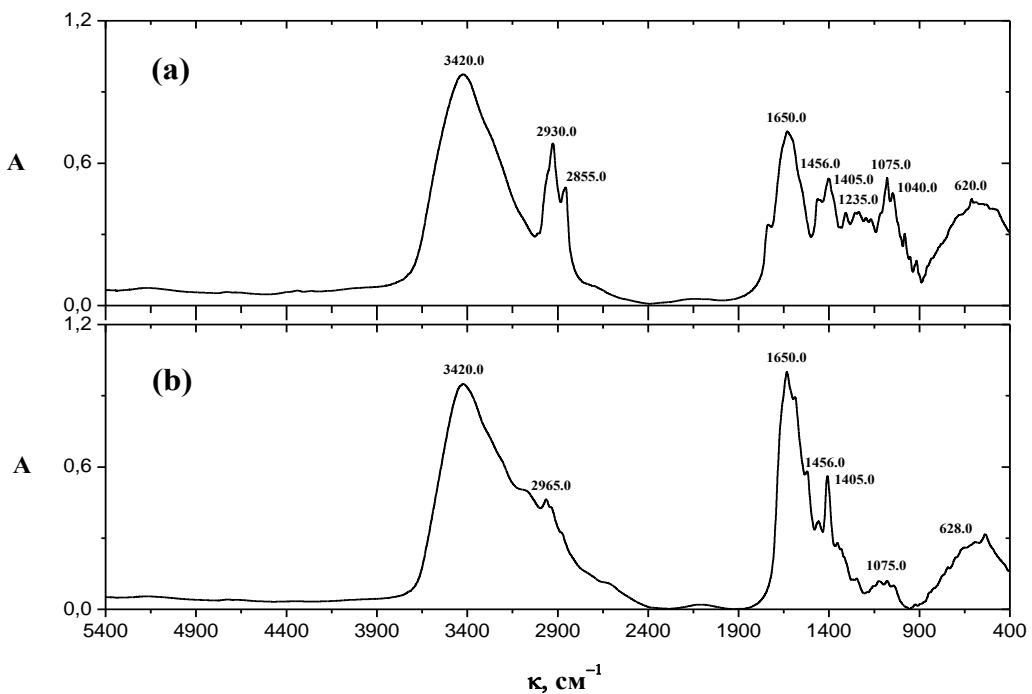


Рис. 2. ИК-спектры оптической плотности A для проб желчи (a) и сока поджелудочной железы (b) при крайней стадии поражения

Дополнительно к этому, в ходе проведенных исследований обнаружено, что в пробах желчи и сока поджелудочной железы при средней стадии поражения наблюдаются ярко выраженная полоса поглощения вблизи волновых чисел $-840\pm 5 \text{ см}^{-1}$, близкой к полосе деформационного колебания $\delta(\text{CCH})$ очень слабой связи ароматических комплексов. При этом развитие злокачественных новообразований в тканях поджелудочной железы приводит к полному исчезновению этой полосы поглощения в пробах обеих биосред.

Кроме того, обнаружено, что по мере развития крайних форм патологического поражения, как для проб желчи, так и сока поджелудочной железы наблюдаются явно выраженные полосы поглощения, которые согласно данным работ [12, 13] соответствуют:

- $1300\pm 10 \text{ см}^{-1}$ – полосе деформационного колебания $\delta(\text{CH}_2)$ слабой связи комплекса в CH -группах;
- $981\pm 5 \text{ см}^{-1}$ и $915\pm 10 \text{ см}^{-1}$ – полосам валентных колебаний $\nu(\text{CC})$ слабой связи комплексов в CC -группах.

Литература:

1. Burns D.A., Ciurczak E.W., eds. Handbook of Near-Infrared Analysis, Practical Spectroscopy, 2nd edn. Marcel Decker, NY, 2001, 317 p.
2. Дель Фанти Н.А. Инфракрасная спектроскопия полимеров. Thermo Fisher Scientific inc. 2008, 231 с.

3. Daehne S., Resch-Genger U., Wolfbeis O.S. Near-Infrared Dyes for High Technology Applications. Kluver Academic Publishers, 2001, 294 p.
4. Краснов В.В., Гордецов А.С., Кузмичев Ю.Г., Лукушкина Е.Ф. Применение инфракрасного спектроскопического анализа сыворотки крови для прогноза течения токсической формы дифтерии у детей// Вестник аритмологии. 2000, № 18, С. 94-98.
5. Lucassen G.W., van Veen G.N.A., Jansen J.A.J. Band analysis of hydrated human skin stratum corneum attenuated total reflectance. Fourier transform infrared spectra in vivo// J. Biomed. Opt. 1998. V. 3, P.267-280.
6. Scherer J.R., Go M.K. Kint S. Raman spectra and structure of water in dimethyl sulfoxide// J. Phys.Chem. 1974. V. 78, P. 1304-1313.
7. Steiner G., Shaw A., Choo-Smith Lin-P'ing., Abuid M.H., Schackert G., Sobottka S., Steller W., Salzer R., Mantsch H.H. Distinguishing and grading human gliomas by IR spectroscopy// Biopolymers. 2003, V. 72, No 6, P. 464-471.
8. Игнатьев А.А. Метод ИК-спектрометрии сыворотки крови в дифференциальной диагностике туберкулеза, рака и хронических неспецифических заболеваний легких// Нижегородский мед журнал. 2002, № 4, С. 100-102.
9. Afanasyeva N.I., Kolyakov S.F., Butvina L.N. Remote skin tissue diagnostics in vivo by fiber optic evanescent wave Fourier transform infrared (FEW-FTIR) spectroscopy// SPIE, 1998, V. 3257, P. 260-266.
10. Krafft C., Sobottka S.B., Schackert G., Salzer R. Analysis of human brain tissue, brain tumors and tumor cells by infrared spectroscopic mapping// Analyst. 2004, V. 129, No 10, P. 921-925.
11. Таракевич Б.Н. ИК спектроскопия с преобразованием Фурье. Пособие к спецпрактикуму по физико-химическим методам для студентов-дипломников кафедры органической химии. М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова. 2002, 20 с.
12. Marechal Y. Infrared spectra of water I. Effect of temperature and H/D isotopic dilution// J. Chem. Phys. 1991, V. 95, P. 5565-5573.
13. Таракевич Б.Н. ИК-спектры основных классов органических соединений. Табличные данные. М.: ФМЛ. 2009, 53 с.

СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО ИМПЕДАНСА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ТИТАНАТ БАРИЙ/ВОДНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИТ

М.А. Гираев

Дагестанский государственный университет, giraj_m@mail.ru

Раннее [1], нами было установлено, что электрические и диэлектрические свойства керамического титаната бария в контакте с сухой атмосферой и с водным электролитом существенно различаются. Одна из причин, приводящая к этому связана с двойным электрическим слоем (ДЭС), который возникает на границе раздела фаз. (ДЭС влияет не только на физико-химические процессы, протекающие на межфазной границе (МФГ), но и на свойства самых контактирующих сред [2]).

Для получения информации о структуре и свойствах ДЭС наиболее часто в настоящее время широко используют метод измерения электродного импеданса, в частности его зависимость от частоты – импедансная спектроскопия (ИС - метод) [3]. Принято считать, что если в качестве тестируемого электрода при этом используется широкозонный полупроводник, то релаксационные процессы в МФГ должны быть связаны, в основном, с областью пространственного заряда (ОПЗ) [2,4].

В случае, если в качестве исследуемого электрода используются материалы с керамической структурой или с нелинейными свойствами (например, сегнетоэлектрики), то ситуации в ДЭС осложняются еще более.

В данной работе приведены результаты изучения ДЭС на границе раздела разнофазных конденсированных сред (керамический электрод титаната бария/водный раствор электролита) ИС-методом. Объектом исследования служили керамические электроды $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$, изготовленные горячим прессованием твердых растворов. Образцы обладали достаточно хорошей электропроводностью n-типа (связанная с бариевой вакансиеи) и подвижностью электронов $\sim 10^{-5} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. По данным [5] ионная проводимость в них практически отсутствует, несмотря на преимущественно гетерополярный характер химической связи. Омический контакт с электродом создавался нанесением индиевой амальгамы на одну из его поверхностей. Токопровод, боковые стороны и часть рабочей поверхности электрода были изолированы от прямого контакта с жидкостью. Тестируемой поверхностью служила неизолированная часть электрода, которая не превышала 0.3 см^2 и была существенно меньше площади контрэлектрода ($S_o/S_{k\alpha} \ll 1$), используемого для измерения емкости. Водные растворы электролита готовились на бидистилляте с использованием NaOH марки «ХЧ».

Вспомогательный электрод, используемый для поляризации исследуемого электрода, был отделен от электролита кранником со шлифом. Его большое омическое сопротивление ($\sim 10^6 \text{ Ом}$) способствовало разделению цепей переменного и постоянного токов и изоляции рабочего раствора от продуктов, образующихся при поляризации.

Спектральные исследования импеданса проводились по последовательной схеме замещения с помощью моста переменного тока P568 или P5021 в диапазоне $10^2 - 10^5 \text{ Гц}$.

На рисунках 1 и 2 соответственно представлены характерные результаты измерения частотной зависимости импеданса МФГ $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3/0.01\text{M NaOH}$ (модуль импеданса $|Z|$ от частоты f ($\omega = 2\pi f$) и годографы импеданда на комплексной плоскости). Данные на рисунках приведены для трех потенциалов (1.0, -0.1 и -1.0 В). Для промежуточных потенциалов, соответствующие кривые не отличались по форме и укладывались внутри представленных на этих рисунках.

Из рисунков видно, что импеданс исследованной системы обнаруживает явную зависимость от частоты измерительного сигнала, $Z(f)$. Характер этой зависимости отчетливо выражен в пределах промежуточных частот – модуль импеданса закономерно увеличивается с понижением частоты, и почти не зависит в областях относительно высоких и низких частот. Кроме того, в области высоких частот на $Z(f)$ зависимостях видны плато, а в низкочастотной области – лишь тенденции к ним.

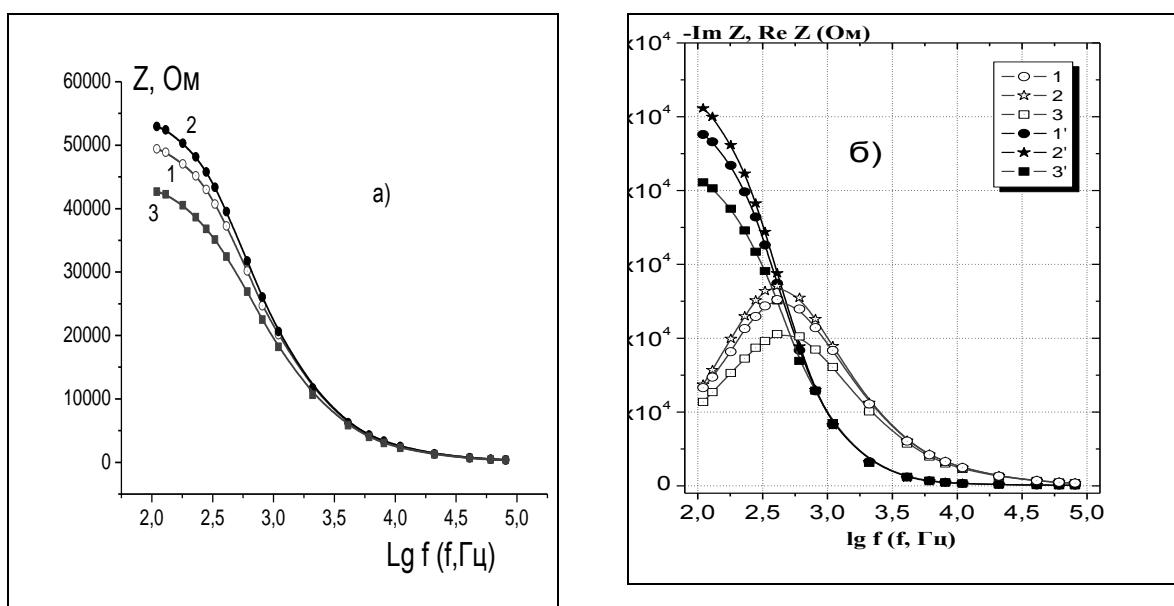


Рис.1. Частотные зависимости импеданса МФГ $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3/\text{NaOH}$ при различных потенциалах поляризации, В: 1. - 0.1; 2. 1.0; 3. - 1.0.

- а) зависимости модуля импеданса от частоты;
- б) зависимости составляющих импеданса $\text{Re} Z$ и $\text{Im} Z$ от частоты.

Годографы импеданса приведены на рис.2. Для всех годографов было характерно наличие двух отрезков, один из которых соответствует дуге, приближающейся по форме к деформированной полуокружности, в низкочастотной области, а другой – линейный участок, не проходящий через начало координат в высокочастотной области.

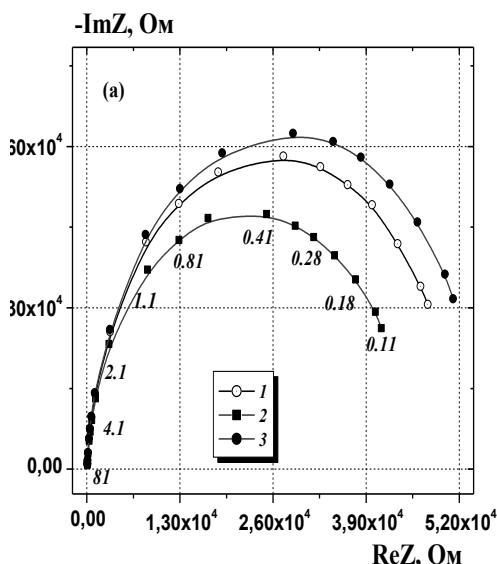


Рис.2. Годографы импеданса в комплексной плоскости для потенциалов, В: 1. - 0.1; 2. 1.0; 3. - 1.0. Цифры на кривых – частоты f , в кГц.

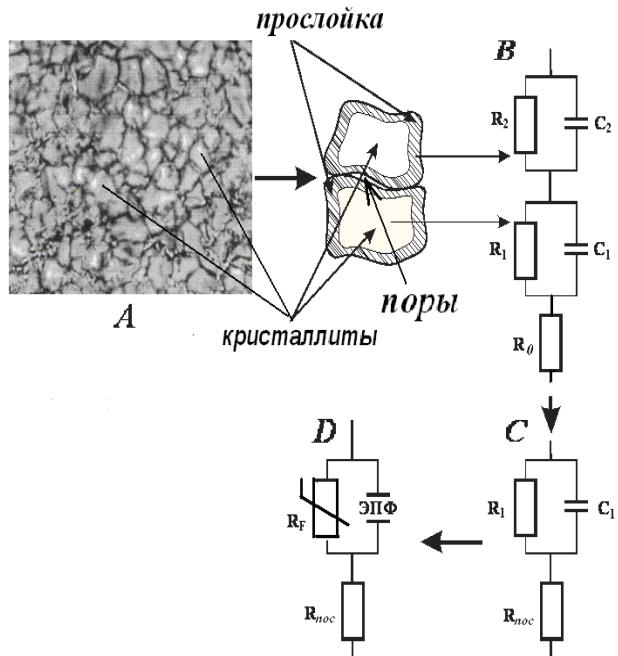


Рис.3. Схематическое изображение керамической структуры; эквивалентные схемы. Подробности в тексте.

Экспериментальные результаты, представленные на рис.1 и 2 (характер зависимости $Z(f)$, формы годографов импеданса, смещение их максимумов с поляризацией по осям комплексной плоскости) подчеркивают сложный характер частотной зависимости импеданса ДЭС исследованной системы. В совокупности они позволяют считать, что наиболее вероятной причиной, приводящей к наблюдаемым спектрам импеданса, может служить поликристаллическая структура электрода. Действительно, структура керамического титаната бария состоит из кристаллитов, разделенных межкристаллитной прослойкой, представляющей собой частично деформированный кристалл и частично – аморфную фазу; их электрические, диэлектрические свойства сильно отличаются друг от друга [5-7]. Схематично модель такой структуры приведена на рис.3 (А). В такой структуре постоянный ток проходить как по объему кристаллитов, так и по прослойкам. Когда активное сопротивление кристаллита (R_{kp}) больше сопротивления прослоек (R_{pp}), измеряемое сопротивление будет определяться объемом кристаллита, и, наоборот, если $R_{kp} < R_{pp}$, то измеряемое сопротивление зависит от сопротивления прослойки. Кроме того, в прессованных образцах между прослойками могут присутствовать и щели (поры). Если они заполнены веществом другого состава (например, электролитом), то к указанным токам прибавляются и токи, текущие через эту среду.

На переменном токе, к указанным активным сопротивлениям, добавляется реактивное сопротивление, связанное с контактом прослоек между кристаллитами. В результате, полное сопротивление переменному току становится комплексным (считается, что в электрохимических цепях переменного тока реактивное

сопротивление, вплоть до частот $f \sim 5 \times 10^5$ Гц, обусловлено только емкостным сопротивлением).

Заметим, что причинами появления реактивной составляющей импеданса в таких структурах, могут служить и процессы, обусловленные, например, комплексами ион – вакансия или донорно – акцепторными парами.

Существенной чертой переменных токов, протекающих через гетеросистему, является возможность их описания с помощью элементов эквивалентных электрических схем (ЭЭС). Поскольку разнообразие механизмов электродных процессов в системе твердое тело\жидкость допускает существования множества эквивалентных схем, то точная электрическая схема при этом по структуре оказывается достаточно сложной. В условиях реальных экспериментов удается несколько упростить ЭЭС и, тем самым, получить ЭЭС более или менее правильно отражающие свойства изучаемой межфазной границы. Для керамического титанат бария в контакте с водной средой упрощенная электрическая цепь изображена на рис. 3 (В). Схема (В) включает в себя две последовательно включенные RC-ячейки (под ячейкой здесь понимается параллельное соединение R и C между собой), одна из которых относится, например, к кристаллиту – C_1, R_1 , а другая с C_2, R_2 – к прослойке:

$$Z = R_0 + \frac{R_1}{1+i\omega C_1 R_1} + \frac{R_2}{1+i\omega C_2 R_2}, \quad (1)$$

где R и C – параметры, измеряемые мостом переменного тока по последовательной схеме замещения; ω – циклическая частота, R_0 – некоторое, частотно независящее сопротивление в общей цепи, i – мнимая единица.

В [6] подчеркнуто отмечается, что для керамического титанат бария справедливо соотношение $C_1 \ll C_2$. В силу этого схема (В) очевидно упрощается до схемы (С), для которой зависимость Z от f будет принимать вид

$$Z = R_0 + R_2 + \frac{R_1}{1+i\omega C_1 R_1} = R_{noc} + \frac{R_1}{1+i\omega C_1 R_1} \quad (2)$$

из которого, в областях предельных частот, для модуля Z следуют приближенные равенства $|Z|_{\omega \rightarrow 0} \approx R_{noc} + R_1$ и $|Z|_{\omega \rightarrow \infty} \approx R_{noc}$.

Обращаясь к данным на рис. 1 не трудно заметить на графиках плато–площадки, отвечающие условиям практического отсутствия влияния емкостной составляющей на величину импеданса (проявляется для частот выше 40 кГц). Отсутствие такой площадки в области низких частот, вероятнее всего, связано с ограничением диапазона измерительных частот моста переменного тока ($f_{ниж} > 10^2$ Гц).

Компьютерное моделирование опытных данных показало, что с помощью схемы (С) с сосредоточенными R,C-элементами не удается однозначно описать спектр и годограф импеданса исследованной системы. В таких случаях выбор ЭЭС для МФГ приходится связывать с элементами распределенного характера. Развивая этот подход, в ЭЭС для керамического титаната бария, вместо сосредоточенных параметров должны быть включены частотно зависящие элементы, связанные с сопротивлением и емкостью – схема (D) с вариативными элементами R_F и ЭПФ (элемент с постоянным сдвигом фазы). При этом полагается, что между R_F и ЭПФ не существует взаимной связи, иначе эквивалентная схема теряет свой обычный смысл.

Следует отметить, что физический смысл ЭПФ к настоящему времени все еще остается не до конца определенным [4], хотя с его введением в ЭЭС удается не только описывать частотную зависимость отклика электрода, какова бы ни была ее природа, но и одинаково хорошо смоделировать практически любой, даже сильно искаженный голограф импеданса.

Т.о., выполненные эксперименты и оценка их в совокупности позволяют делать вывод о том, что импеданс МФГ $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3/\text{NaOH}$ сложным образом зависит от частоты поля. Основная причина здесь, вероятнее всего, связана с поликристаллической структурой электрода. Для модельного описания наблюдаемого частотного спектра в соответствующей эквивалентной схеме должны быть включены частотно зависящие элементы, связанные с сопротивлением и емкостью.

Литература:

1. М. А. Гираев, О. М. Османов. Электрохимия **29**, 787 (1993).
2. Ю. В. Плесков. В кн. Двойной слой и электродная кинетика. Наука, М. (1981). С.133
3. Стойнов З. Б., Графов Б.М., Саввова-Стойнова Б., Елкин В.В. Электрохимический импеданс. Наука, М. (1991). 336 с.
4. П. П. Коноров, А. М. Яфясов. Физика поверхности полупроводниковых электродов. Изд. С-Петербургского университета, СПб. (2003). 532 с.
5. L. Hanke. В сб. Аморфные и поликристаллические полупроводники. Пер. с нем. /Под ред. В. Хейванга. Мир, М. (1987). С. 101.
6. К. Окадзаки. Технология керамических диэлектриков. Энергия, М. (1976). 336 с.
7. Титанат бария. Изд. Ростовского университета, Ростов-на-Дону. (1971). 214 с

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНИЗОТИПНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ **p-Si – n-ZnO**

Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М., Сулайбанова З.А.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

Как известно, кремний является основным материалом современной микроэлектроники, из него в настоящее время изготавляется подавляющее большинство микро- и фотоэлектронных приборов. Однако кремний - непрямозонный материал, с чем связаны известные проблемы излучательной рекомбинации электронов и дырок. Долгое время вообще считалось, что кремний малопригоден для нужд оптоэлектроники. Однако задача интеграции на одном приборе микроэлектронных и оптических компонент настоятельно требует создания эффективного источника излучения на основе кремния. Другая проблема - создание качественного широкозонного оптического окна из такого широкозонного материала как ZnO ($E_g = 3,4$ эВ), на таком относительно узкозонном материале, как кремний ($E_g = 1,1$ эВ), также является актуальной задачей современной оптоэлектроники, так как его решение должно привести к увеличению чувствительности и расширению спектрального диапазона фотоэлектрических приборов в коротковолновую область, уменьшению их последовательного сопротивления, что важно для повышения КПД солнечных элементов[1].

Для создания стабильных и надежных фотоэлектронных устройств с ZnO-компонентой необходимы пленки оксида цинка высокого качества с минимальным удельным сопротивлением. Среди методов осаждения из газовой фазы метод химических транспортных реакций (ХТР) в атмосфере водорода [2] и метод магнетронного распыления [3] отличаются относительной простотой и технологичностью, контролируемостью условий, и позволяют получать слои оксида цинка с указанными свойствами.

Целью нашей работы было исследование возможности создания эффективных фотоприемников для видимой и ультрафиолетовой области спектра на базе анизотипной гетероструктуры n-ZnO/p- Si , получаемой осаждением слоев ZnO методами химического транспорта и магнетронного распыления на монокристаллические пластины кремния. Задачами исследований были: - изучение влияния условий осаждения слоев оксида цинка на монокристаллические поверхности (111) кремния на электрические и фотоэлектрические свойства гетероструктур; - установление оптимальных технологических условий, обеспечивающих получение структур с наилучшими электрическими и фотоэлектрическими параметрами.

Полупроводниковые гетероструктуры (ГС) Si-ZnO изготавливались осаждением пленок оксида цинка на монокристаллические подложки кремния электронного и дырочного типа проводимости. В начале полагалось, что наиболее перспективными для создания гетеропереходных фотоприемников должны быть плёнки ZnO, выращенные химическим осаждением из газовой фазы, так как такие слои должны иметь высокое кристаллографическое совершенство, низкое удельное сопротивление и высокую

оптическую прозрачность в видимой области спектра. Однако рассмотрение свойств гетероструктур Si-ZnO, изготовленных указанным методом при температуре подложки 800 К показало, что анизотипные ГС р- Si- n-ZnO обладают линейными вольтамперными характеристиками (ВАХ) независимо от условий осаждения слоев и термообработки контактов. Причиной омичности ВАХ таких структур, по-видимому, является большая концентрация граничных состояний, возникающих из-за значительного термического и кристаллографического несоответствия материалов, так как в случае контакта анизотипных материалов такие состояния способствуют эффективной рекомбинации электронов и дырок на металлургической границе раздела. Изотипные структуры n-Si - n-ZnO, полученные осаждением слоев ZnO данным методом обладали диодными свойствами и фоточувствительностью[4], что указывает на относительно слабое влияние поверхностных состояний на свойства ГС в этом случае.

Считая, что для формирования выпрямляющих и фоточувствительных анизотипных гетероструктур типа p-Si - ZnO необходимо создать условия осаждения слоев, исключающие образование значительной концентрации напряжений и дефектов на границе раздела[5], нами был выбран более низкотемпературный способ - метод магнетронного распыления, позволяющий получать слои ZnO при температурах (500 - 600 K).

Наблюдение ВАХ показало, что наилучшим выпрямлением и фоточувствительностью обладают ГС на основе подложек КДБ-10, (т.е. на кремнии, легированном бором с удельным сопротивлением 10 Ом·см). Коэффициент выпрямления К при температуре 300 К и величине смещения 1-2 В составляет $10^3\text{-}10^4$ и растет с уменьшением температуры: при $T = 77 \text{ K}$ $K=10^5\text{-}10^6$.

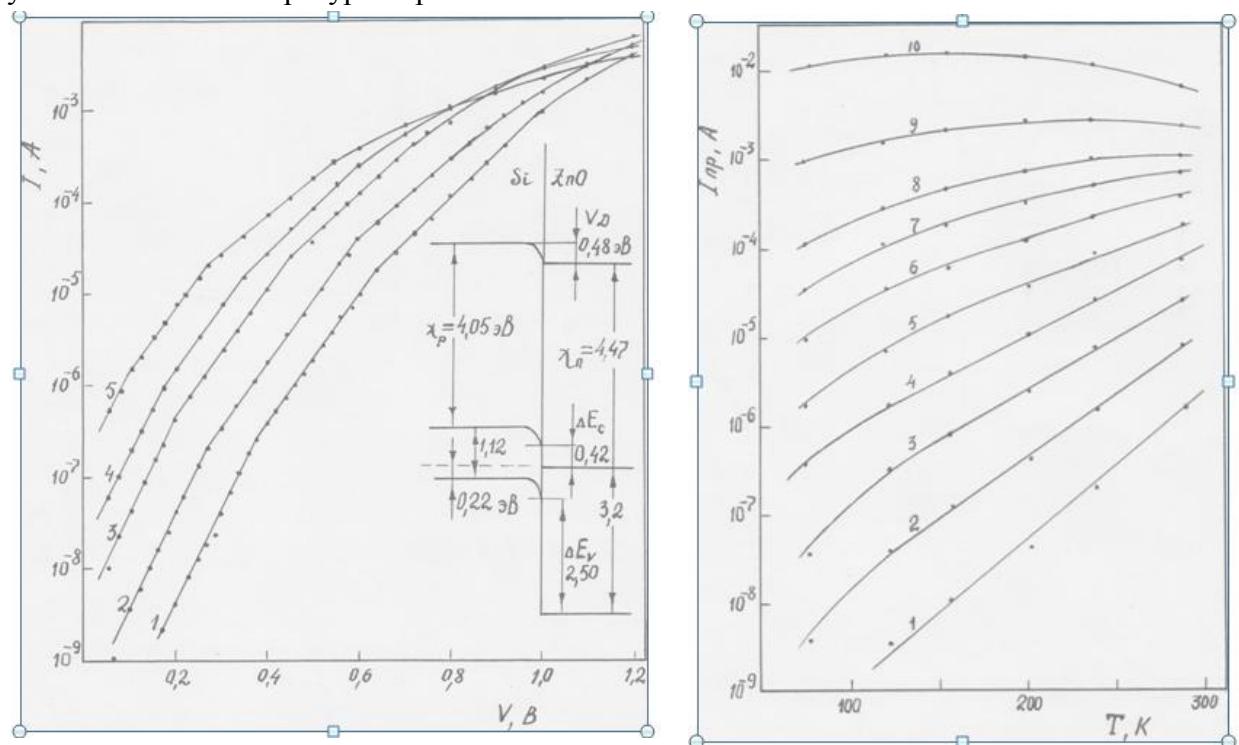
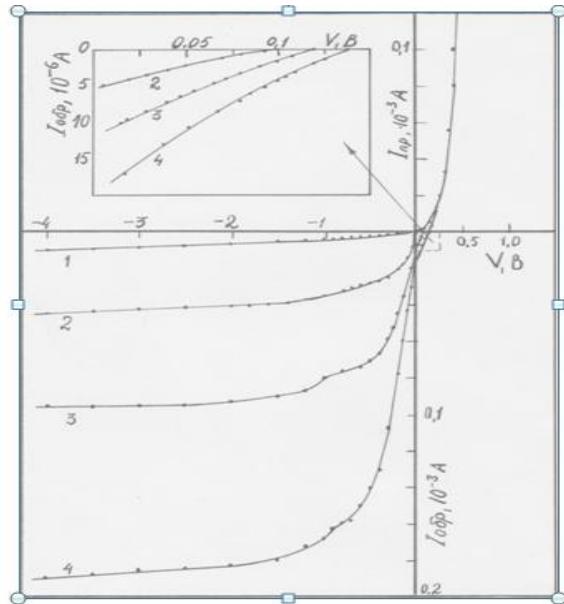


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ гетероструктуры p-Si-n-ZnO площадью $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ при различных температурах 1- 77, 2- 123, 3- 203, 4-240, 5- 290 К. На вставке дана предполагаемая идеальная зонная схема гетероперехода.

Рис. 2. Зависимость прямого тока ГС p-Si-ZnO от температуры окружающей среды при фиксированных значениях приложенного смещения V , В: 1 - 0.1, 2-0.2, 3-0.3, 4 -0.4, 5-0.5, 6-0.6, 7-0.7, 8-0.8, 9-1.0, 10-1.2

На рисунке I приведены типичные ВАХ одного из образцов с площадью $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ для нескольких значений температуры. Как видно, в исследованном интервале температур (77-290) К начальные ветви ВАХ состоят из нескольких экспоненциальных участков, описываемых зависимостью типа $I \sim \exp(AV)$, где A - коэффициент, не зависящий от температуры, что характерно для туннельного механизма токопереноса. Кроме того и зависимости $\ln I = f(T)$, построенные при фиксированных значениях приложенного смещения ($V=0,5$ В), имеют вид, близкий к линейному (рис.2), то можно предполагать, что при малых прямых смещениях в токопрохождении преобладает туннельно-рекомбинационный механизм, связанный с наличием поверхностных состояний. При больших смещениях ток ограничивается последовательным сопротивлением структур, на что указывают степенная зависимость тока от напряжения и слабая зависимость его от температуры.

Спектры фототока ГС (рис.3), снятые при освещении со стороны широкозонного ZnO, по своему характеру близки к спектрам фоточувствительности кремниевого p-n- перехода - область



фоточувствительности приходится на интервал длин волн 0,4 - 1,2 мкм с максимумом при 0,92 мкм ($T = 300$ К). Слабая чувствительность в области поглощения ZnO свидетельствует о том, что СОЗ сосредоточена в кремниевой области перехода и изгибом зон со стороны ZnO можно пренебречь.

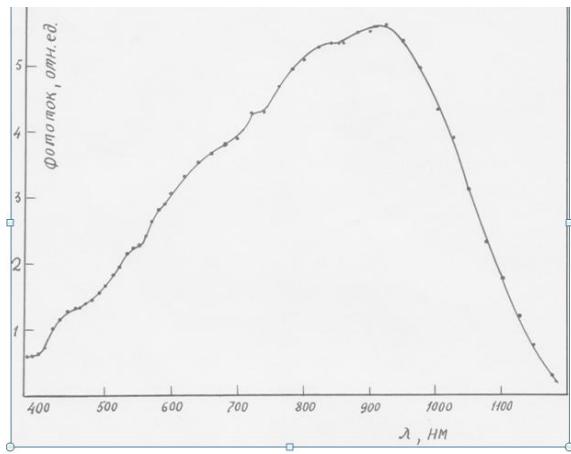


Рис.3. Спектральная зависимость фототока ГС p-Si-ZnO при 295 К. (Спектральная ширина щели монохроматора - 1нм).

Рис. 4. ВАХ гетероструктур p-Si-ZnO при различных освещённостях B , мВт/см²: 1 - темн., 2 - 3, 3 - 8, 4 - 15. $S = 5 * 10^{-2}$ см². На вставке - ветви характеристик в четвёртом квадранте в увеличенном виде.

Ожидалось, что для анизотипных p-n-структур p-Si – n – ZnO фотовольтаические свойства должны быть лучше, чем у п-п- структур Si-ZnO, так как высота энергетического барьера на границе ГС, а следовательно, и величина фото-ЭДС и эффективность разделения фотогенерированных носителей должны быть выше. Однако исследование световых характеристик показало, что хотя наблюдается хорошая фоточувствительность р-п-ГС в режиме фотодиода ($S_I = 0,3$ А/Вт, рис.4.), фотовольтаические свойства их выражены слабо, о чём говорит ход ветвей ВАХ в четвертом квадранте. Как известно[4], максимальная мощность, отдаваемая прибором во внешнюю цепь (эффективность работы его в вентильном режиме) определяется площадью прямоугольника, вписываемого в ветвь ВАХ в четвертом квадранте. В нашем случае эта площадь много меньше ожидаемого. Слабое разделение фотогенерированных носителей контактным полем можно объяснить большой скоростью рекомбинации на границе раздела материалов, малой шириной слоя объёмного заряда W_0 ($no B\Phi X W_0 = 60 - 100$ нм), а следовательно, малой долей фотонов, поглощаемых в переходной области. В фотодиодном режиме, когда к фотодиоду приложено обратное смещение, ширина СОЗ $W = \left[\frac{2\varepsilon_1(V+V_0)}{eN_{AI}} \right]^{1/2}$ больше, больше и фоточувствительность.

Таким образом, переход от высокотемпературного способа осаждения слоев ZnO на подложки кремния (метода химического транспорта) к относительно низкотемпературному способу (магнетронному распылению) позволил уменьшить плотность термических напряжений и дефектов на границе раздела материалов и получить гетероструктуры, обладающие выпрямлением и фоточувствительностью. Однако вследствие большого кристаллографического несоответствия решёток плотность состояний на границе раздела остаётся все же значительной и, как видно из

результатов измерений, они существенно влияют на свойства полученных гетероструктур.

Литература:

1. Преобразование солнечной энергии. Вопросы физики твердого тела. Под ред. Серафина Б.- М.: Энергоиздат, 1982.-320с.
2. Рабаданов Р.А., Семилетов С.А. Способ поучения монокристаллических пленок окси цинка. А. С. 338160 (СССР). Заявл. 05. 06. 70.)
3. Берлин Е.В., Сейдман Л.А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. – М.: Техносфера, 2010. – 528 с.
4. Рабаданов Р.А., Алиев ИШ, Гусейханов М.К. Получение и свойства гетеро структур п-Si – п- ZnO.- Физ. и техн. полупроводников, 1982, т. 16, № 11, с.2065-2068.
- 5 . Милнс А, Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл - полупроводник.- М.: Мир, 1975,-432 с.

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ВОЗБУЖДЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СЛОЕВ ZnO:Ga

Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М., Османова А.Б.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

Оксид цинка – широкозонный полупроводниковый материал, характеризуется широким спектром физических свойств и является, поэтому, объектом большого числа исследований. Большой интерес к кристаллам и пленкам ZnO в последнее время связан, в частности, с большой энергией связи экситона (60 мэВ), благодаря которой можно получать интенсивное излучение в УФ-области спектра ($\lambda_{\max} = 370$ нм) при комнатной температуре и выше (до 550 К). В кристаллах и пленках ZnO наблюдается также видимая люминесценция в зависимости от примесного состава в синей ($\lambda_{\max} = 440$ нм) зелено-голубой ($\lambda_{\max} = 510$ нм), желто-оранжевой ($\lambda_{\max} = 600$ нм) и красной ($\lambda_{\max} = 650$ -680 нм) областях спектра. Поэтому ZnO рассматривается как материал, перспективный для создания источников света для видимой и УФ областей спектра, а также сцинтилляторов для регистрации рентгеновского и радиоактивного излучений. Высокая электропроводность слоев ZnO, оптическая прозрачность в широком диапазоне спектра делают их также перспективными для использования в качестве прозрачных электродов в оптоэлектронных устройствах. На основе пленочных структур ZnO/диэлектрик можно также создавать детекторы водорода и других электроактивных газов.

Для создания стабильных и надежных оптоэлектронных устройств на базе ZnO необходимы эпитаксиальные пленки высокого качества с максимальной фотolumинесценцией (ФЛ), минимальным удельным сопротивлением, высоким кристаллическим совершенством. Эпитаксиальные слои ZnO с близкими к указанным свойствами можно получить методом химического транспорта (МХТ) материала в атмосфере водорода в замкнутом вертикальном реакторе среднего давления (1.5 – 2 атм), который позволяет управлять процессом роста кристаллов, изменяя в системе давление рабочего газа, температуры зоны источника и подложки, разбавляя водород инертным газом или парами воды[1].

Так как свойства слоев оксида цинка и их воспроизводимость в значительной степени зависят от условий приготовления, состава собственных и примесных дефектов, состояния поверхности[2], то представляется актуальными с научной и практической точки зрения исследования, направленные на изучение влияния условий осаждения, последующих термовоздействий в различных средах и легирования различными примесными атомами на электрические и оптические свойства данного материала.

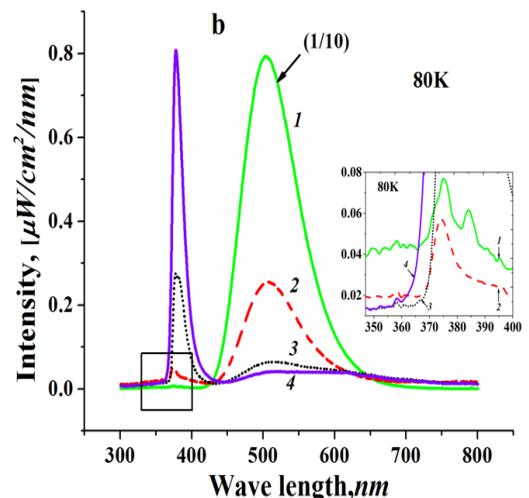
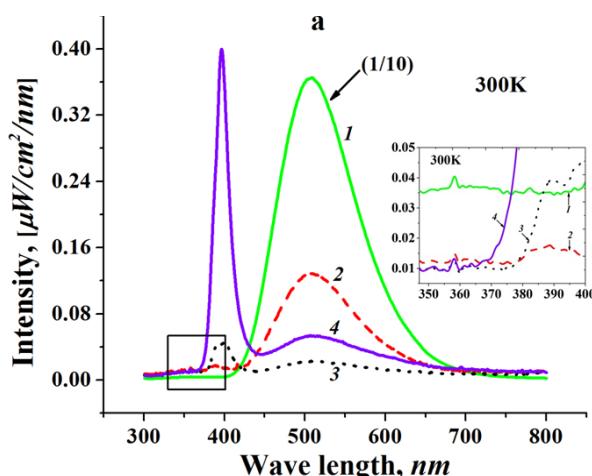
В данном сообщении приводятся результаты изучения влияния способа возбуждения на спектры люминесценции слоев ZnO, нелегированных и легированных атомами галлия. Методом XTP в вертикальном реакторе примерно в одинаковых технологических условиях, близких к оптимальным, была приготовлена серия образцов ZnO:Ga/(0001)Al₂O₃. Примесные атомы в дозированном количестве (1, 3 и 6

ат.% атомов галлия по отношению к концентрации атомов цинка) вводились в исходный порошок ZnO. Выбор данной примеси обусловлен тем, что трехвалентные атомы галлия являются известными донорами в ZnO, имеют меньший ионный радиус ($0,62 \text{ \AA}^0$) по сравнению с атомами цинка ($0,83\text{\AA}^0$)[3], длина ковалентной связи Ga – O намного меньше, чем Zn – O, что делает деформацию решетки ZnO малой даже в случае высокой концентрации Ga. По мнению ряда авторов, дополнительные электроны, созданные атомами галлия, оказывают экранирующее действие на разнополярные ионные слои решетки ZnO и уменьшают энергию их взаимодействия. Поэтому легированные галлием слои оксида цинка должны быть менее блочны, а, следовательно, более совершенны, чем нелегированные, что можно заметить при наблюдении микрофотографий поверхности нелегированных и легированных слоев ZnO.

Спектры люминесценции возбуждались тремя различными способами: 1-электронным пучком электронографа при токе $1 \times 10^{-6}\text{A}$ и ускоряющем напряжении 75×10^3 В; 2- ксеноновой лампой ДКСШ мощностью 150 Вт, совмещенной с монохроматором МДР-206, служащим для выделения длины волны возбуждающего излучения 295 нм; 3- импульсами азотного лазера ЛГИ 503 с длиной волны излучения 337,1 нм.

Нелегированные слои характеризуются интенсивным максимумом катодолюминесценции (КЛ) в видимой (зелено-голубой) области спектра (рис.1, $\lambda_m = 503\text{nm}$ при 80 К и 508 нм при 300 К) и слабой люминесценцией в ультрафиолетовой области. **УФ полоса слабой интенсивности с двумя максимумами** 375 нм и 384 нм, которая обнаруживается в спектрах КЛ нелегированных образцов при температуре 80 К (вставка к рис.1,б, кривая 1), приписывается первому и второму фононным повторениям свободного A1-LO-эксситона.

Рис. 1. Спектры КЛ слоев оксида цинка при 300К(а) и 80К(б): кривая 1- нелегированного



образца (интенсивность уменьшена 10 раз) и легированных галлием

до концентраций; 2 – 1 ат. %; 3 – 3 ат. %; 4 – 6 ат. %. Ток электронного пучка 1 мкА, ускоряющее напряжение 75×10^3 эВ, значения интенсивностей даны в абсолютных единицах ($\text{мкВт}/\text{см}^2$)/нм.

С ростом уровня легирования слоев от 0 до 2 ат. % интенсивность зеленой полосы в максимуме уменьшается при 300 К более 70 раз, а при азотных температурах - более 180 раз. Спад интенсивности видимой полосы КЛ можно связать с преобладание концентрации ионов галлия Ga^{+3} (которые могут как замещать ионы цинка Zn^{+2} , так и располагаться в октаэдрических междуузлиях кристаллической решетки ZnO) над собственными дефектами – вакансиями кислорода. Согласно мнению ряда авторов, благодаря более сильной связи Ga – O по сравнению со связью Zn – O легирование ZnO галлием должно способствовать уменьшению концентрации собственных дефектов – вакансий кислорода $V_O^{+/++}$ в решетке ZnO , которые ответственны за зеленую люминесценцию. Мы также полагаем, что увеличение равновесной концентрации электронов в зоне проводимости вследствие легирования приводит к переходу большей части заряженных вакансий кислорода $V_O^{+/++}$ в нейтральное (нефотоактивное) состояние V_O^x , а, следовательно, к уменьшению выхода зеленой люминесценции. Нейтральные вакансы кислорода V_O^x образуют мелкие примесные уровни и не могут участвовать в процессах излучательной рекомбинации.

При концентрации $C_{Ga} = 1$ ат. % появляется заметная УФ полоса и при комнатной температуре (кривая 2 на рис.1; $\lambda_m = 388,98$ нм), которая отсутствовала в нелегированных образцах и которая может быть обусловлена аннигиляцией экситонов, связанных с донорами - атомами галлия (D^0X). Такое допущение позволяет объяснить более десятикратное увеличение амплитуды коротковолновой полосы, наблюдаемое в наших образцах (при 300 и 80 К) с ростом уровня легирования в интервале (1–6) ат. %, увеличением концентрации доноров. В образцах, легированных галлием до 6 ат.%, наблюдается узкая полоса краевой люминесценции при комнатной температуре и почти полностью подавлена видимая полоса (кривые 4 на рис. 1,а и 1,б), что свидетельствует о резком уменьшении концентрации вакансий кислорода в объеме. Таким образом, легирование галлием приводит к переключению интенсивности катодолюминесценции с зелено-голубой области на ультрафиолетовую.

Исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) тех же образцов, которые исследовались на КЛ, показывает, что максимум зеленой полосы ФЛ смешен в коротковолновую сторону по отношению к максимуму КЛ: $\lambda_m = 493$ нм ($E_m = 2,515$ эВ, $\Delta E_m = 0,462$ эВ), при 300К и), и $\lambda_m = 499$ нм ($E_m = 2,845$ эВ, $\Delta E_m = 0,379$ эВ) при 80 К, что можно связать с разными условиями для формирования центров свечения на поверхности (ФЛ) и в объеме (КЛ) слоя. В спектре нелегированного слоя при 300 К выявляется УФ полоса очень слабой интенсивности с максимумом при $\lambda_m = 375$ нм ($E_m = 3,31$ эВ), полушириной около 21 нм (0,183 эВ), которая не регистрировалась в спектре катодолюминесценции при 300 К. При охлаждении до 80 К интенсивность излучения в максимуме $\lambda_m = 367$ нм ($E_m = 3,38$ эВ) возрастает более чем 150 раз, полуширина полосы составляет 13 нм (0,119 эВ), температурное смещение пика при уменьшении температуры - 7×10^{-2} эВ в высокоэнергетическую сторону, которое близко к температурному уширению запрещенной зоны ZnO при изменении температуры от 300 до 80 К[2].

Монотонное увеличение интегральной интенсивности ультрафиолетовых полос фото- и катодолюминесценции с увеличением концентрации доноров N_D свидетельствует о том, что увеличение уровня легирования полупроводника донорами

не сопровождается ростом концентрации глубоких ловушек N_T - центров безызлучательных переходов, что является показателем хорошего качества эпитаксиальных пленок ZnO:Ga/(0001)Al₂O₃. Это не имеет место при легировании ZnO другими донорами. Например, в случае эпитаксиальных пленок ZnO:Al обнаруживаемую краевую ФЛ можно наблюдать только при 5 К [4].

Значения энергетических расстояний между соседними пиками тонкой структуры УФ- полосы ФЛ совпадают со значением энергии оптических фононов для ZnO. Тонкую структуру УФ- полосы излучения можно интерпретировать как проявление фононной структуры спектров при комнатной температуре, что свидетельствует о хорошем кристаллическом качестве пленок, полученных нашим методом, поскольку такую структуру, как правило, наблюдают в излучении монокристаллов при азотных температурах.

Спектр ФЛ при возбуждении нелегированного слоя ZnO/Al₂O₃ излучением лазера при 300 К отличается от спектров при возбуждении электронным пучком и излучением ксеноновой лампы противоположным распределением интенсивности люминесценции между максимумами. Он состоит из интенсивной УФ полосы с максимумом при $\lambda_m = 378,4$ нм ($E_m = 3,277$ эВ, $\Delta E_m = 0,126$ эВ) и слабой широкой ($\Delta E_m = 0,486$ эВ) видимой полосы с максимумом около $\lambda_m = 499,6$ нм ($E_m = 2,48$ эВ), т.е. эффективность возбуждения люминесценции в УФ области выше, чем в видимой. Такое перераспределение интенсивности излучения между полосами можно объяснить увеличением внутреннего квантового выхода η_{in} для краевой люминесценции из-за высокого уровня возбуждения в случае азотного лазера. При этом время жизни неравновесных носителей заряда относительно глубоких центров возрастает (уменьшается вероятность рекомбинации через глубокие уровни) из-за насыщения рекомбинационных каналов.

Литература:

1. Семилетов, С. А. Способ получения монокристаллических слоев / С. А. Семилетов, Р. А. Рабаданов // Авт. свид. 334922 (СССР). Заявл. 23. 07. 70.
2. Кузьмина, И. П. Окись цинка. Получение и оптические свойства / И. П. Кузьмина, В. А. Никитенко. – М. : Наука, 1984. – 167 с.
3. Физико-химические свойства элементов. Справочник под ред. Г.В. Самсонова. – Киев: Наукова Думка, 1965. – С. 807.
4. Ko, H. J. Ga-doped ZnO films grown on GaN templates by plasma-assisted molecular-beam epitaxy / H. J. Ko, Y. F. Chen, S. K. Hong, H. Wenisch, T. Yao, and D. C. Look // Appl. Phys. Lett. –2000. –V.77(23). – P.3761–3763.

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ УГЛЕРОДА

Аливердиев А.А.

*Дагестанский государственный университет
Махачкала, Россия; ул. М. Гаджиева 367030, 43А, 367025*

*ФГБУН Институт проблем геотермии ДНЦ РАН
Махачкала, Россия; 367030, пр-т И.Шамиля, 39а*

e-mail: aliverdi@mail.ru

Приводятся результаты численного и экспериментального исследования углерода при мегабарных давлениях, полученные в ходе совместных международных исследований.

Введение. Экстремальные состояния углерода представляют интерес для многих областей физики и техники, включая астрофизику, материаловедение, прикладную инженерию и др. Важное явление металлизации жидкого углерода при высоких давлениях теоретически предсказывалось давно, но до сегодняшнего дня все еще существуют трудности с его экспериментальной проверкой. Наиболее принятая на сегодняшний день фазовая диаграмма Грюмбаха и Мартина [1] устанавливает структурное превращение в жидкому углероду в металлическую фазу при давлениях порядка 4–10 мегабар.

Давления и температуры данного диапазона в лабораторных условиях достигаются посредством динамического ударного сжатия, в частности, с использованием мощных лазерных импульсов. В докладе приводятся: (1) результаты анализа возможной регулярной ошибки в экспериментах по измерению уравнения состояния методом отражений на примере пористого углерода и (2) результаты экспериментального наблюдения скачкообразного изменения отражающей способности углерода при мегабарных давлениях как свидетельство возможной металлизации.

Доклад составлен по материалам недавних работ [2,3], выполненных совместно с коллегами из университета Милана-Бикокка (Италия), Центра мощных лазеров и приложений (CELIA) Университета Бордо 1 (Франция), лаборатории LGM Миланского университета (Италия), Института высоких технологий (ITA) Трапани (Италия) и Института лазерной инженерии (ILE) Университета Осаки (Япония).

1. Моделирование эксперимента с использованием метода отражений. Измерения параметров состояния сжатого ударной волной вещества могут проводиться по двум основным сценариям: (i) для тестируемого вещества одновременно измеряются две величины или (ii) одновременно измеряется скорость ударной волны для двух материалов (тестируемого и референсного, для которого уравнение состояния вещества считается известным) [4]. Далее, используя соотношения Гюгонио-Ранкина, можно вычислить все остальные величины (удельную внутреннюю энергию, удельный объем,

давление и массовую скорость) [5]. Мы рассматривали второй сценарий, примененный в рамках так называемого метода отражений, где использовалась многоступенчатая мишень, а скорости ударной волны вычислялись по временам достижения ею тыльной стороны мишени, фиксируемым с пикосекундной точностью посредством стрик-камеры. [6]

Целью работы являлось моделирование таких экспериментов, что должно позволить: (i) выявить влияние лучистого транспорта, а также профиля лазерного импульса на возможную регулярную ошибку, (ii) сравнить полученные данные с результатами недавних экспериментов, и (iii) в конечном счете, уточнить табулированное уравнение состояния, в частности, принимая во внимание последние экспериментальные данные. Ряд результатов был опубликован нами в недавних работах [7,8].

В настоящем докладе приводится анализ влияния возможной нестационарности ударной волны на регулярную ошибку в расчетах при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{13} - 10^{14} Вт/см².

Для реализации модельных экспериментов использовался гидрокод MULTI [9]. Использовались уравнения состояния, взятые в SESAME [10, 11] и уравнение состояния для углерода с уменьшенной плотностью (1.6 г/см³, как это было сделано в наших недавних экспериментах), рассчитанное по MPQEoS [12]. В дальнейшем предполагается также использование уточненного мультифазного уравнения состояния [13].

Анализ полученных результатов показал, что при использовании гауссовского профиля лазерного излучения при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{14} Вт/см² и геометрии мишени, использованной в [6], длительность импульса (на уровне половины амплитуды) не более 300 пс. [2]

2. Экспериментальное наблюдение металлизации углерода. Главная цель экспериментов состояла в исследовании отражательной способности углерода при высоких давлениях и температурах, скачок которой может указывать на металлизацию жидкого углерода. Эксперимент проводился на установке GEKKO/HiPER (Институт лазерной инженерии, Университет Осаки). [14,15] Моделирование посредством гидрокода MULTI позволило оптимизировать дизайн мишени и соответствующую конкретной мишени энергию лазерного импульса. Данные численного моделирования также использовались в интерпретации экспериментальных данных.

Получен ряд новых оригинальных результатов, в частности:

(i) проведена оценка возможности использования прозрачных подложек из SiO₂ (низкий порог металлизации самой подложки не позволил получить положительного результата) и LiF (порог металлизации около 3 Мб дал принципиальную возможность проводить исследования в диапазоне возможной металлизации жидкого углерода);

(ii) проведен комплексный (с использованием различных экспериментальных и численных техник) анализ результатов, позволяющий судить об адекватности и точности методики;

(iii) наблюдалась металлизация при давлении 2.6 ± 0.4 Мб и температуре 14 ± 2 тысяч К. [3]

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность профессору Д. Батани, сотрудникам группы лазерной плазмы физического факультета университета Милана-Бикокка (Италия) и Центра мощных лазеров и приложений Университета Бордо 1 (Франция) за многолетнюю плодотворную совместную работу. Автор также благодарен ESF (Action SILMI), EU COST (Action MP1208) и РФФИ (12-01-96500, 12-01-96501 и 11-01-00707) за частичную поддержку его исследований.

Литература:

1. Grumbach M. P. and Martin R. M. Phase diagram of carbon at high pressures and temperatures // Phys. Rev. B **54**, 1996, P. 15730-15741.
2. Aliverdiev A., Batani D., Dezulian R.. Influence of a laser profile in impedance mismatch techniques applied to carbon EOS measurement // High Power Laser Science and Engineering, 2013, vol. **1**(2), 102–104. DOI: 10.1017/hpl.2013.15
3. Paleari S., Batani D., Vinci T., Benocci R., Shigemori K., Hironaka Y., Kadono T., Shiroshita A., Piseri P., Bellucci S., Mangione A., & Aliverdiev A. A new target design for laser shock-compression studies of carbon reflectivity in the megabar regime // Eur. Phys. J. D **67** (2013) DOI: 10.1140/epjd/e2013-30630-8
4. Batani D., Balducci A., Nazarov W., Lower T., Hall T., Koenig M., Faral B., Benuzzi A., and Temporal M. Use of low-density foams as pressure amplifiers in equation-of-state experiments with laser-driven shock waves, Phys. Rev. E. **63**, 046410, 2001.
5. Зельдович Я.Б. и Райзэр Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Москва, Физматгиз, 1963, 632 с.
6. Batani D., Strati F., Stabile H., Tomasini M., Lucchini G., Ravasio A., Koenig M., Benuzzi-Mounaix A., Nishimura H., Ochi Y., Ullschmied J., Skala J., Kralikova B., Pfeifer M., Kadlec Ch., Mocek T., Prag A., Hall T., Milani P., Barborini E., & Piseri P. Data for Carbon at Megabar Pressures // Phys. Rev. Lett. **62**, 2004, 065503.
7. Aliverdiev A., Batani D., Dezulian R. and Vinci T. Porous carbon EOS: numerical analysis // Radiation Effects and Defects in Solids, **165**, 2010, P. 566-572.
8. Aliverdiev A., Batani D., Dezulian R. and Vinci T. Carbon equation of state at high pressure: the role of the radiative transport in the impedance mismatch diagnostics // Nukleonika 2011, **56**(2), P. 165-169.
9. Ramis R., Schmattz R., and Meyer-ter-Vehn J. MULTI – a computer code for one-dimension radiation hydrodynamics // Comput. Phys. Commun., **49**, 1988, P. 475-505.
10. Holian K.S. (ed.), T-4 Handbook of Material Properties Data Bases, Vol. **1C**: Equations of State, LANL Report No. LA-10160-MS UC-34, 1984.
11. SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library, Report No. LALP-83-4, T4 Group LANL, Los Alamos, 1983.
12. Kemp A., and Meyer-ter-Vehn J. An equation of state code for hot dense matter, based on the QEOS description // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **415**, 1998, P. 674-676.
13. K. V. Khishchenko, V. E. Fortov & I. V. Lomonosov, *Multiphase Equation of State for Carbon over Wide of Temperatures and Pressures* // International Journal of Thermophysics, **26** (2005)
14. Ozaki N., Tanaka K., Ono T., Shigemori K., Nakai M., Azuchi H., Yamanaka T., Wakabayashi K., Yoshida M., Nagao H. & Kondo K. GEKKO/HIPER-driven shock waves

- and equation-of-state measurements at ultrahigh pressures. Physics of Plasmas 11, 2004, P. 1600-1608.
15. *Miyanaga N., Nakatsuka M., Azechi H., Shiraga H., Kanabe T., Asahara H., Daido H., Fujita H. & Fujita K.* The GEKKO XII-HIPER (High Intensity Plasma Experimental Research) System Relevant to Ignition Targets. 18th IAEA International Conference on Fusion Energy. Sorrento, Italy, 2001.

О МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙРОАНАЛИЗАТОРА В ПРИЛОЖЕНИИ К ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ

М.Г. Каримов¹, К.М. Каримов¹, М.А. Магомедов¹, М.Г. Магомедов¹, М.М. Шамилова¹, А.А. Амирова², А.А. Аливердиев^{1,3}

¹*Дагестанский государственный университет*

Махачкала, Россия; ул. М. Гаджиева 367030, 43А, 367025

²*ФГБУН Институт физики им. Х. Амирханова геотермии ДНЦ РАН*

Махачкала, Россия; 367003, ул. М. Ярагского, 94

²*ФГБУН Институт проблем геотермии ДНЦ РАН*

Махачкала, Россия; 367030, пр-т И.Шамиля, 39А

e-mail: oliverdi@mail.ru

Рассматриваются вопросы томографической реконструкции в приложении к диагностике плазмы с использованием нейронных сетей. Задача бесконтактной 3D реконструктивной диагностики продолжает оставаться одной из наиболее актуальных проблем науки, в том числе в вопросах диагностики плазмы. [1,2 и др.] В работах [3-6] нами рассматривалось использование обратного преобразования Радона в различных приложениях. В настоящем докладе приводится краткий обзор наших предыдущих исследований, а также новые результаты по разработке и моделированию реконструктивного метода, основанного на использовании нейронных сетей. [7]

Для решения реконструктивной задачи были использованы однородные многослойные нейронные сети типа персептрон. Процесс обучения нейронной сети включал в себя оптимальный выбор соответствующей топологии, функции активации, последующем подборе весовых коэффициентов и порогов нейронов.

Создан алгоритмический метод обучения многомерного персептрана–томографа. Процесс обучения производился методом обратного распространения ошибки, используя технологии MPI и с привлечением СуперЭВМ МСЦ РАН.

Выполнение поставленной задачи на суперкомпьютере обусловлено тем, что в процессе обучения подобной нейронной сети требуются большие объемы памяти для исходных данных, а параллельные вычисления, выполняемые на суперкомпьютере, позволяют представить каждый нейрон в слое нейросети в виде отдельной вычислительной единицы этого компьютера.

Как показывают исследования, обученная таким образом нейронная сеть типа персептрон способна успешно решать задачи реконструктивной томографии в реальном времени, а так же использовать данные программного обучения для аппаратной реализации нейронной сети на специальных вычислительных модулях-чипах (нейропроцессорах).

Тестирование и функционирование обученного таким образом нейроанализатора показало, что точность определения параметров не хуже точности модельных экспериментальных физических измерений.

Окно программы с осесимметричной функцией (один из простых, но важных примеров в диагностике плазмы) представлено на рис. 1.

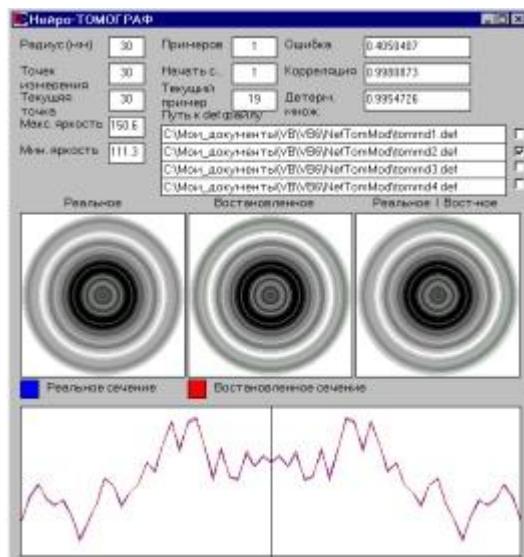


Рис.1. Окно программы нейроанализатора.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№№ 11-01-00707а, 12-01-96500 р_юг_a и 12-01-96501 р_юг_a).

Литература:

1. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы, Новосибирск: Наука , 1987.
2. Пикалов В.В. Прикладные аспекты эмиссионной томографии плазмы. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том V-1, серия Б. Диагностика плазмы. Справочные материалы, М.: Физматлит, 2007, с. 283-299.
3. Аливердиев А.А., ЖТФ, 1997, **67**, №. 9, с.132-134.
4. Каримов М.Г., Батыров Р.М., Халилулаев Г.М. Изв. РАН, сер. физ., 1999, 63, с. 1117.
5. Каримов М.Г. ЖЭТФ, 117 (4), 2000, р. 673.
6. Aliverdiev A.A. Opt. Mem. & Neural Networks (Inf. Opt.), 2006, 15, p. 97.
7. Кузнецов В.С., Николаева О.В., и др. Матем. моделирование, 2009, 21 (4), p. 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЕННО-РАСТВОРНОЙ ОБРАБОТКИ НА МЕХОВОЙ ПОЛУФАБРИКАТ ИЗ ШКУР ОВЧИНЫ

Кулевцов Г.Н., Ахмадиева А. Р., Панкова Е.А.

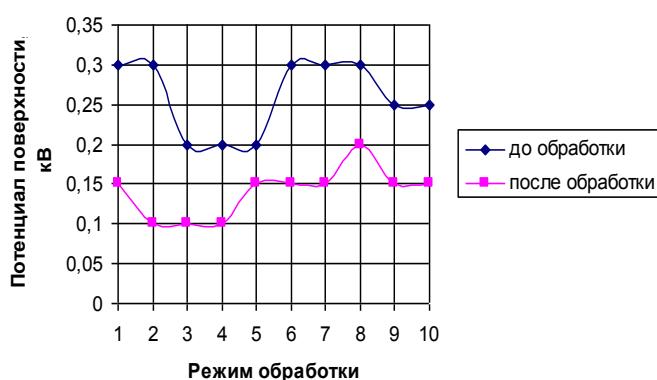
gkulevtsov@rambler.ru, ayysina.ahmadieva@rambler.ru, pankovaja@mail.ru

Натуральный мех легко электризуется и может долго удерживать заряд, что приводит к нежелательным явлениям: возникновению разрядов, негативно влияющих на здоровье человека и загрязнению пылью. Мелкодисперсная пыль, которая оседает на наэлектризованном волосяном покрове, приводит с одной стороны к снижению блеска меха, а с другой – ее частицы являются переносчиками специфических раздражающих и аллергических агентов. Кроме того, с каждым годом становится все острее проблема защиты от воздействия электромагнитных излучений (ЭМИ), так как нет ни одной сферы деятельности человека, где бы не применялись устройства, создающие данный вид излучения.

Уменьшить удельное поверхностное электрическое сопротивление материала можно за счет введения в структуру волоса наночастиц металлов и их оксидов. Наиболее перспективным является применение инновационных методов обработки волосяного покрова с использованием высокодисперсных наносистем. Металлизации натуральных меховых материалов за счет обработки раствором наночастиц серебра в условиях ВЧИ плазмы является актуальной задачей.

Для обработки использовался коллоидный водный раствор наночастиц серебра Аббион-2 (состав: наноразмерные частицы серебра Ag^+ - 2,54-2,77 моль/дм³, вода дистиллированная – 95%, ПАВ диоктилсульфосукцинат натрия – 0,04 моль/дм³). В ходе экспериментальных исследований найдены оптимальные концентрационно-временные режимы: концентраций 0,1% и 0,25% с продолжительностью обработки в 1 минуту. Увеличение концентрации и времени приводит к ухудшению органолептических свойств мехового полуфабриката.

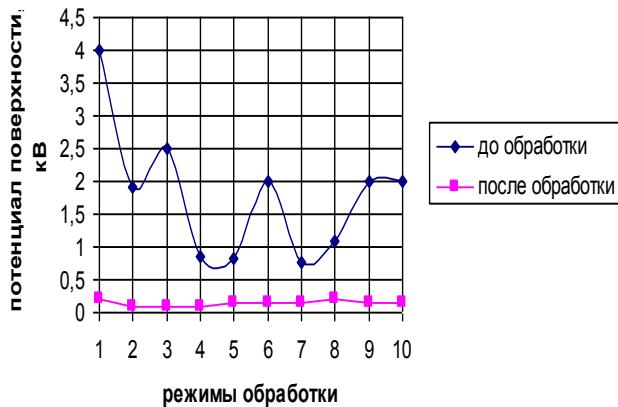
Для исследования трибоэлектрических свойств волосяного покрова меховой овчины обработанной наночастицами серебра в условиях ВЧИ плазмы использовался метод электризации трением. В его основе лежит измерение потенциала поверхности, возникшего при трении. Результаты сравнивались с показателями волосяного покрова, отделанного по традиционной технологии. Результаты представлены на рисунке 1 и 2.



Для концентрации наночастиц 0,1 %:
1 режим - J_{1c} 70mA, $U_{2c}=250$ B, $G=0,06$ г/с, $I=0,9$, $T=10$ мин;
2 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, $G=0,06$ г/с, $I=0,9$, $T=7$ мин;
3 режим - J_{1c} 55mA, $U_{2c}=300$ B, $G=0,06$ г/с, $I=0,9$, $T=5$ мин;
4 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, $G=0,06$ г/с, $I=0,9$, $T=3$ мин;
5 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, $G=0,06$ г/с, $I=0,9$, $T=1$ мин;

- 6 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 10 мин;
 7 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 7 мин;
 8 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 5 мин;
 9 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 3 мин;
 10 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 1 мин;

Рисунок 1 – Потенциал поверхности мехового полуфабриката необработанного и обработанного наночастицами серебра в условиях ВЧИ плазмы в состоянии покоя



Для концентрации наночастиц 0,25 %:
 1 режим - J_{1c} 70mA, $U_{2c}=250$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 10 мин;
 2 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 7 мин;
 3 режим - J_{1c} 55mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 5 мин;
 4 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 3 мин;
 5 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 1 мин;
 6 режим - J_{1c} 60mA, $U_{2c}=300$ B, G=0,06

- г/с, I= 0,9, T= 10 мин;
 7 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 7 мин;
 8 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 5 мин;
 9 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 3 мин;
 10 режим - J_{1c} 50mA, $U_{2c}=310$ B, G=0,06 г/с, I= 0,9, T= 1 мин;

Рисунок 2 – Потенциал поверхности мехового полуфабриката необработанного и обработанного наночастицами серебра в условиях ВЧИ плазмы в состоянии покоя

Проводились исследования по влиянию обработки раствором наночастиц серебра в условиях ВЧИ плазмы на диэлектрическую проницаемость. Проведенные исследование показали, что независимо от времени обработки и концентрации растворов (исследуемом диапазоне) диэлектрическая проницаемость мехового полуфабриката после обработки снижается, это позволяет сделать вывод, что обработка мехового полуфабриката наночастицами серебра в условиях ВЧИ плазмы позволяет сделать волосяной покров мехового полуфабриката более проводящим и тем самым решить проблему электризуемости волосяного покрова.

Проведенные исследования показали возможность применения плазменно-растворной обработки с применением коллоидного раствора наночастиц серебра для решения проблемы электризуемости волосяного покрова без снижения качества мехового полуфабриката. Поэтому данный вид обработки является целесообразным для повышения потребительских и эксплуатационных свойств мехового полуфабриката.

Литература:

1. Василенко Е.Н., Есина Г.Ф., Пшеничная Е.А. Василенко В.В., Чичварина Л.И. Облагораживание волосяного покрова меховой овчины // КОП 2006 №6. – С.13.
2. Панкова Е.А., Абдуллин И.Ш., Ахмадиева А.Р. Исследование возможности повышения качества мехового полуфабриката за счет обработки наночастицами серебра в условиях ВЧИ плазмы // Вестник Казанского Технологического Университета. - Казань. «Отечество», 2009, №4, С. 117-120.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА ПРИМЕРЕ КЕРАМИЧЕСКИХ ТЕПЛООТВОДОВ

Высикайло¹ Ф.И., Митин² В.С., Митин² А.В., Краснобаев² Н.Н., Беляев³ В.В.

¹МРТИ РАН, ²ФГУП ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, ³МГОУ

1. В современных конструкциях корпусов мощных СВЧ устройств, лазерных полупроводниковых приборов и интегральных схем в качестве теплоотводов в виде прокладок, оснований, установочных и базовых элементов, радиаторов, плат и других корпусных деталей широко используется металлизированная керамика из оксида бериллия, нитриды алюминия, карбида кремния, кубического нитрида бора и алмаза, обладающих наибольшей теплопроводностью среди диэлектриков. Это позволяет максимально рассеивать тепловую мощность от активной структуры полупроводникового элемента и тем эффективней, чем выше степень интеграции этой структуры. Важное значение приобретает проблема отвода тепла от активной структуры полупроводниковых приборов, мощностью выше 100 Вт, работающих на частотах 10^9 - 10^{10} Гц [1]. В связи с этим были сформулированы основные требования к керамическому основанию - теплоотводу и к покрытию на нем [2-4]. По этим требованиям покрытие должно выполняться из чистого металла, имеющего теплопроводность, близкую к теплопроводности керамики; прочность на уровне прочности керамики; высокие физико-химические и механические свойства; низкую степень шероховатости поверхности; вакуумную плотность.

Получение покрытий с требуемыми свойствами возможно с использованием вакуумной технологии металлизации. Вакуумно-дуговое распыление и электронно-лучевое испарение и конденсация внедрены в промышленность для металлизации керамики из оксида бериллия и нитрида алюминия, а метод высокоскоростного ионно-плазменного магнетронного распыления (ВИПМР) отрабатывается для промышленного внедрения [5].

Модернизация технологии вакуумной металлизации керамики показывает, что одним из основных вопросов, который требует особого внимания, является обеспечение адгезии покрытия к подложке. От качественной адгезии покрытия к керамической подложке зависит не только механическая прочность всей конструкции на которую монтируются полупроводниковые структуры с металлическими токоподводами- выводами, но и уровень теплопередающего контакта, обеспечивающий установленный режим работы транзистора в целом в СВЧ диапазоне. Детальному разбору этого вопроса и посвящена настоящая работа из трёх статей.

2. Основные положения (предпосылки) работы.

Прочность сцепления (адгезия) покрытия с подложкой (рабочей поверхностью изделия) является одной из основных характеристик качества металлизированных изделий. Основная особенность процесса образования сцепления между металлическим покрытием, осажденным из паровой фазы в вакууме, и керамической подложкой, например, из оксида бериллия заключается в том, что взаимодействие между этими материалами должно происходить в твердой фазе без присутствия жидкой стеклофазы, как в случае толстопленочной технологии.

Из анализа кристаллохимических свойств оксида берилля видно, что данный окисел химически инертен из-за прочной связи между атомами кислорода и берилля. Смешанный ковалентно-ионный тип связи в оксиде берилля приводит к образованию стабильной электронной конфигурации $1S^2 2S^2 2p^6$, приблизительно, как у инертного газа неона. Поэтому для преодоления барьера и осуществления процесса твердофазного взаимодействия между атомами металла и оксида берилля необходимо следующее:

1. Создать энергетические условия разрыва связи кислород-бериллий с образованием некомпенсированной свободной электронной связи.
2. Осуществить "захват" этой связи атомом, предрасположенным к электронно-обменному взаимодействию.

Для возбуждения электронов в оксиде берилля, разрыва связи и образования электронной вакансии необходима значительная энергия активации порядка 0,5 ДН сублимации (~330 кДж/моль). Разрыв связи или образование вакансии, в данном случае, либо катионной, либо анионной приведет к появлению стабилизированной электронной пары. С повышением температуры возбуждение этой пары будет расти, и вакансия станет одно- или двухзарядной. Так как оксид берилля – основной окисел, наиболее вероятно появление кислородной вакансии, выступающей в роли донора, одно- или двухзарядного. Свободные электроны при этом можно рассматривать как локализованные на катионах в соответствующих узлах решетки.

Из анализа работ [6-9] приходим к выводу, что с ростом температуры на подложке из оксида берилля могут быть созданы предпосылки для электронно-обменного взаимодействия (десорбция адоатомов газов и примесей и наличие одно и двухзарядных вакансии, носителей нескомпенсированных свободных связей). Для захвата этих связей необходимо, чтобы атомы металла, поступающие на подложку, были предрасположены к электронно-обменному взаимодействию, т.е. обладали ярко выраженными акцепторными свойствами, например, титан, цирконий, ванадий, ниобий и др. По мнению авторов работы [10], эти металлы, вступая во взаимодействие с оксидом берилля (кислородными вакансиями) могут образовывать на границе раздела фазы на основе окислов. Критерием химической активности – γ , предрасположенности к электронно-обменному взаимодействию атомов этих металлов с оксидом берилля является недостроенностью d – подуровней [11]:

$$\gamma = 1/nN \quad (1)$$

где N - номер электронной оболочки (энергетического уровня), n - число электронов на d -подуровне данной оболочки.

С учетом данного критерия выбранный ряд металлов для покрытий на оксиде берилля можно расположить по степени снижения химической активности следующим образом, см. Таблицу 1.

Таблица 1.

металлы	Ti	Zr	V	Cr	Nb	Mo	W	Ni	Cu
n	$3d^2$	$4d^2$	$3d^3$	$3d^5$	$4d^4$	$4d^5$	$5d^4$	$3d^8$	$3d^{10}$
γ	0,167	0,125	0,111	0,067	0,062	0,05	0,05	0,041	0,033

С целью иллюстрации химической активности данного ряда металлов можно сравнить взаимодействие молибдена и титана с оксидом бериллия. Молибден не соединяется диффузионной сваркой с оксидом бериллия, титан же легко соединяется с керамикой [10, 12]. Проведя сравнительный анализ характеристик, представленных выше, можно сделать следующие выводы и предположения.

1. Металлы - титан, ванадий, ниобий предпочтительнее для покрытий и могут образовывать прочную связь с оксидом бериллия при соответствующих условиях осаждения (температура нагрева, скорость осаждения и т.д.).
2. Металлы - молибден, вольфрам могут использоваться как силовой слой, обеспечивающий защиту титана, ванадия и ниobia от гидрирования при последующей пайке изделий в водороде. Кроме того эти металлы должны разгружать многослойную конструкцию от внутренних напряжений.
3. Металлы - никель, медь могут использоваться как поверхностные слои для обеспечения смачиваемости молибдена твердыми припоями типа ПСР-45 либо ПСР-72.

Исходя из [6, 7] с учетом предположения, что определяющим в образовании прочной связи металл - оксид бериллия является вакансационный механизм и, считая с определенной степенью точности приближения, что:

$$\sigma_t/\sigma_{\max} = \tau \cdot v \cdot \exp(-E_a/KT) \quad (2)$$

где σ_t - реальная прочность сцепления при заданных условиях, σ_{\max} – прочность сцепления при предельно возможном количестве хемсорбированных атомов. Считая, $v = 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\tau = 0,1 \text{ с}$, что соответствует, например, при электронно-лучевом напылении заполнению поверхности подложки атомами покрытия на 95% [13], т.е. достижению $\sigma_t/\sigma_{\max} = 1$; $E_a = 65,5 \text{ ккал/моль}$ - энергия активации образования и движения дефектов в оксидах бериллия [7] по формуле (2), температура подложки для идеальной поверхности в случае оксида бериллия $T_p = 1230 \text{ К}$. При этой температуре достигается максимальное расчётное значение адгезии – 60 МПа, т.е. можно считать, что практически все свободные связи, образовавшиеся на поверхности подложки при данной E_a , были "захвачены" атомами металла. Отметим, что это условие достигается при энергии поступающего адоатома с энергией больше 0.2 эВ в условиях высокоскоростных процессов испарения и распыления. При осаждении на реальные подложки максимальное значение адгезии достигается при более высоких температурах, например, для титана это температура порядка 1380 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен анализ и предложен механизм адгезии металлического покрытия к керамической подложке на примере оксида бериллия. Этот механизм адгезии основывается на увеличении концентрации структурных дефектов (вакансий) и электронно-обменном взаимодействии пары металл-оксид бериллия при температурной активации процесса.
2. Предложена аналитическая зависимость и проведен расчет по ней граничных условий на примере атомов титана и оксида бериллия, обосновывающий оптимальный режим осаждения покрытия (температура нагрева, время осаждения, энергия активации). Температура подложки для идеальной поверхности в случае оксида бериллия, согласно аналитическим расчётам (2) равна 1230 К.

3. Предложенная авторами методика расчётов граничных условий может быть использована по аналогии для оценки параметров образования прочной связи – адгезии и для иных материалов подложек и покрытий.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 13-07-00217 – А.

Литература:

1. Моряков О.С., Куцко О.С. Свойства материалов, применяемых в корпусах мощных полупроводниковых приборов для теплоотвода и термокомпенсиорования. Обзоры по электронной технике. Серия 2. Полупроводниковые приборы. М. ЦНИИ «Электроника». 1978. №3, с. 538.
2. Сидоров В.Н. Корпуса СВЧ транзисторов на основе полиалмаза и алюмонитридной керамики. // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2007. № 4. с. 77-79.
3. Хокинг М., Васантасри В., Сидки П. Металлические и керамические покрытия. М. «Мир», 2000, с. 516.
4. Пикро Т., Пирси П. Ионная имплантация. // В мире науки. 1985, № 5. с. 50.
5. Митин А.В., Митин В.С. и др. Высокоскоростной процесс ионно-плазменного магнетронного распыления – основа новейших технологий, материалов и оборудования по нанесению многокомпонентных защитных функциональных и специальных покрытий. Нанотехника. 2004. №1, С 63-71.
6. Крёгер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., Мир, 1969. 654 с.
7. Кофстад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых окислах металлов. М.: Мир, 1975. 398 с.
8. Беляев Р.А. Окись бериллия. М.: Госатомиздат. 1980. 224 с.
9. Френкель Я.И. Введение В теорию металлов. Л.: Наука., 1972. 424 с.
10. Рыкалин Н.Н., Шоршоров М.Х., Красулин Ю.П. Физические и химические проблемы соединения разнородных материалов. // Известия АН СССР «Неорганические материалы». 1965, № I, с 29-36.
11. Самсонов Г.В. - В кн.: Поверхностные явления в расплавах и процессах порошковой металлургии. Киев: 1963, с. 90.
12. Шоршоров М.Х. - В кн.: Итоги науки и техники (сварка). М.: ВИНТИ, 1965, с 5-29.
13. Карташкин Б.А., Чадов А.Н., Шоршоров М.Х. О механизме и кинетике образования соединения при нанесении покрытий испарением и конденсацией металлов в вакууме. // Физика и химия обработки материалов, 1970, № 3, с 45-53.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ РАСПЛАВОВ СОЛЕЙ НЕКОТОРЫХ ТРОЙНЫХ СИСТЕМ

Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Мехтиев Б.З.

*Дагестанский государственный университет
Дагестанский государственный Институт народного хозяйства*

По сравнению с индивидуальными солями многокомпонентные солевые системы в практическом отношении являются более перспективными. Известно, что на основе многокомпонентных солевых систем создаются термоаккумулирующие материалы с достаточно высокой “скрытой” теплотой фазового перехода. Кроме того, в них температура фазового перехода значительно понижается, что выгодно при осуществлении различных технологических процессов при более низких температурах. В этой связи нами изучена низковольтная и высоковольтная электропроводность тройных систем $\text{LiNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (0,597; 0,385; 0,018 мол. доли соответственно), $\text{KNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (0,137; 0,72; 0,143 мол. доли соответственно), $\text{LiCl} - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (0,64; 0,13; 0,23 мол. доли соответственно) и $\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$ (0,45; 0,05; 0,5 мол. доли соответственно) эвтектических составов с температурами плавления 435, 529, 553 и 483 К соответственно.

В литературе мы не нашли сведения о низковольтной электропроводности этих солевых систем. Поэтому была изучена температурная зависимость их проводимости. Проводимость измерялась на мостах переменного тока Е7-20 и Е7-23. При частотах более 9,5 кГц частотная дисперсия проводимости исчезала. Поэтому в дальнейшем для измерения проводимости был использован Е7-23 на частоте 10 кГц. Скорость изменения температуры как при нагревании, так и при его охлаждении составляла 0,5 К/мин. Экспериментальные результаты, полученные при охлаждении расплавов, приведены на рис.1. Эти данные показывают, что проводимость расплавов как функция температуры изменяется по закону Аррениуса.

В тройной системе $\text{LiCl} - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ обнаружена заметная проводимость в твердой фазе (кривая 1), т.е. при температуре фазового перехода (553 К) наблюдается незначительное уменьшение электропроводности без резкого скачка. Энергия активации проводимости в твердом состоянии (37,6 кДж/моль) почти в два раза больше, чем в жидкой фазе (18,3 кДж/моль). В расплавах $\text{LiNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{KNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$ энергии активации проводимостей соответственно оказались равными 42,4, 24,1 и 44,7 кДж/моль. В них при температуре плавления проводимость скачком уменьшается практически до нуля.

Исследована высоковольтная электропроводность расплавов $\text{LiCl} - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (653 К), $\text{LiNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (458 К), $\text{KNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ (538 К) и $\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$ (493 К) в полях до 5 МВ/м. Экспериментальные результаты зависимости относительного изменения проводимости от напряженности электрического поля (НЭП) приведены на рис.2.

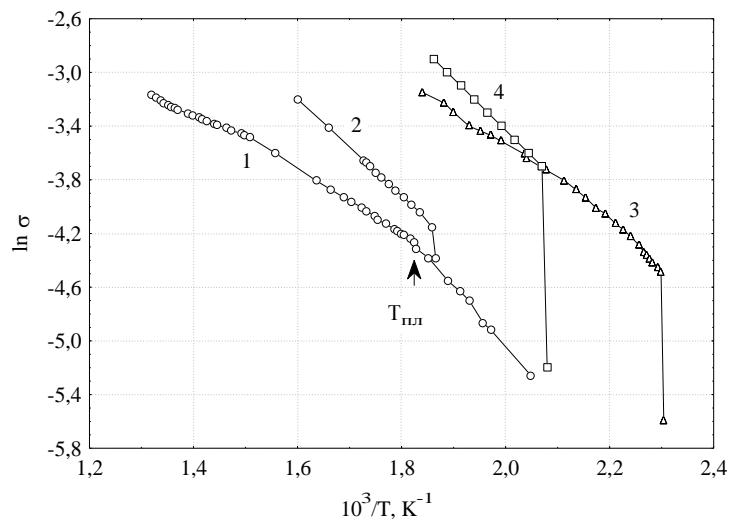


Рис.1. Зависимость $\ln \sigma$ от обратной температуры тройных систем:
 1 - LiCl – KCl – Sr(NO₃)₂; 2 - LiNO₃ – KCl – Sr(NO₃)₂; 3 - KNO₃ – KCl – Sr(NO₃)₂; 4- LiNO₃ – NaCl – KNO₃.

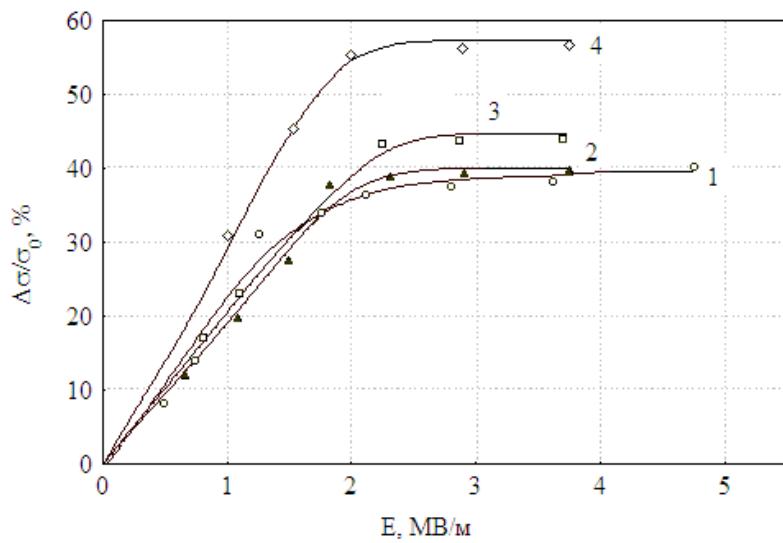


Рис.2. Зависимость относительного изменения проводимости расплавов тройных систем от НЭП: 1–LiCl-KCl-Sr(NO₃)₂ (653 К); 2–KCl-KNO₃-Sr(NO₃)₂ (538 К); 3–LiNO₃-KCl-Sr(NO₃)₂ (458 К); 4 –LiNO₃-NaCl-KNO₃ (483 К).

Видно, что в этих системах, как и во всех исследованных ранее расплавах (например, [1]), электропроводность с ростом НЭП возрастает и достигает предельного значения, зависящего от природы электролита и температуры. Причем, относительное возрастание электропроводности в тройных системах при соответствующих

температурах значительно выше, чем в индивидуальных солях (40 – 60 %). Так, в нитрате лития при 554 К относительное возрастание проводимости составляет 33,4 %, [1] тогда как в системе $\text{LiNO}_3 - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ при значительно меньшей температуре (458 К) оно составляет 43,8 %.

Обнаружена активация в этих многокомпонентных системах после высоковольтных импульсных разрядов (ВИР), которая заключается в длительном сохранении наведенной избыточной проводимости. Исследован процесс релаксации избыточной проводимости. Для этой цели измерялась низковольтная проводимость измерителем имmittанса Е7-23 после высоковольтных импульсов при частоте 10 кГц во времени. Полученные результаты на примере систем $\text{LiCl} - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$ приведены на рисунке 3 (а, б).

Эксперименты показывают, что вначале после ВИР наведенная электрическим полем избыточная проводимость расплавов уменьшается более резко. При этом изменение избыточной проводимости во времени подчиняется кинетическому уравнению реакции второго порядка

$$\frac{1}{\sigma(t)} = \frac{1}{\sigma(0)} + kt, \quad (1)$$

где $\sigma(t)$ и $\sigma(0)$ – соответственно избыточная проводимость в моменты времени t и $t = 0$, k – константа скорости. Это уравнение наиболее приемлемо к индивидуальным расплавам. Через 3 – 5 минут, зависящего от природы соли и температуры, скорость изменения избыточной относительной проводимости ($\Delta\sigma/\sigma_0 \cdot t$) начинает оставаться практически постоянной.

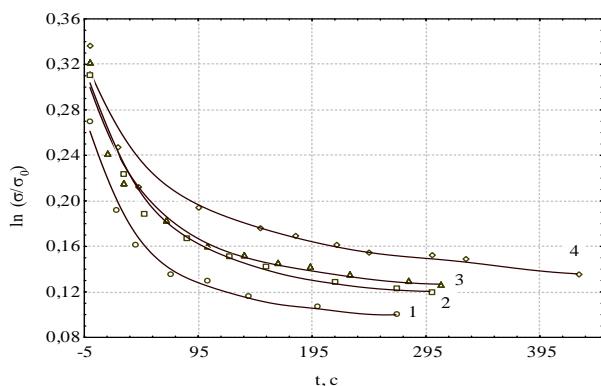


Рис.3а Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ системы $\text{LiCl}-\text{KCl}-\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ во времени после ВИР при 653 К: 1 – 2,0; 2 – 3,4; 3 – 5,8; 4 – 7,6 кВ.

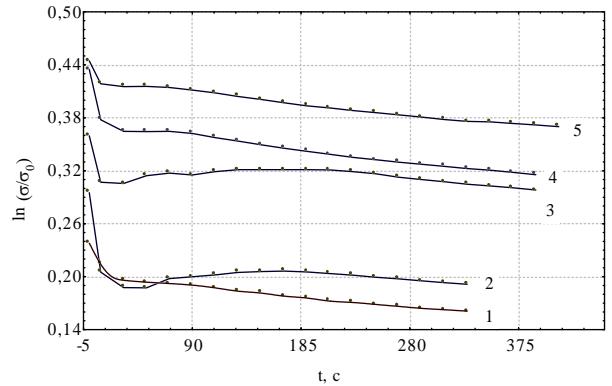


Рис.3б. Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ системы $\text{LiNO}_3-\text{NaCl}-\text{KNO}_3$ во времени после ВИР при 483 К: 1 – 0,8; 2 – 1,3; 3 – 1,8; 4 – 2,2; 5 – 3,5 кВ.

Возвращение системы к равновесному состоянию через 3 – 5 минут после ВИР происходит по кинетическому уравнению первого порядка (линейный участок на релаксационных кривых $\ln\sigma(t)$)

$$\sigma(t) = \sigma(0) \exp(-t / \tau), \quad (2)$$

где $\sigma(t)$ – электропроводность активированного расплава в момент времени t после ВИР, $\sigma(0)$ – значение электропроводности, экстраполированное к моменту времени $t = 0$ на линейном участке релаксации, τ - время релаксации избыточных носителей заряда или время жизни неравновесных носителей заряда. На линейных участках $\ln(\sigma/\sigma_0) - t$ методом наименьших квадратов оценено время релаксации всех исследованных расплавов. Рассчитанные значения τ исследованных солей приведены в таблице 1. В пределах ошибок измерений оно не зависит от мощности (амплитуды) импульсного разряда. Уровень ВИР – активации тем выше, чем больше амплитуда импульсного напряжения. Время релаксации имеет порядок 10^4 с.

В тройной системе $\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$, наблюдается ступенчатый (колебательный) характер релаксации (доактивация в процессе релаксации), продолжающийся более 5 мин после ВИР, затем восстановление исходной проводимости происходит по кинетическому уравнению (2). Для каждого электролита уровень ВИР – активации возрастает как при увеличении амплитуды импульсного напряжения одиночных разрядов, так и при увеличении числа разрядов данной амплитуды импульсного напряжения в серии. При данном напряжении для всех расплавов уровень активации имеет выраженную тенденцию к насыщению с увеличением количества разрядов. Дальнейшее же увеличение количества активирующих разрядов в серии может привести к снижению степени активации, т.е. вынужденной дезактивации (пассивации) электролита.

Таблица 1.

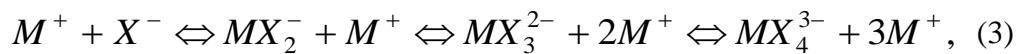
Время релаксации неравновесных носителей в солевых расплавах

Расплав	T, K	$\tau \cdot 10^{-4}$, с	Абс.погр. $\cdot 10^{-4}$, с
$\text{LiCl} - \text{KCl} - \text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	653	0,81	0,03
$\text{KCl}-\text{KNO}_3-\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	538	1,54	0,04
$\text{LiNO}_3-\text{KCl}-\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	458	1,28	0,04
$\text{LiNO}_3 - \text{NaCl} - \text{KNO}_3$	483	1,12	0,04

В работе [2] приведен подробный анализ всех возможных причин, приводящих к росту проводимости солевых расплавов в сильных электрических полях (СЭП). Показано, что рост проводимости расплавленных электролитов при прохождении через них ВИР обусловлен как с увеличением подвижности ионов, так и с ростом их концентрации при сохранении электролитической природы, а вклад других причин (рост температуры, разложение электролита, пробой и др.) является несущественным при сохранении электролитической природы проводимости.

Постразрядовая релаксация электропроводности обусловлена последующей рекомбинацией простых ионов в комплексные с восстановлением равновесной структуры расплава через последовательность все более устойчивых состояний. Длительное сохранение избыточной проводимости или медленная ее релаксация означает медленное восстановление исходной, равновесной структуры расплава с

восстановлением равновесного распределения комплексных группировок различного состава, например, по схеме



где $M = Li, Na, K; X = Cl, NO_3$.

Степень активации расплава оказывается тем выше, чем больше сообщенная удельная энергия разряда. Одновременно с процессом активации происходит и рекомбинация связей с восстановлением комплексных группировок. Чем ближе система походит к энергетически выгодному равновесному состоянию, тем медленнее происходит и рекомбинация, подчиняющаяся уравнению реакции первого порядка (2).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-03-96500 р_юг_a)

Литература:

1. Гаджиев С.М., Присяжный В.Д. – В кн.: Ионные расплавы и твердые электролиты. – Киев: Наук. думка, 1986, вып.1, с.21 – 31.
2. Гаджиев С.М., Гусейнов Р.М., Гебекова З.Г., Гаджиев А.С.– Электрохимия, 1998, т. 34, № 1, с. 106 – 110.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИГИДРОФОСФАТОВ НАТРИЯ И КАЛИЯ

С.М.Гаджиев, А.С.Гаджиев, А.П.Пашаев, С.С.Алиева, Г.С.Эфендиева, Г.Э.Фетиева

*Дагестанский государственный университет
Дагестанский государственный Институт народного хозяйства*

Ценную информацию о связи строения и свойств веществ в кристаллах дает исследование ионного транспорта. В последнее время интенсивно развивается твердотельная ионика, и имеется достаточное количество экспериментальных данных по локальной динамике, транспортным и структурным свойствам ряда твердых электролитов. Известно, что однозамещённые ортофосфаты калия используются при производстве фосфорных удобрений, в фармацевтической промышленности, а их кристаллы являются ценными сегнето - и пьезоэлектрическими материалами. Поэтому представляет интерес изучение поведения протонных твердых электролитов (ПТЭ) одно - и двузамещенных ортофосфатов щелочных металлов, которые имеют более низкую температуру перехода в высокопроводящую фазу по сравнению с гидросульфатами щелочных металлов, в сильных электрических полях (СЭП). В настоящей работе приведены результаты исследования высоковольтной электропроводности и релаксационных процессов в твердых электролитах NaH_2PO_4 и KH_2PO_4 .

Эксперименты проводились по методике, описанной в работах [1,2]. Низковольтная электропроводность до и после подачи высоковольтных импульсов измерялась измерителем имmittанса Е7-23 на частоте 10 кГц. NaH_2PO_4 исследовался при температурах 319, 333 и 360 К, а KH_2PO_4 - при температурах 477, 498 и 508 К. На образцы подавались прямоугольные импульсы с крутизной фронта 10^9 В/с (рис.1, а). В зависимости от амплитуды импульсного напряжения высоковольтный разряд носит характер или экспоненциального стекания заряда (рис.1, б), или пробоя с резким срывом напряжения и ростом тока (рис.1, в).

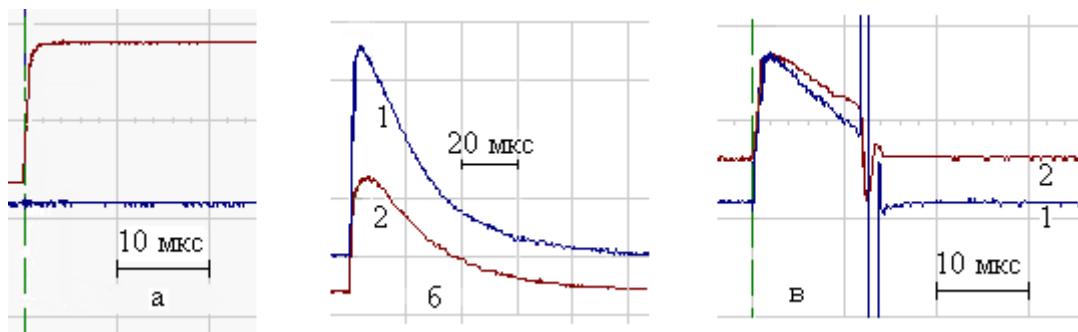


Рис.1. Характерные осцилограммы тока (1) и напряжения (2) в твердом электролите KH_2PO_4 : а – прямоугольный импульс, подаваемый на образец; б – разряд без пробоя электролита; в – пробой.

Полученные результаты зависимости относительного изменения проводимости исследованных ПТЭ приведены на рис.2. При температуре 319 К в NaH_2PO_4 не удается доводить электропроводность соли до насыщения, так как при импульсе напряжения амплитудой 1,4 кВ образец пробивался. При напряжении амплитудой 1,0 кВ рост проводимости при 319 К составил 20,6 % и такое активированное состояние сохраняется часами.

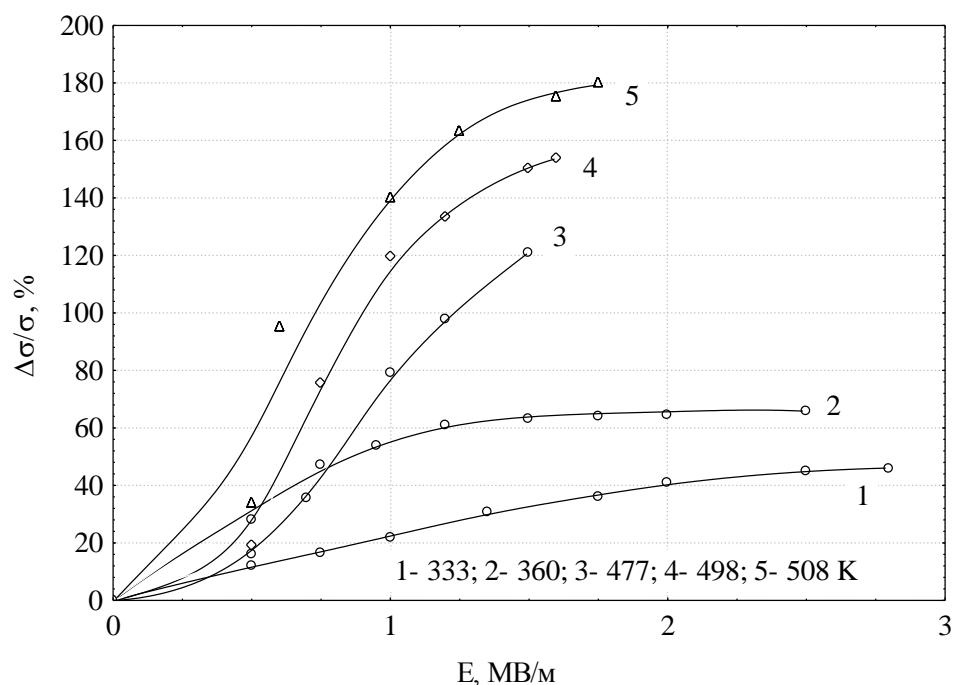


Рис.2. Зависимость относительного роста проводимости NaH_2PO_4 (1,2) и KH_2PO_4 (3,4,5) от напряженности электрического поля (НЭП).

Как видно, с ростом НЭП относительный рост проводимости увеличивается и имеет тенденцию к насыщению. С ростом температуры относительное изменение проводимости при одинаковых НЭП увеличивается и, например, при $T = 508$ К в KH_2PO_4 (кривая 5) оно достигает 179 %. Сравнение с NaH_2PO_4 (кривые 1 и 2) показывает, что в этом случае относительный рост проводимости почти в два раза выше, за то и температура значительно выше. Относительное изменение (рост) проводимости с ростом температуры в дигидрофосфатах натрия и калия увеличивается, как и в ранее исследованных нами гидросульфатах щелочных металлов [3]. В этих электролитах относительный рост проводимости значительно меньше, чем в гидросульфатах ЩМ (в последних более 300 %), но температура фазового перехода в

суперионное состояние в них значительно меньше (более 100⁰), что немаловажно при их использовании в различных технологических процессах.

Наведенная СЭП избыточная проводимость в этих электролитах также сохраняется длительное время. На рисунке 3, на примере КН₂РО₄, приведены релаксационные кривые при 508 К. Эксперименты показывают, что при всех температурах наибольшее изменение наведенной избыточной проводимости наблюдается в начальный момент времени после высоковольтных разрядов. Через 2 – 3 минуты релаксационные кривые подчиняются кинетическому уравнению первого порядка. На линейном участке релаксационных кривых методом наименьших квадратов вычислено время релаксации избыточной проводимости. В пределах ошибок эксперимента при усреднении наблюдаемых колебательных флюктуаций оно не зависело от амплитуды импульсного напряжения, а определялось температурой электролита. Результаты расчета приведены в таблице 1. Необходимо отметить, что при пробое электролита, когда в процесс разряда включается наибольшая доля электронной составляющей проводимости, остаточные явления наведенной избыточной проводимости отсутствуют, т.е. система за время порядка 10⁻⁶ с возвращается в равновесное состояние. Это указывает на то, что ВИР-активация становится наиболее выгодной только до пробойных явлений в данных электролитах.

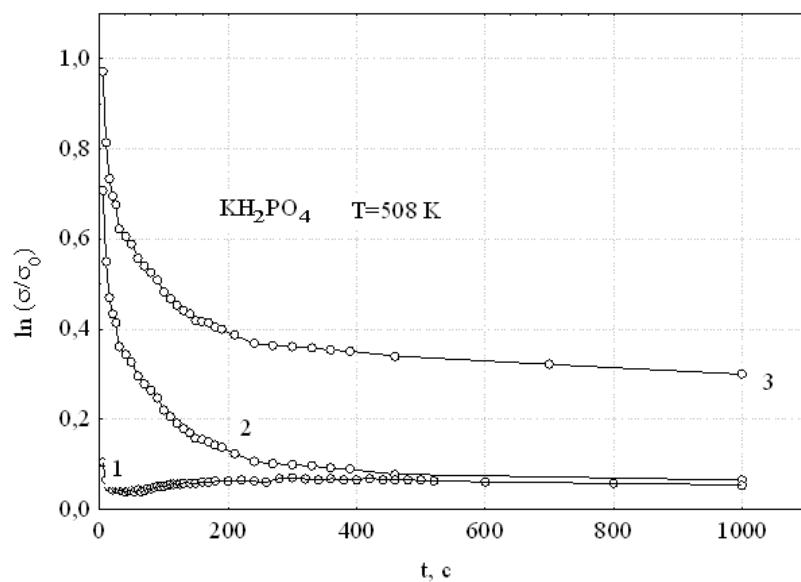


Рис.3. Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ во времени после высоковольтных разрядов в дигидрофосфате калия при амплитудах напряжения: 1-1,0; 2-1,2; 3-2,5 кВ. Обращает внимание на тот факт, что время релаксации избыточной проводимости дигидроортофосфата натрия несколько раз выше времен релаксации остальных до сих пор исследованных солей (например, [3]). С ростом температуры время релаксации увеличивается. Уровень активации тем выше, чем выше амплитуда импульсного напряжения.

Таблица 1.

Время релаксации избыточной проводимости

Электролит	T, K	$\tau_{\text{ср}} \cdot 10^{-5}$, с	$\delta, \%$
NaH ₂ PO ₄	333	1,56	5,4

	360	2,07	5,5
КН ₂ РО ₄	477	0,296	4,1
	498	0,343	4,5
	508	0,457	4,9

Полученные результаты показывают, что при изучении поведения дигидрофосфатов натрия и калия в импульсных полях высокой напряженности обнаружен аномально большой рост проводимости (до 180 % и более до пробойных явлений). При такой аномально высокой ВИР-активации по сравнению с галогенидами щелочных и щелочноземельных металлов [1,2] следует рассматривать следующие возможные пути увеличения проводимости: 1) пробой электролита; 2) появление электронной составляющей проводимости; 3) тепловые эффекты, связанные с ВИР; 4) выделение щелочного металла или протона на катоде; 5) изменение механизма проводимости с дефектного на тунNELНЫЙ (связанное с фазовым переходом); 6) разложение электролита; 7) увеличение концентрации протонных дефектов; 8) рост подвижности носителей заряда. В работах [3,4] подробно анализированы все эти возможные причины и показано что первые шесть путей не приводят к заметному росту проводимости или они вовсе исключаются. Что касается последних двух причин, то увеличение концентрации протонных дефектов вполне возможно, так как энергия водородной связи в этих соединениях существенно меньше, чем в других твердых электролитах с катионной проводимостью. Об относительно меньшей энергии Н – связи говорит и тот экспериментальный факт, что эффект насыщения проводимости для ПТЭ наступает при значительно меньших НЭП по сравнению с другими твердыми электролитами и солевыми расплавами. Таким образом, в ПТЭ в СЭП имеет место частичная или полная ионизация при достижении предельной проводимости (разрыв Н – связей) и образование дополнительных неравновесных носителей заряда - протонов, т.е. увеличение концентрации носителей. Помимо увеличения концентрации протонных дефектов в СЭП возможно возрастание подвижности носителей заряда вследствие снятия эффекта релаксационного торможения, обусловленного ионной атмосферой. В СЭП скорость ионов Н⁺ достигает достаточно большой величины, так что поляризация решетки ПТЭ не успевает происходить, вследствие чего снимается релаксационное торможение.

Таким образом, процесс активации ПТЭ дигидрофосфатов натрия и калия, в основном, обусловлен двумя причинами: ростом подвижности носителей заряда за счет снятия релаксационного торможения и увеличением концентрации носителей заряда за счет разрыва Н – связей. Время релаксации избыточной проводимости в ПТЭ дигидроортофосфате натрия значительно превышает таковое в исследованных до сих пор гидросульфатах и галогенидах щелочных металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-03-96500 р_юг_a).

Литература:

1. Гаджиев С.М., Присяжный В.Д. // В сб.: Ионные расплавы и твердые электролиты. – Киев, 1986. Вып. 1. - 21-31 с.
2. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Магомедова А.О., Джамалова С.А. // Электрохимия. 2003. Т. 39. № 10. – С. 1212.
3. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Салихова А.М., Гаджиев А.С., Джамалова С.А., Эфендиева Г.С. // Электрохимия. 2009. Т. 45. № 2. – С. 215-220.
4. Шабанов О.М., Гаджиев С.М. // Расплавы. -1990. -№ 2. -С.49-56.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЕВ CdTe ОТ ВАРИАЦИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ РОСТА

Гасанова Р.Н., Магомедов М.А., Магомедов Х.А.

*Дагестанский государственный университет. Махачкала, Россия
E-mail: roza1951@inbox.ru*

Как следует из литературного обзора, повышенный интерес к эпитаксиальным слоям CdTe обусловлен возможностью использования их как в качестве матрицы для выращивания эпитаксиальных пленок тройных соединений $Cd_xHg_{1-x}Te$, так и в качестве эффективных фотопреобразователей солнечной энергии. Эффективность их использования ограничивается трудностью выращивания на различных изолирующих и полупроводниковых подложках однофазных, совершенных по структуре, зеркально-гладких монокристаллических слоев CdTe с заданными электрофизическими свойствами.

В связи с этим, в настоящей работе приведены результаты по изучению процесса роста эпитаксиальных слоев CdTe на сапфире и арсениде галлия в зависимости от технологических параметров выращивания, от режима обработок и ориентации подложек. На основе сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными, сделано заключение о механизме кристаллизации теллурида кадмия.

Эксперимент показал, что влияние каждого из технологических параметров ($T_{kp.}, T_{ist.}, P_{H_2}$) на электрофизические свойства является неравнозначным. Это является свидетельством о преобладавшей роли одного из технологических параметров выращивания в формировании электрофизических свойств пленок теллурида кадмия. Из анализа экспериментальных результатов сделано заключение, что технологическим параметром, с помощью которого контролируемо управляются электрофизические свойства пленок теллурида кадмия является температура подложки.

На рис.1 представлена зависимость темновой проводимости (σ_t) эпитаксиальных слоев теллурида кадмия от температуры кристаллизации. Как следует из этих данных, σ_t немонотонно изменяется с изменением температуры кристаллизации. С увеличением температуры подложки от 700 К до 790 К, удельная электропроводность возрастает. Максимальное значение $\sigma_t = 1,3 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$ принимает при температуре кристаллизации -790 К. Дальнейшее увеличение температуры кристаллизации приводит к уменьшению удельной электропроводности и при $T_{kp.} = 920$ К $\sigma_t = 1,5 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$.

Несмотря на контролируемое изменение σ_t , изменением $T_{kp.}$, пленки имеют р-тип проводимости, за которую, согласно [1, 2], ответственны вакансии кадмия и междуузельный теллур. Во всем исследованном интервале изменения температуры кристаллизации эпитаксиальные слои теллурида кадмия, выращенные из паро-газовой фазы в квазизамкнутом объеме, содержат сверхстехиометрическую металлоидную компоненту. На отдельных участках температурного интервала наблюдается изменение соотношения между металлической и металлоидной компонентой. Это приводит к изменению концентрации заряженных собственных точечных дефектов, ответственные за дырочную проводимость. В интервале температур (720-790 К), где σ_t монотонно

возрастает, стехиометрия пленок CdTe изменяется в сторону увеличения концентрации вакансий кадмия. По-видимому, при этих температурах, наряду с поступлением атомов кадмия из газовой фазы в растущую пленку, происходит их обратный уход в газовую фазу, что и обуславливает увеличение электропроводности. Или же, при этих температурах проводимость может увеличиваться также, если атомы металла выходят из узлов в междуузлия, где они согласно [3], образовав нейтральные комплексы не принимают участия в изменении проводимости пленок.

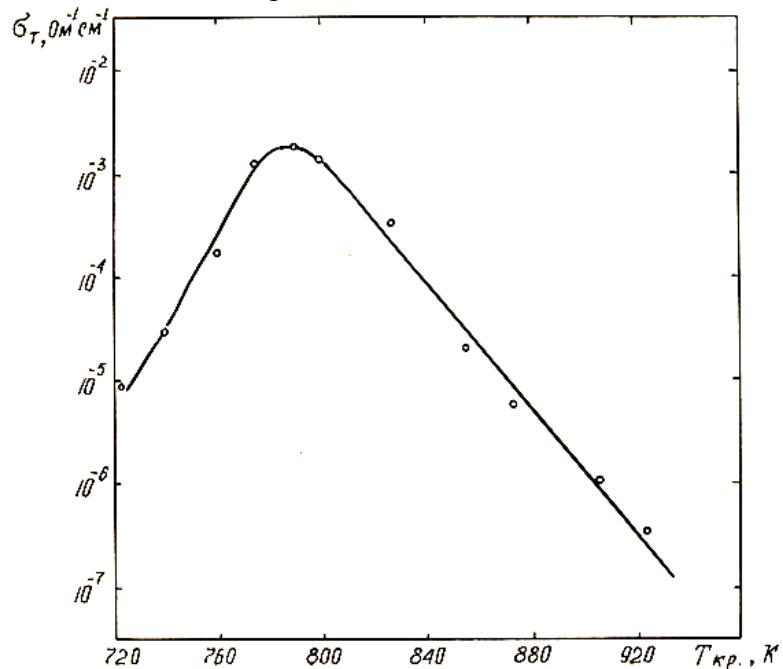


Рис.1. Зависимость темновой проводимости $\sigma(t)$ и эпитаксиальных слоев CdTe от температуры кристаллизации

Простейшим примером комплексообразования заряженных собственных дефектов и их перехода в незаряженное состояние может служить процесс образования нейтральной дивакансии кадмия $(v_{cd})_2$ в CdTe, состояние которой стабилизировано частично ковалентными связями атомов теллура. Кроме нейтральных двойных ассоциаций, подобных $(v_{cd})_2$, могут присутствовать более сложные нейтральные образования, например $(v_{cd})_n$. Поскольку, для пленок CdTe, выращенных при температурах подложки 700-790 К, подвижность дырок принимает значение $\sim 60 \text{ cm}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, то, наблюдаемое с ростом температуры кристаллизации, изменение электропроводности слоев CdTe обусловлено, именно, изменением концентрации основных носителей, которые принимают значения из интервала $2,6 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Уменьшение проводимости пленок теллурида кадмия при дальнейшем увеличении температуры кристаллизации, наверное, может быть обусловлено процессом самокомпенсации дефектов, который приводит к снижению концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях CdTe. Этот процесс связан с образованием нейтральных комплексов типа $(v_{cd}^- - H^+)^\circ$ или типа $(v_{cd}^- - v_{Te}^+)^\circ$. Концентрация последних будет возрастать с увеличением температуры, поскольку с повышением температуры увеличивается возможность диссоциации молекул водорода, которые затем образуют нейтральные комплексы с собственными точечными дефектами. В пользу данного предположения свидетельствует тот факт, что с увеличением давления

водорода в кристаллизационной камере наблюдается сильное уменьшение удельной электропроводности.

Литература:

- 1.Медведев С.А., Максимовский С.Н., Киселева К.В., Клевков Ю.В. Сентюрина Л.Н. О природе точечных дефектов в нелегированном CdTe. Изв. АН СССР. Неорг.матер.,1973, т.9, №3, с.356-359.
- 2.Максимовский С.М., Кобалева С.П. Структурные точечные дефекты в нелегированном теллуриде кадмия. Изв. АН СССР, Неорг.матер., 1986, т.22, в.6, с.922-925.
- 3.Калюжная Г.А., Киселева К.В. проблемы стехиометрии в полупроводниках переменного состава типа $A^2 B^6$ и $A^4 B^6$. Тр.физ.института им.П.Н.Лебедева. М.,1987, т.177, с.5-84.

СИНТЕЗ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРА МЕТОДОМ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Исмаилов А.М., Шапиев И.М.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

Теллур – химический элемент VI группы периодической системы элементов Д.И. Менделеева, обладающий относительно низкими температурами плавления (~450 °C) и кипения (~1000 °C). В 60-е годы прошлого века в теллуре были обнаружены полупроводниковые свойства, обусловленные его p – типом проводимости. С этого момента теллур в научном мире стали рассматривать как перспективный материал для изготовления элементов микроэлектроники.

Исходя из свойств самого теллура, для выполнения технологических работ по получению его пленок господствующим и чуть ли не единственным стал метод термического вакуумного напыления [1,2]. Исследование структуры и свойств пленок, полученных данным методом, показало что они сильно дефектны. Причину их дефектности удалось установить после исследований состава газовой фазы масс – спектрометрическим анализом, получаемый термическим нагревом теллура в вакууме [3]. В ней преобладающими оказались двух атомные молекулы Te₂ и в ней же присутствуют атомы теллура и атомные ассоциаты Te₃, Te₅, концентрация которых зависит от температуры испарителя.

Таким образом, газовая фаза теллура, получаемая термическим нагревом его в вакууме, неоднородна по составу. Поэтому из такой неоднородной газовой фазы, как утверждает современная кинетическая теория ориентированного роста вещества, на подложках с фиксированной температурой T₁<450 °C невозможно получить совершенной структуры пленки теллура с воспроизводимыми физическими свойствами.

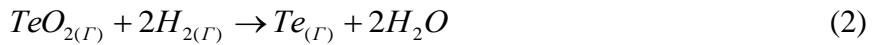
В целях обеспечения большой однородности газовой фазы в последующем, получаемой термическим нагревом теллура в вакууме, были предложены такие дополнения, как дискретная подача теллура на заранее нагретый тигель, применение нагретых отражателей теллура в промежутке тигель – подложка, нагрев теллура излучением лазера, пучком электронов. Как показала последующая исследовательская практика, перечисленные выше дополнения к методу вакуумного напыления теллура, не привели к заметному уменьшению концентрации структурных дефектов в получаемых пленках.

Другим существенным недостатком метода термического вакуумного напыления является присутствие в системе кислорода в составе остаточных газов и газов натекания. Такой кислород с теллуром образует термоустойчивое соединение – парателлурид (TeO₂), который входит в растущую пленку теллура. Этот процесс можно записать условной реакцией:



Учет термохимических законов позволяет предотвратить процесс, описываемый реакцией (1), если допустить присутствие в системе водорода. В таком случае

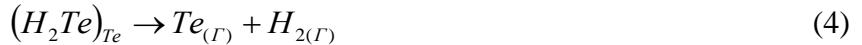
наблюдается переход кислорода в менее активное состояние по отношению к теллуре в результате протекания реакции:



Основная технологическая ценность наличия водорода в системе с теллуром не ограничивается возможностью осуществления реакции (2). Он, обладая значительной величиной электроотрицательности 2,1 по шкале Полинга и малым ионным радиусом $H^+ = 10^{-5} \text{ \AA}$, на поверхности и приповерхностном объеме твердого и жидкого теллура, обладающего относительно рыхлой структурой, образует комплексы типа (H - Te), которые значительно ослабляют атом - атомные силы связи в пределах спиральных цепочек и Ван - дер - Ваальсовские силы связи между цепочками, находящимися друг от друга на расстоянии 3,74 Å, упакованных в гексагоны в пределах элементарной ячейки структуры теллура. Приведенные выше комплексы в теллуре не могут накапливаться при температурах зоны тигля T_2 , выходят в газовую фазу в виде отдельных элементов, поскольку при T_2 (большей обычной температуры) соединение H_2Te не образуется (теплота его образования есть величина отрицательная). Таким образом, эту стадию взаимодействия водорода с теллуром при T_2 можно записать реакцией:



Реакция (3) отражает начальную стадию взаимодействия водорода с теллуром, а конечная стадия выхода комплексов (H - Te), можно сказать, описывается реакцией:



Теллур образовавшийся по реакции (4) в атомном состоянии в области тигля с температурой T_2 в поле градиента температуры переносится в область подложки с температурой T_1 , а затем осаждается на подложке.

Моноатомность и сильная разбавленность паровой фазы теллура позволяет управлять процессом формирования монокристаллической структуры растущих его пленок на ориентирующих подложках (слюда, CdTe, ZnTe, CaF, Al₂O₃ и др.), как изменением T_2 , так и - T_1 , при известном давлении водорода в системе. Термохимактивационный процесс в системе (H₂+Te) с целью получения монокристаллической структуры на ориентирующих подложках предложен впервые и позволяет получать образцы теллура с воспроизводимыми электрофизическими свойствами, которые близки к свойствам монокристаллов. Данный способ получения теллура в монокристаллическом состоянии предлагается использовать в области электронной техники. При практическом осуществлении данного способа наиболее совершенной структуры рост пленок наблюдается при $T_2 = 600 ^\circ\text{C}$, $\Delta T = T_2 - T_1 = 190-200 ^\circ\text{C}$ и давлении водорода в системе $P_{H_2} = 1,8$ атм. Типичная морфология поверхности роста показана на рис. 1 и 2.

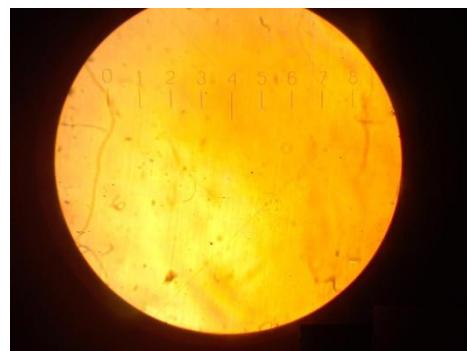


Рис.1. Морфология поверхности пленки теллура, полученной при температуре подложки $T_1 = 663$ К ($\times 600$).

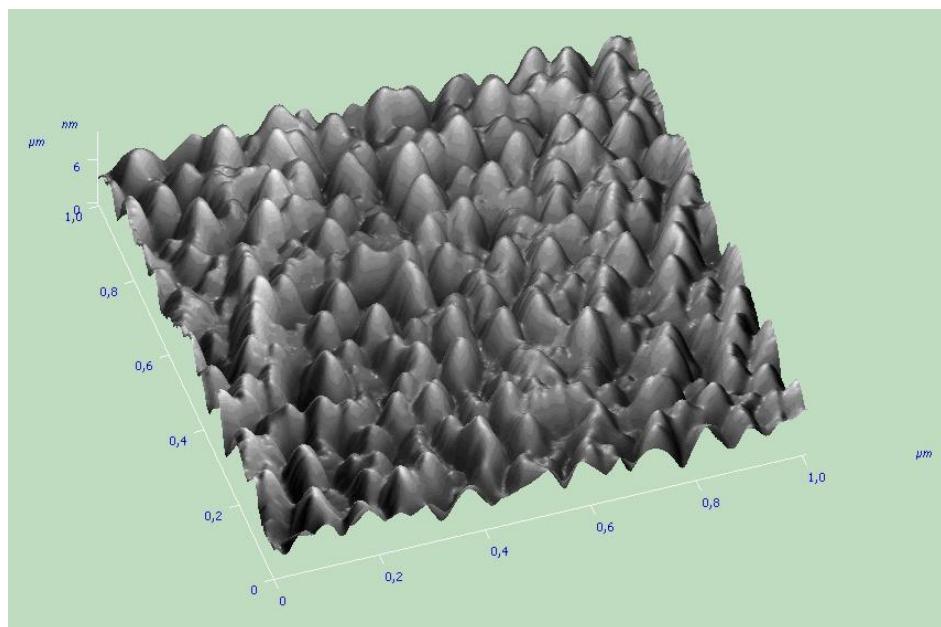


Рис. 2. Трехмерное (3D) ACM - изображение поверхности пленки , полученной при $T_1 = 405$ $^{\circ}$ С на подложке из слюды – мусковит. Площадь участка поверхности 1×1 $\mu\text{м}$. На поверхности пленки четко видны фигуры роста высотой в ~ 6 нм.

Литература:

1. Вигдорович В.Н., Ухликов Г.А., Чиботару Н.Н. Структура и электрические свойства конденсированных пленок теллура// Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1979. Т.15, №1. С.49-55
2. Бондарчук Н.Ф., Вигдорович В.Н., Ухликов Г.А. Структура конденсированных пленок теллура и их свойства // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1989. Т.25, №2. С.189-194
3. Кудрявцев А.А. Химия и технология селена и теллура. 1968. М.: Металлургия. С.340

ПОЛУЧЕНИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ В СИСТЕМАХ SiC-AlN И SiC-BeO

Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Билалов Б.А.,
Кардашова Г.Д., Шабанов С.Ш.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

Электрофизические свойства карбидкремниевой керамики сильно зависят от концентрации различных добавок и температуры [1]. Известно, что небольшие добавки ~ 2% вес. BeO приводят к появлению изолирующих свойств в керамике SiC-BeO [2], а в системе SiC-AlN [3] возможно образование непрерывного ряда твердых растворов. В связи с этим поликристаллические твердые растворы SiC-AlN и SiC-BeO являются перспективными материалами для микроэлектроники. В литературе отсутствуют данные об электрических свойствах в системах SiC-AlN и SiC-BeO в широком интервале концентраций и температур. В данной работе рассматриваются температурная зависимость проводимости и диэлектрическая проницаемость поликристаллических твердых растворов SiC-AlN и SiC-BeO, которые являются важными служебными характеристиками материала.

1. Методика получения образцов.

Образцы керамики SiC-AlN и SiC-BeO получали методом горячего прессования при температурах 2150-2420 К в среде азота в течении 60 минут. Давление горячего прессования составляло 35 МПа. В качестве исходных компонентов использовались порошки карбида кремния α -модификации. Дисперсность порошков карбида кремния составляла в среднем 2,4 мкм, а нитрида алюминия и оксида бериллия около 1 мкм. Образцы керамики получали в виде пластин $2 \times 5 \times 12$ мм³ и дисков диаметром 10 и 20 мм, толщиной 1-2 и 7 мм. Состав твердых растворов SiC-AlN изменялся от 10 до 90 % AlN шагом в 20 % вес., а для SiC-BeO от 1 до 2 вес.% BeO. Структуру полученных керамик изучали по интегральной интенсивности рентгеновского излучения CuK α на дифрактометре ДРОН-2,0 при ускоряющем напряжении 20 кВ. Элементный и политипный анализ полученных образцов показал присутствие в свободном и связанном состоянии Al, Fe, Mn, В в концентрации ≤ 1 вес.%. В образцах с малым содержанием AlN (≤ 30 вес %) в основном политип 15 R и 6H, а при концентрации AlN более 50 % вес – политипы НН, 2H, и реже 8H. В горячепрессованных керамических образцах SiC-BeO при добавлении более 1,5 вес.% BeO наблюдается стабилизация политипной модификации 6H.

2. Результаты и их обсуждение.

2.2. Электропроводность.

Для измерения температурной зависимости электропроводности использовались образцы керамики в виде пластин $2 \times 5 \times 12$ мм³. Измерения проводились по классической двухзондовой схеме с источником тока в печи с графитовым нагревателем в инертной среде аргона в диапазоне температур 300 – 1800 К. Инертный газ необходим был для избежания окисления образцов электродов. Температура контролировалась вольфрам-рениевой термопарой. Сигнал с потенциальных электродов и термопары шел на двухкоординатный самописец ПДП4-СО2. Погрешность измерений температуры

составляла от 0,5 до 10 К в исследуемом интервале температур. Результаты представлены на рис.1 и 2.

Видно, что почти все зависимости $\ln\sigma(10^4/T)$ имеют характер типичный для полупроводников или диэлектриков и состоят из двух частей – низкотемпературной и высокотемпературной, причем точка перехода из одной области в другую с ростом содержания AlN сдвигается в область высоких температур, а в керамике SiC-BeO добавление небольших количеств (~ 2,5% мол. BeO) приводит к уменьшению проводимости. При комнатной температуре удельное сопротивление образцов керамики SiC+2,3÷2,5% мол. BeO составляло $10^6 \div 10^9$ Ом·см, а для керамики SiC-AlN с содержанием нитрида алюминия более 30 % составляло $10^{13} \div 10^{15}$ Ом·см, а заметная электропроводности наблюдалась лишь при $T \geq 1100$ К.

Были определены энергии активации в низкотемпературной и в высокотемпературной частях зависимостей $\ln\sigma(10^4/T)$. Для этого данные в соответствующих областях подвергались обработке методом наименьших квадратов. Экстраполированная к 0 К ширина запрещенной зоны чистого карбида кремния в области высоких температур ΔE_{SiC} составила величину ~3,24 эВ, а для образцов образцов с содержанием нитрида алюминия 90 вес.% $\Delta E_{SiC-AlN} \approx 6$ эВ. По-видимому в обоих случаях изменение электропроводности определяется собственной проводимостью. Исходя из значений ширины запрещенной зоны, можно предположить, что в первом случае электропроводность определяется собственной проводимостью в 6H-SiC, а во-втором – в AlN. Электропроводность SiC в низкотемпературной области обусловлена примесной проводимостью и ограничена температурой ~1000 К.

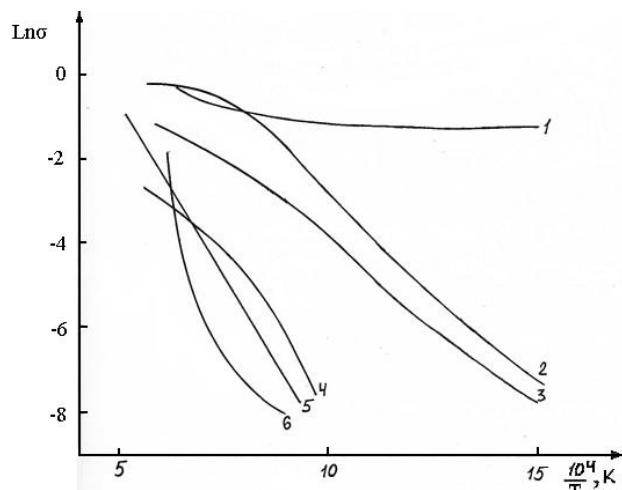


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводности поликристаллических твёрдых растворов SiC-AlN: 1-азотированный карбид кремния; 2 – SiC+ 10% вес. AlN; 2 – SiC+ 30% вес. AlN; 2 – SiC+ 50% вес. AlN; 2 – SiC+ 70% вес. AlN; 2 – SiC+ 90% вес. AlN.

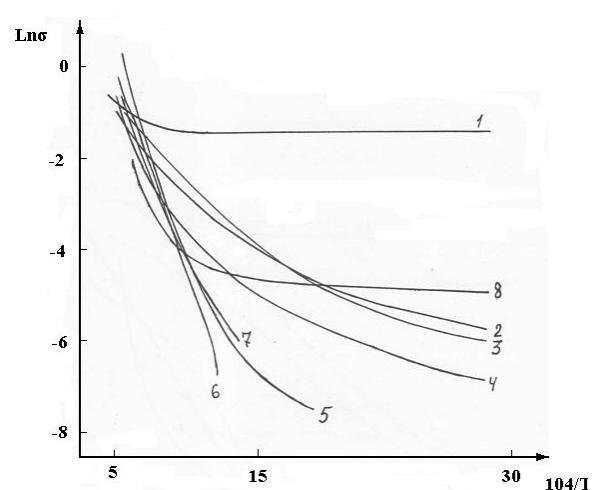


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности поликристаллических твёрдых растворов SiC-BeO: 1-азотированный карбид кремния; 2- SiC+ 0,8% мол. BeO; 3- SiC+ 1,9% мол. BeO; 4- SiC+ 2,2% мол. BeO; 5- SiC+ 2,3% мол. BeO; 6- SiC+ 2,5% мол. BeO; 7- SiC+ 4,7% мол. BeO; 8- SiC+ 6,2% мол. BeO.

Характер изменения электропроводности для образцов с различным содержанием нитрида алюминия объясняется особенностями зонной структуры твердого раствора, образующегося в системе SiC-AlN [3]. Расстояние между валентной зоной и зоной проводимости с ростом содержания AlN увеличивается, и при составе ~70 вес.% AlN происходит переход от непрямозонного твердого раствора в прямозонный. Значения энергий активации, полученные из наших данных (рис.1) для образцов различного состава в высокотемпературной области, хорошо согласуются с данными [3] для монокристаллов SiC.

В поликристаллических полупроводниковых материалах влияние границ зерен на проводимость связано с изменением средней длины свободного пробега носителей заряда, которая составляет величину менее 100-150 Å. Учитывая, что размеры кристаллитов более 1 мкм, влиянием рассеяния на границах зерен можно пренебречь. Характер же зависимости электропроводности в низкотемпературной области будет определяться двумя факторами: концентрацией электрически активных примесей в решетке (алюминий и азот) и увеличением ширины запрещенной зоны с ростом содержания нитрида алюминия.

Таким образом, характер изменения электропроводности для образцов керамики SiC-BeO и SiC-AlN объясняется образованием твердых растворов в этих системах.

Литература:

1. Гнесин Г.Г. Карбидокремниевые материалы. – М.: Металлургия, 1977. С. 215
2. Maeda K. et. all. Silicon Carbide electrical insulator material of low dielectrical constant. /Pat. USA, 1982. № 363261.
3. Сафаралиев Г.К. Закономерности формирования и физические свойства полупроводниковых твёрдых растворов на основе карбида кремния, Докт. диссертация, - Баку, 1988.

ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ SiC-BeO

Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Кардашова Г.Д., Шабанов С.Ш.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

Керамика на основе карбида кремния характеризуется высокой механической прочностью с низкой плотностью, химической стабильностью, высокой теплопроводностью, термостойкостью и износостойкостью, благодаря чему она находит широкое применение в различных областях техники [1]. Одним из перспективных направлений применения керамики на основе карбида кремния является использование ее в качестве конструкционного материала. Определяющим техническим параметром конструкционных керамических материалов является предел прочности при рабочих температурах.

В литературе практически нет данных по прочностным свойствам керамики SiC-BeO. Интерес к системе SiC-BeO связан с тем, что добавка BeO (1,4-1,6 вес.%) аномально увеличивает теплопроводность и микротвердость карбида кремния [2,3]. В настоящей работе рассмотрены температурные зависимости предела прочности керамики на основе карбида кремния с различным содержанием спекающей добавки BeO.

Керамику SiC-BeO получали методом горячего прессования под гидростатическим давлением до 35МПа в атмосфере азота при температурах 2270-2370 К. Средняя плотность полученных образцов составляла в среднем ~3 г/см³. Образцы представляли собой балочки с размерами (7x7x60). Предел прочности определялся методом четырехточечного изгиба.

Изучение морфологии поверхности изломов горячепрессованных образцов показало, что разрушение в них было транскристаллитным. Наличие достаточно большого количества образцов керамики SiC-BeO с примерно одинаковой пористостью (~ 13%) позволило нам исследовать их на однородность. Для нахождения параметра однородности SiC + 1,5 вес.% BeO нами использована функция распределения вероятности разрушения Вейбулла. Причем достоверность таких оценок, согласно [4], тем выше, чем выше степень хрупкости материалов, к которым относятся керамика на основе карбида кремния.

Для четырехточечного изгиба Вейбулловская функция распределения вероятности разрушения имеет вид:

$$P = 1 - \exp \left\{ - \frac{V}{2(m+1)} \left[\frac{(\sigma_i - \sigma_u)^{m=1}}{\sigma_0^m \sigma_i} \right] \right\}, \quad (1)$$

где V – объем области чистого изгиба; σ_i – значение предела прочности i –го образца; σ_0 - может быть интерпретирован как теоретическая прочность, σ_u - пороговое напряжение, ниже которого вероятность разрушения равна нулю.

После испытания отобранных образцов, значения σ_i в каждой группе располагались в порядке возрастания разрушающего напряжения σ_i . Вероятность разрушения, соответствующая каждому значению σ_i , определялась по формуле

$$P = \frac{i}{N+1}, \quad (2)$$

где N - число испытанных образцов.

После подстановки (2) в (1) и двойного логарифмирования получим

$$\ln \ln(1-P)^{-1} + \ln \sigma = (m+1) \ln(\sigma - \sigma_u) + \ln[V/2(m+1)] - m \ln \sigma_0. \quad (3)$$

Для оценки m из (3) была построена зависимость $\ln \ln(1-P)^{-1} + \ln \sigma$ от $\ln \sigma_i$ для SiC-BeO, приведенная на рис.1.

Тот факт, что зависимость на рис.1 аппроксимируется прямой линией, свидетельствует об отсутствии порогового напряжения σ_u в этом материале [5]. По наклону прямой определялся параметр однородности m , а затем рассчитывалось значение σ_0 .

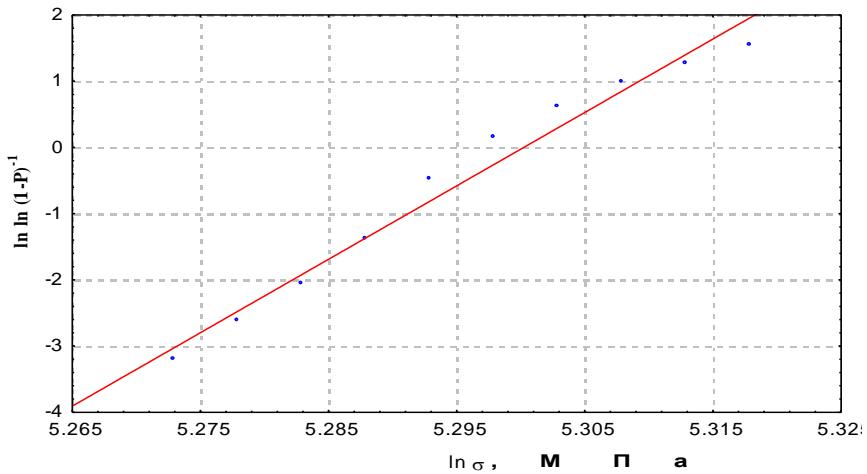


Рис.1.

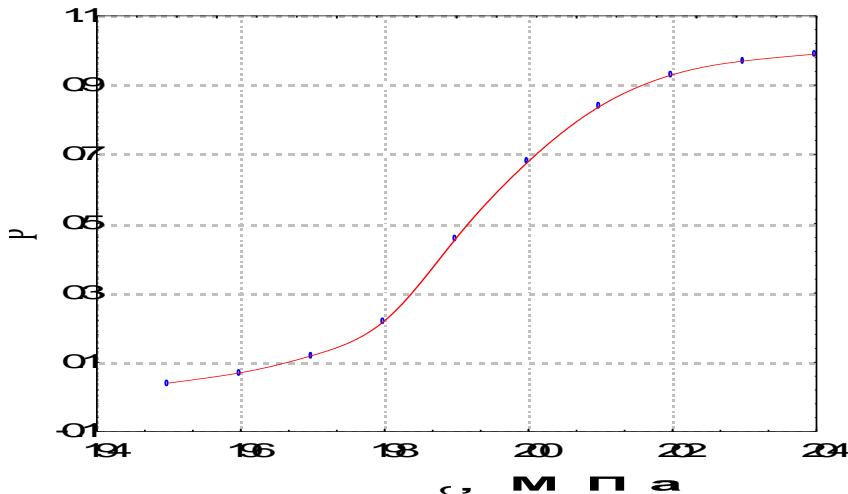


Рис.2. Распределение вероятности разрушения образцов
SiC-BeO керамики.

Кривая распределения вероятности разрушения, рассчитанная по (1) (см. рис.2), хорошо описывает экспериментальные результаты, что свидетельствует о правомерности использования модели Вейбулла для оценки однородности изученных нами материалов. Результаты по пределу прочности на изгиб для керамики SiC-BeO

различных составов до температур 1500 К по описанной выше методике приведены в табл.1. Как видно из таблицы 1 предел прочности керамики с добавками оксида бериллия незначительно снижается. Однако, также, как и для относительно чистой карбидокремневой керамики, не изменяется, вплоть до температуры 1300 К. Пористость этих образцов составляла $\sim 10 \pm 3\%$.

Таблица 1.

Состав	σ , МПа			
	300 К	1300 К	1700 К	1800 К
SiC-	254	252	160	140
1% BeO-	223	224	175	145
1,2%	231	225	178	136
1,4%	220	221	170	143
1,5%	204	201	138	131
1,6%	192	197	119	120
1,8%	214	210	110	115
2%	224	225	110	109

В отличии от микротвердости, которая в керамике состава SiC+BeO(1,4-1,6) вес % [3], предел прочности с добавкой BeO даже несколько снижается. Такой характер поведения предела прочности на изгиб в керамике SiC-BeO, видимо связано с тем, что этот параметр имеет более вероятностный смысл, чем микротвердость.

Полученные результаты показывают, что исследуемые образцы керамики SiC-BeO имели хорошую однородность и предел прочности на изгиб керамики с различным содержанием спекающей добавки BeO не изменялся вплоть до температур ~ 1300 К.

Литература:

- Гнесин Г.Г. Карбидокремниевые материалы. – М.: Металлургия, 1977. С216.
- Палчаев Д.К., Сафаралиев Г.К., Мурлиева Ж.Х. Критерии, обуславливающие аномально высокую теплопроводность широкозонных полупроводников. // В сб.: Широкозонные полупроводники. Махачкала, 1988. С.112-116.
- Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф., Шабанов Ш.Ш., Камара А. Образование твердых растворов в системе SiC-BeO при горячем прессовании керамики. //Неорганические материалы. 1992. Т.28. № 4. С.789-791.
- Гогоци Г.А., Грушевский Я.Л., Завада В.П. О корректности испытания керамики на изгиб. //Заводская лаборатория. 1990. № 2. С.80-85.
- Комэя К. Карбид кремния и нитрид кремния высокой плотности. В кн.: «Сэрамиккусу». 1975. Т.10, № 3. С.145-150.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ ТГС ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ

С.А.Садыков, С.Н.Каллаев^{*}, С.М.Алиева

Дагестанский государственный университет,

**Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук*

В последние годы повышенный интерес проявляют к проблемам поляризации и деполяризации в сегнетоэлектрических материалах, в частности, в связи с перспективами управления свойствами этих материалов путем создания регулярных доменных структур с заданными параметрами [1,2]. Устойчивость сформированной во внешнем электрическом поле доменной структуры зависит от степени экранирования деполяризующих полей, создаваемых связанными зарядами на доменных границах и других центрах локализации.

Целью настоящей работы является изучение особенностей неразрывно связанных процессов – переполяризации и экранирования в кристаллах модельного сегнетоэлектрика ТГС при сверхбыстром переключении электролюминесцентным методом. Люминесцентные исследования переполяризации дают дополнительную и независимую информацию о динамическом поведении сегнетоэлектрика, поскольку люминесценция вызвана излучательной рекомбинаций неравновесных носителей, образование которых связано с эволюцией доменной структуры [3-6].

Исследовались временные зависимости интенсивности I_{irrad} и энергии E_{irrad} электролюминесценции и их связь с интегральными характеристиками переключения поляризации (временем t_s , током j_s и динамическим коэрцитивным полем E'_c) кристаллов ТГС при воздействии однополярных высоковольтных импульсов напряжения с регулируемой скоростью нарастания. Исследовались кристаллы ТГС, выращенные ниже T_c из раствора, содержащего 20% L , α -аланина (АТГС). На поверхность образца, размеры которого составляли 5x5x1,8 mm, наносились серебряные электроды методом термического напыления. Электрическое поле прикладывалось вдоль направления [010]. Импульсы излучения, индуцированные переполяризацией, регистрировались с помощью фотоумножителя ФЭУ-79, перед входным окном которого образец располагался плоскостью (100). Интегральная энергия излучения E_{irrad} определялась по площади осциллографа фотоимпульса свечения. Для исключения свечения, связанного с микроразрядами в приэлектродных областях, образцы помещались в силиконовое масло. Испытания проводились при скоростях нарастания электрического поля $\dot{E} = 5-20 \text{ kV}/(\text{mm}:\mu\text{s})$ на высоковольтной установке по методике, описанной в [3].

Люминесценция, индуцированная переполяризацией, возникает в виде множества отдельных вспышек, сливающихся в два ярко выраженных пика. С увеличением скорости нарастания поля \dot{E} вследствие изменения условий зародышеобразования и роста доменов увеличивается и отчетливо вырисовывается пик

излучения, приходящийся на нарастающую ветвь тока переключения (рис. 1). Интенсивность люминесценции I_{irrad} достигает максимума на завершающей стадии переключения, как это имеет место в импульсных полях прямоугольной формы [5,7]. Второй пик люминесценции с наибольшей яркостью свечения приходится на спадающую ветвь тока переключения.

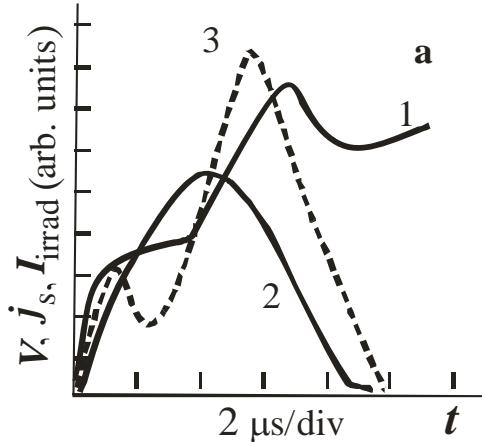


Рис. 1. Корреляция импульса люминесценции $I_{irrad}(t)$ (3) с поляризующим напряжением $V(t)$ (1) и током переключения $j_s(t)$ (2) для кристалла АТГС в переполяризующем импульсных электрических полях. $\dot{E} = 5 \text{ kV}/(\text{mm} \cdot \mu\text{s})$, $T = 293 \text{ K}$.

Люминесценция АТГС возникает только при воздействии импульсного поля в направлении, обратном униполярному направлению кристалла. Униполярность переключения АТГС является следствием содержания примесных молекул $L\text{-}\alpha$ -аланина. Компонента внутреннего поля E_α , созданная нереверсируемыми внешним полем молекулами аланина, достигает более 10 kV/cm [8]. Эти поля превышают значения динамического коэрцитивного поля E'_c АТГС в исследованном диапазоне скоростей нарастания поля. Поэтому при воздействии импульса напряжения в естественно униполярном направлении доменная структура не перестраивается, не наблюдается и свечение кристалла.

Следует отметить следующую особенность поведения АТГС в сильных импульсных электрических полях. Если перед переполяризацией кристалла воздействовать на него импульсным полем ($E > E'_c$) в естественно униполярном направлении (в направлении, в котором кристалл не переключается), то наблюдается увеличение энергетического выхода свечения в 1,5-2 раза (рис. 2). Следовательно, после предварительного воздействия импульсного электрического поля в естественно униполярном направлении наблюдается эффект увеличения числа доменных стенок, дающих вклад в энергетический выход кристалла АТГС. С ростом скорости нарастания поля \dot{E} (следовательно, порогового поля переключения E'_c) интенсивности I_{irrad} и энергии E_{irrad} излучения АТГС возрастают вследствие интенсификации доменных переключений (рис. 2).

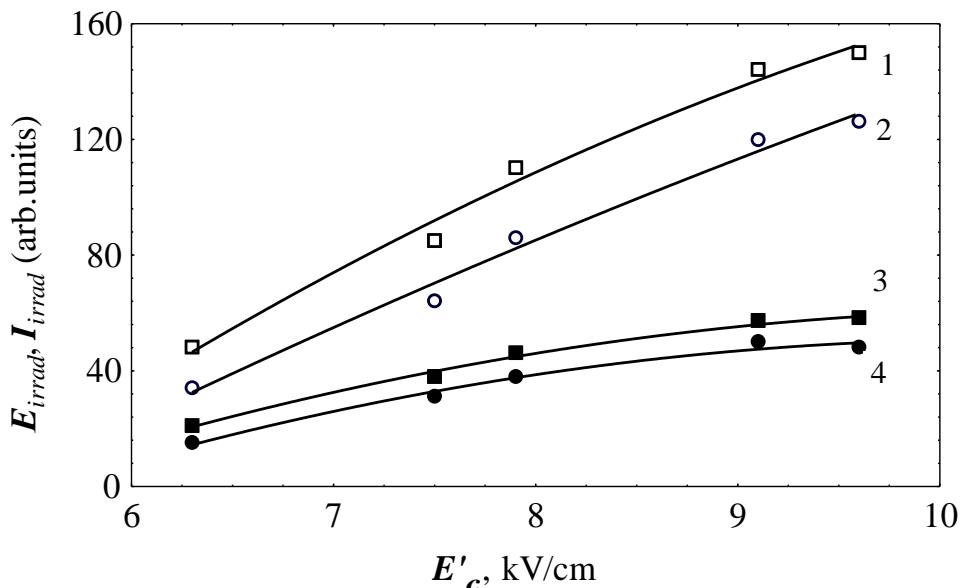


Рис. 2. Зависимости энергии E_{irrad} (1,3) и интенсивности I_{irrad} (2, 4) электролюминесценции АТГС от величины порогового поля переключения E'_c до (3, 4) и после (1, 2) предварительного воздействия импульса напряжения в естественно униполярном направлении. $T = 293$ К.

Можно предположить, что данный эффект является следствием изменения внутренних механических и электрических полей, создаваемых как поляризованными молекулами аланина, так и искажениями решетки ТГС и деформацией самой молекулы аланина [8,9]. Внутреннее поле, создаваемое искажением решетки и дефектами, оказывает определенное влияние на число доменов, участвующих в перестройке доменной структуры. Кроме того, в сильном электрическом поле будет усиливаться поляризация молекул глицина, находящихся в ближайшем окружении молекул аланина. Молекулы глицина даже в отсутствие внешних полей испытывают поляризующее действие внутренних механических и электрических сил. Совместное действие внешних и внутренних полей может изменить униполярность кристалла, что может привести к изменению величины спонтанной поляризации P_s .

Можно предположить, что для модельного сегнетоэлектрика ТГС, энергетическая структура которого в общих чертах известна, процесс зародышеобразования и роста доменов будет сопровождаться электронным экранированием по двум основным механизмам: зона-зона и локальные уровни-зона. В электрических полях E , превышающих пороговое поле E_{crit} , электронное экранирование, связанное с механизмом зона-зона, будет протекать благодаря наличию туннельного эффекта, возникающего в условиях сильного внутреннего поля $E_s = 4\pi P_s$ некомпенсированного связанного заряда $2P_s$ порядка 10^6 В/см. Кроме того, усиление электрического поля на торцах развивающихся игловидных доменов может являться причиной туннелирования электронов в зону проводимости. В этом случае связанные заряды экранируются собственными электронами и дырками на торцах зародышей по мере их роста. Процессы экранирования будут усиливаться преимущественно в непосредственной близости от прорастающих игловидных доменов, и приводить к ослаблению в этой области деполяризующего поля.

Одновременно протекающие внутризонные и межзонные излучательные переходы создают электролюминесценцию. В рамках рассмотренной модели первый пик свечения можно связать с зарождением и прямым прорастанием игловидных доменов. Экранирование свободных доменных стенок приводит к уменьшению подвижности доменов, и, как следствие, к ослаблению переключения. Поэтому интенсивность люминесценции I_{irrad} уменьшается в процессе экранирования. Боковое движение заряженных доменных стенок и массовая коалесценция доменов на стадии спада тока переключения порождают основной пик свечения.

Литература:

- 1 В.Я. Шур, Е.В. Николаев, Е.И. Шишгин, В.Л. Кожевников, А.П. Черных. ФТТ **44**, 11, 2055 (2002).
- 2 Р.В. Гайнутдинов, Т.Р. Волк, А.Л. Толстихина, Л.И. Ивлева. Письма в ЖЭТФ **86**, 4, 299 (2007).
- 3 С.А. Садыков, А.В. Турик. ФТТ **45**, 11, 2074 (2003).
- 4 С.А.Садыков, А.Ш. Агаларов, С.Н. Каллаев, О.У. Алигаджиев. Известия РАН. Сер. Физ. **69**, 8, 1227 (2005).
- 5 Т.Р. Волк, Н.Г. Максимова, С.А. Попов, С.А. Флерова, Н.В. Шпак. Кристаллография **30**, 4, 720 (1985).
- 6 С.А. Садыков, А.Ш. Агаларов. Письма в ЖТФ **16**, 17, 32 (1990).
- 7 Н.Н. Крайник, С.А. Попов, С.А. Флерова. ФТТ **39**, 2, 341 (1997).
- 8 Г.Т. Галстян, И.С. Рез, М.Ю. Рейзер. ФТТ **24**, 2186 (1982).
- 9 О.М. Сердюк, Л.Н. Камышева, С.Н. Дрождин, А.Б. Барабашина. ФТТ **30**, 3, 540 (1988).

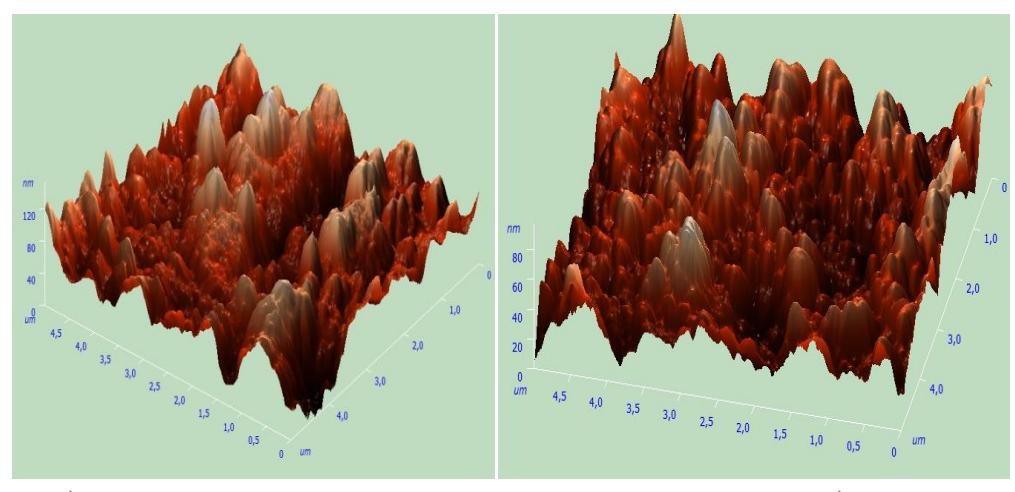
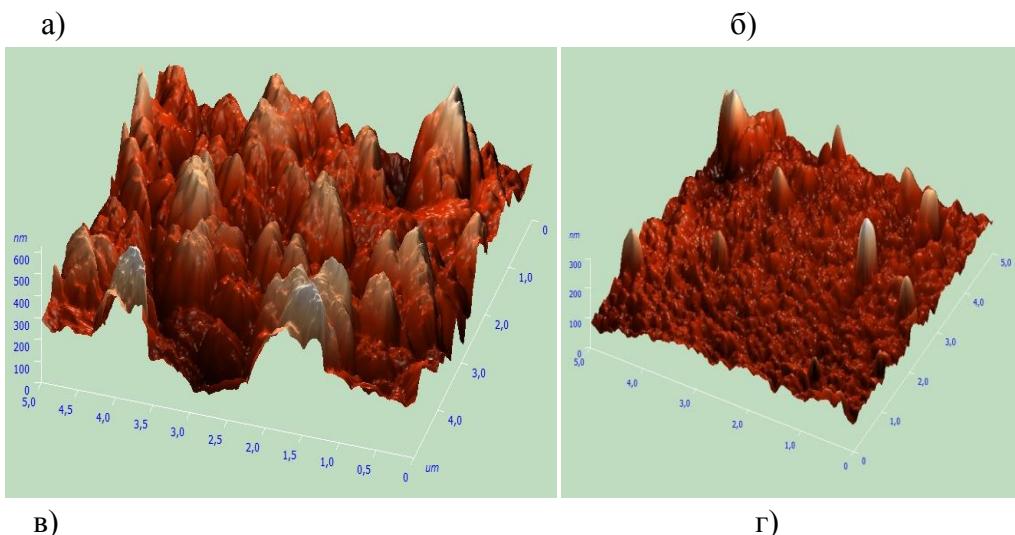
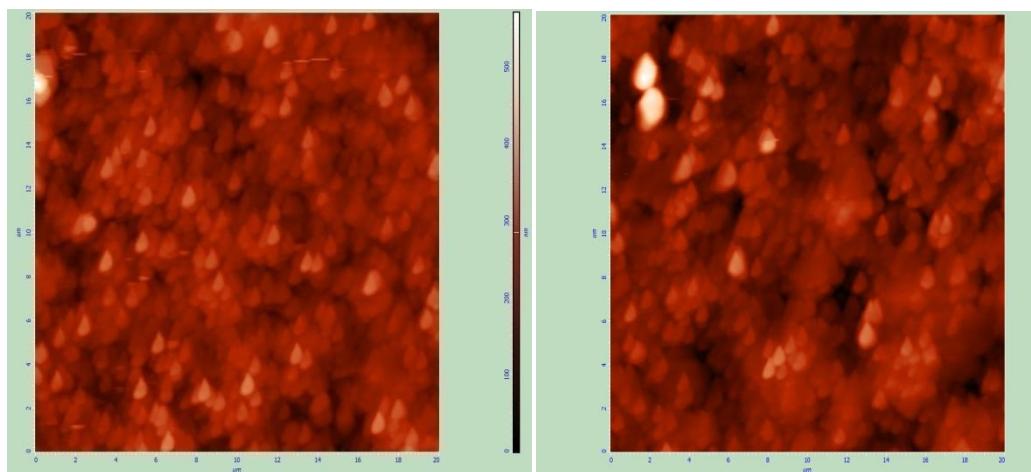
ПОВЕРХНОСТНЫЕ И КОНТАКТНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ

Гусейханов М. К., Гайдалаева Т. А.

Дагестанский Государственный Университет taiysi@yandex.ru.

Эпитаксиальные монокристаллические пленки оксида цинка были выращены на ориентированных пластинах из Al_2O_3 методом химического транспорта, изложенным в работе [1]. В зависимости от условий получения, концентрация носителей заряда менялась в интервале $2 \cdot 10^{16} - 6 \cdot 10^{17}$ см⁻³, подвижность их – (50-160) м²/В·с, толщина пленок составляла 200мкм. Измерение удельного сопротивления пленок(ρ) проводили четырехзондовым методом, удельного контактного сопротивления (ρ_c) - четырехполосковым методом. Высоту барьера на контакте определяли экстраполяцией тока на экспоненциальном участке прямой ветви (BAX) к нулевому смещению.

Нами исследовались прижимные контакты из *Pt*, *W*, *WC*, *Mo* и контакты из *Ag*, *Al*, *Ni*, *Sn*, *In*, полученные термическим напылением в вакууме ($p=10^{-3}$ Па). Вид BAX прижимных контактов определяется силой давления на контакт и состоянием поверхности *ZnO*, на нее слабо влияла природа прижимаемого металла. С увеличением давления на контакт токи в прямом и обратном направлениях увеличиваются так, что коэффициент выпрямления и высота барьера уменьшаются, а при большом давлении BAX становится линейной. Напыленные контакты имели выпрямляющие BAX с высотой барьера на контакте равной 0,3-0,5 эВ. Высота барьера слабо зависела от работы выхода электрона из металла и определялась сродством металла к кислороду[1]. Выпрямляющие свойства напыленных и прижимных контактов *Me-ZnO* ухудшались при помещении в вакуум и при прогреве их там при температуре выше 200°C. Исследованиями было установлено, что при прогреве в вакууме поверхностное сопротивление пленок оксида цинка также уменьшается. Уменьшение удельного сопротивления (ρ) начинается при 200°C, а резкое снижение происходит при температурах выше 500°C. Термообработка пленок *ZnO* в вакууме приводит к десорбции кислорода с поверхности пленки [3] и, соответственно, к увеличению в приповерхностном слое сверхстехиометрического *Zn*⁺, который в *ZnO* является донором с малой энергией активации [4]. Уменьшение поверхностного сопротивления слоев *ZnO*, при отжиге напыленных контактов в вакууме приводит к уменьшению переходных контактных сопротивлений. Если напыление металла проводить на предварительно нагретую в вакууме до 500°C поверхность *ZnO*, то получаются контакты с малой высотой барьера или омические контакты. После длительного пребывания на воздухе выпрямляющие свойства прижимных контактов, предварительно нагретых в вакууме, восстанавливались. С повышением температуры термообработки слоев *ZnO* на воздухе поверхностное сопротивление пленок и удельное переходное сопротивление контактов увеличивается. Температуры резкого роста удельного поверхностного сопротивления (ρ) *ZnO* при отжиге на воздухе и уменьшения ρ при отжиге в вакууме совпадают (T=500°C), что объясняется одним механизмом, ответственным за эти изменения.



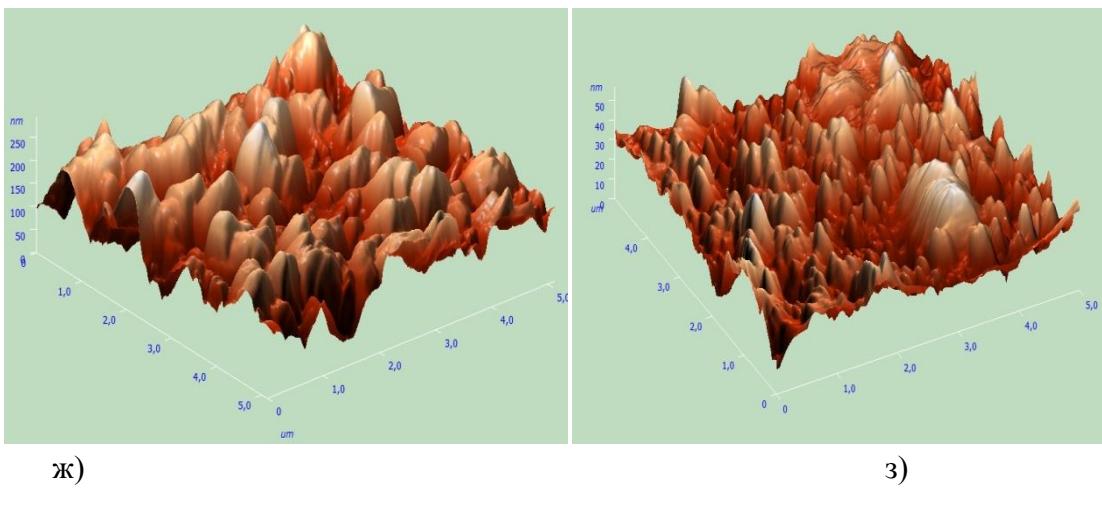


Рис.2. ACM- изображения морфологии поверхности экспериментальных образцов. а),б)- Пленки ZnO без отжига, в)-Отжиг в вакууме в течении 10 мин. T=300⁰C, г)-Отжиг на воздухе в течении 10 мин. T=300⁰C, д) - Отжиг в вакууме в течении 10 мин. T=400⁰C, е)-Отжиг на воздухе в течении 10 мин. T=400⁰C, ж)- Отжиг в вакууме в течении 10 мин. T=500⁰C, з)- Отжиг на воздухе в течении 10 мин. T=500⁰C

При термообработке пленок на воздухе происходит хемосорбция кислорода на поверхность ZnO [4,5] и соединение его со сверхстехиометрическим (межузельным) цинком Zn⁺, который при этих температурах ($T > 450^{\circ}\text{C}$) диффундирует к поверхности пленки. Сначала кислород адсорбируется в виде O²⁻, а при нагревании переходит в форму O⁻ [4], который имеет мелкий уровень и сильнее уменьшает поверхностную проводимость, так как он является в оксиде цинка акцептором. Это приводит к изгибу энергетических зон и образованию на ZnO поверхностного барьера до нанесения металла, который и определяет свойства поверхностно-барьерных структур. Считая, что лимитирующим фактором здесь являются самодиффузия цинка с поверхности оксида цинка по сравнению с окислением его на поверхности пленки, по изменению поверхностного сопротивления пленок ZnO с отжигом (рис.1) установили энергию активации, используя соотношение $\rho = \rho_0 \exp(-\Delta E_a/kT)$. Это соответствует энергии активации самодиффузии межузельных ионов Zn⁺ через окисел [6].

Были сняты морфологии поверхности пленок оксида цинка отожженных в вакууме при разных температурах в течении 10 минут на атомно-силовом микроскопе (ACM). Из рис.2(а,д,ж) видно, что пленки отожженные в вакууме имеют похожую морфологию, характерную поверхности оксида цинка с которой произошла десорбция кислорода. Они имеют несовершенную и не гладкую поверхность. Причем чем выше температура отжига, тем выше неоднородность поверхности. На рис.2(г,е,з) видно, что при отжиге на воздухе адсорбция кислорода на поверхность оксида цинка улучшает морфологию поверхности и оно становится гладкой и совершенной.

Таким образом, данные по исследованию морфологии поверхности оксида цинка на ACM, подтверждают результаты по исследованию электрофизических поверхностных и контактных свойств пленок оксида цинка, подвергнутых термообработке в вакууме и на воздухе.

Проведенные нами исследования показали, что вид ВАХ и высота барьера напыленных контактов также зависят от состояния поверхности оксида цинка перед нанесением металла и сродства металла к кислороду. Для формирования выпрямляющего контакта перед напылением металла с малым сродством к кислороду (*Ag*, *Au*, *Pt*) необходимо осуществить предварительный отжиг *ZnO* на воздухе при температурах 600-700°C в течении 20-30 минут. При нанесении металла на неотожженную поверхность *ZnO* формируются контакты с малой высотой барьера[7].

Высота барьеров напыленных контактов и стабильность их выпрямляющих свойств (временная стабильность) повышается при термообработке готовых структур на воздухе. Исследования показали, что с повышением температуры термообработки увеличивается сопротивление и глубина высокомного приповерхностного слоя на пленке оксида цинка, что приводит к соответствующему увеличению контактного сопротивления. Дальнейший отжиг этих же пленок и контактов в вакууме приводит к уменьшению поверхностного сопротивления оксида цинка и контактного сопротивления системы *Me-ZnO*. Это подтверждает отмеченный нами механизм формирования поверхностно-барьерной структуры на оксиде цинка. На наличие поверхностных состояний, соответствующих адсорбированному кислороду, указывает частотная зависимость емкости контактов *Me-ZnO*. При повышении частоты переменного сигнала от 1 до 10 кГц емкость контакта уменьшается в 2 с лишним раза. Это, по-видимому, обусловлено разной скоростью перезаполнения поверхностных состояний на *ZnO*. Вольт-амперные характеристики контактов *Me-ZnO* с повышением температуры термообработки от линейного вида переходят к экспоненциальному и затем к степенному.

Литература:

1. Рабаданов Р.А., Семилетов С.А., Шаихов Д.А; Анализ условий осаждения ориентированных пленок оксида цинка из газовой фазы. //Сборник "Прикладная физики твердого тела". - Махачкала. - 1972. -С.82-87.
2. Гусейханов М.К., Гудалаева Т.А.. Удельное переходное сопротивление металлических контактов к оксиду цинка. //Вестник ДГУ 2013 №1.-С36-39
3. Кирьяшкина З.И., Свердлова А.М., Прохожева М.В. Исследование ВАХ пленочных структур *Me-ZnO-Me*. //Сборник "Физика полупроводников и полупроводниковая электроника". - Изд-во Саратовского университета. -1968.-Вып. 2.-С. 57-61.
4. Морисон С.Г. Химическая физика поверхности твердого тела. - М.: Энергия. - 1980.-488 с.
5. Верещагин И.К. Электролюминесценция кристаллов. - М.: Наука, 1974. -с 280.
6. Болтакс В.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. - М.: Наука, 1972.- с 418.
7. Гусейханов М.К., Гудалаева Т.А.. Омические контакты к оксиду цинка. //Вестник ДГУ 2012 №6.-С41-44.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АРАМИДНЫХ ВОЛОКОН МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТНОГО РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Ибатуллина А.Р., Сергеева Е.А.

420015, г. Казань, ул. К. Маркса, 68

Известно, что актуальной задачей при модификации арамидных волокнистых материалов является увеличение их адгезионной способности. Среди известных методов модификации наиболее перспективна технология плазменной обработки поверхности, так как в силу различных причин традиционные технологии могут приводить к необратимым потерям прочности волокон, а, следовательно, и материалов на их основе, в том числе композиционных (КМ).

Для улучшения смачиваемости и адгезионной способности арамидного волокна была использована плазменная модификация. Обработка образцов волокон осуществлялась на экспериментальной высокочастотной (ВЧ) плазменной установке, по методике, описанной в работе [1].

Модификация проводилась при следующих постоянных входных параметрах ВЧ разряда: тип нагрузки – емкостной, давление – 26,6 Па, расход газа – 0,04 г/с. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон и смеси газов аргон-воздух, аргон-азот, аргон-пропан-бутан в процентном соотношении 70:30.

Результаты изменения показателей поверхностных и физико-механических свойств арамидных волокон описаны в работе [2]. Плазменная модификация может привести не только к изменению показателей физико-механических и поверхностных свойств волокон, но и к конформационным изменениям надмолекулярной структуры, а также к химическим превращениям на поверхности волокна. Поэтому для оценки влияния плазменной обработки использовали методы термогравиметрического анализа, дифференциального термогравиметрического анализа, дифференциально-сканирующей калориметрии, рентгеноструктурный анализ (РСА), а так же методы микроскопических исследований. Результаты исследований свойств арамидных волокнистых материалов термическими методами и РСА описаны в работах [3, 4].

Микроскопический анализ позволяет выявить изменения морфологических характеристик волокна после плазменной обработки, а также появление наиболее распространенных микродефектов:

- вкрапления механических примесей или их удаление;
- локальные вздутия филаментов (неравномерность диаметра);
- трещины, глубокие царапины, разрывы филаментов;
- поперечные изломы филаментов;
- изменение поперечных размеров филамента.

На рисунках 1-2 приведены микрофотографии поверхности арамидных волокон до и после плазменной модификации.

По данным микроскопии, на поверхности исходного волокна Русар-С (рис. 1 а) имеются пятна, загрязнения – механические примеси. У волокон модифицированных плазмой в среде аргона (рис. 1 б) поверхность становится более гладкой, очевидно, в

результате бомбардировки поверхности волокна происходит физическое распыление механических примесей и компонентов замасливателя. Становится возможной реализация гидрофильных свойств волокна за счет присутствия в волокнообразующем полимере полярных групп N–H, C=O, N=C, что вызывает увеличение капиллярности и смачиваемости волокна.

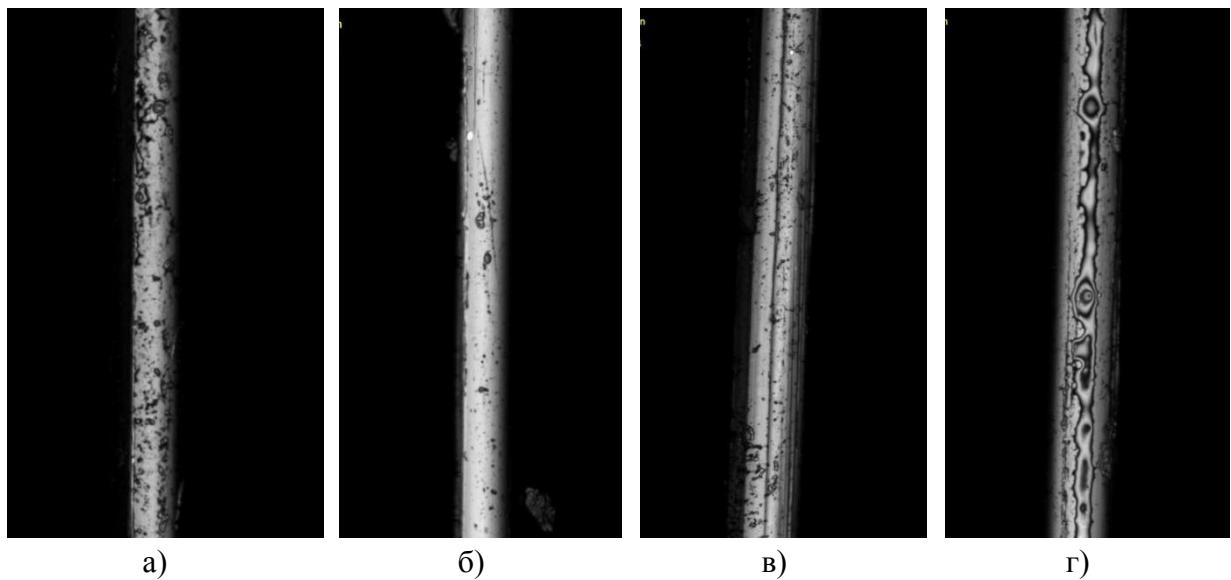


Рисунок 1 – Поверхность арамидного волокна Русар-С: а – исходный образец; б – после обработки плазмой в среде аргона; в – после обработки плазмой в смеси газов аргон – пропан-бутан; г – после обработки плазмой в смеси газов аргон – воздух.

После обработки волокна в смеси газов аргон – пропан-бутан (рис. 1 в) наблюдается некоторое увеличение диаметра волокна и сглаживание поверхности. Вероятно, при образовании свободных радикалов, возникающих в результате ионной имплантации, происходит образование разветвлений, сшивок, поверхностной сетки на полимере и прививка к части радикалов мономерных звеньев и осколков молекул пропан-бутана, что приводит к сглаживанию поверхности и существенному увеличению прочности волокна. После обработки волокна в смеси газов аргон-воздух (рис. 1 г) на очищенной от механических примесей поверхности волокна отчетливо различаются разводы, которые подтверждают протекание интенсивных окислительных процессов. За счет плазменного травления происходит нарушение сплошности поверхностного слоя, приводящего к резкому снижению прочности волокна.

Исходное волокно Русар-НТ (рис.2 а) обладает меньшим количеством механических примесей на поверхности по сравнению с исходным волокном Русар-С, что может быть связано с меньшим количеством замасливателя или с его отсутствием. В связи с этим, процессы физического распыления на данном волокне протекают более интенсивно и в ходе обработки, после удаления замасливателя, начинается процесс плазменного травления (рис. 2 б), что вызывает небольшое снижение прочности и увеличение показателей гидрофильных и адгезионных свойств волокна.

На поверхности волокна Русар-НТ после обработки в смеси газов аргон – пропан-бутан (рис. 2 в) наблюдается «налипание» частиц, предположительно

фрагментов полимерной пленки пропан-бутана. Вероятно, процесс плазменной полимеризации происходит по свободно-радикальному механизму, согласно которому, к возникающим на поверхности полимера в результате бомбардировки ионами плазмы свободным радикалам присоединяются молекулы пропан-бутана. Таким образом, создаются центры роста полимерной пленки, которая способствует увеличению прочностных характеристик волокна.

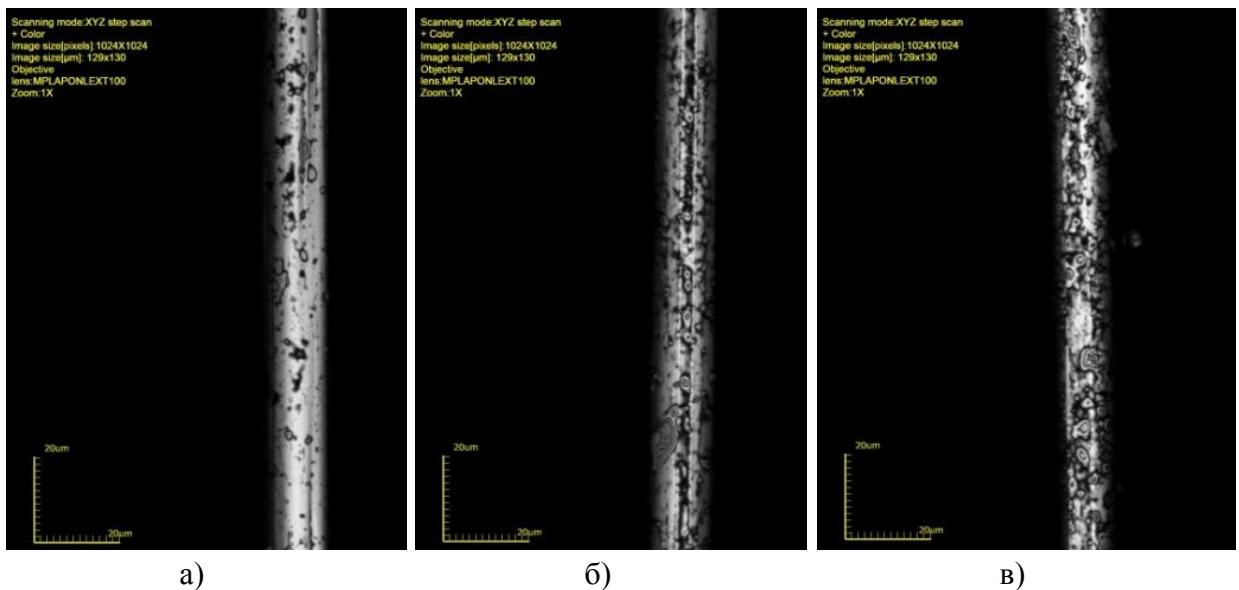


Рисунок 2 – Поверхность арамидного волокна Русар-НТ: а – исходный образец; б – после обработки плазмой в среде аргона; в – после обработки плазмой в смеси газов аргон – пропан-бутан.

Литература

1. Ибатуллина, А. Р. Разработка композиционных материалов на основе арамидных волокон, модифицированных плазменной обработкой / А. Р. Ибатуллина, Е. А. Сергеева// Дизайн. Материалы. Технология. – 2012. - №5(25) – С. 38-44.
2. Сергеева Е.А. Изменение поверхностных и физико-механических свойств арамидных волокон, модифицированных потоком плазмы высокочастотного емкостного разряда пониженного давления / Е.А. Сергеева, А.Р. Ибатуллина // Вестник Казанского технологического университета. – 2012. - №4. - С. 63-66.
3. Ибатуллина А.Р. Исследование термических свойств арамидных волокнистых материалов, модифицированных потоком плазмы ВЧЕ разряда пониженного давления / А.Р. Ибатуллина, Е.А Сергеева // Теоретические и экспериментальные исследования процессов синтеза, модификации и переработки полимеров: сборник тезисов Всероссийской научной конференции. 2-5 октября 2013 г., г.Уфа. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2013. - С.43-45.
4. Ибатуллина, А.Р. Рентгеноструктурный анализ как метод изучения влияния плазменной модификации на свойства полимерных волокнистых материалов / А.Р. Ибатуллина, Ю.А. Букина, Е.А. Сергеева // Материалы IX международной научно-практической конференции «Кожа и мех в XXI веке: технология, качество, экология, образование» - 2013. – С.160-164.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ И ПОТЕНЦИАЛЬНУЮ ЭНЕРГИЮ ПОВЕРХНОСТИ

Фадель Х.К., Мусаев Г.М., Нухов А.К., Халилова А.Х.

Дагестанский государственный университет, г.Махачкала.

hdr_edany@yahoo.com

Известно, что любое внешнее возмущение (магнитное или электрическое поле) может повлиять на состояние адсорбированных атомов на поверхности металла [1]. Это может быть выражено в изменении уровней поверхностной энергии, которые могут быть сдвинуты на определенную величину.

В своей работе мы провели расчет числа заполнения для системы Na/Ni(110) в зависимости от расстояния и приложенного электрического поля. Выбор рассматриваемой системы связан с тем, что она является одной из наиболее применяемых на практике систем [2].

Зависимость характеристических функций хемосорбции от приложенного электрического поля показано в таблице 1, из которой видно, что число заполнений $n_a^{\pm\sigma}$ уменьшается для всех расстояний от поверхности с ростом приложенного поля.

Величина плотности состояний атома уменьшается с увеличением приложенного поля на поверхности, где решения являются «немагнитными» $n_a^{-\sigma} = n_a^{+\sigma}$.

На рисунке 1 показана зависимость плотность состояний адатомов на поверхности ($S=0$) от энергии.

Сравнение результатов для плотности состояний адатомов на поверхности никеля при $S=0$ и $S=30 A^o$ (см. рисунок 2) показывает, что во втором случае плотность состояний зависит от приложенного электрического поля.

Отметим, что приложенное электрическое поле должно быть выше, чем локальное поле адатома, чтобы адатом покинул поверхность.

Рисунок 3 показывает механизм процесса десорбции, в котором адатом десорбирует как положительный ион через основное состояние системы.

Кривые энергии хемосорбции для немагнитного состояния при приложении электрического поля не пересекаются с кривой для магнитного состояния, тогда как эти кривые при отсутствии поля пересекаются.

Из рисунка 3 видно, что магнитное решение (пунктирная линия) не зависит от приложенного слабого поля. Поле добавляет в решения сдвиг на величину $\frac{1}{2}\alpha_A F^2$.

В сильном электрическом поле нет магнитного состояния, так как уровень энергии адатома сдвинут до уровня Ферми и немагнитное состояние доминирует при процессе хемосорбции. Немагнитные решения на этом рисунке изображены сплошными линиями.

Таблица 1: Зависимость характеристических функций хемосорбции от приложенного внешнего электрического поля.

$F(B/A^o)$	$n_a^{\pm\sigma}$	$E_a(\text{эВ})$	$\Gamma(\text{эВ})$	$E_f(B/A^o)$	$E_M(B/A^o)$	$E_{CH}(B/A_o)$	$E_B(B/A^o)$
0.0	0.12642 0	1.29641	0.64094 3	2.03002	0.52521	2.55523	2.45523
0.01	0.12536 2	1.30999	0.64233 8	2.03274	0.52298	2.54845	2.44845
0.03	0.12329 2	1.33726	0.64513 2	2.03797	0.51864	2.53469	2.43469
0.05	0.12128 0	1.36465	0.64793 2	2.04294	0.51446	2.52068	2.42068
0.1	0.11649 4	1.43370	0.65495 1	2.05441	0.50469	2.48476	2.38476
0.5	0.08784 4	2.00816	0.71126 3	2.11563	0.45903	2.17609	2.07609

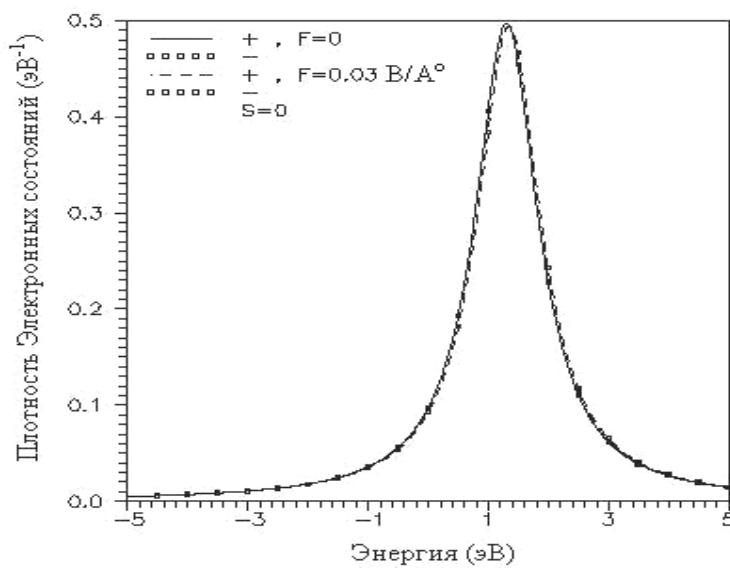


Рис.1. Плотность состояний адатомов на поверхности ($S=0$)

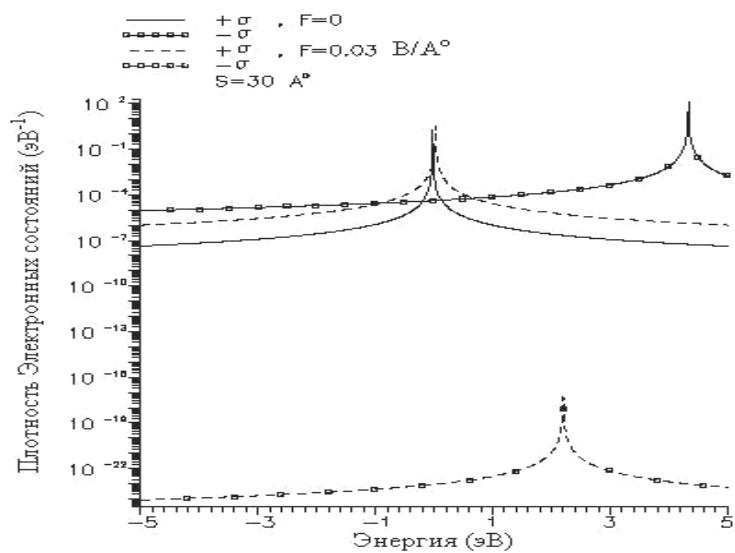


Рис.2. Плотность состояний адатомов на расстоянии ($S=30 \text{ \AA}^\circ$) от поверхности.

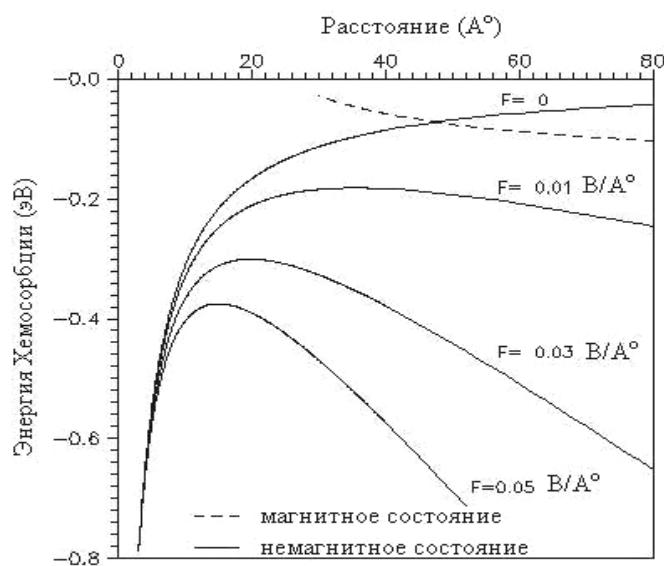


Рис.3. Энергия хемосорбции для системы $Na/Ni(110)$ с приложением электрического поля.

Литература:

- 1- Rassar B. and Remy M.//Sur. Sci., Vol. 39, № 1, p.223-239 (1980).
- 2- Fadel H.Q.//J. Basra Researchers, Vol. 31, part 1, p. 19-26 (2005).
- 3- Gadzuk J. W., Hartman J. K. and Rhodin T. N. //Phy. Rev. B, Vol.4, № 2, p.241 (1971).
- 4- Trioni M. I., Brivio G. P., Crampin S.//Phy. Rev., Vol. B53 , P.8052 (1996).

СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ ПИРОЛИЗЕ САЖИ В ПРИСУТСТВИИ КАТАЛИЗАТОРОВ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ

Амиров Р.Х., Исакаев Э.Х., Киселев В.И. М.Б.Шавелкина, Т.Б.Шаталова*

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

**Московский государственный университет, г. Москва*

Тенденции развития нанотехнологий показывают перспективность применения углеродных наноматериалов благодаря разнообразию технологических возможностей. На сегодняшний день эффективность существующих методов получения фуллеренов и нанотрубок, особенно одностенных и малостенных, недостаточна, и остается серьезным препятствием на пути их массового применения [1-2]. Существует два основные два способа получения углеродных нанотрубок. Первый состоит в испарении графита в области электродугового разряда и последующей конденсации продукта при охлаждении паров (дуговой способ). Сегодняшний технологический уровень позволяет синтезировать до 3 граммов одностенных нанотрубок (чистотой от 40 до 90%) в день на одной установке. Второй перспективный способ – основан на термическом разложении углеродсодержащих газов, сопровождающемся газофазным химическим осаждением кристаллического наноуглерода на металлических катализаторах. Этот метод, известный как CVD-процесс, достаточно технологически трудоемок.

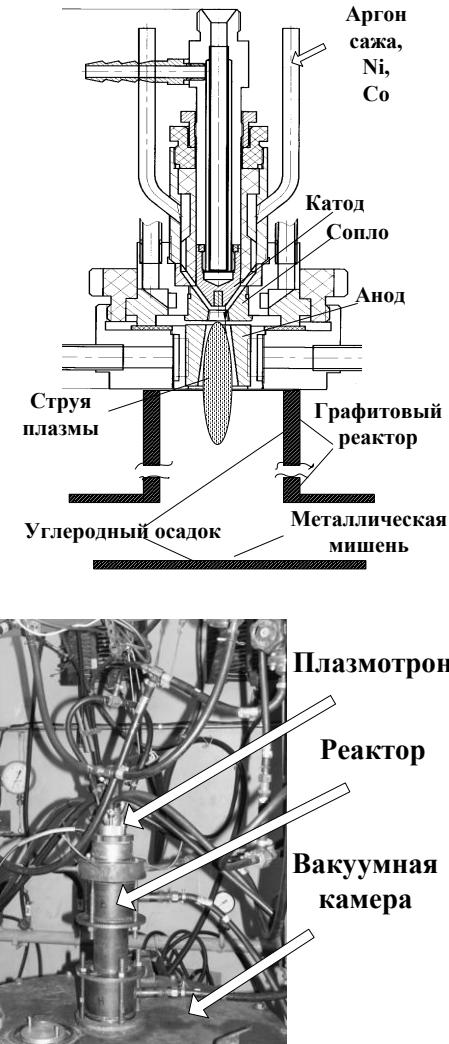


Рис. 1. Экспериментальная установка.

В работе синтез углеродных нанотрубок проводился на плазмоструйной установке (рис.1), с конструктивным и технологическим решением, обеспечивающим широкие возможности для развития исследований условий испарения композитных материалов на основе углерода [3]. Геометрия плазматрона обеспечивала однородность параметров дуги, стабилизацию ее по всей длине положительного столба. Для получения углеродных нанотрубок использовался графитовый реактор длиной 50 см, в которой поступает струя плазмы из плазмотрона постоянного тока при его высокой средней мощности. Реактор, охлаждаемый водой, состоит из графитового цилиндра и перемещаемой металлической мишени для сбора продуктов синтеза, которая устанавливалась на выходе из реактора перпендикулярно потоку плазмы. Дуговой разряд обеспечивался соосно расположенными электродами: расширяющимся каналом анодом и стержневым катодом из лантанированного вольфрама, что увеличивает ресурс катодного узла. Расстояние между электродами составило - 6 мм. Рабочий газ с углеродсодержащим материалом и катализатором вводились тангенциально.

Для каждого эксперимента ввод мелкодисперсных порошков осуществлялся после установления поля температур в графитовом реакторе. Как правило, это составляло 5-10 мин и определялось по температуре воды в охлаждающих трактах.

Углеродные продукты конденсировались на поверхности реактора и металлической мишени.

Величина тока плазмотрона поддерживалась во всех экспериментах постоянной величиной. Электрическая мощность плазмотрона составила 22-25 кВт, что близко к предельной мощности 30 кВт для существующей установки. Отметим, что отсутствие завершенных моделей синтеза углеродных нанотрубок диктует необходимость параметрических экспериментальных исследований в широком диапазоне параметров. Это также связано с объективными проблемами при использовании струи плазмы. Это существенные градиенты параметров плазмы вдоль струи плазмы, сильные температурные градиенты около стенок в области истечения плазмы из плазмотрона (область сопла). Не развиты кинетические модели синтеза углеродных нанотрубок при наличии металлических катализаторов в их используемых комбинациях.

В качестве рабочего газа использовались гелий и аргон. Гелий при давлениях 350-710 Торр при изменении расхода от 0,5 до 1 г/сек, расход аргона от 1,5 до 3 г/сек при давлениях 450 - 600 Торр. В течение экспериментов удалось добиться достаточно стабильной мощности нагрева сажи и катализаторов. Изменение мощности плазмотрона на уровне менее 5% было связано с изменением напряжением горения дуги, что объясняется случайным изменением положения токовой привязки на аноде, что может регулироваться увеличением расхода гелия.

В качестве исходного углеродсодержащего материала использовались фуллереновая сажа, сажа и графит в порошкообразном или гранулированном виде.

Для исследования структуры продуктов применялись метод рентгеновской дифракции и метод электронной микроскопии на сканирующем электронном микроскопе MIRA 3 TESCAN с автоэмиссионным катодом Шоттки в режиме высокого вакуума и растровом электронном микроскопе LEO SUPRA 50 VP (Германия) с энергодисперсионным рентгеноспектральным микроанализатором Oxford X-MAX (Великобритания). При микроанализе устанавливали ускоряющее напряжение 20 кВ, расчет с использованием управляющей спектрометром программы по измеренным производителем стандартам. Для оценки эффективности синтеза и фазового состава углеродных продуктов применялся метод термогравиметрии (STA 449 платформа F3 Jupiter фирмы Netzsch).

В качестве образцов для анализа использовались продукты конденсации, взятые из разных областей металлической мишени.

На рис 2 представлен пример термограммы и морфология исходной фуллеренсодержащей сажи без катализаторов и изменений массы при прокаливании на воздухе.

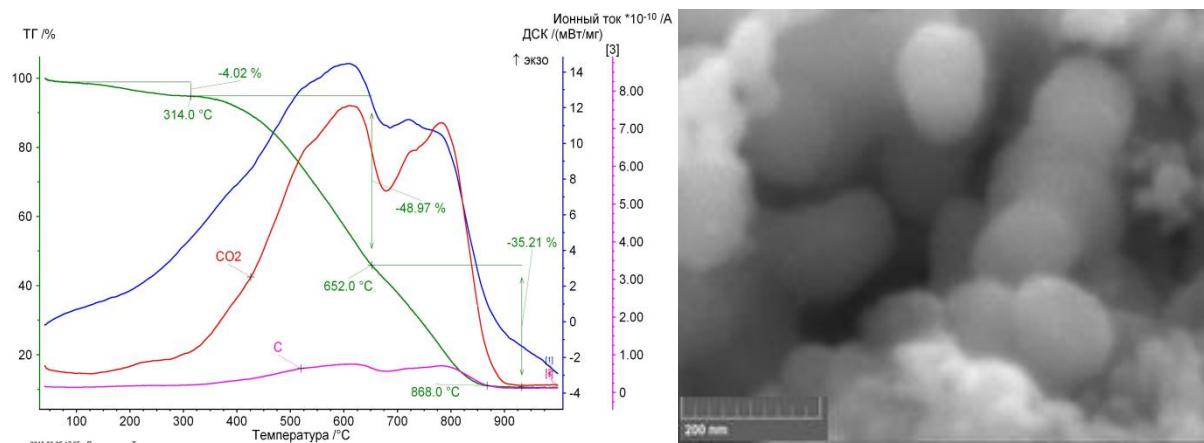


Рис.2 Термограмма и электронно-микроскопическое изображение фуллеренсодержащей сажи.

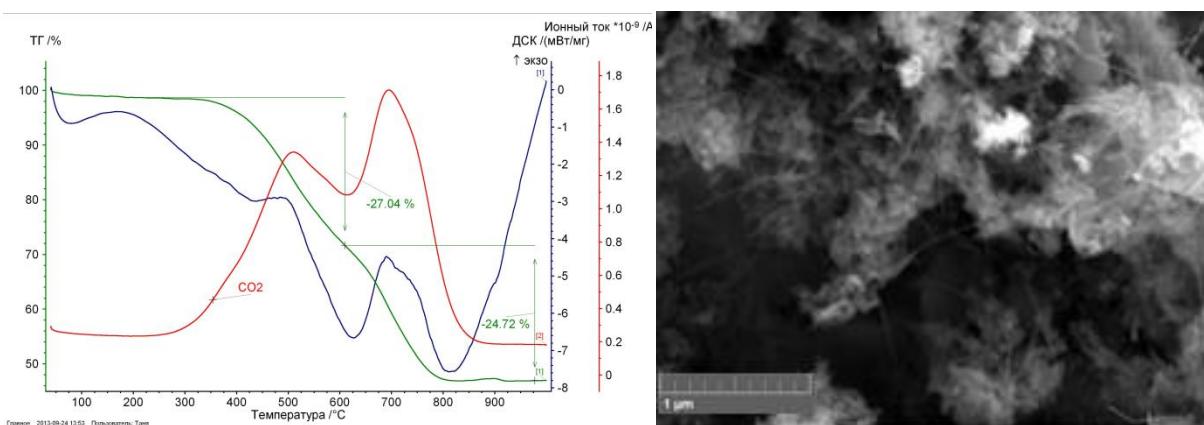


Рис.3 Термограмма окисления образца из центра мишени при процентным содержанием катализаторов Ni : Co : Y₂O₃ = 6,0%: 6,0%: 8,0% и при давлении гелия 500 Торр.

Морфология конденсированных продуктов при концентрации катализаторов Ni : Co : Y₂O₃ = 6,0%: 6,0%: 8,0% и при давлении гелия 500 Торр, центр мишени.

На термограмме резкое уменьшение массы в интервале температур 300-650°C согласуется с пиком выделением CO₂ из углеродного материала. Это может быть обусловлено распадом кислородсодержащих соединений, образовавшихся при испарении сажи.

Металлические катализаторы использовались в следующих комбинациях: Ni+Co, Ni+Co+Y₂O₃ и Ni+Y₂O₃. Для комбинации Ni + Co использовалась одна концентрация (% по общему весу). При использовании комбинации катализаторов Ni+Co+Y₂O₃ концентрации их составили по весу 5,4%, 5,4% и 7,2%; 4,5%, 4,5% и 6,0% и 6,0%, 6,0% и 8,0% соответственно. Расход сажи с катализаторами составлял 0,18-1,25 г/мин. Максимальный выход углеродных нанотрубок наблюдался при увеличении концентрации катализаторов до 20 вес.% по отношению к саже в механической смеси и давлении гелия 500 Торр, токе дуги 400 А. На рис.3 видно образование цилиндрических структур и их сростков с открытыми концами, а также графеновые слои углерода. В соответствии с окислительной термогравиметрией фракции аморфного углерода окисляются в интервале 200-400°C, углеродные

нанотрубки при 400-600 °С, графитизированные частицы при 600-800 °С, остающийся после прогрева до 1000 °С остаток состоит из металлов (рис.3).

В целом проведенные экспериментальные исследования по синтезу углеродных нанотрубок при пиролизе сажи в присутствии металлических катализаторов Ni+Co+Y₂O₃ в плазмоструйном реакторе на основе плазмотрона постоянного тока с расширяющимся каналом-анодом давлении плазмообразующего газа (гелий, аргон) в диапазоне 350 -710 Торр, токе - 250-400 А показали:

Одновременный тангенциальный ввод сажи с катализатором позволяет варьировать скорость расхода катализатора;

Изменением скорости подачи и рода плазмообразующего газа возможно влиять на рост количества углеродных нанотрубок и форм с открытыми концами. В среде аргона образуется большое количество аморфного углерода и сфероидальных наночастиц;

Максимальный выход углеродных нанотрубок наблюдался в среде гелия при комбинации Ni : Co : Y₂O₃ = 6,0% : 6,0% : 8,0% и весовом отношении сажа : катализатор - 80:20 вес.%. Диаметр синтезируемых углеродных нанотрубок менялся от 16 до 74 нм в зависимости от условий;

При уменьшении тока дуги в продуктах синтеза увеличивается количество примесей в виде многообразных форм наночастиц и аморфного углерода.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №12-08-00695 и гранта РФФИ № 11-08-00560.

Литература:

1. Тарасов Б.П., Мурадян В.Е., Шульга Ю.М.и др./// Альтернативная энергетика и экология.2002. № 6. С.4
2. Ковальская Е.А., Картель Н.Т., Прихолько Г.П., Семенцов Ю.И. // ХФТП .2012. Т.3 №1.
3. R.H.Amirov, E.I.Asinovsky, E.Kh.Isakaev and V.I.Kiselev // Journal of High Temperature Material Process. 2006. V.10. No2. P.197.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК ZnO

Мусаева М.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
E-mail: mega.musaeva@inbox.ru

Пленки оксида цинка (ZnO), относящиеся к широкозонным полупроводникам и обладающие множеством интересных свойств, находят широкое применение в оптоэлектронике в качестве светодиодов, работающих в сине-зеленом и УФ диапазонах, прозрачных дисплеев, УФ фотодетекторов, газовых сенсоров, прозрачных электродов в преобразователях солнечного излучения и т.д. Важным достоинством этих пленок является возможность управления их электрическими свойствами введением донорной или акцепторной примеси. Количество публикаций по ZnO непрерывно растет с годами, опережая число и темпы роста публикаций по таким широкозонным материалам. Интерес к ZnO обусловлен его нетривиальными физическими свойствами, такими как высокая прозрачность в видимом диапазоне и высокая проводимость при легировании Al, Ga или In, большой коэффициент электромеханической связи, высокая механическая прочность и радиационная стойкость, интересные сенсорные свойства. ZnO обладает привлекательными оптическими свойствами, обусловленными прямой запрещенной зоной и большой энергией связи экситона.

Предложены способы выращивания пленок и наноструктур с высоким совершенством кристаллической структуры. В частности, реализован магнетронный метод послойного роста пленок, позволяющий достичь их высокого структурного совершенства и значительных толщин, недоступных для некоторых других методов.

Оксид цинка активно изучали как катодолюминофор, пьезоэлектрик и прозрачный проводник. Однако его электрические и оптические свойства сильно зависят от технологии получения, что является следствием отклонения от стехиометрического состава, свойственного всем оксидным полупроводникам.

Оригинальной особенностью многих оксидов является необычайно резкая зависимость их электрического сопротивления от ряда внешних воздействий: напряженности электрического поля (действие варисторов [1]), природы окружающей газовой среды (действие датчиков газов, катализаторов [2]) и др. Механизмы этой особенности до сих пор однозначно не установлены. Наиболее вероятна их связь с химическими и фазовыми изменениями на поверхности раздела фаз. Поэтому, получение необходимых, и главное, стабильно повторяемых свойств поликристаллических материалов осложняется их структурными особенностями, важнейшее из которых является наличие межкристаллитных границ.

На рисунке 1.1 изображен межкристаллитный потенциальный барьер, образованный двумя областями пространственного заряда (ОПЗ) на поверхности контактирующих зерен. В состоянии равновесия (а) заряд поверхностных состояний $eN_s = 2eN_d r$ компенсирован положительным зарядом ионизированных доноров в ОПЗ и высота потенциального барьера определяется выражением

$$E\varphi_0 = e^2 N_d r^2 / 2 \epsilon \epsilon_0 = e^2 N_s^2 / 2 \epsilon \epsilon_0 N_d. \quad (1)$$

Обычно ширина ОПЗ $r \ll d$ (d – средний размер кристаллитов) и поверхностный заряд $eN_s \ll eN_d d / 2$, т.е. кристаллиты находятся в состоянии частичного обеднения барьера.

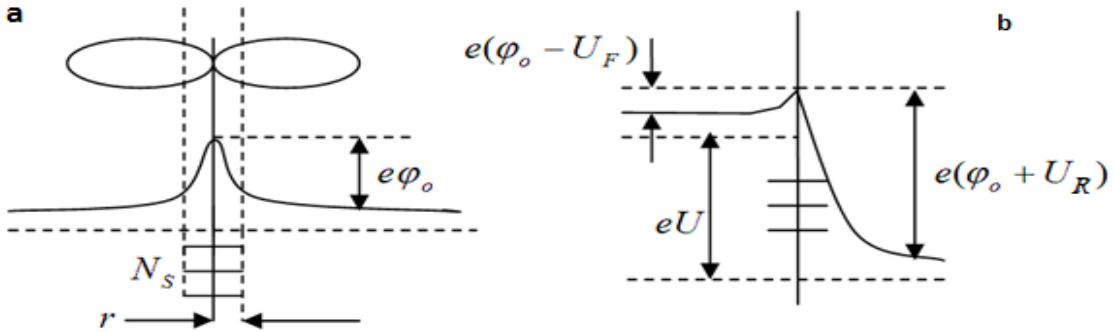


Рис.1.1. Энергетическая схема межкристаллитного потенциального барьера на границе двух контактирующих зерен: **a** – при отсутствии внешнего смещения; **b** – при приложении смещения U . U_F – величина прямого смещения левого барьера, U_R – величина обратного смещения правого барьера; $e\varphi_0$ – высота потенциального

Электропроводность, обусловленная переходами через потенциальные барьеры между проводящими кристаллитами, составляет

$$\sigma_\phi = (1/N_b)\sigma_s \exp(-e\varphi_0/kT), \quad (2)$$

где $\sigma_s = e\mu_s$ – электропроводность кристаллита, N_b – число потенциальных барьеров высотой $e\varphi_0$. Действительно, сопротивление одного кристаллита слагается из последовательно включенных сопротивлений однородной объемной фазы R_V и сопротивления R_S граничного слоя: $R = R_V + R_S$. Если сопротивление объемной фазы R_V много меньше сопротивления граничного слоя R_S , то сопротивление поликристаллической пленки будет определяться сопротивлением приконтактной области R_S . Экспоненциальный множитель может быть в равной мере отнесен как к температурной зависимости подвижности носителей в поликристалле, так и к температурной зависимости концентрации на вершине барьера (в широкозонных полупроводниках). Надбарьерная проводимость – основной вид проводимости поликристаллических приборов, нелинейность ВАХ которых обусловлена зависимостью высоты барьера и ширины ОПЗ от напряженности поля. Влияние проводимости кристаллита проявляется при высоком напряжении или на высокой частоте, когда потенциальные барьеры «закорочены» соответственно туннельными или емкостными токами.

Высота межкристаллитного потенциального барьера (МКПБ) зависит от уровня легирования N_d полупроводника и концентрации поверхностных состояний N_s . Из выражения (2) следует, что до тех пор, пока не достигнуто предельное заполнение состояний на поверхности контактирующих зерен, потенциальный барьер линейно возрастает с N_d . Максимальная высота барьера достигается при условии $eN_s = eN_d d / 2$. Как только все поверхностные состояния (ПС) оказываются заполненными, высота барьера снижается как N_d^{-1} (из-за сужения ОПЗ). Скорость спадания зависимости $\varphi(N_d)$ определяется видом энергетического распределения плотности ПС $N_s(E)$ и максимальна для моноэнергетических ловушек [3].

В нелегированном ZnO донорами являются междуузельный цинк или, что менее вероятно, вакансии кислорода с малой энергией активации $E_i < 0,05 \text{ эВ}$. Так как уровень Ферми в объеме кристаллита практически совпадает с дном зоны проводимости, то температурная зависимость электропроводности поликристалла должна определяться МКПБ.

На рис.1.2. при нагреве (до 720 К) пленок ZnO в вакууме проводимость растет на пять и более порядков (кривая 1). В результате электропроводность пленок ZnO почти не уступает электропроводности монокристалла, что свидетельствует об исчезновении МКПБ, а следовательно, об их хемосорбционной природе. Для восстановления спектра ПС на границах кристаллитов и связанных с ними МКПБ достаточно вновь нагреть образцы на воздухе (кривая 2).

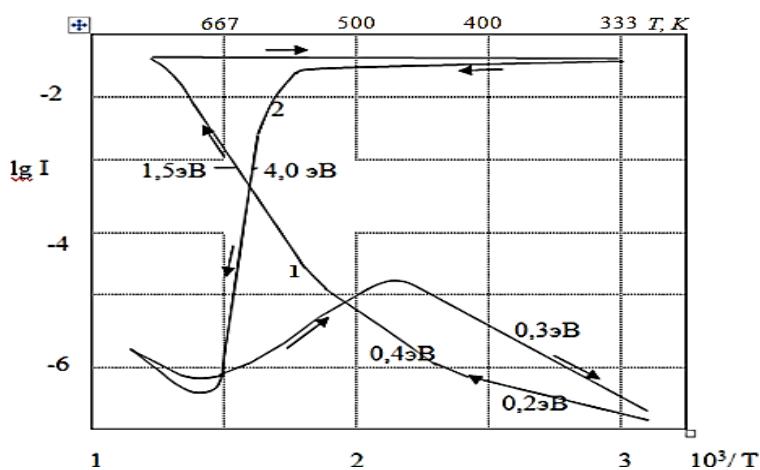
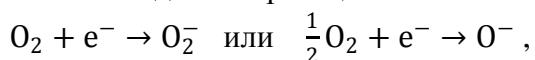


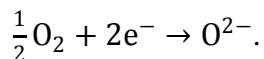
Рис.1.2. Температурная зависимость тока поликристаллической пленки ZnO в координатах $\lg I - (10^3/T)$. 1 – при нагреве в вакууме, 2 – при нагреве на воздухе. Толщина пленки ~1 мкм.

На кривой 1 зависимости $\lg I = f(10^3/T)$ наблюдаются три линейных участка в интервалах температур $\Delta T = 290 - 370, 370 - 470, 470 - 720 \text{ К}$, с соответствующими энергиями активации: $0,12 - 0,2 \text{ эВ}; 0,35 - 0,5 \text{ эВ}; 1,2 - 1,8 \text{ эВ}$. Естественно предположить, что энергии активации связаны с различными формами адсорбции кислорода на поверхности ZnO: физической (низкотемпературной) и химической (высокотемпературной).

Таким образом, в оксиде цинка МКПБ существуют и стабильны лишь в окислительной среде при $T < 670 \text{ К}$. В этом диапазоне температур проводимость поликристаллических пленок определяется, главным образом проводимостью в области контакта между зернами. Поскольку диффузия по границам зерен протекает быстрее, чем в объеме [3], то межзеренные границы можно рассматривать как непосредственно взаимодействующие с газовой фазой. Основным процессом, определяющим изменение проводимости структуры, будет хемосорбция кислорода, которая при умеренных температурах может протекать по одной из реакций:



а при более высоких температурах возможно образование двухзарядных атомарных ионов:



Кислород при этом проявляет себя как акцепторная примесь, захватывая электроны на ПС, связанные с хемосорбцией, и формирует приповерхностные слои обеднения, являющиеся потенциальными барьерами при переносе электронов вдоль структуры. Согласно при $T < 420$ К кислород хемосорбируется на ZnO в молекулярной форме O^{2-} . Дальнейшее повышение температуры приводит к изменению электрофизических параметров, характеризующих состояние поверхности (в том числе и положения уровня Ферми), обеспечивая тем самым хемосорбцию атомарного кислорода.

Ход кривой электропроводности при первом нагреве свежеизготовленных образцов в вакууме имеет более сложный характер и отличается от хода при последующих циклах нагрева, что связано, по-видимому, с неравновесными формами адсорбции. Нагрев до 670 К в окислительной среде с медленным охлаждением приводит к «самозалечиванию» поверхности и восстановлению спектра ПС и МКПБ и стабилизации свойств поликристаллического образца.

Таким образом, исследованием температурной зависимости проводимости поликристаллических пленок оксида цинка при нагревании их в вакууме выявлены различные формы адсорбции кислорода. Определены энергии активации процессов адсорбции в различных температурных интервалах. Нагрев пленок в вакууме приводит к дегазации поверхности и межкристаллитных областей и исчезновению МКПБ. При последующем прогреве образцов на воздухе барьеры восстанавливаются, что указывает на обратимость процесса адсорбции O_2 на ZnO при температурах $< 700 K$.

Литература:

1. Обвинцева Л.А. Полупроводниковые металлооксидные сенсоры для определения химически активных газовых примесей в воздушной среде // Журнал Рос.хим. об-ва, им. Д.И. Менделеева, 2008. – Т. ЛII. – №2. – С.113-121.
2. Caballero A.C. at al. Bulk grain resistivity of ZnO-based varistors //Journal of Electroceramics., 2004. – Т.13. – № 1-3. – С.759-763.
3. П. Кофстад. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых окислах металлов. – М.: Мир, 1975. – 369с.

РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ОСАДОЧНОЙ ТОЛЩИ ВОСТОЧНОГО ПРЕДКАВКАЗЬЯ

Маммаев О.А.

ИПГ ДНЦ РАН
o_mammaev@rambler.ru

По результатам наших исследований концентрации урана в термальных рассолах пермо-триасового комплекса Терско-Кумского бассейна составляют интервал значений на уровне 95% доверительной вероятности $(0,06-1,0) \cdot 10^{-7}$ г/л.

Средние концентрации урана в гравелите и сидерите в отложениях пермо-триасового комплекса составляют соответственно $(3,1-2,6) \cdot 10^{-4}\%$. Средние концентрации радиоэлементов в песчано-глинистых и песчано-карбонатных породах триаса составляют: урана $3,1 \cdot 10^{-4}\%$, тория $12 \cdot 10^{-4}\%$, калия 2,7% (Юбилейная, В.-Сухокумская, Ю.-Буйнакская и др.). В гранитах палеозойского фундамента по нашим анализам концентрации урана – $9 \cdot 10^{-4}\%$, тория – $14 \cdot 10^{-4}\%$, калия – 2,5% (все приводимые в работе интервалы изотопно-геохимических показателей подсчитаны на уровне доверительной вероятности 0,95).

Содержание радиоактивных элементов в породах мезо-кайнозойских отложений Восточного Предкавказья

Порода	Возраст отложений	Содержание элементов в вес. %									Th/U	K/U $n \cdot 10^3$		
		Уран $n \cdot 10^{-4}$			Торий $n \cdot 10^{-4}$			Калий, %						
		от	до	средн.	от	до	средн.	от	до	средн.				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13		
Гранит	палеозой	8	10	9	1	16	14	1,5	3,5	2,5	1,56	2,8		
Гравелит	н. триас	1,0	5, 5	3, 1	8	27	16	1,9 9	3,5 4	2,7	5,16	8,7		
Сидерит	ср. триас	2,1	3, 1	2, 6	2	5	4	1,8	3,3	2,3	1,54	8,8		
Аргиллит	н. юра	2,6	6, 5	3, 1	6	11	1,3	2,6 3	3,7 9	2,8	0,42	9,0		
Аргиллит	ср. юра	2,5	3, 2	2, 9	4	10	1,0	0,9 5	3,2 9	1,9	0,34	6,6		
Аргиллит	в. юра	2,6	3, 8	3, 1	3	15	7,0	0,8 3	4,5 7	2,2	2,26	7,1		
Песчаник	ср. юра	2,0	3, 0	2, 5	3	10	6,5	0,1	1,0	0,5	2,60	2,0		
Песчаник	в. юра	2,0	3, 0	2, 5	3	10	5,4	0,0 8	0,9 1	0,2	2,16	0,8		
Известняки	–«–	1,5	5	2, 0	3	4, 5	3,5	0,0 4	8,7	0,1	1,75	0,5		
Аргиллит	н. мел	2,0	2, 6	2, 1	3	6	4,9	1,8 3	3,5	2,4	2,33	11,4		
Песчаник	в. мел	2,0	3	2, 2	6	1	6,1	1,1 8	2,5 3	1,5	2,77	6,8		
Известняки	в. мел	2,0	3	2, 3	2	5	3	0,0 6	2,1	0,3	1,30	1,3		

Глина	майкоп	3	14	4, 1	5	13	9	—	—	—	2,20	
Мергель	—«—	3	12	4, 2	6	10	7,1	—	—	—	1,69	
Песчаник глинистый	—«—	3	5	3, 2	5	7	6,2	—	—	—	1,94	
Глина	сармат	3	7	5, 1	9	12	10,3	—	—	—	2,02	

В таблице приведены содержания естественных радиоактивных элементов в образцах керна опорных скважин Терско-Кумского бассейна.

В породах палеозойского фундамента концентрации урана относительно высокие до $1 \cdot 10^{-3}$ %. Различное обогащение пород ураном можно объяснить существованием различных геохимических условий в бассейне осадконакопления. Относительно повышенное содержание урана в породах неокома и верхней юры связано с восстановительной обстановкой в периоды их осадконакопления и высоким содержанием органического вещества. В этот период, вследствие восстановительной обстановки уран удалялся из растворов и накапливался в осадках древних морских бассейнов. Таким же образом в периоды обмеления мелового моря и за счет ОВ обогащены ураном породы фораминиферового и нижне-майкопского отложений. Из вышеизложенного следует, что распределение урана по разрезу осадочных пород несет информацию о геохимических условиях бассейна осадконакопления.

Для тория относительно низкие концентрации характерны для пород от фораминиферового до верхнеюрского возраста. В породах палеозойского фундамента содержание тория резко повышается. Содержание тория в глинистых породах майкопа и средней юры одинаково, а при переходе к триасовым отложениям наблюдается относительное уменьшение тория. В распределении калия в породах мелового и юрского возраста заметных вариаций не наблюдается. В отложениях палеозойского фундамента, по имеющимся данным, также не наблюдается значительного увеличения калия.

ФОТО- И ОСТАТОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЗАКАЛЕННЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА

Абрамова Б.А.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

При исследовании различных методов термообработки образцов на кинетику адсорбции и заряжения поверхности было обнаружено, что если после отжига на воздухе или в атмосфере кислорода при $T= 900\text{-}1000$ К охладить до температуры жидкого азота (закалить), то он приобретает интересные свойства. Прежде всего резко возрастают его удельное сопротивление, на 4-5 порядка. Исследование фотоэлектрических свойств подобных образцов доказало, что они обладают высокой фоточувствительностью, остаточной проводимостью и рядом другими интересными особенностями.

Исследованные нами закаленные образцы ZnO обладали высокой фоточувствительностью в ультрафиолетовой области спектра как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. При комнатной температуре максимум фототока наблюдается в области 3850-3750 Å, что совпадает с началом собственного поглощения окиси цинка и связывается с прямым возбуждением электронов из валентной зоны в зону проводимости [1].

В области коротких длин волн коэффициент поглощения окиси цинка весьма велик и генерация фотоносителей происходит вблизи поверхности [2]. Различные способы обработки поверхности пленок, адсорбция газов, эффект поля и другие процессы изменяют характер и глубину этого поверхностного слоя. При высокотемпературном отжиге на воздухе или в атмосфере кислорода избыточный цинк, очевидно, диффундирует на поверхность и затем окисляется при взаимодействии с адсорбированным кислородом. Это сопровождается уменьшением концентрации носителей в поверхностном слое или во всем объеме кристаллитов. При нагреве до 700 К и медленном охлаждении пленки окиси цинка вновь становятся низкоомными и теряют фоточувствительность. Известно, при температуре выше 650 К происходит диссоциация адсорбированных молекул O_2 на атомы O, которые вступают в реакцию с междуузельными атомами цинка с образованием ZnO . Это приводит к уменьшению концентрации междуузельных атомов ZnO и концентрации носителей. При медленном охлаждении образцов, по-видимому, протекают обратные процессы, такие как обогащенные кислородом слои не стабильны. При закалке эти процессы не успевают пройти и на поверхность кристаллов, в том числе и в местах их контактов друг с другом, остаются высокоомные прослойки, обогащенные кислородом. Для проверки этой информации и были исследованы фотоэлектрические свойства закаленных пленок ZnO .

Важно отметить, эффект закалки оказывается только в случае поликристаллических образцов; проводимость эпитаксиальных слоев при отжиге и закалке меняется очень слабо.

Исследование спектрального распределения фотопроводимости показало (рис.1), что максимум фототока находится в области 364 и 372 нм.

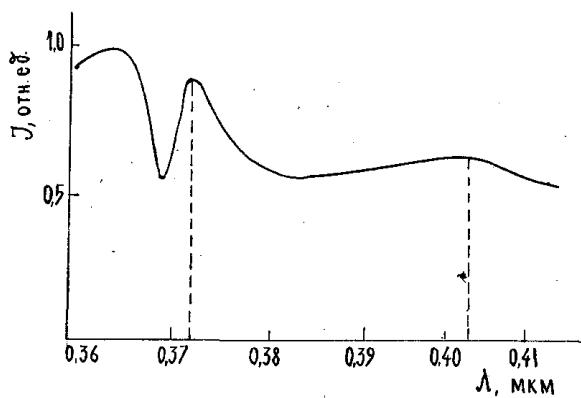


Рис.1. Спектральное распределение фотопроводимости закаленных пленок оксида цинка.

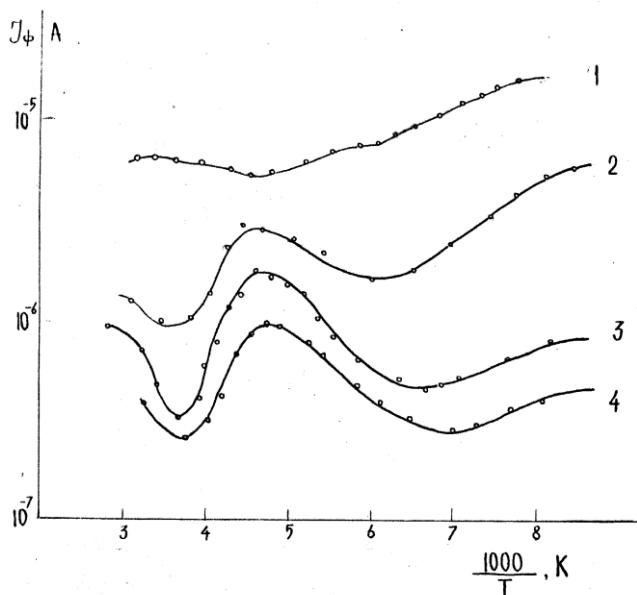


Рис. 2 Температурные зависимости фототока полученные при различной интенсивности засветки:

- 1- $L_1 = 7 \cdot 10^{16}$ квант/ см^2 с,
- 2- $L_2 = 2.8 \cdot 10^{15}$ квант/ см^2 с,
- 3- $L_3 = 9 \cdot 10^{14}$ квант/ см^2 с,
- 4- $L_4 = 10^{14}$ квант/ см^2 с,

На рис.2 представлены температурные зависимости фототока, полученные при различных интенсивностях засветки. При анализе этих зависимостей $I_\phi(T)$ можно выделить четыре обособленных участка. В области $100 \leq T \leq 170$ К наблюдается экспоненциальный рост фототока с энергией активации 0,11 эВ. Рост фототока при любых интенсивностях освещения кончается при температуре $T \approx 210$ -215 К. С дальнейшим увеличением температуры начинается гашение фототока с энергией активации 0,16 эВ. Причем, было установлено, что точка перегиба Т с увеличение

интенсивности освещения смещается в сторону более высоких температур. Наклон зависимости $\ln(\Delta I_\Phi)$ от $1/T$ равен 0,22 эВ.

Исследование люкс-амперных характеристик на закаленных пленках оксида цинка показало, что при малых интенсивностях ЛАХ линейны, а при больших – сублинейны с показателем $\alpha \sim 0,5$. Такая зависимость свойственна полупроводникам, центры прилипания которых расположены в запрещенной зоне в определенном энергетическом интервале [3]. Люксамперные характеристики, снятые для закаленных образцов, показали, что $J \sim L^\beta$, где L – интенсивность света. При небольших освещенностях ЛАХ стационарного тока линейна (момомолекулярная рекомбинация), при увеличении интенсивности она переходит в характеристику виду $J = \sqrt{L}$ (бимолекулярная рекомбинация), т.е. с увеличением термического гашения рекомбинация дырок на центрах будет осуществлена путем захвата свободных электронов, а в результате их термического выброса в ν – зону и гиперболический характер релаксации переходит в области ТГФ переходит в экспоненциальный.

Для нахождения концентрации и закона распределения уровней прилипания по энергиям исследована термостимулированная проводимость (ТСП) пленок ZnO. На кривой зависимости ТСП от температуры имеется один широкий максимум, положение которого меняется в интервале (164 – 220) К. Регулируя скорость нагрева и интенсивность возбуждения, можно проявить тот или иной максимум (рис. 3).

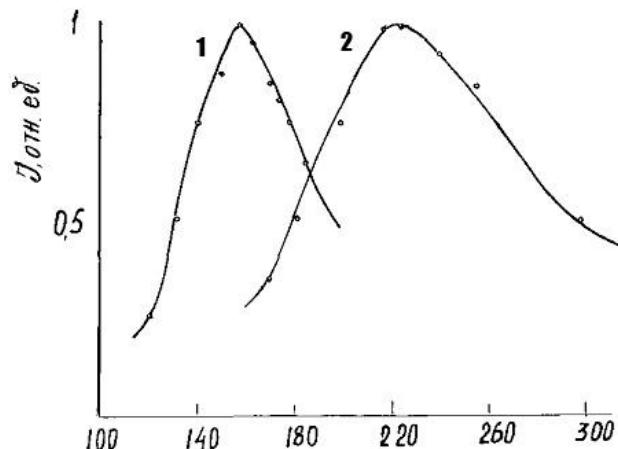


Рис.3. Зависимость термостимулированного тока закаленных пленок ZnO от температуры при разных скоростях нагрева: 1- $b \sim 0,07 \text{ K/s}$; 2- $b \sim 0,15 \text{ K/s}$

Изучение начальных участков нарастания ТСП $J = \text{const} \cdot \exp(E_t / kT)$ в координатах $\ln J \sim T^{-1}$ позволило установить наличие уровней (0,15 – 0,4) эВ под дном зоны проводимости.

Разработанный способ получения высокоомных слоев ZnO, основанный на закалке является перспективным. Этот способ фактически позволяет управлять свойствами межзеренных границ и получить на этой основе либо высокоомные слои с высокой фоточувствительностью и фотопамятью, либо низкоомные слои, перспективные, например, для использования в качестве прозрачных электродов.

Литература:

1. Пойс А. Основы фотопроводимости. М.: Мир, 1966, 192.
2. Лашкарев В.Е., Любченко А.В., Шейкман М.К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев: Наукпва думка, 1981, 264
3. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Оксись цинка. Получение и .оптические свойства. М.: Наука,1984,165

СИНТЕЗ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ С НИТРИДОМ АЛЮМИНИЯ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Ш.М. Рамазанов, М.К. Курбанов

Дагестанский государственный университет, Махачкала

Большой интерес в настоящее время представляют поверхностно-барьерные структуры, в том числе диодные структуры на основе контакта металл-полупроводник, характеристики, которых непосредственно связаны с выбором исходных материалов и технологией изготовления.

Одной из главных причин, затрудняющих формирование перехода металл/полупроводник с заданными электрическими свойствами, является высокая плотность поверхностных состояний на интерфейсе структуры металл/полупроводник. Высота потенциального барьера φ_B для носителей заряда в реальных структурах металл/полупроводник слабо зависит от работы выхода электрона из металла и не согласуется с теоретической моделью Шоттки-Мотта.

В настоящей работе представлены результаты исследований поведения потенциального барьера для носителей заряда в области перехода $Me/(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ в зависимости от химического состава твердого раствора, концентрации примесей, плотности поверхностных состояний.

Практический интерес к данным структурам обусловлен тем, что благодаря большой ширине запрещенной зоны E_g твердого раствора $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ (3-6эВ)в них возможно получение барьеров Шоттки с высокими значениями энергий, которые являются основой для создания высоковольтных силовых диодов Шоттки. Однако, проблема формирования к ним низкоомных омических контактов, которые могут функционировать при высоких плотностях токов и температурах до конца не изучена.

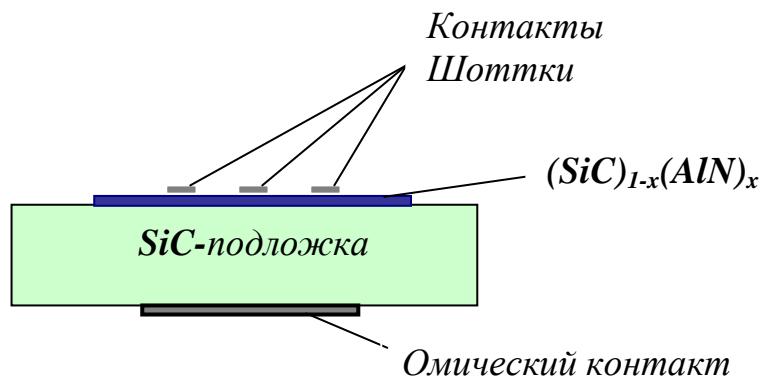


Рис.1. Структура диода Шоттки.

Для создания контактных структур $Me/(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ использовались монокристаллические эпитаксиальные слои $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ -типа проводимости, полученные методом сублимационной эпитаксии на подложках 6H-SiCn- типа.

До осаждения металлических слоев на $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ изготавливались омические контакты к подложкам SiC путем вакуумного термического осаждение Cr на шлифованные поверхности подложки при $T \sim 500^{\circ}C$. Для формирования линейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакты также подвергались высокотемпературной обработке.

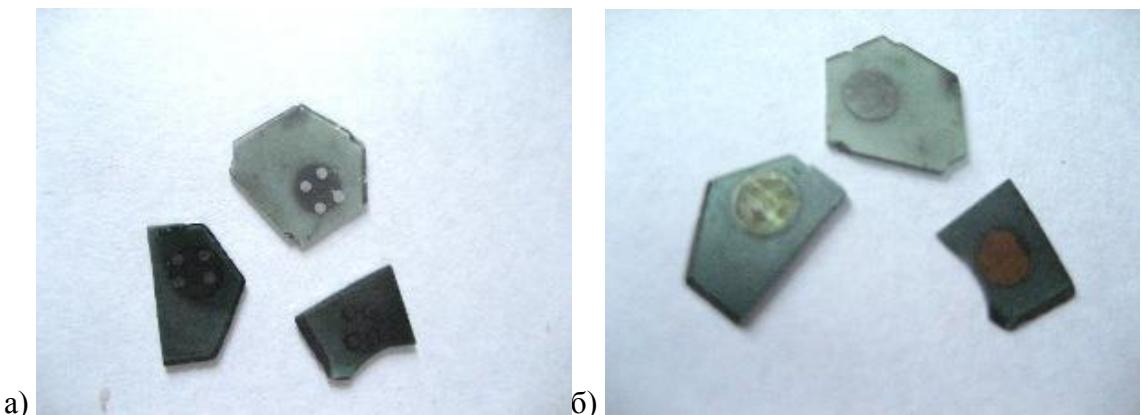


Рис.2. а) Барьеры Шоттки на структуре $Me/(SiC)_{0,5}(AlN)_{0,5}$ (Cr-наверху, Al-слева, Ni-справа) и б) омические контакты соответственно.

Металлические слои Al, Cr, и Ni наносились термическим испарением в вакууме 10^{-6} Торр. при температуре $\sim 250^{\circ}C$. Толщина металлических слоев составляла ~ 5 мкм.

Методами вольт-амперных и вольт-фарадовых характеристик (ВФХ) определены значения высоты потенциального барьера в зависимости от соотношения компонент твердого раствора, концентрации примесей и плотности поверхностных состояний. Значения φ_B при концентрации нескомпенсированной донорной примеси $N_{D\bar{V}}$ в твердом растворе $(SiC)_{1-x}(AlN)_x \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и плотности поверхностных состояний $D_s \approx 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ составляют около 1,81; 1,95; 2,13 эВ для систем Al/n-(SiC)_{0,5}(AlN)_{0,5}, Cr/n-(SiC)_{0,5}(AlN)_{0,5}, Ni /n-(SiC)_{0,5}(AlN)_{0,5} соответственно.

На основе модели, обобщающей теории Бардина и Шоттки-Мотта проведены расчеты высоты барьера в области фазового перехода Me/ n -(SiC)_{1-x}(AlN)_x в зависимости от D_S и N_D при различных значениях концентрации x в твердом растворе. Согласно данной модели φ_B описывается следующим выражением:

$$\varphi_B = \left[c_2 (\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi \right] + \\ + \left\{ \frac{c_2^2 c_1}{2} - c_2^{3/2} \left[c_1 (\varphi_m - \chi) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) \frac{c_1}{c_2} - \frac{c_1}{c_2} \left(V_n + \frac{kT}{q} \right) + \frac{c_2 c_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\}$$

где q - заряд электрона; χ - электронное сродство полупроводника; E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника $E_g = 3.86x^2 - 0.56x + 33$; φ_0 - энергетический уровень на поверхности; V_n - расстояние от дна зоны проводимости до уровня Ферми, $\Delta\varphi$ - понижение высоты барьера за счет силы изображения:

$$\Delta\varphi = \left[\frac{q^3 N_D (\varphi_{B0} - kT/q)}{8\pi^2 \epsilon_d^2 \epsilon_s \epsilon_0^3} \right]^{1/4}, \quad c_1 = \frac{2q\epsilon_s N_D \delta^2}{\epsilon_i^2}, \quad c_2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta D_s},$$

ϵ_s и ϵ_d - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника на низких и на оптических частотах соответственно; ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума. δ - толщина промежуточного слоя между металлом и полупроводником, ϵ_i - его относительная диэлектрическая проницаемость.

На рисунке 3 представлена зависимость φ_B от D_S при энергетическом уровне состояний на поверхности $\varphi_0 = 0.3E_g$, рассчитанная для металлов Al, Cr и Ni. Расчетные величины φ_B при $D_S < 10^{13}$ значительно меньше, чем найденные из ВАХ и ВФХ. Исходя из этого сделан вывод, что использованная модель достаточно хорошо описывает свойства Me/(SiC)_{1-x}(AlN)_x при $D_S > 10^{13}$, что имеет место в реальных структурах.

На рисунке 4 приведена зависимость высоты барьера φ_B от N_D , рассчитанная для металлов Al, Cr, Ni при $x=0.2$. Как видно, при $N_D > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ высота барьера значительно уменьшается. Это соответствует экспериментальным данным и объясняется тем, что при высоких степенях легирования полупроводника толщина потенциального барьера в полупроводнике уменьшается, и подвижные носители заряда легко преодолевают его в обоих направлениях за счет туннельного эффекта. Такие структуры обладают омическими свойствами.

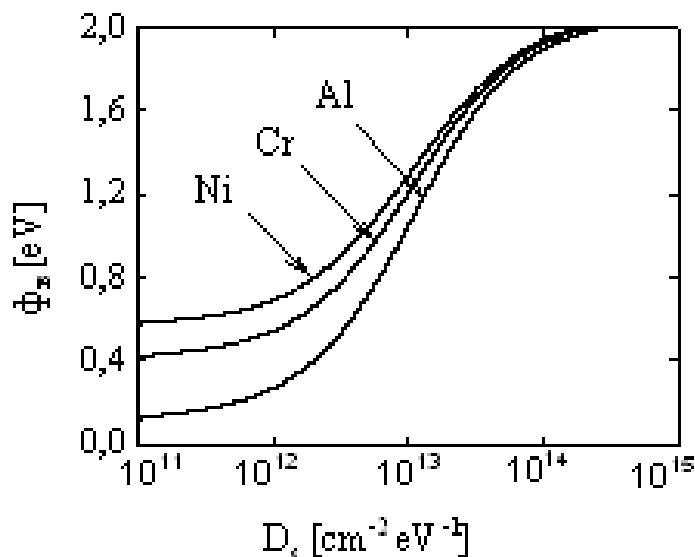


Рис.3. Зависимость φ_B от D_s при $\Phi_0=0,3E_g$ для структуры Me/n-(SiC)_{0,8}(AlN)_{0,2}.

Исследования поведения φ_B в области перехода Me/(SiC)_{1-x}(AlN)_x при воздействии высоких температур показали, что термический отжиг в вакууме или в инертной среде значительно уменьшает величину потенциального барьера.

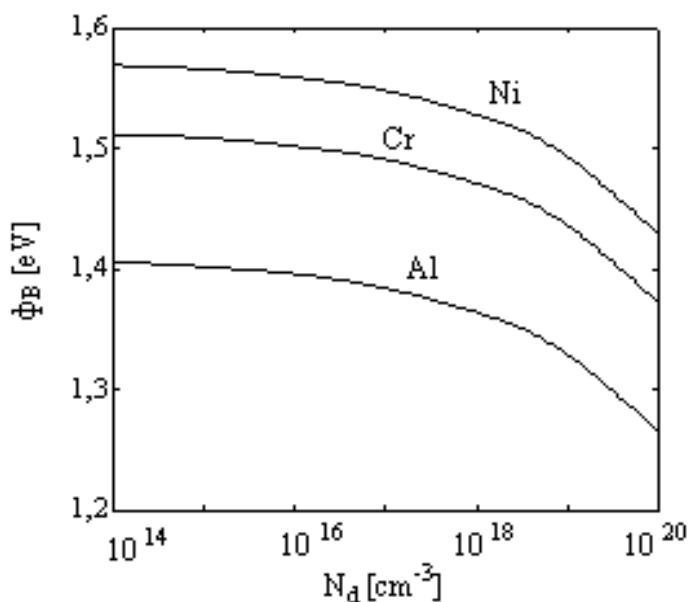


Рис.4. Зависимости высоты барьера Шоттки φ_B от концентрации легирующей примеси N_D для металлов Al, Cr, Ni.

Для структур Cr/n-(SiC)_{1-x}(AlN)_x, Ni/n-(SiC)_{1-x}(AlN)_x зависимость удельного контактного сопротивления от температуры отжига обладает явно выраженным минимумом при температуре около 1200°C. Уменьшение контактного сопротивления при термоотжиге обусловлено диффузионным легированием n-(SiC)_{1-x}(AlN)_x атомами хрома или никеля, которые являются донорной примесью и образованием под контактом сильнолегированного слоя.

В структурах Al/n-(SiC)_{1-x}(AlN)_x термоотжиг хотя и приводит к спрямлению ВАХ, удельное сопротивление остается достаточно высоким, что, вероятно, связано с образованием компенсированного высокоменного слоя полупроводника за счет

диффузии при отжиге алюминия, который является акцепторной примесью в $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$.

Таким образом, значения φ_B и удельного переходного сопротивления в области переходе $\text{Me}/(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, помимо величин работ выхода электрона из металла и из полупроводника, существенно зависят от таких факторов, как плотность поверхностных состояний полупроводника, степень легирования, температура осаждение металлического слоя, температура и время отжига структуры.

ПРИЧИНЫ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ CdS ЛЕГИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫМИ МЕТЕЛЛАМИ

Хамидов М.М., Рабаданов М.Х., Магомедбеков У.Г., Али Рафик М. К.

Дагестанский государственный университет, hamidov06@mail.ru

Основные практически важные оптоэлектронные свойства широкозонных полупроводников связаны с наличием в них центров с различными энергетическими уровнями в запрещенной зоне. Они образованы как собственным и примесными дефектами, так и их комплексами [1,2]. Однако, эти центры в халькогенидах кадмия и цинка не устойчивы к внешним воздействиям и в результате этого наблюдаются изменения как спектров поглощения, излучения так и электрофизических свойств полупроводников и приборов на их основе. Некоторые типы таких преобразований в кристаллах этих полупроводниковых соединений интерпретированы на основе предположений о фото-, термоассоциации и диссоциации примесно-дефектных комплексов[1]. Однако, они еще нуждаются в экспериментальном обосновании и объяснении.

В данной работе приведены результаты исследования влияния режима охлаждения на характер распределения центров прилипания (ЦП) в кристаллах CdS:Rb методами термостимулированной проводимости (ТСП) и примесной фотопроводимости (ПФ).

Методика эксперимента. Кристаллы CdS имели темновую проводимость $G \approx 10^{-1} - 10^0 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Легирование кристаллов примесями Rb производилась в процессе активирующего отжига ($T=920 \text{ K}$, $t= 20-60 \text{ мин}$) в инертной среде, образцов с предварительно нанесенным слоем металла. Отжиг приводил к переходу кристаллов в высокоомное ($G_t \approx 10^{-9} - 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) и фоточувствительное ($G_\Phi / G_t \approx 10^5 - 10^7$) состояние.

Исходное состояние дефектной-примесной смеси кристалла определялось измерениями на кристаллах охлажденных до температур ($T=90 \text{ K}$) в темноте (режим – I), а для выяснения влияния условия эксперимента на характер их распределения, образцы в процессе охлаждения непрерывно или при определенной температуре в течение фиксированного времени облучались интегральным светом (режим - II), причем перед охлаждением они подвергались дезактивации – нагреву в темноте до 360 K .

Экспериментальные результаты. Спектр ПФ в кристаллах CdS:Rb, при температуре $T=90\text{K}$, после их охлаждения в режиме-1, представляет собой полоса с красной границей 0,9эВ. (рис.1 , кр.1). В зависимости от температуры начала освещения в процессе охлаждения, интенсивность, структура и параметры этой полосы, при низких температурах, испытывают изменения (рис.-1 кр.2-4).

Сечения захвата центров ответственных за спектр ПФ, вычисленные по данным кинетики спада примесного фототока, для различных энергетических участках спектральной полосы, в пределах погрешности, имели одинаковые значения $S = 10^{-15} \text{ см}^2$.

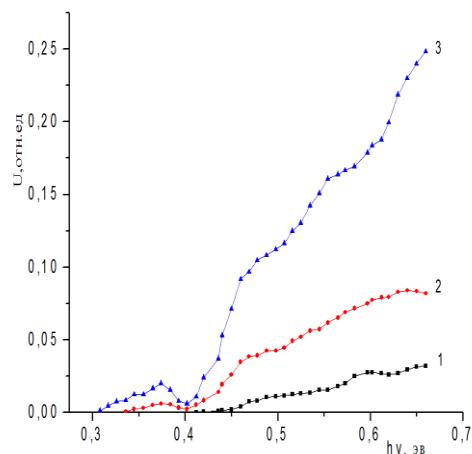
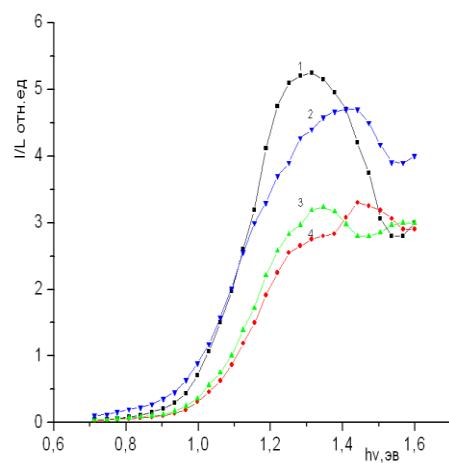


Рис.1. Спектры ПФ при $T= 90\text{ K}$. :
1-охлаждение в темноте, охлаждение
на свету 2- от 250 K , 3-от 273 K
и 4- от 320 K

Рис 2, Спектры ИПФ после
охлаждения в режиме -2: I_ϕ
1- 10^{-8} , 2- 10^{-7} и 3- 10^{-6} A .

При низкой температуре, в исследованных кристаллах CdS:Rb, охлажденных в режиме-2, наблюдается полоса индуцированная примесная фотопроводимость(ИПФ) (Рис.-2). Интенсивность этой полосы с ростом уровня дополнительной собственной подсвемки возрастает, при одновременном смешении красной границы на $E=0,1\text{ эВ}$.

Кривые ТСП, снятые после обоих режимов предварительного охлаждения образца, имели сложную структуру, как результат последовательного опустошения, по мере увеличения температуры, близко расположенных энергетических уровней под дном зоны проводимости и вследствие этого наложения многих элементарных полос. Параметры E_t -энергетическая глубина, S_t - сечение захвата центров прилипания ответственных за ТСП вычисленные по методу [3-5] и температура соответствующих максимумов элементарных полос приведены в таблице.

Параметры центров прилипания до и после протекания ФХР

	до ФХР			после ФХР		
	T_m , К	E_t -эВ	S_t - см^{-2}	T_m , К	E_t - эВ	S_t - см^2
	11 4	0.2 8	2.10^{-23}	1 14	0. 3	8.10^{-25}
	130	0.2 3	8.10^{-24}	1 30	0. 24	10^{-24}
				1 50	0. 21	3.10^{-28}
	18 1	0.2 4	2.10^{-26}	1 80	0, 23	4.10^{-27}
				2 40	0. 36	10^{-26}
				2 65	0. 53	2.10^{-25}
				3 00	0. 68	3.10^{-21}
	37 0	0.8	7.10^{-20}	2 47	0. 7	5.10^{-21}

Обсуждение полученных результатов: Сравнения полученных кривых ТСП снятых при различных режимах предварительного охлаждения, анализ результатов таблицы-1 и наблюдаемые изменения полос ПФ и ИПФ от условия эксперимента, указывают на то, что в исследованных нами кристаллах в процессе охлаждении на свету (режиме-2), протекают фотохимические реакции (ФХР) характерные и для соединений $A^{II}B^{VI}$ легированных другими элементами первой группы [1,2,7]

ФХР в исследованных кристаллах CdS:Rb приводят также к изменению интенсивности, структуры и параметров спектров ПФ и ИПФ. Так в охлажденных в режиме-1 кристаллах наблюдается одна полоса ПФ с красной границей $h\nu_m=0,9$ эВ тогда, как в кристаллах охлажденных в режиме-2 наблюдается и спектр ИПФ с красной границей $h\nu_m=0,3$ эВ.

Наблюдаемые изменения структуры и интенсивности полос ПФ и ИПФ (рис-1.и 2) в результате протекания ФХР, являются результатом разрушения одних и образования новых сложных центров прилипания ассоциативного типа. Спектральные

сдвиги наблюдаемых полос ПФ и ИПФ, непротиворечиво интерпретированы, в рамках модели, допускающей их связь с комплексами типа донорно-акцепторных пар (ДАП).

Зависимость структуры и параметров полосы ПФ от температуры начала освещения кристалла при охлаждении (рис.-1), указывает на активационный характер процессов, протекающих при ФХР. В связи с чем обратимые фотостимулированные преобразования дефектно – примесной системы в исследованных кристаллах наиболее эффективно проявляются в температурной области, где наиболее интенсивны процессы перезарядки центров прилипания, как электронов, так и дырок.

Все процессы, протекающие в кристаллах при охлаждении в режиме - II, приводят к изменению и спектров ТСП. Анализ приведенных результатов показывают, что в результате протекания ФХР, некоторые центры, наблюдаемые в кристаллах охлажденных в режиме-I испытывают разрушение. Вместе с тем, в кристаллах охлажденных в режиме протекания ФХР (режим-II) появляются новые, но более глубокие центры, концентрация которых на 2-3 порядка больше чем концентрация исходных центров. Аналогичные и близкие по параметрам глубокие центры наблюдались и при исследовании ТСП в легированных щелочными металлами фотохимически не активных пиролитических пленках CdS [8]. Сечения захвата, вновь образованных центров, на 3-4 порядка больше чем сечение захвата других центров, ответственных за полосы ТСП, что является характерным для притягивающих центров. Причиной всех наблюдаемых изменений являются, образование одних и разрушение других, неустойчивых к воздействию света, примесно-дефектных комплексов с различными энергетическими и кинетическими параметрами.

Данные таблицы показывают, что в кристаллах CdS легированных рубидием, вследствие протекания ФХР, возникают новые центры с аномальным свойством, которое заключается в том, что их термическая ионизация, несмотря на относительно большую энергетическую глубину, происходит раньше, чем термическая ионизация ЦП с меньшей энергетической глубиной. Такая особенность этих центров с энергетической глубиной E_c – 0,3 и 0,24 эВ, как мы предполагаем, является следствием того, что они после ФХР локализованы в областях с макроинеоднородностями кристаллической решетки с отрицательным потенциалом, или же входят в состав вновь образованных донорно-акцепторных пар (ДАП) с неглубоким акцептором.

Выходы: Приведенные выше результаты и их интерпретации показывают, что легирование кристаллов CdS примесями рубидия увеличивает их темновое сопротивление на 8-10 порядков, а фоточувствительность более чем на 5 порядков. Причиной деградации свойств исследованных кристаллов в основном, является неустойчивость глубоких центров прилипания электронов в интервалах энергий 0,21-0,7 и 0,3-1,6 эВ, соответственно, за спектры ТСП и спектры ПФ.в к воздействию света и температуры.

Литература:

1. Физика соединений A^2B^6 // (Под редакцией Георгобиани А.Н., Шайнкмана М.К.).- М.: "Наука".- 1986. - 320 С.

- 2.** Aven M., Prener J.S. Physics and Chemistry of II-VI Compounds// Amsterdam.-1967. (Перевод под ред. С.А. Медведева - Физика и химия соединений A^2B^6 .М.: "Мир".-1970.
- 3.** Антонов-Романовский В.В. О рекомбинационной фосфоресценции.// Изв. АН СССР.сер. физ.- 1946.- т.10.- № 5-6.- С. 477-487.
- 4.** Garlic G.F.T., Gibson A.F. The electron traps mechanism of luminescence in sylphide and selenide phosphors.// Proc. Phys. Soc.- 1948.- v.A60.- N342.- P. 574-590.
- 5.** Вертопрахов В.Н., Сальман Е.Г. Термостимулированные токи в неорганических веществах.// Новосибирск: изд-во "Наука".- 1979.- 333 С.
- 6.** Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Хасанов И.И., Солтамурадов Г.Д., Хамидов М-д.М., Шахбанов Г.М. Особенности фото-, термостимулированных явлений в кристаллах CdS<K> //Известия Дагестанского государственного педагогического университета. Естеств. и точные науки, 2011. №3. С. 17-20
- 7.** Шейнкман М.К. Увеличение фоточувствительности и интенсивности люминесценции при фототермической диссоциации донорно-акцепторных пар в CdS. // Письма ЖЭТФ.- 1972.- т.15.- № 11.- С. 673-676.
- 8.** Майоров Т.Л., Клюев В.Г. Эффект фотопамяти в пиролитических пленках легированных щелочными металлами.//Химия высоких энергий.-2008. Т.42.№ 4/C/372-373.

ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ В БЕСЩЕЛЕВЫХ И УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.М. Хасбулатов

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия.

В бесщелевых и узкощелевых полупроводниках, например сплавах КРТ (cadmium-telluride), из-за малой величины эффективной массы и высокой подвижности электронов значительный разогрев электронного газа проявляется при напряженностях электрических полей $E > 1$ В/см. Горячими электронами становятся подвижные носители заряда в полупроводниках, энергетическое распределение которых смещается при низких температурах (существенно меньше температуры Дебая) в сторону больших энергий. При этом электронная температура $T_e > T$ – температура решетки [1]. Горячие электроны создавались сильным полем E при протекании тока j через образец. Разогрев носителей заряда проявлялся в отклонении ВАХ (вольт-амперных характеристик) от закона Ома в сильных электрических и магнитных полях. Изменяется также концентрация носителей из-за ударной генерации электронно-дырочных пар или ударной ионизации примесей горячими электронами, либо из-за изменения скорости рекомбинации горячих носителей.

Плазма в полупроводниках имеет ряд особенностей в отличие от газовой плазмы, все компоненты которой (электроны, ионы, нейтральные атомы) подвижны. В твердых телах ионы и атомы совершают лишь малые колебания относительно положений равновесия, а в качестве подвижных носителей заряда плазмы выступает лишь некоторая часть электронов. Еще одной особенностью плазмы полупроводников является более высокая концентрация носителей заряда ($10^{15} - 10^{19}$ см⁻³) [2].

Особое место среди полупроводников занимает класс бесщелевых полупроводников (БП) – веществ с шириной запрещенной зоны $E_g = 0$, у которых дно зоны проводимости E_C и потолок валентной зоны E_V касаются друг друга. От типичных полупроводников их отличают отсутствие порога для рождения электронно-дырочных пар, а от металлов значительно меньшая плотность электронного газа. К бесщелевым полупроводникам относятся серое олово, халькогениды ртути, в т.ч. теллурид ртути $HgTe$, а также сплавы $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x < 0,16$) и т.д. Эти БП имеют инверсную зонную структуру, по сравнению с типичными прямозонными полупроводниками (Ge , $InSb$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x > 0,16$)). Отсутствие щели в электронном спектре бесщелевых полупроводников определяет ряд их особенностей. Например, температурная зависимость концентрации $n(T)$ электронов имеет степенной, а не экспоненциальный характер, и концентрация n заметно возрастает при пропускании электрического тока, что обуславливает нелинейность ВАХ в БП [3]. При наложении на БП квантующего магнитного поля H в их электронном спектре возникает запрещенная зона (энергетическая щель), что проявляется в росте компонент тензора сопротивления r_{ik} (продольное r_{xx} и поперечное r_{zz} магнитосопротивление, холловское сопротивление $r_{xy} = RH$, где R – коэффициент Холла). Включение сильного электрического поля $E > 1$ В/см вызывает генерацию неравновесных носителей тока-электронов и дырок путем ударной ионизации через энергетическую щель $E_g(H)$ и приводит к уменьшению сопротивления

(росту электропроводности). При малых плотностях тока j (слабое электрическое поле E) наблюдается экспоненциальный рост продольного сопротивления r_{zz} в полях до 50 кЭ, что связано с образованием запрещенной щели в энергетическом спектре БП. Создание неравновесной плазмы в БП осуществляется созданием неравновесной концентрации за счет горячих электронов и ударной ионизацией. В сильном электрическом поле электроны становятся горячими, когда их средняя кинетическая энергия превышает среднюю тепловую энергию κT . При низких температурах $T \ll T_D$ - температуры Дебая средняя энергия, приобретаемая электроном в электрическом поле, пропорциональна квадрату напряженности E^2 , и в полях $E > 1$ В/см разогрев носителей уже значителен. Сильное электрическое поле приводит к увеличению числа подвижных носителей тока при переходах электронов с заполненных зон или примесных уровней в незаполненные зоны за счет эффекта Зинера или ударной ионизации. В узкощелевых полупроводниках величины пороговых полей, при котором наступает зинеровский пробой и начинается ударная ионизация отличаются на два порядка [5]. Сравнение пороговых полей обоих эффектов показывает, что основной причиной роста концентрации носителей заряда в сильных E является межзонная ударная ионизация. В таких электрических полях электроны в зоне проводимости приобретают энергию превышающей ширину запрещенной зоны, и могут «выбить» электроны из валентной зоны с образованием электронно-дырочных пар. Вероятность ударной ионизации растет с увеличением напряженности электрического поля E . В БП пороговая энергия, начиная с которой возможна ударная ионизация горячими электронами, равна ширине запрещенной щели $E_g(H)$, возникающей в энергетическом спектре БП в магнитном поле. Одним из проявлений разогрева носителей заряда было отклонение ВАХ от закона Ома в сильных электрических полях в присутствии магнитного поля. Эксперименты показали, что ВАХ исследованных образцов при гелиевых температурах в условиях разогрева в сильных E имеют суперлинейный характер, т.е. электропроводность растет с увеличением поля. Возникновение неравновесной концентрации носителей заряда, созданной горячими электронами, приводит к тому, что появляется реальный канал рекомбинации электронно-дырочных пар с излучением оптических фононов hw_0 , скорость которой резонансно возрастает каждый раз, когда энергетический зазор между наименьшим уровнем Ландау электронов и одним из уровней дырок совпадает с энергией оптического фона hw_0 . При этом концентрация падает и на магнитосопротивлении появляются магнетофононные пики, и таким образом наблюдается МФРК (магнетофононный резонанс концентрации) [5]. Магнетофононные осцилляции связаны с тем, что вероятность ухода частиц при рекомбинации электронно-дырочных пар осциллирует как функция магнитного поля, а вероятность ударной ионизации горячими электронами монотонно зависит от поля H .

В узкощелевых КРТ ($x < 0,3$) наблюдался магнетофононный резонанс в сильных электрических полях $E > 10$ В/см. При этом ВАХ в УЩП при гелиевых температурах имели суперлинейный характер. Неравновесная концентрация обусловлена носителями, созданными ударной ионизацией горячими электронами мелких донорных состояний. В слабом E магнитное поле способствует локализации электронов в потенциале примесей, т.е. имеет место магнитное вымораживание. Приложение сильного E приводит к ударной ионизации примесей. Расчеты показывают, что осцилляционные пики связаны с резонансными магнетофононными переходами

горячих электронов с первого уровня Ландау на ионизированный примесный (донорный) уровень с излучением оптофононов.

Литература:

1. Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. – Вильнюс, 1971.
2. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З. Плазма полупроводников. – М., 1989.
3. Цидильковский И.М. Бесщелевые полупроводники - новый класс веществ. - М., Наука, 1986.
4. Кроткус А., Доброволскис З. Электропроводность узкощелевых полупроводников. - Вильнюс, 1988.
5. Хасбулатов А.М. Магнетофононный резонанс на горячих носителях в $Cd_xHg_{1-x}Te$ //Изв. вузов. Физика-1994-№12, с.33-36.