

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
«ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ»
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**



ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

**Материалы VII Всероссийской конференции
ФЭ-2012
(17 – 21 октября 2012 г.)**

**Махачкала
ИПЦ ДГУ
2012**

УДК 533.9

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА: Материалы VII Всероссийской конференции ФЭ-2010 (17 – 21 октября 2012 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2012. – 322 с.

В сборнике содержатся материалы докладов, представленных на VII Всероссийскую конференцию по физической электронике, 17 – 21 октября 2012 года, г. Махачкала.

В первом разделе сборника собраны работы, доложенные на секциях по «газовой электронике».

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

Редколлегия:

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.

© ИПЦ ДГУ, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

I. ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Пленарные доклады

1.1	Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.....	10
1.2	Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Омарова Н.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ.....	36
1.3	Попов О.А. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ИНЕРТНОГО ГАЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНДУКЦИОННЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЛАМП НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ.....	38
1.4	Анисимов В.Ф., Бельский Д. П., Юдаев Ю.А. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ КАТОДОВ В ИСКРОВЫХ РАЗРЯДНИКАХ.....	42

Устные и стендовые доклады

1.5	Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В. ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ НА КАТОДЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И БЕЗ НЕГО.....	45
1.6	Ашурбеков Н.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО ВИДА В НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДАХ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ.....	59
1.7	Ашурбеков Н.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. ЧАСТОТНЫЙ СДВИГ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ ПРОПУСКАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ВБЛИЗИ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ.....	63
1.8	Василяк Л.М. ОЧИСТКА ВОЗДУХА И ГАЗОВ ОТ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	67
1.9	Василяк Л.М., Поляков Д.Н., Шумова В.В. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ С МИКРОЧАСТИЦАМИ.....	71
1.10	Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Печеркин В.Я., Поляков Д.Н., СонЭ.Е. ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ ПРОБОЯ В ПЕСКЕ.....	74
1.11	Василяк Л.М., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Молотков В.И., Печеркин В.Я., Фортов В.Е. УПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ.....	78

1.12	Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Молотков В.И., Печеркин В.Я. ПОЛУЧЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ С ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИМ ЗАРЯДОМ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ.....	82
1.13	Журавлев О.А., Ивченко А.В., Еремин Е.И. К ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ДВИЖУЩЕМСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРЕ.....	87
1.14	Prokopen E.P. POSSIBILITIES OF USING MODERN NANOTECHNOLOGIES IN SPACE PROJECTS.....	90
1.15	Василяк Л.М., Красночуб А.В. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ АЗОТА ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ.....	92
1.16	Баранов А.Е., Козлов А.В., Котов А.В., Петров А.В., Полищук В.П., Шурупов А.В. ОСОБЕННОСТИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА В ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ МАКРОТЕЛ.....	96
1.17	Киселев В.И., Полищук В.П., Самойлов И.С. КОНТРАКЦИЯ ДУГИ НА ГРАФИТОВОМ КАТОДЕ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ АРГОНА.....	100
1.18	Красночуб А.В. РАСЧЕТ СПАДА НАПРЯЖЕНИЯ НА ИСКРОВОМ ПРОМЕЖУТКЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОБОЯ.....	104
1.19	Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Зеленецкая Е.П. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЫРАЖЕННОМ СКИН-ЭФФЕКТЕ.....	107
1.20	Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. ГЕНЕРАЦИЯ ВУФ (185 НМ) ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ.....	111
1.21	Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш. ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА С ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ.....	115
1.22	Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Иминов Г.М., Рамазанов А.Р. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР В ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ.....	119
1.23	Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыршин Д.И. ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.....	123
1.24	Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Багомедов М.Б. СТРУКТУРА И СВЕЧЕНИЕ КАНАЛА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.....	127
1.25	Ветчинин С.П., Печеркин В.Я. ВОЗМОЖНЫЙ МЕТОД СЕПАРАЦИИ МАКРОЧАСТИЦ С ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИМИ ЗАРЯДАМИ.....	130
1.26	Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Моисеенко Т.А., Левченко В.А., Соколов Д.В., Собур Д.А., Шунков Ю.Е. РЕГУЛИРОВКА МОЩНОСТИ АМАЛЬГАМНЫХ БАКТЕРИЦИДНЫХ ЛАМП ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ.....	133

1.27	Магомедов М.А., Ашурбеков Н.А. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ.....	137
1.28	Aliverdiev A., Amirova A., Karimov M., Karimov K., Magomedov M. TIME-RESOLVED INTEGRAL-GEOMETRIC METHODS IN PLASMA DIAGNOSTICS.....	141
1.29	Эльдаров Ш.Ш., Омаров О.А., Гаджиев А.М. ВЗАИМОСВЯЗЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА С УЧЕТОМ МАГНИТНОГО ПРОТИВОДАВЛЕНИЯ.....	143
1.30	Рагимханов Г.Б, Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В. КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.....	146
1.31	Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х., Рамазанова А. А., Хачалов М. Б. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА.....	153
1.32	Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. ФОРМИРОВАНИЕ И РАЗВИТИЕ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ.....	164
1.33	Омаров О.А., Рамазанова А.А., Эльдаров Ш.Ш. Фаваз. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.....	173
1.34	Эфендиев А.З., Эфендиев К.А. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ.....	179
1.35	Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Мехтиев Б.З., Рамазанов А.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НЕДОНАПРЯЖЕННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ СВЕТОМ ИСКРЫ.....	186

II. ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Пленарные доклады

2.1	Муртазаев А.К., Бабаев А.Б., Атаева Г.Я. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ ОПИСЫВАЕМЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛЬЮ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ.....	197
2.2	Аль-Тхуаели С.А., Рабаданов Р.А., Рабаданов М.Х., Исмаилов А.М., Алиев И.Ш., Джабраилова Х.Р. МИКРОМОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ZnO, СФОРМИРОВАННАЯ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОТОЧНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ.....	200
2.3	Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., Фараджева М.П. ПОЛУЧЕНИЕ НОВЫХ ВТСП МАТЕРИАЛОВ ПУТЕМ КОМПАКТИРОВАНИЯ НАНОПОРОШКОВ.....	205

Устные и стендовые доклады

2.4	Гираев К.М., Магомедов М.А., Ашурбеков Н.А. Муртазаева А.А. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА БИОТКАНЕЙ МЕТОДОМ ИНВЕРСНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНТЕ-КАРЛО.....	207
2.5	Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К., Курбанова Д.Р. КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФРУСТРИРОВАННОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА НА СЛОИСТОЙ ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ.....	211
2.6	Аливердиев А.А., Батани Д.Д., Дедзулиан Р., Винчи Т. ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ УГЛЕРОДА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ.....	215
2.7	Аливердиев А.А., Амирова А.А., Батани Д.Д., Дедзулиан Р., Хан М., Пант Х.Ч. О СОЗДАНИИ ОБЛАСТИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНОЙ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ.....	218
2.8	Абакарова Х.М., Абдулвагидов Ш.Б. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТА ВИСМУТА.....	221
2.9	Алисултанов З.З., Мейланов Р.П., Нухов А.К., Мусаев Г.М., Идаятов Э.И. ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – МОНОСЛОЙ ГРАФЕНА – ПОДЛОЖКА $\text{SiO}_2 + n^+ \text{Si}$ », КАК ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ.....	225
2.10	Алисултанов З.З. ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ БИСЛОЯ ГРАФЕНА, НА КОТОРОМ АДСОРБИРОВАНЫ АТОМЫ.....	229
2.11	Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Эфендиева Г.С., Бабаева С.С., Мехтиеv Б.З. ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ АКТИВАЦИЯ БИНАРНОЙ СМЕСИ $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$	233
2.12	Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Бабаева С.С., Мехтиеv Б.З. О МЕТОДАХ АКТИВАЦИИ ТВЕРДЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ.....	236
2.13	Фараджеева М.П., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., Гаджимагомедов С.Х., Мурлиева Э.К., Палчаев Н.А. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ.....	240
2.14	Гамматаев С.Л., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., Гаджимагомедов С.Х., Палчаев Н.А. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ $\text{Y}(\text{Ba}_{1-x}\text{Ce}_x)_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	242
2.15	Билалова З.О., Гираев М.А., Ханикалов Х.Б. ИМПЕДАНСМЕТРИЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР С НЕСВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ.....	244
2.16	Гусейханов М.К., Гуйдалаева Т.А. СВОЙСТВА ПРИЖИМНЫХ И НАПЫЛЕННЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ.....	248
2.17	Ибаев Ж.Г., Муртазаев А.К. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ СТРУКТУР В АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО.....	251
2.18	Ибатуллина А.Р., Сергеева Е.А. ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА АРАМИДНЫХ ВОЛОКОН.....	255

2.19	Нухов А.К., Мусаев Г.М., Фадель Х.К. ОЦЕНКА РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО СПИНОВОГО СПЕКТРА ФЕРРОМАГНЕТИКА.....	258
2.20	Каллаев С.Н., Билалов А.Р., Омаров З.М., Садыков С.А., Борманис К. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ (1-х)PbNi _{1/3} Nb _{2/3} O ₃ - хPbTiO ₃ ...	261
2.21	Каллаев С.Н., Омаров З.М., Садыков С.А., Митаров Р.Г.ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ 0.7PbNi _{1/3} Nb _{2/3} O ₃ – 0.3PbTiO ₃	264
2.22	Гасанова Р. Н., Магомедов М. А.КИНЕТИКА ФОТОАДСОРБЦИИ КИСЛОРОДА НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ СУДЬФИДА КАДМИЯ.....	268
2.23	Букина Ю.А., Сергеева Е.А. ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТИЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ.....	272
2.24	А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Агаева КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ ТРЕХВЕРШИННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ.....	274
2.25	Хамидов М.М., Магомедбеков У. Г., Рабаданов М.Х., Магомедов Н.Н., Хамидов М-д. М., Шахбанов Г.М., Али Р.М. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СДВИГИ ПОЛОС ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ CdS<K>.....	277
2.26	Хасбулатов А.М. К ВОПРОСУ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПЛАЗМЫ В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	280
2.27	Мусаева М.М., Исмаилов А.М., Гасанова Р.Н. СИНТЕЗ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА, ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ В УФ-ОБЛАСТИ СПЕКТРА.....	282
2.28	Магомедов М.А., Гулхиева Ф. ТЕРМОДИНАМИКА 2D КВАНТОВОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА СО СПИНОМ S=1/2.....	283
2.29	Магомедов М.А., Муртазаев А.К. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА MnTe МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО.....	287
2.30	Магомедов М.А. ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА MnF2 МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО.....	291
2.31	Аль-Обайди Н.Дж., Рабаданов М.Х , Алиев И.Ш, Исмаилов А.М. АКТИВАЦИЯ СОБСТВЕННОЙ ПОЛОСЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ОКСИДЕ ЦИНКА.....	295
2.32	Аль-Обайди Н.Дж., Рабаданов М.Х., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ZnO, ЛЕГИРОВАННЫХ ГАЛЛИЕМ.....	299
2.33	Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Шабанов С.Ш. МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В СИСТЕМЕ SiC-ALN.....	303
2.34	Курбанов М.К. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ (SiC) _{1-х} (AlN) _х ИЗ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ.....	306

2.35	Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Мусаев Л.П., Абдуразаков А.А., Архипов А.В., Билалов А.Б.ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ПАЙКИ ПОГРУЖЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОСХЕМ.....	310
2.36	Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Мусаев Л.П., Ахмедов Р.Р., Магомедова З.С., Магомедова Д.К. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПАЙКИ НА ПРОЧНОСТЬ СЦЕПЛЕНИЯ ПЕЧАТНЫХ ПРОВОДНИКОВ С ОСНОВАНИЕМ.....	314
2.37	Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Абдуразаков А.А., , Ахмедов Р.Р., Магомедова З.С., Магомедова Д.К., Петросянц И.В. ТОЧНОСТЬ НАСТРОЙКИ РЕЖИМОВ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ГИБРИДНО-ПЛЕНОЧНЫХ МИКРОСХЕМ.....	317

ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ (обзор)

В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, М.А. Арсланбеков

Дагестанский государственный университет, vali_60@mail.ru

Введение

Прогресс в изучении физики газового разряда повышенного давления во многом определяется знанием физических свойств разряда, особенно начальной стадии, которая сопровождается возникновением и распространением специфических волн ионизации – стримеров. Несмотря на систематические успехи в данной области исследований, полный объем полученных данных о стримерах еще далек от завершения.

Известно, что развитие разряда в отсутствии предварительной ионизации может идти согласно двум известным механизмам: таунсендовскому или стримерному в зависимости от прикладываемого поля (коэффициента перенапряжения).

С другой стороны, в научной литературе появились результаты исследований, которые демонстрируют отличительные особенности распространения стримеров и математическое обоснование этого процесса. Эти особенности связаны с ветвлением стримеров, заключающиеся в том, что по мере продвижения стримера от его первичного стебля отделяются боковые растущие плазменные образования. Несмотря на обилие работ, базирующихся на аналитических моделях и численных экспериментах [1-4], механизм и критерии ветвления стримеров по-прежнему остаются не выясненными до конца. Модельные подходы к анализу условий возникновения процессов ветвления стримеров, содержатся в работах [4-7]. Наиболее подробно задача об устойчивости стримера анализировалась в работе [8], в которой показано, что рассмотрение структуры волны ионизации, каковой и является поверхность головки стримера, позволяет определить критерии неустойчивости стримера.

Кроме того при исследовании самостоятельных импульсных разрядов были обнаружены новые фундаментальные закономерности. В частности, при исследовании разрядов в активных средах эксимерных лазеров, а впоследствии и в чистых газах была обнаружена необычная форма разряда с объемным протеканием тока, в которой практически отсутствует контракция, – сильноточный диффузный режим (СДР) [9-13]. Необычность СДР заключается в том, что в отличие от объемного разряда (ОР), в нем фактически отсутствует контракция.

В самостоятельных разрядах с предварительной ионизацией газа переход к сильноточной стадии определяется неустойчивостями в прикатодной области. Развитию искрового канала со стороны катода предшествует взрыв микроострий катодной поверхности, либо инициирование эмиссионного центра при пробое диэлектрических включений [14].

Исходя из выше изложенного, в данной работе во – первых рассматриваются экспериментальные и теоретические результаты исследований начальных стадий импульсного пробоя в инертных газах (гелий, аргон) атмосферного давления при таунсендовском, стримерном и объемном механизмах пробоя с целью выяснения как физического механизма ветвления стримеров, так и физики развития начальных стадий электрического пробоя.

Во-вторых, рассматривается процесс расширения эмиссионного центра и формирование ударных волн на стадии формирования сильноточного диффузного разряда в гелии и в аргоне атмосферного давления. Анализируются случаи перехода диффузного ОР в контрагированный разряд и в СДР при изменении давлений в диапазоне 1-5 атм и прикладываемых напряжений от статического пробойного ($U_s = 3$ кВ для гелия, $U_s = 6,8$ кВ для аргона при $p=1$ атм, $d = 1$ см) до сотни процентов перенапряжений.

1. Экспериментальная установка и методы исследования

Экспериментальная установка описана ранее в работах [15-18]. Исследуемый промежуток длиной в 1 см облучался искровым разрядом через сетчатый анод или расположением УФ источника в том же газе - на расстоянии 5-7 см от оси основного промежутка. Использовались электроды разной формы и из различных материалов: плоские алюминиевые, стальные и медные электроды; электроды с микровыступом ($\approx 0,1$ мм) на катоде из этих материалов; электроды из нержавеющей стали (катод – сплошной, анод – сетчатый). В отдельных экспериментах разрядный промежуток длиной в 1 см был образован полусферическими ($R=20$ см) алюминиевыми электродами. Диаметр электродов во всех экспериментах составлял 4 см.

Питание разряда осуществлялось от ГИНа, собранного непосредственно на камере в коаксиальном режиме из малоиндуктивных элементов. ГИН вырабатывал импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ с фронтом нарастания ~ 10 нс. Напряжение и ток разряда регистрировались соответственно омическим делителем и малоиндуктивным шунтом величины 2 Ом. В качестве регистрирующей аппаратуры использовались широкополосные (С1-75), запоминающие (С8-14) и цифровые осциллографы.

Предпробойные токи измерялись малоиндуктивными омическими шунтами в сочетании с осциллографом С1-75, усилитель которого имеет полосу пропускания по частотам 250 МГц. Данная методика подробно описана в работе [19] и позволяет регистрировать токи, начиная с 10^{-3} А с временным разрешением, равным 5 нс. Синхронизация импульса тока с импульсом напряжения проводилась по выбросу тока зарядки межэлектродной емкости, соответствующего переднему фронту импульса напряжения.

Покадровая съемка разряда осуществлялась с помощью электронно-оптического преобразователя (ФЭР-2), которая позволяла проследить развития свечения, начиная с концентрации заряженных частиц $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$. Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде, регистрировался интегральный во времени спектр разряда на спектрографе со скрещенной дисперсией - СТЭ-1. Спектр излучения прикатодной плазмы регистрировался монохроматором с дифракционной решеткой (МДПС-3) с дисперсией 0,2-0,3 нм/мм. 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 слабotoчных стадиях по плотности тока, а на сильноtoчных стадиях – по штарковскому контуру спектральных линий гелия, температуру плазмы по относительной интенсивности спектральных линий и оценивалась по проводимости плазмы. Пространственно-временное

распределение интенсивности излучения между электродами микрофотометрировалось и обрабатывалось на компьютере с применением прикладных программ.

2. Неустойчивость фронта волны ионизации катодонаправленного стримера в гелии высокого давления

Ранее нами экспериментально и теоретически было показано, что для гелия в сантиметровом промежутке, при атмосферном давлении величина поля $E_0 \geq E_{кр} = 5,6$ кВ/см является границей, выше которой пробой развивается по стримерному механизму [20]. При наличии автоэмиссии с катода критическая длина лавины также достигает длины промежутка при напряженности $E_{кр} = 5,6$ кВ/см, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Одновременная регистрация вольтзатворных характеристик ЭОПа и пространственно-временных картин свечения промежутка (покадровые картины) показывают, что первое регистрируемое свечение в разрядном промежутке появляется еще на стадии запаздывания пробоя, т.е. до начала первого спада напряжения (см. рис.1 – время t_1).

На рис.1 приведены последовательные стадии развития плазменной области (начальные стадии стримерного пробоя) при полях 10 кВ/см (а) и 14 кВ/см (б). Во всех случаях наблюдается формирование и развитие узких, диаметром 0.1-0.2 см, плазменных образований.

После перекрытия плазменным образованием промежутка ток разряда достигает значения 5-10 А, что приводит к спаду напряжения на промежутке. Исследование роста тока предпробойных стадий с ЭОПограммами пробоя позволило так же проследить за развитием ионизации в промежутке и предложить механизм стримерного пробоя в гелии [20], а при известной геометрии разряда оценить концентрацию электронов на различных стадиях его развития.

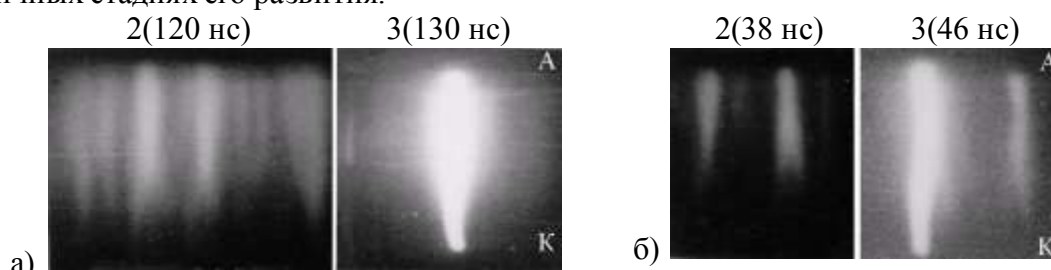


Рис. 1. Последовательные стадии развития плазменной области в гелии при полях 10 кВ/см (а) и 14 кВ/см (б) ($p=1$ атм, $d=1$ см, He).

Оценки по плотности тока ($\approx 10^2$ А/см²) показывают, что в момент перекрытия плазменным образованием промежутка концентрация заряженных частиц у катода составляет $n_e \approx 10^{15}$ см⁻³. Образование катодного пятна (фото 2 на рис. 2, а, б) приводит к распространению из катодного пятна искрового канала, т.е. имеет место трансформация плазменных образований в искровой канал, повторяющий характерные искривления траектории одного из них (фото 2 на рис. 1, б). В последующем искровой канал переходит в однородный столб разряда. Начало отсчета времени под картинами свечения берется с уровня 0,9 от амплитудного значения пробойного поля.

Динамические картины свечения промежутка (см. рис. 2) позволяют определить скорость распространения плазменных образований в промежутке. Эксперименты показывают, что скорость распространения плазменных образований увеличивается с ростом прикладываемого поля при постоянном давлении газа в промежутке (ср. рис. 2 - фото б и в) и уменьшается с ростом давления по экспоненциальному закону [17].

Из рис. 2 а следует, что первое регистрируемое ЭОПом свечение возникает на аноде, возможно связанное с накоплением объемного заряда положительных ионов вблизи анода, усиливая поле вне зоны объемного заряда (время t_1), т.е. за время $\tau_{\phi}=t_1-t_0$ происходит образование вблизи анода плазменного фронта. В усиленном поле происходит интенсивная ионизация, и граница пространственного заряда перемещается к катоду оставляя за собой столб плазмы более высокой концентрации. За время $t=t_2-t_1$ в зависимости от величины прикладываемого поля этот фронт перекрывает промежуток со скоростью $v \approx 10^7-10^8$ см/с. Такой эффект распространения зоны плазменного свечения от анода к катоду по слабоионизованной плазме связан с интенсивным процессом ионизации на фронте волны. Этот процесс аналогичен распространению ионизационных волн градиента потенциала (ИВГП) в длинных трубках. Далее за время $t \geq t_2$ распространяется обратная волна ионизации, завершающая образование канала и проводящая ко второму спаду напряжения на промежутке (t_3) до дугового значения.

Кроме того, динамические картины свечения промежутка позволили определить наличие двух ионизационных фронтов в гелии:

- первый фронт (начальная стадия), регистрируемый с началом резкого спада напряжения, распространяющийся со скоростью 10^7-10^8 см/с в зависимости от пробойного напряжения;
- второй фронт - искровой канал, регистрируемый со вторым спадом напряжения и распространяющийся со скоростью 10^6 см/с.

С другой стороны, как было отмечено выше, отличительной особенностью стримера является его неустойчивость, заключающаяся в способности по мере продвижения стримера ветвлению. Из эксперимента видно (см. рис. 1 а и б, фото 1), что ветвление катодонаправленного стримера происходит при достижении им некоторого критического размера и развивается быстрее, чем стример достигает противоположного электрода.

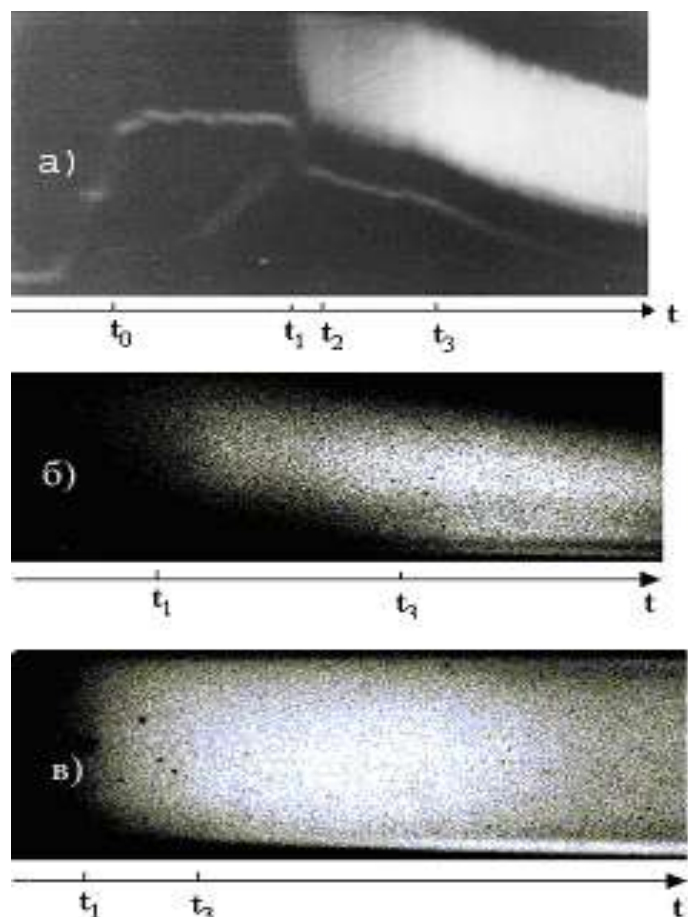


Рис.2. Фотография щелевой разветки в разряде Не с импульсом напряжения при $U_0=10\text{кВ}$ (а), б- $U_0=6\text{ кВ}$; в- $U_0=10\text{ кВ}$.

($d=1\text{см}$, $p=1\text{ атм}$, $1\text{ мм}=1,4\text{ нс}$, катод – снизу).

Для этого рисунка интервалы времени соответствуют:

$t_1-t_0 = \tau_{\text{ф}}$ – время формирования пробоя;

t_2-t_1 – время коммутации разряда;

t_3-t_2 – время контракции разряда в искровой канал.

Экспериментально определены критические размеры стримера $l_{\text{кр}}$, при которых происходит ветвление. В частности, при $U_0=10\text{ кВ}$ критическая длина составляет $l_{\text{кр}} \approx 7\text{ мм}$ (см. рис.1 а), а при $U_0=14\text{ кВ}$ – $l_{\text{кр}} \approx 5\text{ мм}$ (см. рис. 1 б), т.е. мы видим, что с ростом величины прикладываемого поля уменьшается критическая длина стримера, при которой происходит ветвление, а также время ветвления.

Аналогичные результаты по ветвлению анодонаправленного стримера представлены в работе [21], где установлено, что короткий стример является устойчивым к процессу ветвления, но при достижении им критического размера от него могут отщепляться вторичные образования – происходит ветвление. Об этом свидетельствуют также результаты двумерного распределения свечения стримерного канала (см. рис.3), для которого характерно процесс ветвления.

Как показывают наши эксперименты, а также результаты численного моделирования [21,22], поверхность стримера представляет собой фронт ионизации, отделяющий плазменный канал от непроводящего газа. Наличие поверхностного и объемного электрического зарядов приводит к возникновению собственного электрического поля, направление которого в различных точках поверхности стримера может, как совпадать с направлением внешнего электрического поля, так и отличаться

от него. В тех точках поверхности стримера, где суммарное электрическое поле оказывается сильным, усиливается и процесс ионизации газа и от первоначального стримера может отделиться вторичный боковой стример, что и соответствует ветвлению стримера.

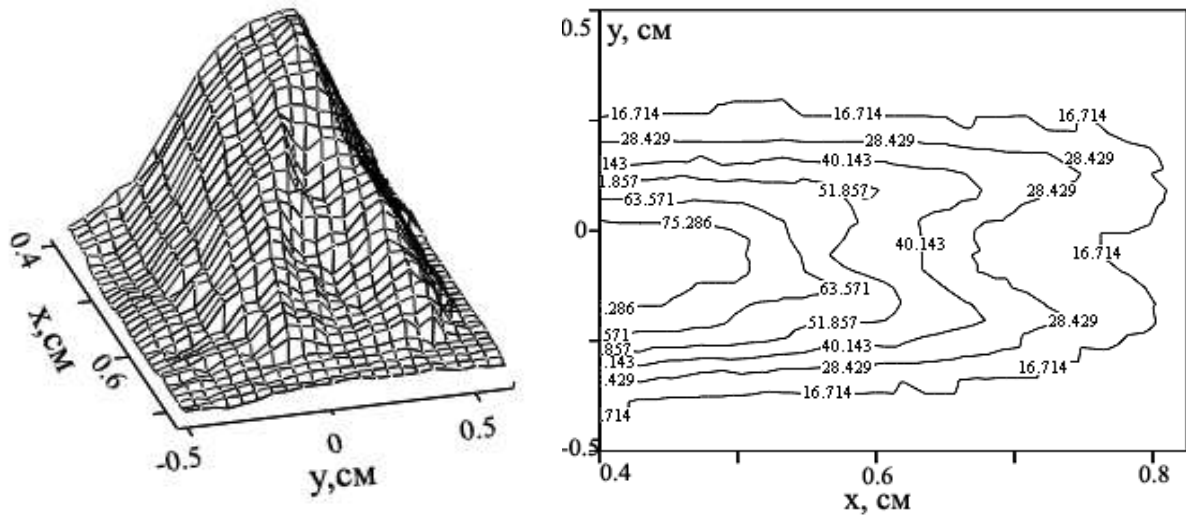


Рис.3. Двумерное распределение свечения стримерного пробоя в момент времени 38 нс при $U_0=14$ кВ ($p=1$ атм, $d=1$ см, He), где x – координата, меняющаяся вдоль длины промежутка, y – поперек электродов.

На рис.4. приведены рассчитанные по модели [22] характерные зависимости скорости фронта стримера u_{fr} , дрейфовой скорости электронов u_{de} и инкремента неустойчивости γ_0 от отношения E/p для гелия, которые находятся в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента, представленных на рис.1.

Расчеты также показывают, что характерное расстояние, на которое уйдет фронт за время развития неустойчивости $1/\gamma_0$, составляет величину $u_{fr} / \gamma_0 \approx (0.3 \div 0.8)r_0$ (см. рис. 4). Это означает, что головка стримера должна распадаться на отдельные отростки с характерными поперечными размерами, много меньшим чем r_0 . Аналогичные результаты следует и из эксперимента (см. рис.1). Следует также отметить, что короткие стримеры с малой концентрацией электронов устойчивы до тех пор, пока их длина не превышает обратной величины коэффициента Таунсенда [21]. По мере развития стримера, т.е. роста концентрации электронов и длины стримера, развивается неустойчивость, приводящая к ветвлению. Лишь при малых концентрациях электронов в стримере и в сильных электрических полях перед его головкой, может проявиться неустойчивость тонкого фронта.

Исходя из полученных экспериментальных данных и численных расчетов работ [21,22] дано качественное обоснование эффекта ветвления стримера.

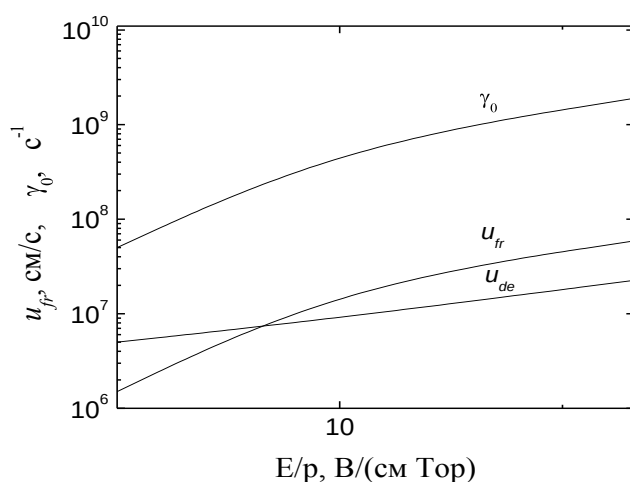


Рис.4. Характерные зависимости скорости фронта стримера u_{fr} , дрейфовой скорости электронов u_{de} и инкремента неустойчивости γ_0 от E/p для гелия.

3. Особенности формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне

Анализ экспериментальных результатов показывает, что в аргоне при напряжениях больших 7600 В ($p=1$ атм, $d=1$ см) время пролета меньше чем время формирования. Следовательно, при $U_{np} > 7600$ В в формировании разряда процессы на катоде участия не принимают. Действительно измеренные времена формирования разряда для электродов из различных материалов (Al, Fe, Cu), начиная с $E_{np} \geq 7600$ В/см в аргоне одинаковы и это поле является границей стримерного пробоя.

Осциллограммы предпробойных токов при двух значениях пробойного напряжения в отсутствии предварительной ионизации представлены на рис.5. Верхняя кривая соответствует $U_{np}=7,4$ кВ $< U_{кр}=7,6$ кВ (таунсендовский механизм), нижняя кривая $U_{np}=9,6$ кВ (стримерный механизм).

При $U_{np}=7,4$ кВ, регистрируемый ток появляется через 200 нс после подачи импульса напряжения, через 60-70 нс достигает значения 15 мА. В течении первых 200 нс ток возрастает очень медленно. В последующие 60-70нс со скоростью $4 \cdot 10^6$ А/с, затем скорость роста тока резко возрастает. По времени начало роста тока соответствует появлению свечения у анода, а переход к более резкому росту – формированию катодного пятна.

Длительность малого тока (очевидно, эта стадия соответствует генерации лавин) существенно зависит от прикладываемого поля. При $U_{np}=7$ кВ ($E/p=9,21$ В/см·Торр) длительность составляет $\tau_r=420$ нс, а при $U_{np}=7,4$ кВ ($E/p=9,74$ В/см·Торр) - $\tau_r=200$ нс. Средняя плотность тока на этой стадии соответствует значению $5 \cdot 10^{-2}$ А/см² (диаметр электродов $D=4$ см).

а)

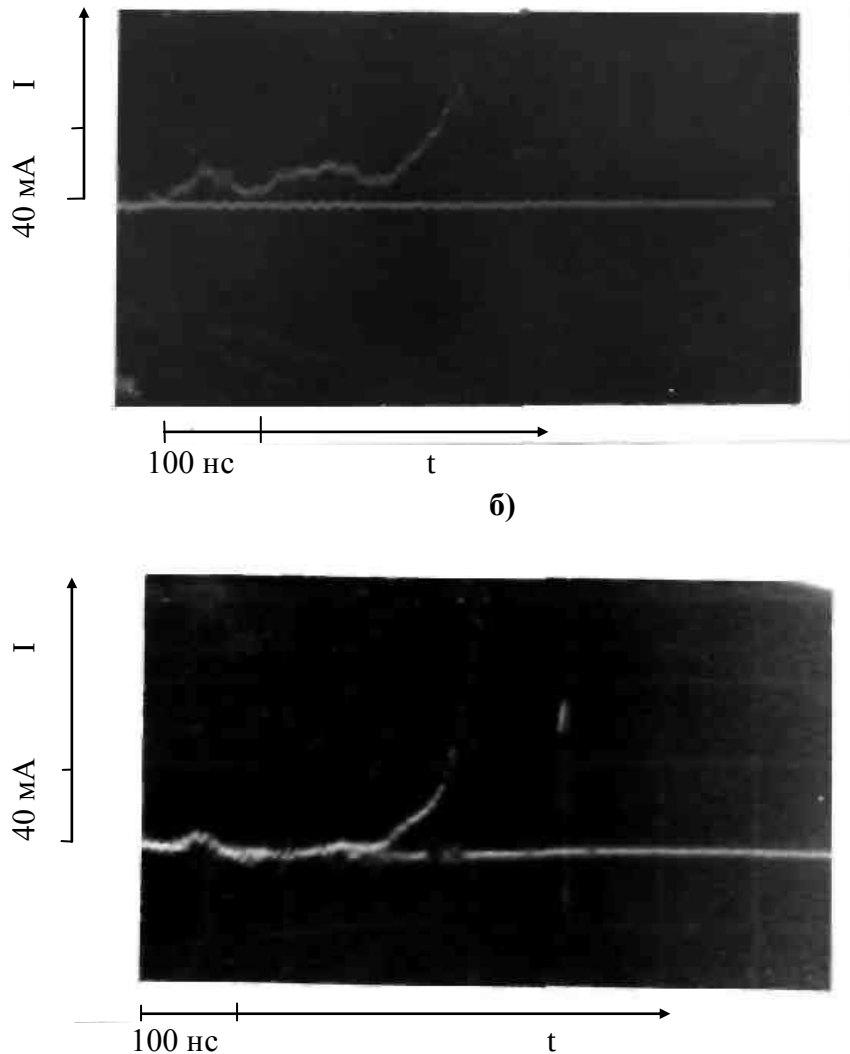


Рис.5. Осциллограммы предпробойных токов ($p=1$ атм, $d=1$ см):
а) $U_{np}=7,4$ кВ – таунсендовский разряд, б) $U_{np}=9$ кВ – стримерный разряд.

С учетом того, что скорость дрейфа электронов является однозначной функцией отношения напряженность электрического поля к давлению, например, для аргона определяется выражение [23]:

$$v_d = 10^6 + 2 \cdot 10^5 (E/p), \quad (1)$$

для $E/p = 10 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$, $v_d = 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ можно оценить плотность тока электронов на этой стадии

$$n_e \approx J_{cp} / e v_d = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^6} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

Рассмотрим подробно результаты пространственно-временных картин формирования начальных стадий стримерного разряда в аргоне, полученных с помощью фотоэлектронного регистратора типа ФЭР-2. После перекрытия промежутка стримером наблюдаются ионизационные фронты, распространяющиеся с электродов навстречу друг другу (см. рис.3 б).

Покадровая съемка с помощью электронно-оптического преобразователя (ФЭР-2) позволяла проследить развитие свечения, начиная с концентрации – 10^{12} см^{-3} . После замыкания ионизационными фронтами промежутка появляется яркое свечение в

середине промежутка и катодные пятна слабой интенсивности (см. рис. 6 а). Свечение возникает всегда в расчетной точке перехода лавины в стример x_k . Появление яркого свечения и катодных пятен соответствует началу резкого роста тока. Плотность тока в момент перекрытия фронтом промежутка составляет $\sim 10^2$ А/см². Переход к резкому росту тока начинается со значения 40-50 мА. К моменту появления катодных пятен плотность тока достигает значения $\sim 10^3$ А/см², при полном токе ~ 1 А.

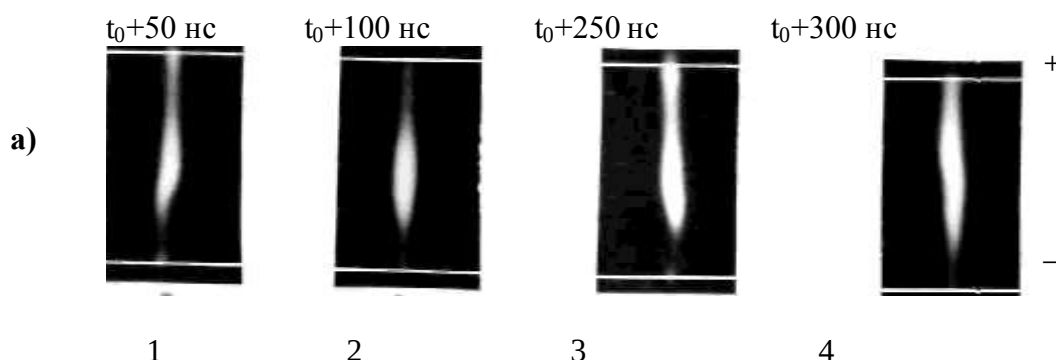
Относительно невысокая яркость (относительно свечения в точке перехода лавины в стример) катодных пятен указывает на малое значение прикатодного падения, что объясняется низкой проводимостью стримерных каналов. С ростом тока разряда яркое свечение со скоростью $(3-5) \cdot 10^6$ см/с распространяется к электродам. Пространство между ярким свечением и электродами заполняется диффузным свечением, где концентрация электронов составляет значение $\sim 10^{14}$ см⁻³.

Таким образом, искровой канал инициируется при стримерном механизме пробоя ярким свечением, появляющемся в точке критического усиления лавины. Замыкание разрядного промежутка стримерным каналом не приводит к спаду напряжения на промежутке. Это следует и из простых оценок сопротивления стримерного канала например, при концентрации электронов $\sim 10^{12}$ см⁻³ и диаметре канала в 0,1мм, его сопротивление составляет

$$R_e \approx \frac{m v_{ea} \cdot d}{\pi r^2 \cdot e^2 n_e} \sim 10^5 - 10^6 \text{ Ом.} \quad (3)$$

Модель трансформации одиночного стримерного канала, справедливая для молекулярных газов, предполагает нарастание проводимости плазмы по всей длине стримера, соответственно – однородная по длине интенсивность свечения. В аргоне же атмосферного давления наблюдается яркое свечение на расстоянии $x_{кр}$ от катода, которое относительно небольшой скоростью распространяется к электродам.

С появлением яркого свечения в точке перехода лавины в стример резко возрастает энерговыделение в этой точке, вследствие чего происходит взрывообразное расширение этой области. Чтобы обеспечить экспериментально наблюдаемую плотность тока это свечение должно замыкаться на электроды не менее десятками стримерных каналов (см. рис.7).



б)

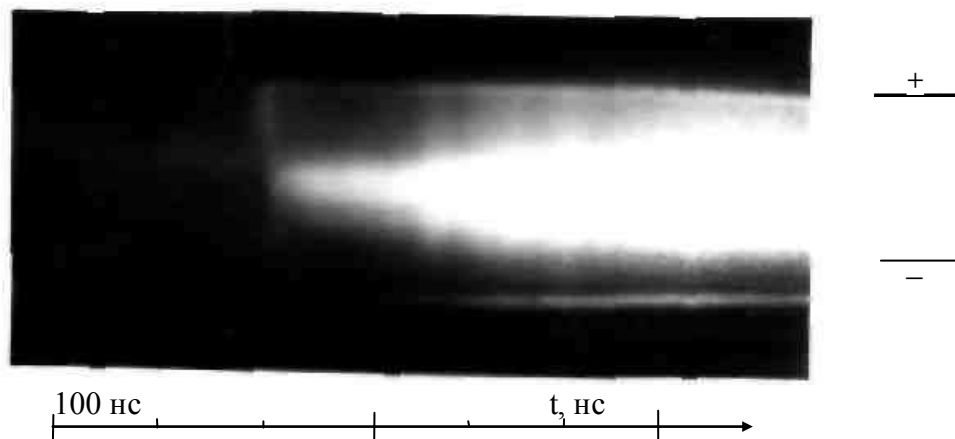


Рис.6.. Фотографии свечения в промежутке
($E_0/p = 14 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$):

а — свечение в различные моменты времени;
б — фотографии непрерывной щелевой развертки.

Таким образом, в одиночном стримерном канале в аргоне рост проводимости по сравнению с молекулярными газами, в частности с азотом и воздухом ограничен, в этом случае напряженность поля на головке критической лавины сохраняется высокой и возможно распространение параллельно множества стримеров. Такое развитие, возможно, объясняется структурой атома аргона и более слабой зависимостью коэффициента ударной ионизации от напряженности поля. Действительно, для коэффициента ударной ионизации в аргоне принята аппроксимация [14]:

$$\alpha = P \cdot A \exp(-B/\sqrt{E/p}), \quad \text{где } A=33 (\text{см} \cdot \text{Торр})^{-1}, B = 22,7 (\text{В/см} \cdot \text{Торр})^{1/2}, \quad (4)$$

а у азота и воздуха

$$\alpha = A_1 \cdot P \cdot e^{\frac{B}{E/p}}, \quad (5)$$

т.е. зависимость α от отношения E/p более сильная. Естественно, в таких условиях нарастание проводимости в этих газах будет идти с разными скоростями.

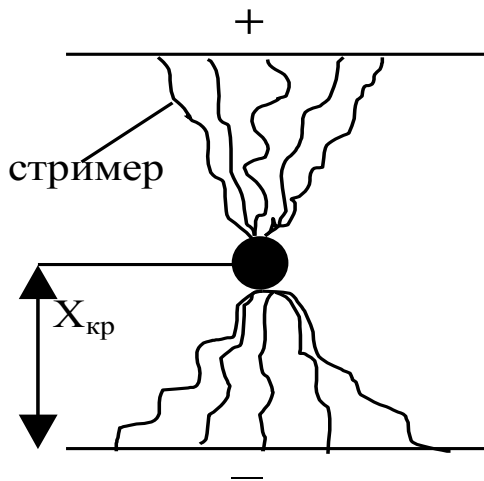


Рис.7. Схема стримеров в аргоне.

При соизмеримой средней энергии электронов в аргоне степень ионизации будет ниже, чем в азоте.

При подходе стримерного канала к электроду инициируется фронт ионизации, распространяющейся от электрода по стримерному каналу, время распространения 10-30 нс. За это время концентрация в точке критического усиления лавины возрастает и соответственно возрастает энерговыклад.

Основным каналом передачи энергии тяжелой компоненте плазмы при низких плотностях $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ является передача энергии поля электронами при соударении с атомами. Время передачи в этом случае составляет по порядку величин $\tau_{ea} \sim (\delta v_{ea})^{-1} \sim 10^{-7} \text{ с}$.

При достаточно высоких концентрациях определяющую роль начинают играть соударение электронов с ионами и при концентрациях 10^{17} см^{-3} частота электрон-ионных соударений значительно превосходит частоту электрон-атомных соударений [24-25]

$$\nu_{ea} \ll \nu_{ei} = n_e \pi e^4 \cdot \bar{v} \cdot \ln \lambda / \bar{\epsilon}_e^2, \quad (6)$$

где $\ln \lambda$ – кулоновский логарифм. Из (6) оценим значение концентрации, при которой $\nu_{ea} \sim \nu_{ei}$ ($T_e \sim 5\text{-}6 \text{ эВ}$),

$$n_e \sim n_a S_{ea} \bar{\epsilon}_e^{-2} / \pi e^4 \ln \lambda \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Для $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\nu_{ei} \geq 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Тогда для передачи энергии от электронов к ионам $\tau_{ei} \sim (\delta v_{ei})^{-1}$, а характерное время передачи энергии от ионов к атомам $\tau_{ia} \sim (n_a S_{ia} v_i)^{-1} \sim 10^{-9}$, т.е. $\tau_{ia} \ll \tau_{ei}$. Таким образом, время выравнивания температуры электронов, ионов и атомов при $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

Быстрый нагрев ионов и атомов приводит к резкому увеличению газодинамического давления и расширению плазменной области, вместе с тем происходит термическая ионизация атомов и увеличение концентрации заряженных частиц. Интенсивность свечения катодных пятен при стримерном пробое незначительно превышает интенсивность свечения диффузного канала, соединяющее яркое свечение с электродами. Следовательно, плотность тока в катодных пятнах при стримерном пробое меньше чем в катодных пятнах, формируемых в объемных и таунсендовских разрядах.

Это является еще одним доказательством образования множества параллельных стримерных каналов и катодных пятен, и по этой причине средняя плотность тока в них оказывается меньше, чем в одиночном катодном пятне в объемном разряде. Формирование однородного искрового канала завершается через 300-500 нс.

Рассмотрим экспериментальные результаты по исследованию развития импульсного разряда в аргоне при наличии предварительной ионизации газа. Ионизация газа в промежутке осуществлялась от источника УФ - излучения, который располагался в том же газе - на расстоянии 5 - 7 см от оси основного промежутка. Расстояние d между алюминиевыми электродами равно 1 см, а диаметр электродов - 4

см. Использовались два типа электродов - сферические с радиусом кривизны $R \approx 30$ см и плоские электроды. Промежуток пробивался подачей импульса напряжения с длительностью переднего фронта ~ 10 нс через 200-300 нс после прекращения его облучения внешним ионизатором. Напряжение пробоя менялось от статического пробойного значения ($U_{ст}=6,8$ кВ) до 20 кВ.

На рис.8 приведены оптические картины развития разряда в аргоне, снятые с предыонизацией. Так, при создании начальной концентрации электронов в промежутке $n_0 \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ и незначительных перенапряжениях $W \sim 10-100\%$ первое регистрируемое свечение возникает на аноде к началу резкого роста тока (с концентрацией электронов $\sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$) и распространяется к катоду со скоростью $\approx 2-5 \cdot 10^7$ см/с. По мере продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация в нем возрастает и достигает значений $\sim 10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-3}$. На этой стадии ток разряда имеет значение 1-10 А. Перекрывание ионизационным фронтом разрядного промежутка (со скоростью на порядок большей скорости дрейфа электронной лавины в этих условиях) приводит к образованию катодного пятна и искрового канала (см. рис 8 а, кадр 4).

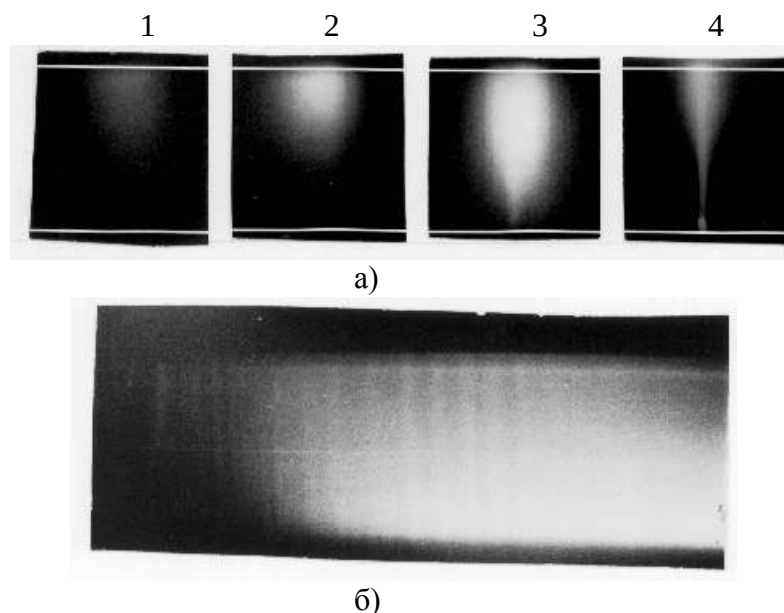


Рис.8. Пространственно-временные картины формирования искрового канала в аргоне при наличии предыонизации газа в промежутке. Анод - сверху, катод - снизу ($d = 1$ см; $p = 760$ Торр; $U_{ст} = 6,8$ кВ).

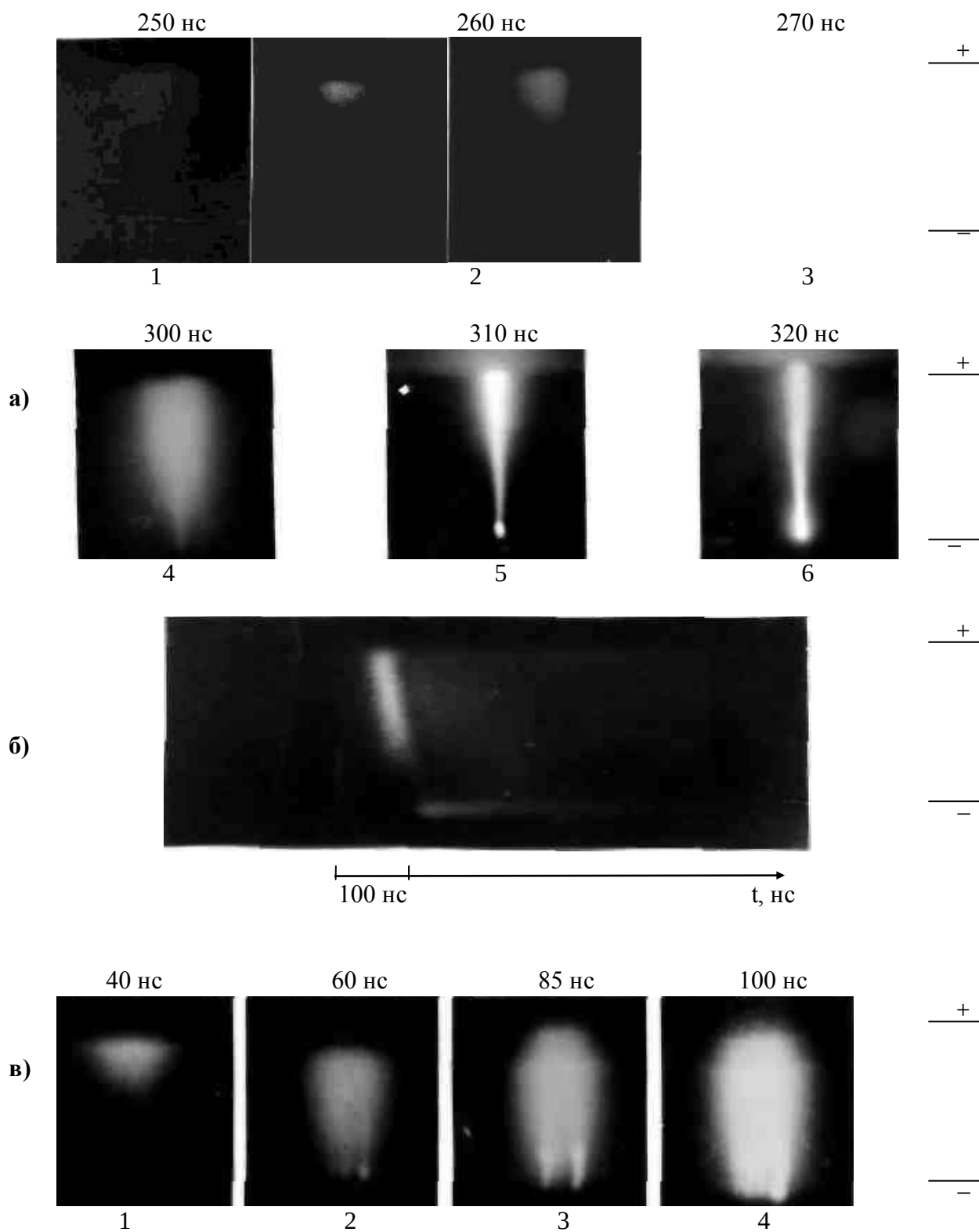


Рис.9. Фотографии свечения в промежутке:
 а) фотографии свечения в различные моменты времени ($E/p=10,53$ В/см·Торр.); б) Фотография непрерывной щелевой развертки свечения ($E/p=10,53$ В/см·Торр.); в) фотографии свечения при $E/p=21,05$ В/см·Торр.

Пространственно-временные картины показывают, что при слабо неоднородном поле свечение в аргоне привязано к оси электродов и слабо неоднородно по сечению (см. рис.9). Тот факт, что свечение занимает не всю поверхность электродов, объясняется неоднородностью поля в промежутке.

При использованной геометрии электродов поле на оси превышает приблизительно на 5% значение поля на расстоянии 5мм от оси. Тогда разница в ионизационном коэффициенте при $E/p = 10 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$ составляет

$$\Delta\alpha \approx \alpha(o) - \alpha(r_1) \approx \alpha(r_1) \frac{B}{2\sqrt{E_0/p}} \cdot \frac{\Delta E}{E_0} \approx 6,46 \text{ см}^{-1},$$

$\Delta\alpha/\alpha \approx 0,18$, а при $E/p = 20 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$, имеем $\Delta\alpha/\alpha \approx 0,13$.

Концентрация в этих областях у анода будет отличаться на величину

$$\Delta n \approx n(o) - n(r_1) \approx n(r_1) \exp(\Delta\alpha d).$$

Увеличение концентрации на оси электродов приводит к увеличению энерговклада и дальнейшему росту концентрации, т.е. такая конфигурация разряда неустойчива. Действительно пусть концентрация во времени растет по закону

$$n(r) = n_0 e^{\alpha(r) t}, \quad (8)$$

тогда

$$\frac{dn}{dr} = n_0 \nu \cdot t \frac{d\alpha}{dr} e^{\alpha(r) t} = n(r) \nu \cdot t \frac{d\alpha}{dr}. \quad (9)$$

Характерный размер изменения концентрации

$$r_n = (\nu \frac{d\alpha}{dr} \cdot t)^{-1} = (\nu \cdot t \alpha_0 B \cdot \frac{dE}{dr} / 2 \sqrt{\frac{E_0}{p}})^{-1}, \quad (10)$$

т.е., со временем характерный размер изменения концентрации уменьшается.

Классическая модель таунсендовского разряда, согласно которой вторичным процессом является эмиссия электронов с катода, не объясняет наблюдаемые малые времена существования стационарной стадии «генерации лавин». Привлечение механизма фотоионизации газа собственным коротковолновым излучением позволяет объяснить стационарное значение тока и длительность этой фазы.

Допустим, что проводимость на этой стадии и его нарастание происходит за счет серии электронных лавин. Для определения продолжительности этого этапа были проведены специальные эксперименты с концентрацией иницирующих частиц $n_{ea} \ll 10^4$. При этом время формирования составляло 8200 нс ($U_{пр} = 7 \text{ кВ}$), а время дрейфа электронов в зазоре $t_d \approx d/v \approx 400 \text{ нс}$. Следовательно, промежуток пересекут две последовательные группы лавин. За время 8200 нс положительные ионы заметно не переместятся. И на осциллограмме тока должны наблюдаться выбросы соответствующие этим группам лавин, но этого не наблюдается. Следовательно, фотоионизация собственным излучением в объеме газа играет существенную роль.

Развитие ионизации приведет к накоплению ионов (положительного пространственного заряда у анода). Это в свою очередь ведет к усилению электрического поля у анода. Вблизи анода в усиленном поле возрастает коэффициент ударной ионизации и резко увеличивается плотность плазмы (соответствует началу формирования ионизационного фронта), граница которой с большей скоростью $\sim 10^7 \text{ см/с}$ продвигается к катоду. Плотность тока к моменту перекрытия промежутка составляет $\sim 1 \text{ А/см}^2$, что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, фронт ионизации стартует при концентрации 10^{12} см^{-3} и перекрывает промежуток при концентрации $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По мере распространения скорость волны уменьшается, т.е. волна тормозится (см. рис. 10).

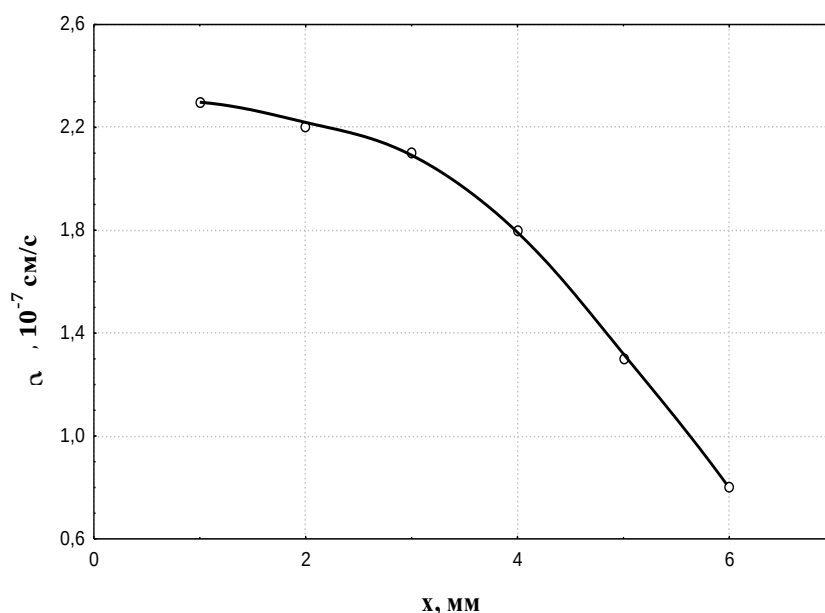


Рис.10. Зависимость скорости распространения ионизационного фронта в аргоне от расстояния до анода ($E/p=10,53 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$, $p=1 \text{ атм}$, $d=1 \text{ см}$).

Начальная скорость ионизационного фронта сильно зависит от прикладываемого напряжения. Эту зависимость иллюстрирует таблица 1.

Таблица 1

$E/p \text{ (В/см} \cdot \text{Торр)}$	9,75	10,53	15,1	21,05	24
$v \cdot 10^{-7}, \text{ см/с}$	2,1	2,3	3,6	5	6,1

При достаточно больших перенапряжениях создаются условия трансформации одиночной электронной лавины в стример. Следовательно, при стримерном пробое время формирования разряда должно быть меньше чем время пролета промежутка электронами или расстояние, на котором лавина достигает критической плотности меньше, чем длина промежутка, т.е. $x_{кр} \leq d$. Это неравенство эквивалентно условию стримерного пробоя [23,26-27]

$$\exp(\alpha \cdot d) > N_{кр} \sim 10^8.$$

Из этого условия получим значения критического поля и напряжения, используя для аргона выражение (4)

$$E_{кр} \approx \frac{B^2 \cdot P}{\left[\ln\left(\frac{A \cdot P \cdot d}{18,4}\right) \right]^2}, \quad U_{кр} \approx \frac{B^2 \cdot P \cdot d}{\left[\ln\left(\frac{A \cdot P \cdot d}{18,4}\right) \right]^2} \approx \frac{515,3 \cdot P \cdot d}{\ln(1,79 \cdot P \cdot d)}. \quad (11)$$

Критическое напряжение является функцией произведения pd . Для $p=760 \text{ Торр}$, $d=1 \text{ см}$, $U_{кр} = 7600 \text{ В}$, т.е. совпадает с измеренным значением. В некоторых случаях, если автоэлектронная эмиссия с катода превышает определенную плотность, стримерный пробой может и не произойти.

Поле критической лавины соизмеримо с внешним полем [26]. Как показано в [27] лавина достигает плазменного состояния к моменту перехода в стример. Действительно, при концентрации заряженных частиц $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для радиуса дебаевского экранирования получим

$$r_D = (kT/8\pi m_e e^2)^{1/2} \sim 10^{-3} \text{ см.}$$

Это значение меньше значения радиуса лавины ($r_l \sim 10^{-2} \text{ см}^3$).

В аргоне имеет место распространение ионизационных фронтов с анода и катода к точке перехода лавины в стример со скоростью $\sim 10^8 \text{ см/с}$, т.е. со скоростью на порядок превышающий скорость ионизационного фронта в таунсендовском разряде.

При вычислении времени формирования в аргоне необходимо учесть интервал времени, в течении которого в результате распространения ионизационных фронтов происходит нарастание проводимости. Так измеренное время формирования при $E/p=11,8 \text{ В/см·Торр}$ составляет 230 нс, а вычисленное – 160 нс. Следовательно, нельзя пренебречь интервалом времени с момента замыкания промежутка стримерами до начала спада напряжения, так как оно составляет около 30% времени формирования. Резкий рост тока и спад напряжения начинается с появлением яркого свечения на расстоянии $x_{кр}$ от катода и формированием катодных пятен, тогда для времени формирования получим

$$\tau_\phi = \ln N_{кр} / \alpha v_- + \tau_n, \quad (12)$$

где τ_n – время нарастания проводимости в результате распространения ионизационных фронтов.

Падение напряжения на промежутке в различных типах разрядов: таунсендовском и стримерном в аргоне в отличие от других газов одинаковое (спад напряжения происходит в одну ступеньку).

Анализ экспериментальных результатов показывает, что в рамках модели, описывающей одиночный стример [23, 28-30], не могут быть объяснены следующие факты:

- появление яркого свечения, инициирующего искровой канал, на расстоянии, равном $x_{кр}$ от катода;
- слабая интенсивность свечения катодных пятен;
- несоответствие измеренного значения времени формирования, вычисленному, по формуле [23] $\tau_\phi = \ln N_{кр} / \alpha v_-$;

- высокая плотность тока в области свечения (10^3 А/см^2).

Действительно, модель трансформации одиночного стримера в искровой канал предполагает нарастание проводимости плазмы по всей длине стримера, соответственно однородная по длине интенсивность свечения.

Высокая плотность тока в области яркого свечения свидетельствует о наличии множества параллельных стримеров, соединяющих яркое свечение с электродами. Наличием множества стримеров (последовательности стримеров) можно объяснить и слабую интенсивность свечения катодных пятен.

Значение плотности тока в области яркого свечения на порядок превосходит значение плотности тока в стримерных каналах ($\sim 10^2 \text{ А/см}^2$). Отсюда следует, что это образование замыкается на электроды десятками стримерными каналами (см. рис.7).

Что касается перехода лавины в стример, было предположено [27], что к моменту перехода единичной лавины в стример достигается плазменное состояние. Условие равенства поля лавины внешнему полю (условие Мика [26]) позволяет связать напряженность внешнего поля E_0 со средней энергией электронов и их плотностью:

$$E_0^2 \approx 4\pi m_{кр} \cdot T_e. \quad (13)$$

Оценка значения критической плотности при $E_0=10^4 \text{ В/см}$ показывает, что при $T_e \approx 5 \text{ эВ}$, $n_{кр} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это значение соответствует условию Леба [31]. Если среднюю

энергию электронов представить в виде $T_e = e^2 E_0^2 / m \delta v_{ea}^2$, выражение (13) можно переписать следующим образом

$$n_{кр} = m \delta v_{ea}^2 / 4 \pi e^2. \quad (14)$$

Отсюда видно, что величина $n_{кр}$ слабо зависит от рода газа, так как произведение δv_{ea}^2 практически одинаково для различных газов. Таким образом из плазменной модели вытекает условие Леба ($n_{кр} = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$).

Переход в плазменное состояние происходит вследствие дебаевской экранировки не только в поперечном поле, но и в продольном направлении. С ростом концентрации электронов поле в плазме будет уменьшаться. В момент замыкания стримером промежутка происходит быстрое перераспределение потенциала по длине канала. Это приводит к формированию ионизационных фронтов и резкому возрастанию плотности электронов. Средняя плотность тока на этой стадии $\sim 1 \text{ А/см}^2$. Такое же значение плотности тока дает и оценка по току смещения

$$j_{см} = \frac{I_{см}}{S} = \epsilon_0 U_{пр} \nu_{ср} / (d - x)^2 \sim 1 \text{ А/см}^2.$$

Концентрация электронов в диффузных каналах за фронтом ионизации достигает значения $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

4. Роль взрывных процессов в формировании искрового канала в инертных газах атмосферного давления в коротких промежутках

Проанализируем экспериментальные результаты прямых наблюдений динамики контракции разряда с пространственным и временным разрешением в наносекундном диапазоне времени в He при различных начальных условиях.

На рис.11 представлены покадровые картины формирования ОР в He для $U_0 = 15 \text{ кВ}$ (источник предыонизации – сбоку). Сопоставление пространственных картин с электрическими характеристиками показывает, что при облучении промежутка внешним ионизатором (электроды сплошные), первое регистрируемое свечение возникает на аноде через 40 нс после приложения внешнего поля с характерным размером $\sim \alpha^{-1}$ (α - коэффициент ударной ионизации), которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду. При прохождении фронта диффузного свечения разряд переходит в следующую фазу - фазу объемного горения

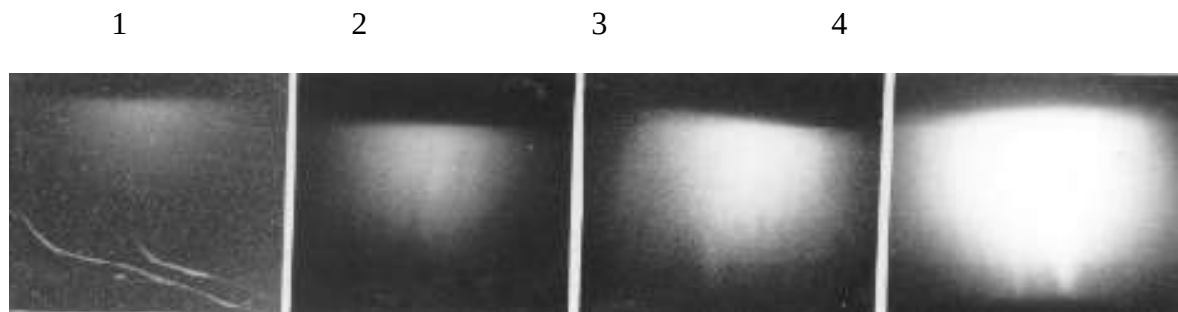


Рис.11. Покадровые картины формирования ОР в He для $U_0 = 15 \text{ кВ}$ ($d = 1 \text{ см}$, $p = 1 \text{ атм}$).

Возникновение свечения у анода можно объяснить искажением внешнего поля полем пространственного заряда. Затем в усиленном поле вблизи анода происходит

интенсивная ионизация, которая, продвигаясь к катоду, оставляет за собой столб плазмы большей концентрации [15].

С ростом внешнего поля растет диаметр диффузного свечения и для ОР присущи свойства нормального тлеющего разряда и контрагируется в искровой канал при критических плотностях тока за счет развития приэлектродных неустойчивостей (см. рис.12).

В случае расположения внешнего ионизатора за анодом, ОР формируется одновременно во всем объеме промежутка, т.е. газ с начальной концентрацией электронов рассматривается как плазма и имеет место наложение достаточно высокого поля на слабоионизованную плазму. Формирование ОР происходит путем объемной ионизации газа в однородном поле. В этом случае при малых напряжениях пробоя $U_0 < 6$ кВ разряд горит стационарно и характеризуется высокой однородностью свечения (см. рис.13, фото1, источник предыонизации – за сетчатым анодом) и длительностью горения. При напряжениях $U_0 > 6$ кВ формируются диффузные каналы, привязанные к катодным пятнам, и разряд переходит в канальную форму (рис.13, фото 2,3), причем число диффузных каналов тем больше, чем выше и однороднее поле.

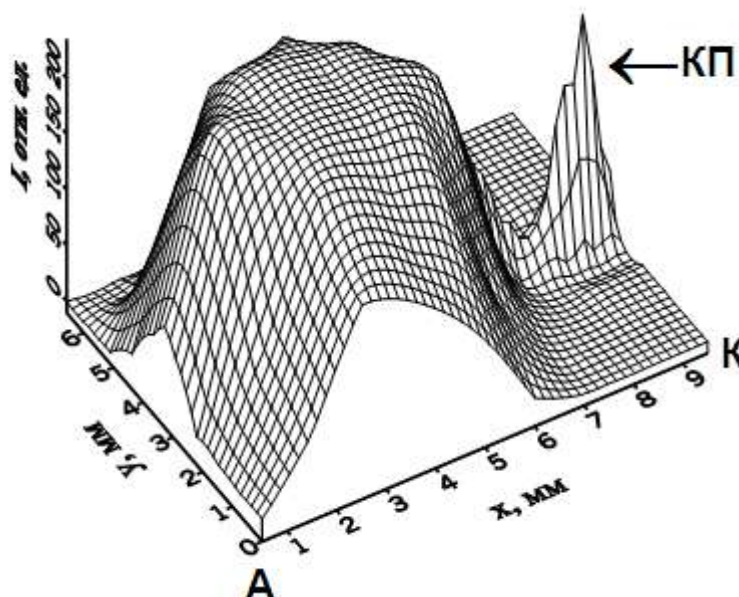


Рис. 12. Картины распределения интенсивности излучения (в отн.ед.) в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов. Здесь, x – координата, меняющаяся вдоль электродов, y – поперек электродов, А-анод, К-катод, КП - катодное пятно.

В условиях интенсивной предварительной ионизации горение объемного разряда ограничивает катодное пятно, с образованием которого ток разряда резко возрастает. Данное обстоятельство хорошо подтверждается как результатами исследования электронно - оптических характеристик с использованием ФЭР-2, так и наличием в спектре излучения плазменного факела на катоде линий паров материала вещества электродов.

Анализ экспериментальных результатов перехода диффузного ОР в контрагированный разряд и в сильноточный диффузный режим при изменении давлений в диапазоне 1-5 атм и прикладываемых напряжений от статического пробойного ($U_s = 3$ кВ) до сотни процентов перенапряжений показывают, что при атмосферном давлении увеличение энерговклада приводит к контрагированию

разряда, а с ростом давления при тех же полях разряд принимает однородную форму (см. рис.13, верхний электрод - катод) [18].

Спектр излучения плазмы катодного пятна характеризуется интенсивными линиями материала катода AlI 396,1 нм, 394,4 нм с высокими потенциалами возбуждения.

На рис.14а,б приведены временные зависимости интенсивностей спектральных линий AlI 396,1 нм, $\lambda=394,4$ нм вблизи катода для прикладываемых напряжения 4 кВ и 7 кВ соответственно.

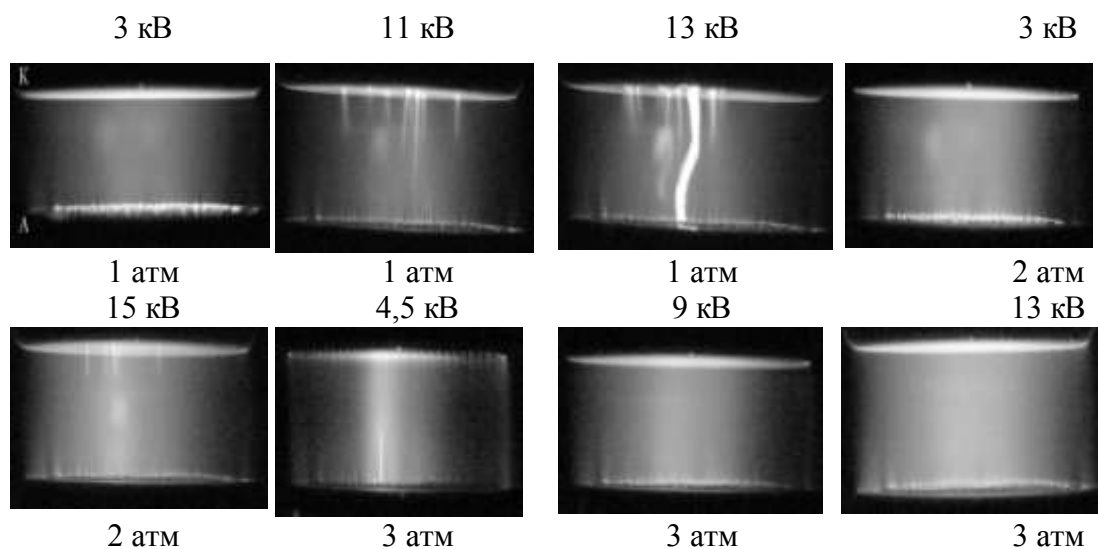


Рис. 13. Интегральные картины свечения промежутка при различных начальных условиях

Первые максимумы интенсивностей линии AlI соответствуют во времени моменту перехода ОР в контрагированное состояние, а вторые максимумы являются рекомбинационными и наблюдаются в позднем послесвечении, когда ток разряда упал до нуля. Амплитуды максимумов интенсивности линий увеличиваются с увеличением прикладываемого поля.

Излучение спектральной линии AlI ($\lambda=396,1$ нм) происходит практически одновременно со спадом напряжения. Линия AlI ($\lambda=394,4$ нм) излучается с некоторым временным запаздыванием относительно момента записи линии AlI ($\lambda=396,1$ нм). Этот сдвиг уменьшается с увеличением прикладываемого к промежутку поля. Существует также сдвиг во времени между моментами излучения линий с катода и анода. Это связано с разными моментами формирования катодных и анодных пятен [18].

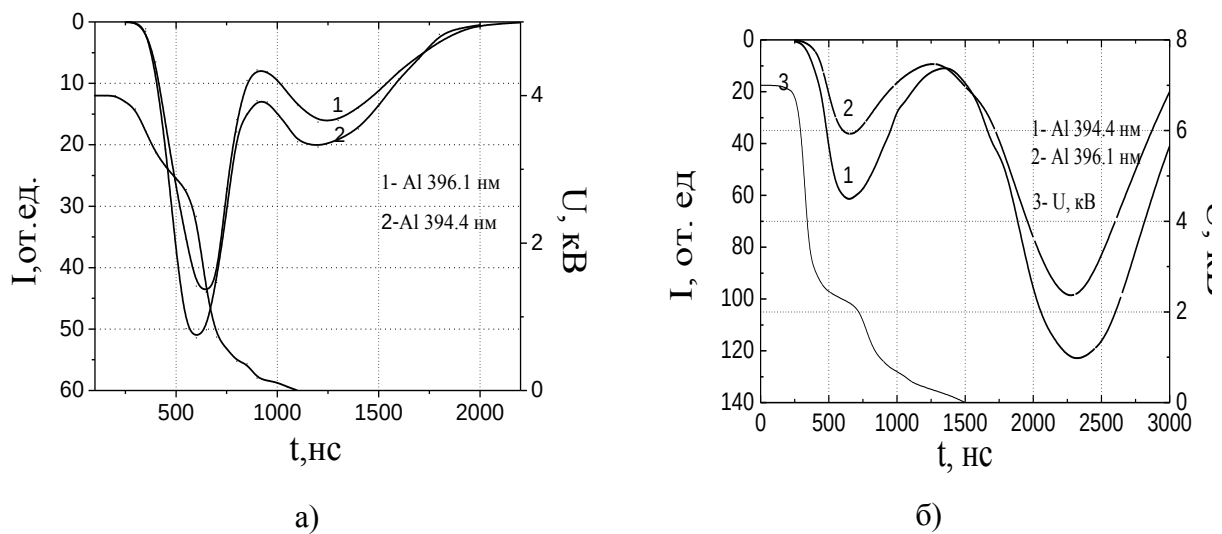


Рис.14. Характерные зависимости интенсивности спектральных линий алюминия с катода при прикладываемых полях 4 кВ - (а) и 7кВ - (б)

Непосредственное измерение температуры и плотности в момент образования катодного пятна невозможно, но косвенные оценки можно сделать по этим параметрам на более поздних стадиях. Через 30 нс с начала резкого роста тока полуширина ионной линии $\text{HeII} = 468,6 \text{ нм} \approx 0,5 \text{ нм}$. Эти значения полуширин соответствуют плотности электронов $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, через 20 нс концентрация уменьшается до значения $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Температура катодного факела через 30-40 нс, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий гелия составляет 4-5 эВ. Через 30-40 нс катодный факел начинает вытягиваться по внешнему полю и от катодного пятна вглубь промежутка прорастает искровой канал со скоростью $\sim 10^6 \text{ см/с}$ (см. рис.15) [18].

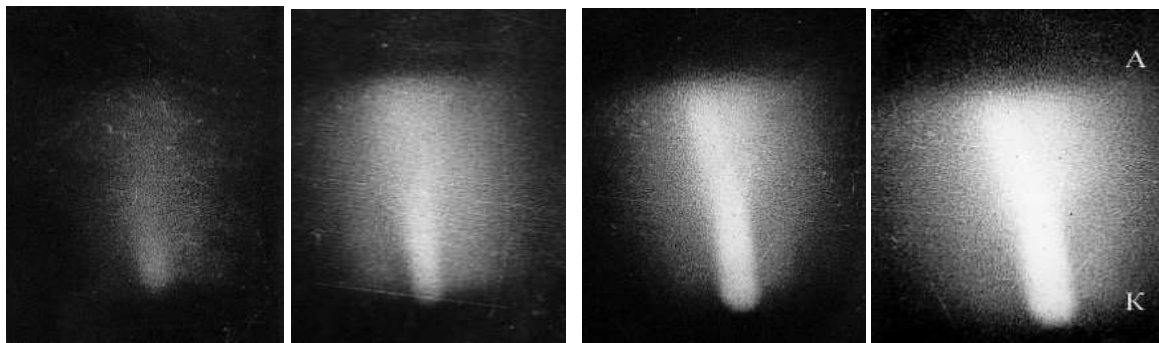


Рис. 15. Покадровые картины формирования и прорастания искрового канала для величин $U_0 = 9 \text{ кВ}$, $p=3 \text{ атм}$, $d=1 \text{ см}$.

Полученные экспериментальные результаты относятся к стадии разлета плазмы, скорость которого равна на начальном этапе $2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

Уменьшение интенсивности ионных спектральных линий материала катода свидетельствует об уменьшении температуры плазмы катодного пятна на стадии расширения.

Согласно современным представлениям [32] эмиссия электронов с микроострия до его взрыва длится 10^{-9} - 10^{-8} с. При этом электроны при токе 1-10 А имеют энергию

>10 эВ. Лавина таких электронов получила название «эктон». Количество электронов в эктоне $\sim 10^{10}$ - 10^{11} . При таких условиях с микроэммитера может распространяться

электронная ударная волна со скоростью $\sim \sqrt{\frac{E}{m}}$ (E – энергия электронов, m – масса

электрона). Такая волна может сформировать в промежутке диффузный канал и анодные пятна. Другой причиной появления электронов большой энергии может быть стохастическое ускорение электронов в плотной плазме катодного пятна после взрыва, эти предположения объясняют появление одновременно с катодным пятном, привязанного к ней диффузного канала и анодных пятен при высоких перенапряжениях.

Взрывная модель развития катодного пятна предполагает выделение большой энергии на эмиссионном центре и последующим нагревом и взрывом микроострия. Значение удельной энергии, выделяемой в течении очень малого промежутка времени ($\leq 10^{-8}$ с) составляет $6 \cdot 10^7$ Дж/кг. Концентрация заряженных частиц плазмы катодного пятна по мере расширения ($v \sim 2 \cdot 10^6$ см/с) уменьшается. Время выделения энергии намного меньше, чем стадия расширения катодного пятна, т.е. если радиус плазмы становится намного больше характерного размера начального объема, то закон

сохранения энергии в объеме частиц будет иметь вид $W_0 \approx \rho \frac{v^2}{2}$. Начальная энергия в

процессе разлета переходит в кинетическую энергию частиц плазмы, вовлеченного в движение. Значение плотности за фронтом ударной волны ρ можно связать с невозмущенным значением плотности ρ_0 [33]:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2 + (\gamma-1)M^2},$$

где M – число Маха, γ – показатель адиабаты. Скорость расширения на начальных этапах $v \gg c$ (c – скорость звука) и закон сохранения энергии можно переписать следующим образом

$$W_0 \approx \rho_0 \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \cdot v^2 \approx 10^9 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}.$$

Граничные 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 [33]:

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1, \quad \rho^2 u_0^2 + p_0 = \rho_1 u_1^2 + p_1, \quad (15)$$

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

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

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)\rho_1 - (\gamma-1)\rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1}. \quad (16)$$

Разрешая уравнения (15) и (16), получаются следующие выражения для скачков величин через фронт ударной волны в зависимости от интенсивности ударной волны, задаваемые числом Маха M [33]:

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

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

В ударной волне большой интенсивности $M \gg 1$, отсюда следуют выражения

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)}; \quad \frac{p_1}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2; \quad \frac{T_1}{T_0} \approx \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M^2. \quad (17)$$

Расширение катодного пятна имеет место первые 40-50 нс, в дальнейшем его размеры изменяются слабо. Температуру на фронте ударной волны, формируемой расширяющейся плазмой, можно оценить из граничного условия для сильной ударной волны (17). При $v=10^4$ м/с, $\gamma=1,5$ температура возмущенного газа составляет 6-7 эВ.

Так как расширение плазмы катодного пятна происходит со скоростью намного превышающей скорость звука, то на фронте волны происходит значительный рост температуры, и фронт ионизации переносится со скоростью волны. Характерное время формирования катодного пятна $\sim 10^{-9}$ с намного меньше, чем время его расширения и оценки начальной энергии по выражению, приведенному выше, представляются обоснованными.

Распространение ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (слабоионизованной плазме), естественно, вызовет рост ионизации и формирование диффузного столба разряда, вдоль которого в последующем прорастает искровой канал. О резком уменьшении температуры плазмы катодного пятна в результате его расширения свидетельствует и ход уменьшения интенсивности спектральных линий материала катода.

О взрывном характере образования катодного пятна (время выделения энергии плазмы) говорит и тот факт, что радиальное расширение плазмы очень быстро прекращается. Если бы выделение энергии в плазме пятна продолжалось бы, то расширение происходило бы значительно дольше. Скорость же распространения вдоль плазменного столба выше, чем в невозмущенном газе (в радиальном направлении), т.е. фронт волны сферически не симметричен. Это объясняется тем, что температура газа в слабоионизованном столбе больше чем температура окружающего газа. А ударная волна является дополнительным источником нагрева газа в диффузном канале.

В [32,34] показано, что основная доля энергии вводится в катодное пятно в плазменной фазе. И речь идет о разлете не нейтрального газа, а плазменного сгустка, когда энергия вводится вещество посредством нагрева электронной компоненты с последующей передачи энергии от электронов к ионам. Тогда необходимо рассмотреть вопрос о возможном механизме ускорения ионной компоненты. Скорости движения $2 \cdot 10^6$ см/с соответствует кинетическая энергия 50-100 эВ.

В работе [32,34] высказано предположение о существенной роли давления электронного газа в ускорении ионов плазмы. Согласно представлениям авторов [32,34] ускорение ионов должно осуществляться за счет большого градиента концентрации электронов в катодном пятне. В переходном от автоэмиссионного к взрывоэмиссионному режиму формируется «эктон» [32], число электронов в котором $\sim 10^{11}-10^{12}$, и испарившийся сгусток металла может оказаться положительно заряженным. Электростатическое поле будет дополнительно ускорять тяжелую компоненту плазмы, т.е. к газодинамическому давлению и прибавляется и электростатическое давление в течении времени компенсации заряда электронами, выходящими с катода.

В рамках сферически симметричной модели, радиус плазменного образования в любой момент времени связан с плотностью следующим соотношением, вытекающим из закона сохранения массы $\rho(t) \cdot r^3(t) = \rho_{ko} \cdot r_0^3$. Считая процесс расширения адиабатическим для давления в плазме пятна получим $p(t) = p_{ko} \left[\frac{r_0}{r(t)} \right]^{3\gamma}$, где p_{ko} - начальное давление.

Конечные размеры плазменного образования $r_{\max}$ определяются равенством давления плазменного поршня давлению окружающего газа p_0 , т.е. $p_{ko} \left(\frac{r_0}{r_{\max}} \right)^{3\gamma} \approx p_0$. С другой стороны граничное условие на фронте ударной волны имеет вид (17). Комбинируя эти выражения, получим

$$v^2 \cong C^2 \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \left[\frac{r_{\max}}{r(t)} \right]^{3\gamma}.$$

Из этих выражений с учетом $v = \frac{dr}{dt}$ (при совместном распространении ударной волны и плазмы катодного пятна) получим $r^{\frac{3\gamma}{2}} dr \approx c \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{1/2} r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot dt$. Решение этого уравнения с учетом начального условия $r = r_0|_{t=0}$ позволяет определить радиус плазмы катодного пятна:

$$r(t) \approx \left[\left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{3\gamma + 2}{2} \right) \cdot r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot c \cdot t + r_0^{\frac{3\gamma+2}{2}} \right]^{\frac{2}{3\gamma+2}}.$$

Полученная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями, на начальном этапе расширения катодного пятна. Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных следует, что наилучшее совпадение имеет место при $r_0 \approx 1 \cdot 10^{-6}$ м, это значение соответствует данным авторов [32]. На рис.16 приведена характерная зависимость скорости расширения плазмы катодного факела от времени.

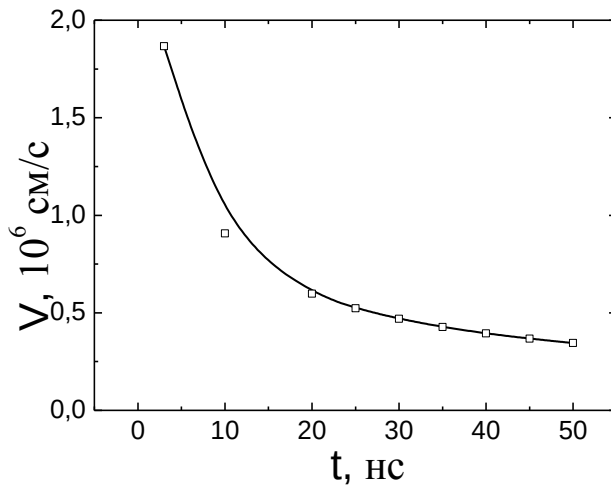


Рис. 16.
Скорость
расширения
плазмы
катодного
факела в гелии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе:

1. Получены экспериментальные и теоретические результаты по развитию неустойчивости фронта волны ионизации на начальных стадиях стримерного пробоя в гелии атмосферного давления. Впервые в He экспериментально обнаружено явление ветвления катодонаправленного стримера в коротких перенапряженных промежутках, а также дано качественное обоснование физического механизма этого процесса. Экспериментально определены критические размеры стримера $l_{кр}$, при которых происходит ветвление и показано, что с ростом величины энерговклада в разряд уменьшается как критическая длина стримера, при которой происходит ветвление, так и время ветвления стримера;

2. Представлены экспериментальные результаты формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в Ag атмосферного давления при таунсендовском и стримерном механизмах пробоя для различных начальных условий. Показано, что стримерный канал инициируется ярким свечением, появляющимся в точке критического усиления лавины на различных расстояниях от катода в зависимости от перенапряжения. Экспериментально измерены предпробойные токи для таунсендовского и стримерного механизмов пробоя и изучены особенности формирования искрового канала для этих механизмов.

3. Показано, что расширяющаяся плазма катодного пятна формирует ударную волну, которая переносит фронт ионизации. Ударная волна, распространяющаяся вдоль направления электрического поля является дополнительным источником нагрева газа в предискровом диффузионном канале. По спектрам излучения прикатодной плазмы и по пространственно-временным картинам развития тела свечения изучен процесс расширения плазмы катодного пятна и формирование ударных волн на стадии формирования и развития импульсного объемного разряда (ОР) в гелии при изменениях давления газа в диапазоне 1-5 атм и прикладываемых напряжений от статистического пробивного до сотни процентов перенапряжений в сантиметровых промежутках. В рамках сферически симметричной модели получены аналитические выражения для расчета радиуса плазмы катодного пятна и скорости его расширения, удовлетворительно согласующихся с экспериментальными данными.

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

Литература

1. Бройтман А.П., Омаров О.А., Решетняк С.А., Рухадзе А.А. Плазменная модель электрического пробоя газов высокого давления. /Препринт ФИАН СССР. – М., 1984. №.197.54с.
2. Дьяконов М.И., Качотровский В.Ю. О стримерном разряде в однородном поле. //ЖЭТФ.1989. Т.95. №5.С.1850.
3. Александров Н.Л., Базелян А.Э., Базелян Э.М., Кочетов И.В. Моделирование длинных стримеров в газе атмосферного давления. //Физика плазмы.1995. Т.21. №1.С.60.
4. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320с.

5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. /Под ред. Фортова В.Е. М.: Изд-во «Наука-Интерпериодика», 2000. Т.2. 634с.
6. Колисниченко Ю.Ф. Двумерная модель формирования структур с ветвлением. //Препринт №9002. 1990. МРТИ.18с.
7. Соколова М.В., Темников А.Г. Физические предпосылки модели ветвления положительного стримера в воздухе. //Вестник МЭИ. 1998. №4. С.34.
8. Темников А.Г., Соколова М.В. Расчет процесса ветвления положительного стримера в воздухе. //Вестник МЭИ. 1998. №4. С.119.
9. Хачалов М.Б. Формирование и развитие искрового канала в аргоне: Дисс. канд. физ.- мат. наук. Даггосуниверситет, 1986. 155 с.
10. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., и др. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров. В кн.: Лазерные системы.- Новосибирск: Наука, 1980. С.14 - 29.
11. Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Новоселов Ю.И., Шемякин И.А. Контракция объемного разряда, инициируемого ультрафиолетовым излучением в смеси Ar: SF₆. //ЖТФ.1981. Т.51. Вып.9. С.1817-1822.
12. Колчин К.И., Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., и др. Сильноточный объемный разряд со спитцеровской проводимостью. //У Всесоюзная конференция по физике газового разряда: Тез. докл. Омск, 1990. Ч.1. С.113-114.
13. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. Сильноточная диффузная фаза импульсного объемного разряда в He атмосферного давления. //УШ Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. Минск, 1991. Ч. 2. С. 85-86.
14. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя. М.: Наука, 1991. 224с.
15. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контрагирования СОР в гелии атмосферного давления. //ТВТ. 1995. Т.33, №3. С. 346-350.
16. 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. №4. С. 56 – 63.
17. Курбанисмаилов В.С., Баирханова М.Г., Гаджиев М.Х., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Катаа А.Дж. Неустойчивость фронта волны ионизации катодонаправленного стримера в гелии высокого давления. // Прикладная физика. 2009. №5. С.62-66.
18. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Аль-Шатрави А.Д.Г. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления // Физика плазмы. 2012. Т.38. № 1. С. 26.
19. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Хачалов М.Б. Измерение слабых разрядных токов. //Измерительная техника. 1989. № 3. С.30-31.
20. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Тимофеев В.Б. Формирование стримерного пробоя в гелии. //ТВТ.1989.Т.56. №3.С.1221-1223.
21. Синкевич О.А. Ветвление анодонаправленного стримера. //ТВТ.2003.Т.41. №.5.С.695-705.
22. Яковленко С.И. Неустойчивость фронта волны размножения электронов фона. //Письма в ЖТФ. 2005. Т.31. В.4. С.76-82.
23. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. /Пер. с нем. под ред. В.С. Камелькова. М.: Мир, 1968. 390 с.
24. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.

25. Райзер Ю.П. Физика импульсного пробоя. М.: Наука, 1992. 536 с.
26. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ. 1960. 390с.
27. Омаров О.А., Рухадзе А.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 7. С. 43 - 48.
28. Allen K.R., Philips K. Cloud chamber study of electron avalanche growth. //Prog. Roy Soc. 1963. V.274. P.163-186.
29. Wagner K.N. Vorstadium des Funkens untersucht mit dem Bilderstarker. //Z. Phys.1967. Bd.204, H.3. S.177-197.
30. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.272 с.
31. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. /Пер. с англ. под ред. Н.А. Капцова. М.: Гостехиздат, 1950. 672 с.
32. Месяц, Г.А. Эктон – лавина электронов из металла / Геннадий Андреевич //УФН. 1995. Т.165 №6. С. 601-626.
33. Великович, А.Л. Физика ударных волн в газах и плазме / А.Л. Великович, А.А. Либерман.- М.: Наука, 1987.- 296 с.
34. Месяц, Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. - Новосибирск.: Наука, 1984.- 256 с.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ

Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Омарова Н.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р.
Дагестанский государственный университет, nashurb@mail.ru

В докладе дан обзор результатов исследований кинетических эффектов резонансного взаимодействия широкополосного лазерного излучения наносекундной длительности с плазменно-пучковыми разрядами в инертных газах. Для создания плазменно-пучковых разрядов использовались два типа наносекундного электрического пробоя газов: поперечный наносекундный разряд с щелевым катодом и продольный наносекундный разряд в цилиндрических плазменных волноводах, развивающийся в режиме формирования и распространения высокоскоростных волн ионизации.

Приведен анализ общих закономерностей и механизмов формирования высокоэнергетичных электронов в процессе пробоя газа в изучаемых типах разрядов. Показано, что в первом случае за счет эффекта полого катода в поперечном наносекундном разряде с щелевым катодом формируются ленточные электронные пучки с предельной энергией электронов до нескольких кЭв. Во втором случае группа высокоэнергетичных электронов формируется на фронте высокоскоростной волны ионизации в области усиленного электрического поля.

Показано, что в рассматриваемых типах плазменно-пучковых разрядов наряду с высокоэнергетичными электронами эффективно формируются значительные плотности возбужденных, в том числе метастабильных атомов, плотности которых при определенных условиях могут быть сопоставимыми с плотностью свободных электронов плазмы. Это свойство позволяет использовать такие типы разрядов в качестве плотных поглощающих сред с узкими резонансами для исследования когерентных, нелинейных и коллективных эффектов взаимодействия коротких световых импульсов с веществом.

Для исследования эффектов взаимодействия лазерного излучения с плазмой наносекундных разрядов создана автоматизированная лазерно-спектроскопическая на базе монохроматора/спектрографа MS 7504i (ООО «Оптосистемы» ЦП ИОФ РАН, Россия; ООО «Плазма», Россия; СП СОЛАР ТИИ, Беларусь; Hamamatsu, Япония; Tectronixinc., США) с цифровой системой регистрации спектров на основе матричного CCD-детектора HS102H-2048/14 (Hamamatsu, Япония) в диапазоне длин волн 200 нм - 1100 нм или с помощью ФЭУ Н6780-20 (Hamamatsu, Япония), лазера на красителе с накачкой эксимерным лазером типа CI-5100 газоразрядных устройств создания плазменно-пучковых разрядов. В данном комплексе достигнута синхронизация лазерных импульсов с импульсами тока с точностью двух наносекунд, что позволяло зондировать лазерным излучением различные стадии наносекундных разрядов. В экспериментах были использованы методы осциллографирования, емкостных зондов, лучеиспускания, поляризационной и оптической спектроскопии, а также фоторегистрация пространственного распределения оптического излучения плазмы.

При взаимодействии широкополосного лазерного излучения с резонансной поглощающей средой возможны множество физических процессов, приводящих к искажению контуров спектральных линий поглощения и спектров пропускания плазменного столба. Детальное изучение этого вопроса приводит к выводу о существовании в литературе большого количества работ, выполненных на эту тему в последние годы. В качестве примера можно указать обзоры о резонансных

самовоздействиях световых пучков, о формировании нелинейных индуцированных линз в поглощающей среде, о проявлении когерентных и кооперативных (коллективных) эффектов при взаимодействии лазерного излучения с резонансной поглощающей средой. Из анализа этой литературы следует важный вывод о том, что большая часть существующих исследований связана с однородными средами, а, главное, отмечено то, что практически не изучено влияние спектрального состава излучения на результаты нелинейного резонансного взаимодействия.

На основе анализа и обобщения результатов экспериментального исследования определены общие воспроизводимые закономерности формирования спектров пропускания наносекундных разрядов с щелевым катодом и в продольных цилиндрических волноводах. Проанализирована роль кооперативных эффектов в формировании спектров пропускания плазмы. Отдельно рассмотрено влияние индуцированных нелинейных линз вблизи узких спектральных линий поглощения путем экспериментального определения степени нелинейности поглощения и рефракции в конкретных изучаемых условиях. Наконец, построена численная модель распространения лазерных пучков в неоднородном плазменном столбе вблизи узких спектральных линий поглощения.

Впервые экспериментально обнаружено и исследовано формирование контуров «дисперсионного» вида при внрезонаторном взаимодействии широкополосного лазерного излучения наносекундной длительности с неоднородной плазмой высоковольтных наносекундных разрядов в неоне вблизи узких спектральных линий поглощения. Установлены условия и общие закономерности формирования спектральных контуров «дисперсионного» вида. Экспериментально установлено, что при распространении широкополосного лазерного излучения через однородный слой плазмы наносекундного объемного разряда формируется спектральная линия поглощения фойгтовского типа, в то время, как при распространении широкополосного лазерного излучения через неоднородный слой плазмы вблизи узкой спектральной линии поглощения формируется контур «дисперсионного» вида с усилением света на крыле спектральной линии. Экспериментально установлено, что контур «дисперсионного» вида вблизи спектральной линии поглощения атомов неона с длиной волны 650.6 нм формируется при плотности поглощающих атомов выше 10^{12} см^{-3} . Показано, что в релаксирующей плазме наносекундного разряда во времени максимум эффекта формирования контура «дисперсионного» вида приходится на максимум плотности поглощающих атомов. Величина эффект формирования контура дисперсионного вида зависит от угла между осью разрядной трубки и направлением распространения лазерного излучения. При формировании контура «дисперсионного» вида в процессе распространении широкополосного лазерного излучения лазерного излучения через плазму продольного наносекундного разряда в неоне усиление света возможно как на коротковолновом, так и длинноволновом крыле спектральной линии. Переход усиления света на коротковолновом крыле спектральной линии к усилению света на длинноволновом крыле происходит при изменении угла между осью разрядной трубки и направлением распространения лазерного излучения в поглощающей среде.

Проанализированы теоретические модели описания взаимодействия полихроматического лазерного излучения с резонансной поглощающей средой и возникающие при этом эффекты.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", проект г/к № № 02.740.11.0570 и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ИНЕРТНОГО ГАЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНДУКЦИОННЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЛАМП НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Попов О.А.

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

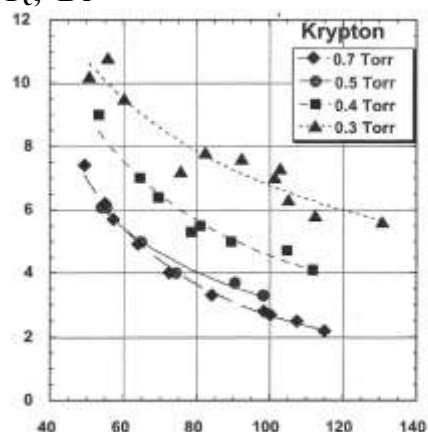
Одним из достоинств газоразрядных безэлектродных индукционных источников оптического излучения является отсутствие внутренних электродов, налагающих ограничения на высокие разрядные токи и низкие давления буферного инертного газа. Поскольку, к.п.д. генерации ультрафиолетового (УФ) излучения ртутной плазмы низкого давления и световая отдача разрядных ртутных люминесцентных ламп возрастают с уменьшением давления инертного газа $p_{и.г.}$ [1, 2], то в современных индукционных разрядных люминесцентных источниках света используется более низкое давление инертного, чем в люминесцентных лампах с внутренними электродами [3, 4].

В настоящей работе проведены исследования влияния давления инертного газа на электрические и световые характеристики индукционных люминесцентных ламп, работающих на частоте 135 кГц и мощностях 100-250 Вт. Исследовались два типа ламп: а) разрядные колбы каплеобразной формы с вогнутой полостью на оси, в которой размещен высокочастотный (ВЧ) индуктор [5], и б) замкнутая разрядная трубка с двумя симметрично размещенными на ней кольцевыми магнитопроводами, охваченными общей индуктивной катушкой [6,7]. Благодаря низкому удельному сопротивлению многожильного провода катушки и низким удельным потерям мощности в материале ферромагнетика, добротности ВЧ индукторов Q_c ламп обоих типов превышали 200, а мощность потерь в ВЧ индукторе на мощностях лампы $P > 100$ Вт не превышала 7 Вт, обеспечивая высокий к.п.д. ВЧ индуктора $\eta_c > 0,93$. Оптимальное (максимум к.п.д. генерации УФ излучения) давление паров ртути (0,006-0,008 мм рт.ст.) поддерживалось температурой ртутной амальгамы (Bi-In-Hg) $T_{ам} = 80-110^\circ\text{C}$. Давление инертного газа (аргон, криптон) в разрядной колбе/трубке варьировалось в широком интервале давлений от 0,009 до 1,0 мм рт.ст.

Схема питания индукционных ламп включала в себя задающий генератор синусоидальных сигналов, широкополосный усилитель и согласующий Г-контур, состоящий из конденсаторов, имеющих на частоте 135 кГц малые потери $P_k < 0,5$ Вт. Световые характеристики ламп получены с помощью фотометрического шара.

Измерения мощности потерь в ВЧ индукторе лампы P_c показали, что в обоих типах ламп в исследуемом диапазоне мощностей лампы и давлений инертного газа она уменьшается с увеличением мощности лампы P и давления инертного газа $p_{и.г.}$. Это проиллюстрировано на *рис. 1*, где приведены зависимости P_c от P в лампе трансформаторного типа с замкнутой разрядной трубкой эллиптического сечения, полученные на частоте 135 кГц при различных давлениях криптона $p_{к.г.}$. Соответственно, к.п.д. ВЧ индуктора $\eta_c = (1 - P_c/P)$ возрастает с мощностью лампы, асимптотически приближаясь к 1, а световая отдача лампы $\eta_v = \eta_c \eta_{pl}$ на мощностях $P > 100$ Вт фактически равна световой отдаче плазмы $\eta_{pl} = \Phi/P_{pl}$.

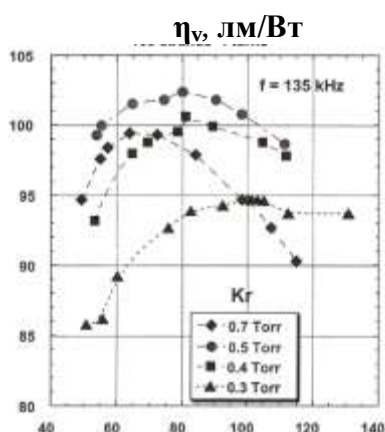
P_c , Вт



P , Вт

Рис. 1. Зависимость мощности потерь в ВЧ индукторе P_c от мощности лампы P . Оси сечения трубки: $a = 38$ мм, $b = 60$ мм; длина лампы $L = 400$ мм, ее высота $H_1 = 150$ мм. Сечение магнитопровода $S_{fer} = 12,5$ см². Частота ВЧ поля $f = 135$ кГц.

Приведенная на **рис. 2** зависимость световой отдачи лампы η_v от ее мощности P имеет максимум, сдвигающийся с увеличением давления криптона p_{Kr} в сторону меньших мощностей лампы P .



P , Вт

Рис. 2. Зависимость световой отдачи лампы η_v от мощности лампы P .

Конструктивные параметры трубки и условия горения разряда, как на рис. 1

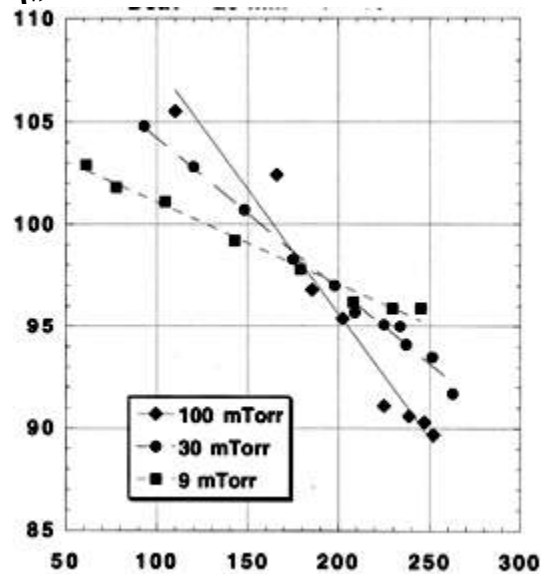
Чем выше давление криптона, тем круче спадает с увеличением мощности лампы P ее световая отдача η_v . Возникновение максимума в зависимости η_v от P связано с тремя факторами, действующими при увеличении P в «противоположные стороны»: 1) возрастание к.п.д. ВЧ индуктора η_c из-за уменьшения мощности потерь в ВЧ индукторе P_c ; 2) уменьшение световой отдачи плазмы η_{pl} вследствие увеличения числа тушащих соударений электронов с резонансно-возбужденными атомами ртути; 3) снижение к.п.д. генерации УФ излучения из-за уменьшения температуры электронов.

Из **рис. 2** также следует, что зависимость световой отдачи лампы η_v от давления криптона имеет максимум, сдвигающийся с ростом P в сторону меньших давлений.

Зависимости световой отдачи лампы η_v от мощности лампы P , полученные в индукционной люминесцентной лампе с колбой и полостью на частоте 135 кГц при различных давлениях аргона p_{Ar} , приведены на **рис. 3**. Видно, что чем выше p_{Ar} , тем

круче спадает η_v с ростом P , а максимум в зависимости η_v от p_{Ar} с увеличением мощности лампы сдвигается в сторону меньших давлений аргона.

η_v , лм/Вт

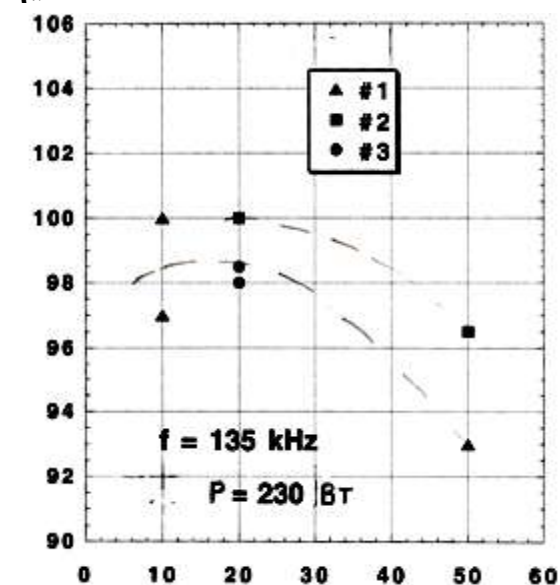


P , Вт

Рис. 3. Зависимость η_v от P . Параметры лампы: $D_b = 180$ мм, $H_b = 220$ мм, $D_{cav} = 28$ мм. $p_{Ar} = 0,009; 0,03$ и $0,1$ мм рт.ст. Число витков катушки $N = 32$. $f = 135$ кГц.

На *рис. 4* приведены экспериментальные зависимости световой отдачи лампы η_v от давления аргона p_{Ar} , полученные в трех индукционных люминесцентных лампах с колбой ($D_b = 165$ мм, $H_b = 275$ мм) и полостью ($D_{cav} = 41$ мм, $H_{cav} = 255$ мм), работавших на частоте 135 кГц и мощности 230 Вт. Видно, что максимум световой отдачи $\eta_v = 98$ -100 лм/Вт во всех исследованных индукционных лампах достигается при весьма низком давлении аргона $p_{Ar} = 0,01$ - $0,02$ мм рт.ст.

η_v , лм/Вт



$p_{Ar} \times 10^{-3}$ мм рт.ст.

Рис. 4. Зависимость η_v от p_{Ar} . Параметры лампы: $D_b = 165$ мм, $H_b = 275$ мм, $D_{cav} = 41$ мм, $H_{cav} = 255$ мм. Число витков катушки $N = 48$. $f = 135$ кГц, $P = 230$ Вт.

Литература

1. Весельницкий И.М. Определение оптимальных параметров и некоторые вопросы конструирования люминесцентных ламп повышенной мощности // Дисс. канд. техн. наук. ВНИСИ. Москва. 1966.
2. Калязин Ю.Ф., Кокинов А.М., Мальков М.А. Оптические характеристики ртутно-аргонового разряда // Светотехника. 2005. № 3. С. 4-8.
3. Schlejen J. Inductively-coupled fluorescent lamps: The QL lighting system // Proc. 6th Int'l. Symp. Sci. Technol. Light Sources. Budapest. Sept. 1992. P. 307.
4. Shaffer J. and Godyak V.A. The Development of low frequency high output electrodeless fluorescent lamp // J. Ill.Eng. Soc. Winter 1999. P.142.
5. Попов О.А. Мощная индукционная люминесцентная лампа, работающая на частоте 135 кГц // Светотехника. 2008. № 5. С. 57.
6. Popov O.A., Ravi J., Chandler R.T., Shapiro E.K. High light output electrodeless fluorescent closed-loop lamp // US Patent 6,522,085 B2. Feb. 18, 2003.
7. 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.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ КАТОДОВ В ИСКРОВЫХ РАЗРЯДНИКАХ

Анисимов В.Ф., Бельский Д. П., Юдаев Ю.А.
Рязанский государственный радиотехнический институт,
Научно-производственное предприятие «ФОН», г. Рязань,
Рязанский государственный агротехнологический университет
имени П.А. Костычева,
yu.yudaev@mail.ru

При производстве миниатюрных разрядников с высоким потенциалом погасания, большое количество приборов не проходят испытания на стабильность электрических параметров. Это происходит из-за падения сопротивления изоляции секций разрядника, связанного с распылением материала электродов.

Целью данной работы является выявление работы разрядников с тонкоплёночными вольфрамовыми катодами.

Наиболее распространённая конструкция разрядника с высоким потенциалом погасания содержит газонаполненный корпус, в котором противостоят один другому разнесённые трубчатые изолятором электроды, выполненные в виде усечённого конуса с рабочей поверхностью на торцевой части. Такая конструкция в основном используется при проектировании разрядников в связи с необходимостью унификации деталей и узлов. На рис. представлена конструкция разрядника Р-182 с потенциалом погасания 900В при токе сопровождения 200мА. Наполнение разрядника – водород.

На рабочую поверхность электродов изготовленных из сплава 42 НАВИ катодным распылением в среде аргона наносился слой вольфрама толщиной 1мкм, который далее спекался в среде водорода в течение 1минуты при температуре 1300 °С.

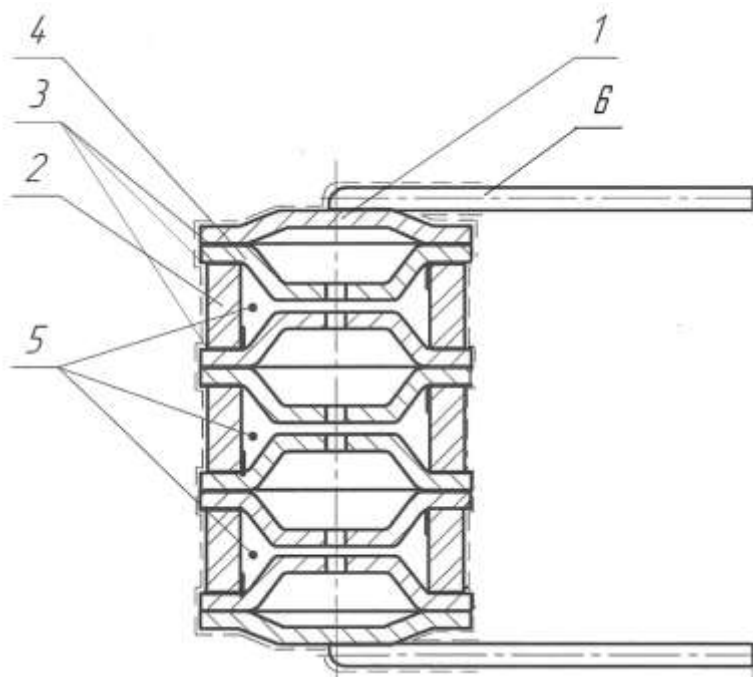


Рис. Конструкция разрядника с высоким потенциалом погасания

1- чашка; 2- керамический цилиндр; 3- кольца припоя; 4- электрод; 5- изотоп; 6- вывод.

Разрядники испытывались в импульсном режиме с амплитудой 1000А длительностью 1мкс. Подавалось 100 импульсов. Однако и в этом случае сопротивление изоляции уменьшилось примерно в 10 раз.

Как показали испытания экспериментальных образцов, данное тонкоплёночное покрытие не обеспечивает стабильности параметров приборов в процессе наработки (падение сопротивления изоляции). Одной из возможных причин является эффект Пельтье.

Эффект Пельтье состоит в том, что при прохождении тока через спай различных проводников, кроме джоулева тепла, выделяется или поглощается в зависимости от направления тока некоторое количество тепла Q , пропорциональное протекающему через контакт заряду $I(t)$

$$Q = PI(t),$$

где P – коэффициент Пельтье, который зависит от природы находящихся в контакте материалов

Рассчитаем теплоту Пельтье для пятна контакта пары железо-медь. Коэффициент Пельтье возьмем из таблицы [15] равный 0,66 мкал/Кул.

Предположим, что скорость передвижения катодного пятна составляет 1000 см/сек [1], диаметр катодного пятна 2 мкм и ток единичного катодного пятна равен 2А [2], тогда время воздействия на единичную площадь составит:

$$t = U/dt = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$$

Теплота Пельтье, выделяющаяся на единичной площади составит:

$$Q_n = 0,66 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 2 \cdot 10^{-7} \text{ Кал} = 2,64 \cdot 10^{-10} \text{ кал}$$

Возьмем объем, в котором выделится тепло, равным $2 \times 2 \times 0,5$ мкм и посчитаем массу:

$$m = 2 \cdot 10^{-11} \text{ г}$$

Посчитаем подъём температуры в объёме из формулы теплоемкости, полагая, что теплоемкость меди $c = 0,1 \text{ кал/г}^\circ\text{C}$ [15]:

$$T = Q/m \cdot c \quad T = 2,64 \cdot 10^{-10} / 2 \cdot 10^{-11} \cdot 0,1 \quad T \sim 150^\circ\text{C}$$

Очевидно, что распыление покрытий электродов пленкой вольфрама связано с выделением теплоты Пельтье в зоне контакта основного материала электрода и покрытия. Оценочный расчет теплоты Пельтье приводит к нагреву вышеупомянутой зоны на достаточно высокую температуру (при расчете не учитывалось увеличение коэффициента Пельтье с увеличением температуры и брался завышенный объем зоны в которой выделяется тепло). Выделение или поглощение теплоты Пельтье приводит к срыву пленок покрытия, так как при этом возникает термодинамическое воздействие за счет разницы коэффициентов линейного расширения между материалом электрода и материалом напыленной пленки.

Очевидно что данный эффект в случае тонкоплёночных катодов должен влиять на работу холодного катода в целом (изменение температуры катодного пятна, скорости движения, катодного падения и т. д.)

Выводы

1. Падение сопротивления разрядников в процессе наработки связано с распылением пленки вольфрама попавшего на поверхность изолятора.
2. Распыление пленки на изолятор связано с эффектом Пельтье.

Литература

1. В.И. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М. «Наука» 1970. 257 с.
2. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. // М.:Атомиздат, 1976. - 465с.

ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ НА КАТОДЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И БЕЗ НЕГО

Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В.

Даггосуниверситет, Махачкала, Россия, e-mail: 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 микроострий, либо инициирование эмиссионного центра при пробое диэлектрических включений на поверхности катода.

И в том, и в другом случае 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].

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.

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. Таким образом, на первой стадии, которая длится несколько сот наносекунд, происходит формирование ударной волны. Его интенсивность определяется скоростью ввода энергии в разряд. Во всех случаях эти волны распространяются в слабоионизованной 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 и определению параметров плазмы канала разряда в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В объемном разряде искровой канал инициируется процессами на катоде. После подачи на предварительно ионизованный разрядный промежуток импульса напряжения, превышающего $U_{ст}$ ($U_{ст}$ – напряжение статистического пробоя), через 250 нс на аноде появляется слабое свечение широкого диаметра ($2r = 0,5$ см), распространяющееся к катоду со скоростью $\sim 10^7$ см/с. Интенсивность свечения по радиусу столба неодинакова, центральная часть светится интенсивнее. Разряд привязан к центру электродов, где напряженность поля максимальная.

Когда ионизационный фронт подходит к катоду интенсивность свечения столба резко возрастает (см. рис.1) и катодная часть замыкается узким ($d=0,2$ 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 3, рис.1а). Яркость катодного пятна значительно выше яркости столба (см. рис.1а, фото 4) и катодная часть имеет ярко очерченные границы ($d=0,2-0,3$ мм), а 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 $2,5 \cdot 10^6$ см/с.

Взрывная модель развития катодного пятна [3-4] предполагает выделение большой энергии на эмиссионном центре с последующим нагревом и взрывом микроострия.

В предположении адиабатичности разлета можно получить соотношение, связывающее удельную энергию, введенную в начальный момент W_0 и скорость разлета v . Считая, что радиус плазмы становится намного больше характерного начального размера, из условия сохранения полной энергии следует, что скорость разлета равна:

$$v = \left(\frac{4\gamma}{\gamma - 1} W_0 \right)^{\frac{1}{2}},$$

где γ - показатель адиабаты. Принимая $\gamma=1,5$ для удельной энергии, выделяемой в течение очень малого промежутка времени ($\leq 10^{-8}$ с) получим значение $W_0=6 \cdot 10^7$ Дж/кг, или с учетом плотности алюминия $\rho=2,7$ г/см³ для энергии выделенной на единицу объема получим значение $16,2 \cdot 10^4$ Дж/см². Такая плотность энергии обеспечить концентрацию плазмы $\sim 10^{21}$ см⁻³. Концентрация заряженных частиц плазмы катодного пятна по мере расширения уменьшается.

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 $\sim 10^6$ А/см², причем скорость прорастания канала от катодного пятна зависит от плотности тока (см. рис.2). С ростом плотности тока скорость прорастания увеличивается.

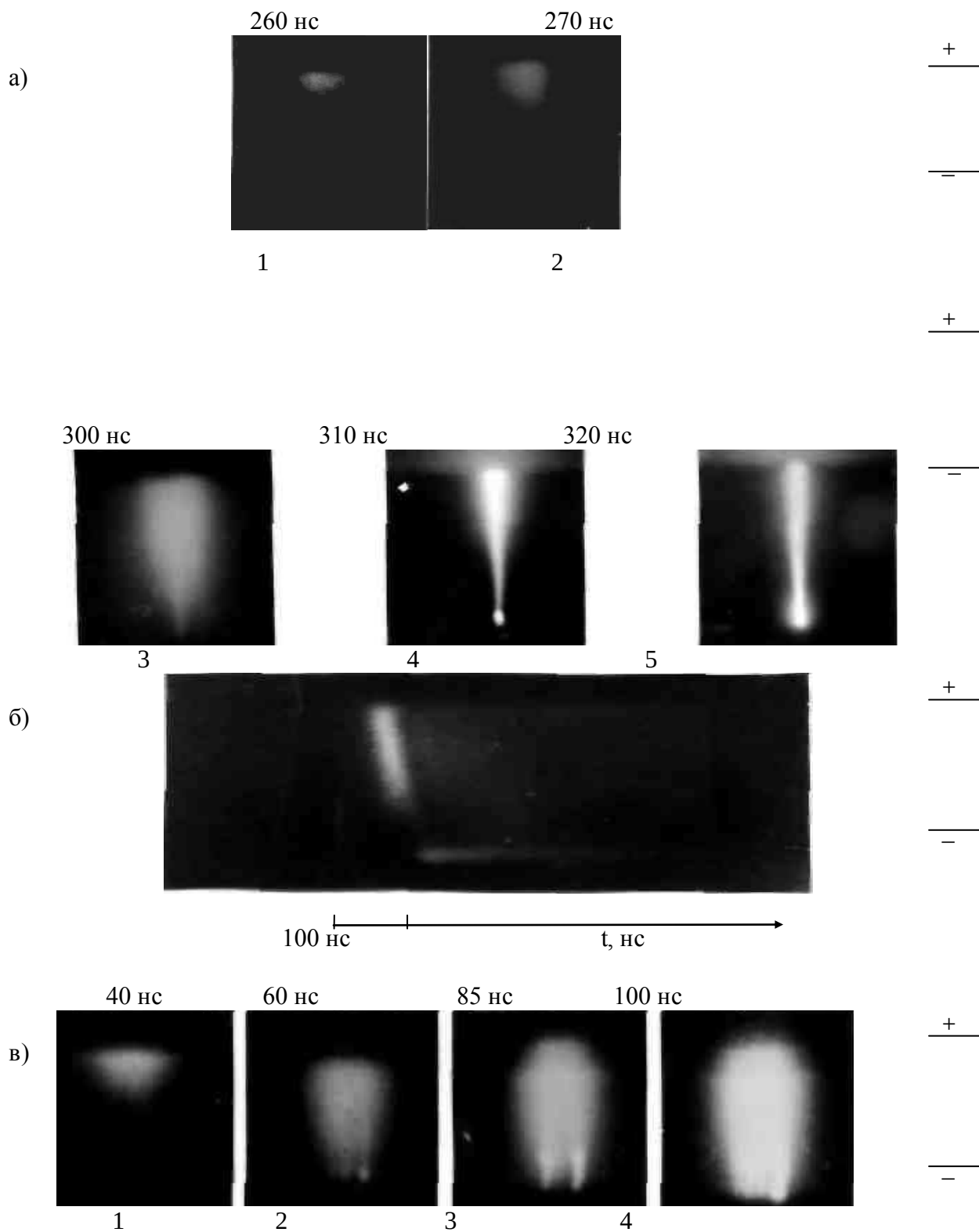


Рис.1. Фотографии свечения в промежутке:
 а) фотографии свечения в различные моменты времени ($E/p=10,53$ В/см·Торр.);
 б) фотография непрерывной щелевой развертки свечения ($E/p=10,53$ В/см·Торр.); в) фотографии свечения при $E/p=21,05$ В/см·Торр.

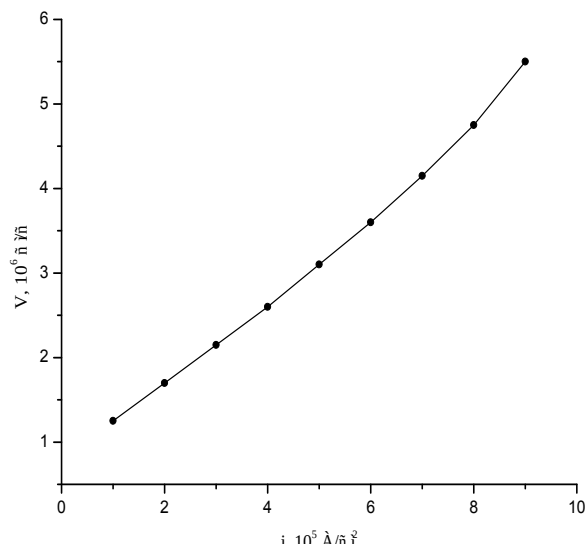


Рис. 2. Зависимость скорости прорастания искрового канала от плотности тока.

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

Проводимость в области усиленного поля σ_y приблизительно будет равна проводимости в столбе разряда, тогда

$$E_y \approx \frac{S_{ст}}{S_y} \cdot E_{ст}.$$

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.

Если же формируются много катодных пятен (что имеет место при больших перенапряжениях), то параллельно иницируются несколько каналов (см. рис.1 в), 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.

С образованием катодного пятна спектр прикатодной плазмы характеризуется интенсивными линиями материала катода АП 396,1 нм, 394,4 нм, 280,1 нм, 281,6 нм с высокими потенциалами возбуждения и интенсивным континуумом в диапазоне 260-360 нм. Линии ионов алюминия регистрируются одновременно с началом резкого роста тока и достигают максимального значения через 20-30 нс (см. рис.3).

Уменьшение интенсивности спектра излучения через 30 нс является следствием уменьшения температуры плазмы катодного пятна уже на ранних стадиях его формирования [5]. Непосредственное измерение температуры и плотности в момент

образования катодного пятна невозможно, но косвенные оценки можно сделать по значениям этих параметров на более поздних стадиях.

Через 30 нс с начала резкого роста тока штарковская полуширина линии аргона 480,6 нм составляет 0,5-0,6 нм, а линии 4228 нм $\approx$ 0,5 нм. Эти значения полуширин соответствуют плотности электронов $\sim 10^{19} \text{см}^{-3}$, а через 20 нс концентрация уменьшается до значения $2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ [6].

На рис.4 представлены зависимости интенсивности непрерывного излучения искрового канала при различных значениях магнитного поля.

Как видно из рисунка, с увеличением напряженности магнитного поля максимум энергии смещаемая в коротковолновую область спектра: при $H=0$ $\lambda_{\text{max}}=420$ нм, при $H=140$ кЭ – 400 нм, при $H=200$ кЭ – 380 нм.

Возрастание интенсивности непрерывного излучения иллюстрирует рис.4 ($E/p=9$ В/см·Торр, $t=300$ нс).

Таким образом, спектральный состав излучения искрового канала зависит от напряженности магнитного поля [7].

В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения возрастает, возрастает также яркость ионных линий в ультрафиолетовой области: ArII – 280,6 нм, ArIV – 280,9 нм и линий материала электродов Al – 280,1 нм, 281,6 нм. Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля

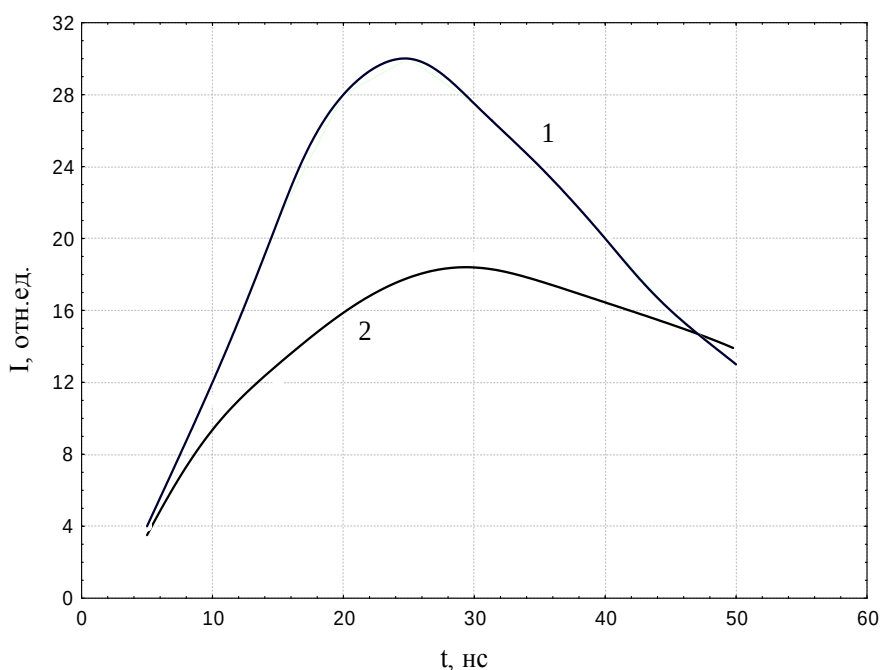


Рис.3. Интенсивность спектральных линий материала катода
(1 – 396,1 нм, 2 - 281,6 нм)

уменьшается (см. рис.5).

Температура катодного факела, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий аргона через 30-40 нс составляет 4-5 эВ. Температура же электронов диффузного канала, привязанного к катодному пятну ~ 1 эВ. Через 30-40 нс катодный факел начинает вытягиваться по внешнему полю и принимает форму вытянутого эллипса и от катодного пятна вглубь промежутка прорастает искровой канал.

Концентрация заряженных частиц в области диффузного свечения, определенная по плотности тока и по известной дрейфовой скорости на начальных этапах развития катодного пятна (20-30 нс) составляет 10^{15} - 10^{16} см⁻³.

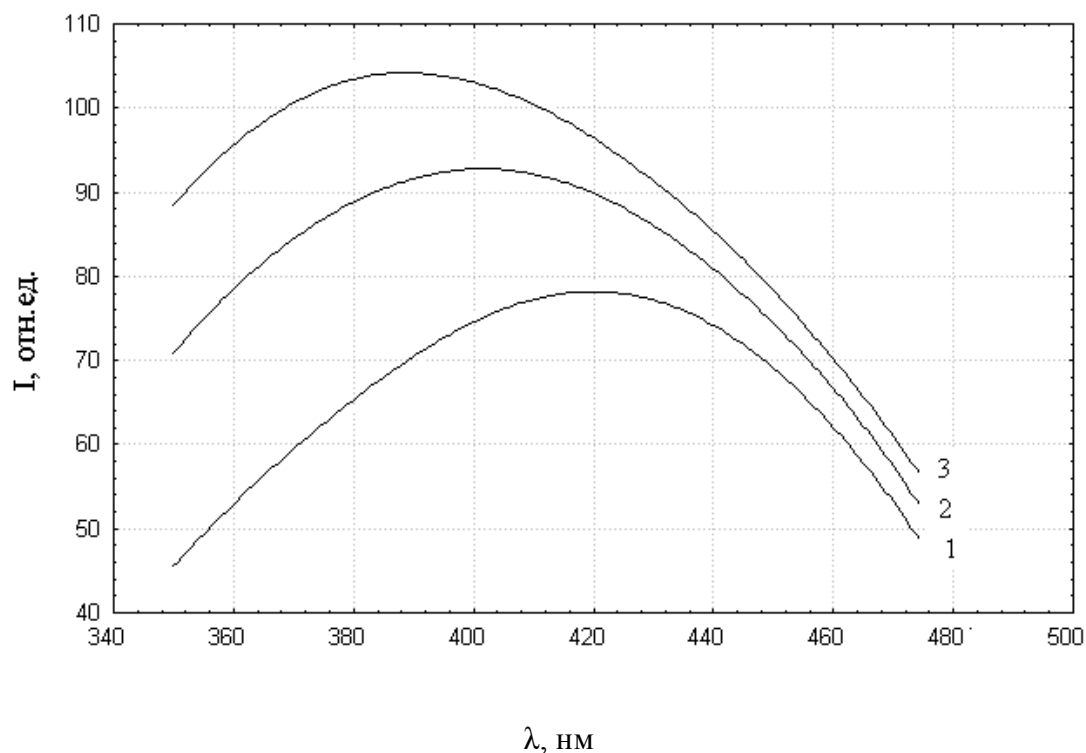


Рис.4. Интенсивность непрерывного излучения искрового канала
1) $N=0$; 2) $N=140$ кЭ; 3) $N=200$ кЭ.

Согласно современным представлениям эмиссия электронов с микроострия катода, при достаточно большом прикатодном падении потенциала до его взрыва, длится 10^{-9} - 10^{-8} с [3]. Следовательно, процессом, определяющим длительность однородного горения, является время формирования прикатодного падения потенциала ($E \sim 10^5$ В/см) [8].

Процесс формирования катодного пятна на начальных этапах своего развития сходен с процессом, происходящим при электрическом взрыве проводников. Этот процесс можно разделить на две стадии. Первая стадия включает в себя нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. На этой стадии изменение плотности металла невелико.

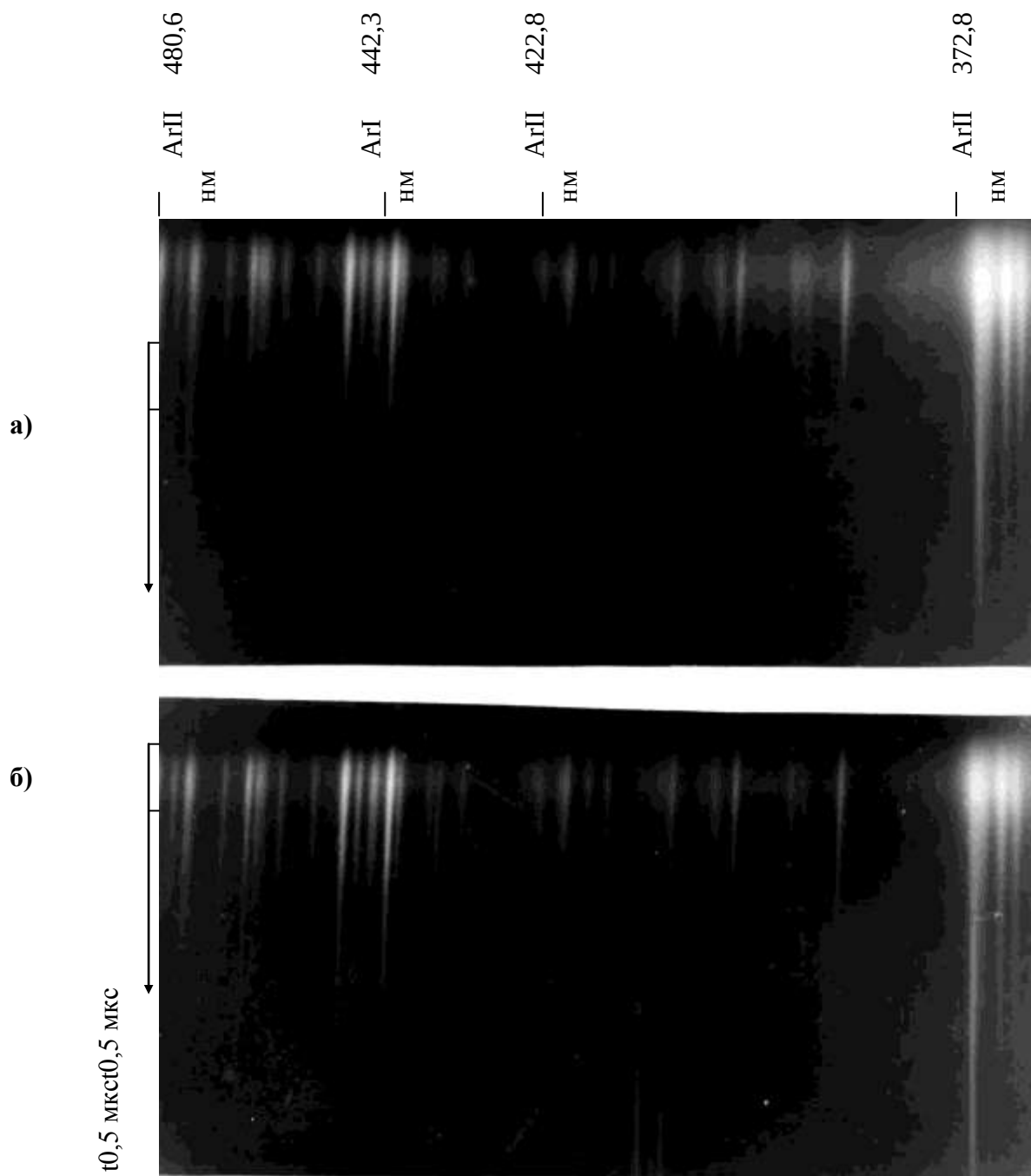


Рис. 5. Спектрохронограмма участка спектра 350-481 нм
а) $H=0$, б) $H=200$ кЭ

Вторая стадия эта стадия собственно взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления проводника, уменьшением плотности проводника. Если первая стадия металла можно охарактеризовать только одной термодинамической переменной: температурой или удельной энергией, то вторая стадия трудна для изучения. Одна из особенностей этой стадии состоит в том, что омическое сопротивление не определяется однозначно плотностью энергии, а зависит от плотности мощности.

Первая стадия этого процесса достаточно хорошо изучена как для взрывных проволок [9] так и микроострий на поверхности катода [4]. Здесь же мы будем

рассматривать процесс расширения эмиссионного центра и формирование ударных волн.

Если время выделения энергии намного меньше, чем стадия расширения катодного пятна, закон сохранения энергии в объеме частиц будет иметь вид $W_0 \approx \rho \frac{v^2}{2}$. Начальная энергия в процессе разлета переходит в кинетическую энергию частиц плазмы, вовлеченного в движение. Значение плотности за фронтом ударной волны ρ можно связать с невозмущенным значением плотности ρ_0 [10]

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2 + (\gamma-1)M^2}, \quad (1)$$

где M - число Маха, γ - показатель адиабаты. Скорость расширения на начальных этапах $v \gg c$ (c - скорость звука) и закон сохранения энергии можно переписать следующим образом

$$W_0 \approx \rho_0 \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \cdot v^2 \approx 10^9 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}. \quad (2)$$

Граничные 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 $\rho_1, p_1, v_1, \varepsilon_1$ имеет вид [10]:

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1, \quad \rho^2 v_0^2 + p_0 = \rho_1 v_1^2 + p_1, \quad (3)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2},$$

где $\varepsilon = p/(\gamma-1)\rho$.

Из этих уравнений для идеального газа с показателем адиабаты γ получается уравнение ударной адиабаты

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)\rho_1 - (\gamma-1)\rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1}. \quad (4)$$

Разрешая уравнения (3) и (4), получаются следующие выражения для скачков величин через фронт ударной волны в зависимости от интенсивности ударной волны, задаваемые числом Маха M [10]:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2 + (\gamma-1)M^2}; \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}; \quad (5)$$

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

В ударной волне большой интенсивности $M \gg 1$, отсюда следуют выражения

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)}; \quad \frac{p_1}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2; \quad \frac{T_1}{T_0} \approx \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M^2. \quad (6)$$

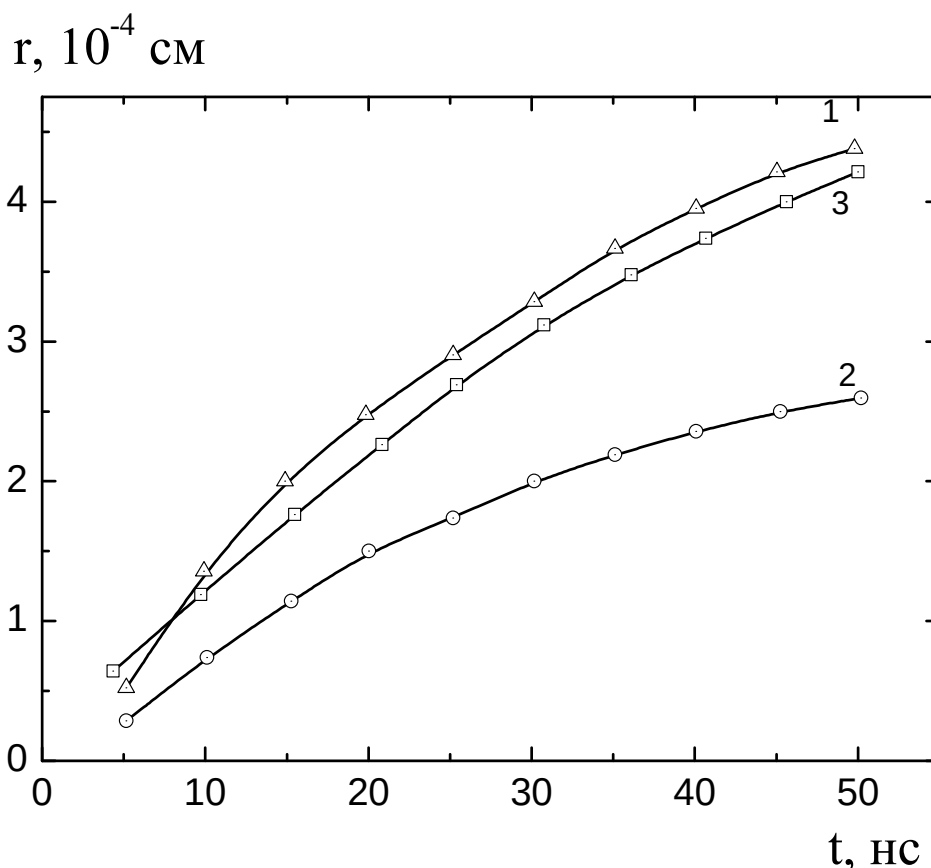


Рис. 6. Радиус катодного пятна
 1) $H=0$, 2) $H=200$ кЭ,
 3) расчет в адиабатическом приближении.

Так как расширение плазмы катодного пятна происходит со скоростью намного превышающей скорость звука, то на фронте волны происходит значительный рост температуры, и фронт ионизации переносится со скоростью волны.

Расширение катодного факела происходит первые 40-50 нс, в дальнейшем его размеры изменяются слабо (см. рис.6).

Характерное время формирования катодного пятна $\sim 10^{-9}$ с намного меньше, чем время его расширения и оценки начальной энергии по выражению (2) представляются обоснованными. Для выяснения механизма расширения катодной плазмы были поставлены специальные эксперименты в сильных продольных магнитных полях с использованием быстродействующего электрооптического затвора Керра. Продольное магнитное поле уменьшает скорость расширения прикатодной плазмы в радиальном направлении.

Интенсивность излучения в магнитном поле возрастает, что очевидно, связано с увеличением температуры плазмы. Уменьшение скорости радиального расширения катодного факела, особенно на начальном этапе его развития указывает на соизмеримость градиента магнитного поля с градиентом газодинамического давления.

Для сравнения были выполнены оценки температуры плазмы канала при различных напряженностях магнитного поля, определенной по относительной интенсивности трех пар ионных линий аргона (4482 Å и 4545 Å; 4806 Å и 4764 Å;

4847 А и 4764 А) (см. рис. 7). Как видно из рисунка, температура плазмы уменьшается в течении 300 нс на 10-15 %, т.е. на стадии быстрого расширения канала температура плазмы канала практически не меняется.

В отсутствии магнитного поля температура быстро падает ($t=1,5$ мкс, $T \approx 26000$ К); в магнитном поле скорость изменения температуры уменьшается ($t=1,5$ мкс, $T \approx 28000$ К).

Наблюдаемые значения скорости расширения плазмы катодного пятна ($\sim 10^6$ см/с) не могут быть объяснены ни фотоионизационными, ни диффузионными механизмами.

При наличии магнитного поля расширение будет определяться разностью газодинамического и магнитного давлений, т.е.

$$k\rho v_H^2 = k\rho v^2 + \frac{H_{cp}^2}{8\pi} - \frac{H_0^2}{8\pi} = k\rho v^2 - \frac{H_0^2}{8\pi} \left[1 - \left(\frac{H_{cp}}{H_0} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

Здесь v_H – скорость расширения катодного факела в радиальном направлении при наличии магнитного поля, H_0 – магнитное поле на границе канала, H_{cp} – среднее магнитное поле в плазме факела, k – коэффициент, учитывающий противодавление газа

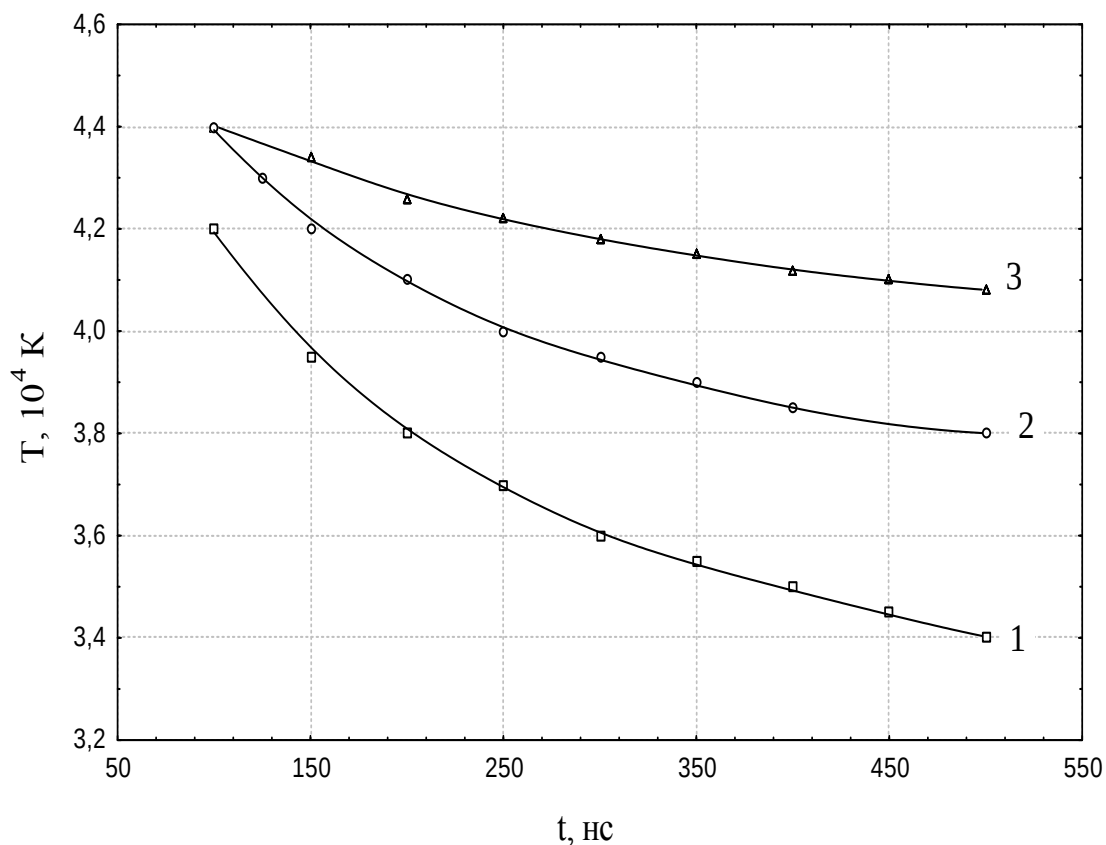


Рис.7. Температура плазмы канала

1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ

($k \approx 0,9$).

Из (7) определим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$, которое характеризует проникновение поля в плазму факела

$$\frac{H_{cp}}{H_0} = \left[1 - \frac{8\pi}{H_0^2} k\rho v_H^2 - v_H^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Используя экспериментальные значения v и v_H , определим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$. Скорость расширения в отсутствие поля на начальном этапе расширения равна $1,8 \cdot 10^6$ см/с и при $H=200$ кЭ $v_H=1,2 \cdot 10^6$ см/с. Подставляя в (8) $\rho=5,3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, получим $\frac{H_{cp}}{H_0} \approx 0,4-0,5$. Влияние магнитного поля на скорость расширения катодного факела указывает на гидродинамический механизм расширения.

Температуру на фронте ударной волны, формируемой расширяющейся плазмой, можно оценить из граничного условия для сильной ударной волны [3]

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

где T_0 – температура невозмущенного газа, $M=V/c$ – число Маха, При $V=10^4$ м/с, $\gamma=1,5$ температура возмущенного газа составляет 6-7 эВ.

Распространение ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (по слабоионизированной плазме), вызывает дополнительный рост ионизации и формирование диффузного канала, вдоль которого в последующем прорастает искровой канал со скоростью $\sim 10^6 - 10^7$ см/с [3].

О резком уменьшении температуры плазмы катодного пятна в результате его расширения свидетельствует и ход уменьшения интенсивности спектральных линий материала катода (см. рис. 3).

О взрывном характере образования катодного пятна (время выделения энергии плазмы) говорит и тот факт, что радиальное расширение плазмы очень быстро прекращается. Если бы выделение энергии в плазме пятна продолжалось бы, то расширение происходило бы значительно дольше. Скорость же распространения вдоль плазменного столба выше, чем в невозмущенном газе (в радиальном направлении), т.е. фронт волны сферически несимметричен. Это объясняется тем, что температура газа в слабоионизованном столбе больше чем температура окружающего газа. А ударная волна является дополнительным источником нагрева газа в диффузном канале.

Интересными представляются результаты сравнения скорости расширения плазмы катодного пятна в аргоне и воздухе (см. рис. 8). Скорость расширения катодного пятна в воздухе при сравнимых энерговкладах значительно меньше скорости расширения катодного пятна в аргоне. Это свидетельствует о том, что затухание ударной волны, переносящей фронт ионизации в воздухе, происходит быстрее, чем в аргоне. В воздухе энергия волны дополнительно расходуется на диссоциацию молекул воздуха.

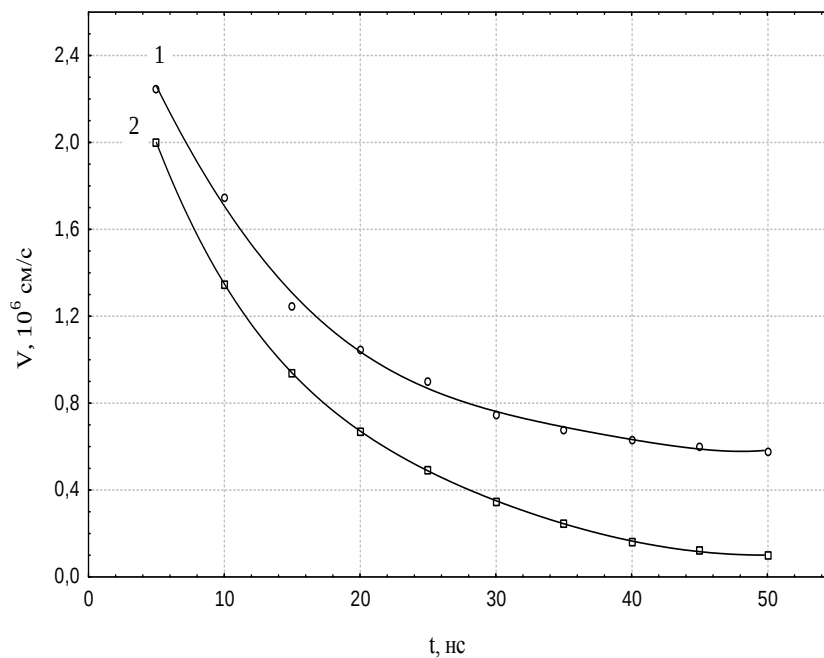


Рис.8. Скорость расширения плазмы катодного пятна
1 – аргон, 2 – воздух.

В [3, 9] показано, что основная доля энергии вводится в катодное пятно в плазменной фазе. И речь идет о разлете не нейтрального газа, а плазменного сгустка, когда энергия вводится в вещество посредством нагрева электронной компоненты с последующей передачей энергии от электронов к ионам. Тогда необходимо рассмотреть вопрос о возможном механизме ускорения ионной компоненты. Скорости движения $2 \cdot 10^6$ см/с соответствует кинетическая энергия 50-100 эВ. В работе [9] высказано предположение о существенной роли давления электронного газа в ускорении ионов плазмы.

Согласно представлениям авторов [3] ускорение ионов должно осуществляться за счет большого градиента концентрации электронов в катодном пятне.

В переходном от автоэмиссионного к взрывоэмиссионному режиму формируется «эктон» [9], число электронов в котором $\sim 10^{11}-10^{12}$, и испарившийся сгусток металла может оказаться положительно заряженным. Электростатическое поле будет дополнительно ускорять тяжелую компоненту плазмы, т.е. к газодинамическому давлению и прибавляется и электростатическое давление в течении времени компенсации заряда электронами, выходящими с катода.

В рамках сферически симметричной модели, радиус плазменного образования в любой момент времени связан с плотностью следующим соотношением, вытекающим из закона сохранения массы $\rho(t) \cdot r^3(t) = \rho_{ko} \cdot r_0^3$. Считая процесс расширения

адиабатическим для давления в плазме пятна получим $p(t) = p_{ko} \left[\frac{r_0}{r(t)} \right]^{3\gamma}$, где p_{ko} - начальное давление.

Конечные размеры плазменного образования $r_{\max}$ определяются равенством давления плазменного поршня давлению окружающего газа p_0 , т.е. $p_{ko} \left(\frac{r_0}{r_{\max}} \right)^{3\gamma} \approx p_0$. С другой стороны граничное условие на фронте ударной волны имеет вид (5). Комбинируя эти выражения, получим [11]

$$v^2 \cong C^2 \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left[\frac{r_{\max}}{r(t)} \right]^{3\gamma}. \quad (9)$$

С учетом $v = \frac{dr}{dt}$ соотношение (9) перепишем следующим образом

$$r^{\frac{3\gamma}{2}} dr \approx c \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{1/2} r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot dt. \quad (10)$$

Решение этого уравнения с учетом начального условия $r = r_0|_{t=0}$ позволяет определить радиус плазмы катодного пятна

$$r(t) \approx \left[\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{3\gamma+2}{2} \right) \cdot r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot c \cdot t + r_0^{\frac{3\gamma+2}{2}} \right]^{\frac{2}{3\gamma+2}}, \quad (11)$$

Полученная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями, на начальном этапе расширения катодного пятна (см. рис. 6). Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных следует, что наилучшее совпадение имеет место при $r_0 \approx 1 \cdot 10^{-6}$ м, это значение соответствует данным авторов [12].

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

Литература

1. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Аль-Шатрави А.Д.Г. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления // Физика плазмы. 2012. Т.38. № 1. С. 26.
2. Эльд ФП.2011
3. Месяц Г.А. Экстон-лавина электронов из металла //УФН. 1995. Т.165. №6. С.601-616.
4. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме // Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
5. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Роль взрывных процессов в формировании разряда в аргоне. //ТВТ. 2007. Т.45. №4. С.1-3.
6. Хачалов М.Б. Взрывные процессы в разрядах в аргоне. // Вестник ДГУ 2006. В.4. С.30-33.

7. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Ахмедова Х.Г. Влияние продольного магнитного поля на спектральный состав излучения искрового канала. //Тез. докл. XXXVII Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Звенигород, 2010.
8. Форм
9. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников. //М: Энергоатомиздат, 1990. 293 с.
10. Зельдович Я.В., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Наука, 1966, 686 с.
11. 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.
12. Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. //Новосибирск: Наука, 1982, 255 с.

ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО ВИДА В НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДАХ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Ашурбеков Н.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р.
Дагестанский государственный университет, nashurb@mail.ru

В докладе представлены результаты экспериментального исследования эффектов искажения контуров спектральных линий поглощения при взаимодействии широкополосного лазерного излучения с плазмой продольного наносекундного разряда в неоне. Наносекундный разряд формировался в цилиндрических плазменных волноводах, состоящих из стеклянной разрядной трубки внутренним диаметром 8 мм, длиной 50 см, помещенной в металлический экран диаметром 2 см. Разрядная трубка снабжена внутренними электродами в виде двух полых цилиндров, сквозь которые пропусклось зондирующее лазерное излучение. Исследования выполнены в неоне в диапазоне давлений газа 1-100 Тор и амплитудах импульсов напряжения до 40 кВ при их длительности по полувысоте 100 нс. Поскольку от давления газа и амплитуды импульсов напряжения зависят плотности поглощающих атомов и их пространственное распределение в разрядной трубке, то путем изменения указанных параметров можно менять коэффициент поглощения и степень пространственных неоднородностей поглощающей среды.

Ниже проанализированы закономерности изменения профиля спектрального контура поглощения на спектральных переходах атомов неона с длиной волны 650.6 нм при изменении характеристик поглощающей среды.

В качестве источника зондирующего широкополосного спектра использован лазер на красителе оксазин -17 с накачкой эксимерным лазером на смеси XeCl с длиной волны излучения 308 нм и длительностью лазерного импульса порядка 10 нс.

Для определения области взаимодействия лазерного излучения с плазмой на входные и выходные концы трубки накладывались диафрагмы диаметром 1 мм. Взаимным расположением указанных диафрагм регулировалось направление распространения лазерного излучения относительно оси разрядной трубки путем поворота оси разрядной трубки относительно направления распространения лазерного излучения. Кроме того, на выходе лазера на красителе устанавливалась слегка расстроенная телескопическая система с фокусным расстоянием около 5 м, что обеспечивала постоянство диаметра лазерного пучка на длине поглощающего слоя 50 см.

Были поставлены две серии экспериментов. Первая серия экспериментов была поставлена, когда проходящий световой пучок лазера на красителе сквозь разрядную трубку был параллелен оси разрядной трубки. Исследования показали, что при такой геометрии экспериментов наблюдается обычное поглощение с колоколообразным контуром спектральной линии поглощения, величина которой зависит от времени задержки между импульсом лазера и фронтом высокоскоростной волны ионизации (ВВИ). Кроме того, величина поглощения зависела от давления газа и амплитуды импульсов напряжения. С учетом результатов исследования электрических и оптических характеристик поглощающей среды, наблюдаемые закономерности изменения величины поглощения лазерного излучения в столбе наносекундного разряда хорошо объясняются изменением плотности поглощающих атомов во времени при изменении давления газа и амплитуды импульсов напряжения. В этих условиях по величине полного поглощения определялась плотность поглощающих частиц.

Анализ спектров поглощения на фоне широкополосного спектра лазера на красителе оксазин-17 показывает, что в области длин волн 645-660 нм (для красителя Оксазин-17) наблюдаются три спектральные линии поглощения, две из которых соответствуют спектральным переходам атомов неона $3s^3P_1-3p^3D_2$ с длине волны 650,6 нм, и $3s^3P_0-3p^3D_1$ с длиной волны 653,2 нм. Сила осцилляторов для указанных спектральных переходов составляет величины: $0,36 \cdot 10^{-3}$ для спектральной линии с длиной волны 650,6 нм и $0,41 \cdot 10^{-3}$ для спектральной линии с длиной волны 653,2 нм. Третья спектральная линия поглощения соответствует спектральной линии H_α примесных атомов водорода, неизбежно присутствующих в разрядах в инертных газос.

Вторая серия экспериментов была поставлена для случая распространения лазерного излучения под небольшим углом к оси разрядной трубки.

Детальные исследования показали, что в этих условиях контур спектральной линии поглощения приобретает вид «дисперсионной кривой» и на крыле спектральной линии вместо поглощения наблюдается усиление. Исследования показали, что величина искажения классического контура спектральной линии поглощения к дисперсионному виду существенно зависят от времени задержки между импульсами лазерного излучения и фронтом ВВИ.

Характерный вид указанных зависимостей представлен на рис. 1 для четырех времен задержек лазерного импульса относительно фронта ВВИ. Из этого рисунка видно, что при малых и больших задержках искажения контура спектральной линии поглощения невелики, в то время как при задержках около 100 нс эти искажения максимальны. При низких давлениях газа, когда поперечные неоднородности плазмы невелики, искажения контура поглощения также невелики.

Сопоставление степени искажения контура спектральной линии поглощения с зависимостью плотности метастабильных атомов от времени показывает, что существенные искажения контура поглощения наблюдаются при плотностях поглощающих частиц выше 10^{12} см^{-3} и степень искажения контура достигает максимальной величины в области максимума плотности метастабильных атомов.

Экспериментальные исследования показали, что при увеличении угла между осью разрядной трубки и направлением распространения лазерного излучения величина эффекта искажения контура спектральной линии растет и принимает максимальное значение при максимально возможной величине этого угла, т.е. эффект искажения контура максимален при распространении лазерного излучения по диагонали разрядной трубки.

Систематизация всего набора экспериментальных результатов показывает, что:

1. При распространении лазерного излучения вдоль оси или параллельно оси плазменного волновода формируется обычная спектральная линия поглощения Фойгтовского типа.
2. При давлениях газа выше 30 Тор поглощение вдоль стенок трубки больше, чем по центру, что, по-видимому, обусловлено переходом разряда в скользящий по поверхности диэлектрика режим.
3. При распространении лазерного излучения под углом к оси плазменного волновода спектральная линия поглощения искажается и приобретает вид «дисперсионной» кривой с усилением оптического излучения на крыле контура спектральной линии.
4. Усиление лазерного излучения в процессе взаимодействия с плазмой продольного наносекундного разряда может происходить как на коротковолновом, так и на длинноволновом крыле спектральной линии. Переход от одного типа «дисперсионного» контура к другому зависит как от угла между осью разрядной трубки и направлением распространения лазерного излучения, так и от

местоположения лазерного пучка на входе в поглощающую среду относительно центра трубки.

5. Величина эффекта искажения контура спектральной линии поглощения зависит от задержки между импульсами лазера и фронтом ВВИ и достигает максимального значения в области максимума плотности поглощающих атомов.

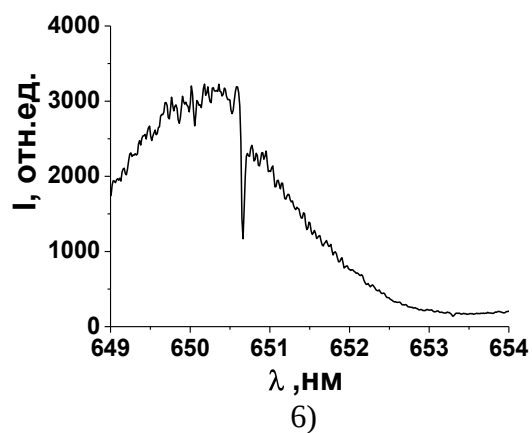
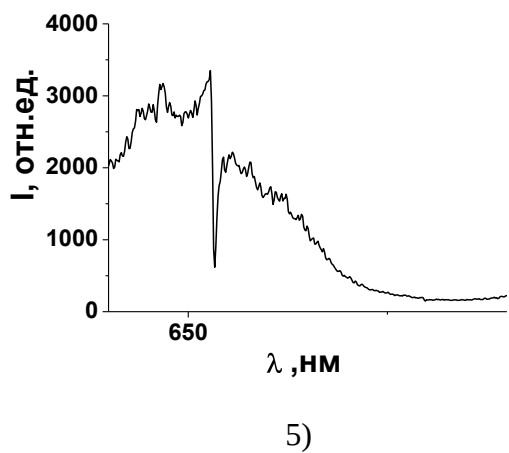
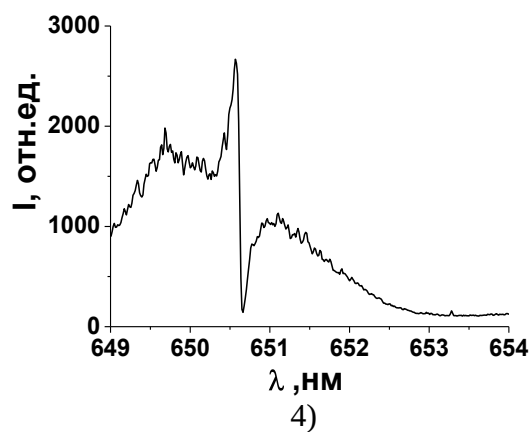
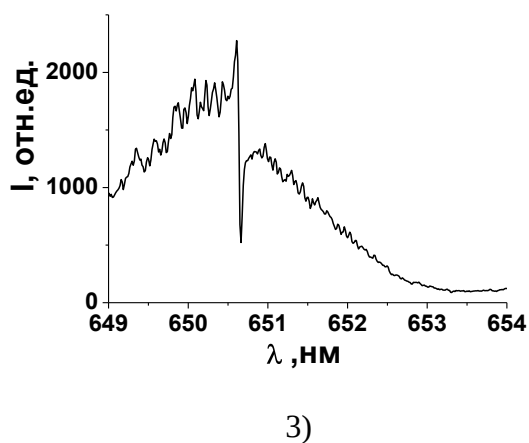
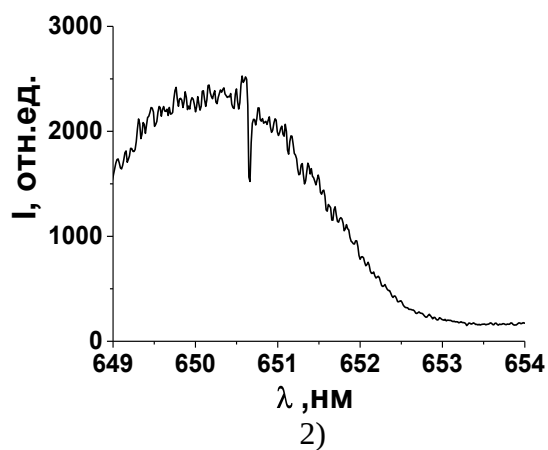
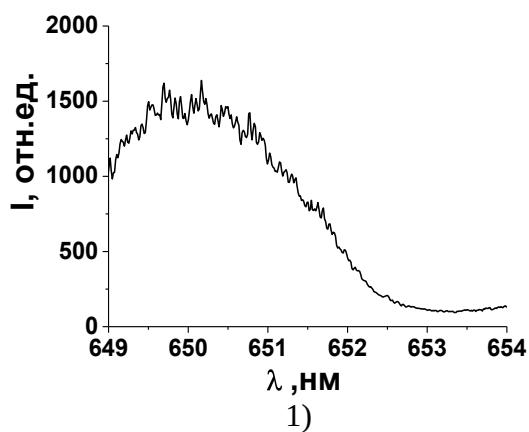


Рис. 1. Спектр лазерного излучения вблизи спектральной линии поглощения неона с длиной волны 650.6 нс после прохождения столба плазмы продольного наносекундного разряда. Лазерное излучение распространяется под углом к оси разрядной трубки. Давление газа 20 Тор, амплитуда импульсов напряжения 28 кВ. Задержка между импульсом лазера и фронтом ВВИ 0 (1), 40 нс (2), 66 нс (3), 98 нс (4), 252 нс (5), 366 нс (6)

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", проект г/к № № 02.740.11.0570 и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

ЧАСТОТНЫЙ СДВИГ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ ПРОПУСКАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ВБЛИЗИ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ

Ашурбеков Н.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р.

Дагестанский государственный университет, nashurb@mail.ru

В докладе представлены результаты экспериментального исследования эффектов сдвига центральной частоты контуров спектральных линий поглощения при взаимодействии широкополосного лазерного излучения с плазмой продольного наносекундного разряда в неоне. Наносекундный разряд формировался в цилиндрических плазменных волноводах, состоящих из стеклянной разрядной трубки внутренним диаметром 8 мм, длиной 50 см, помещенной в металлический экран диаметром 2 см. Разрядная трубка снабжена внутренними электродами в виде двух полых цилиндров, сквозь которые пропусклось зондирующее лазерное излучение. Исследования выполнены в неоне в диапазоне давлений газа 1-100 Тор и амплитудах импульсов напряжения до 40 кВ при их длительности по полувысоте 100 нс.

В качестве источника широкополосного зондирующего излучения использовалось излучение лазера на красителе с накачкой эксимерным лазером на смеси ксенон-хлор. Спектры пропускания плазмы наносекундных разрядов исследовались с использованием монохроматора/спектрографа MS 7504i (ООО «Оптосистемы» ЦП ИОФ РАН, Россия; ООО «Плазма», Россия; СП СОЛАР ТИИ, Беларусь; Hamamatsu, Япония; Tectronixinc., США) с цифровой системой регистрации спектров на основе матричного CCD-дестектора HS102H-2048/14 (Hamamatsu, Япония) в диапазоне длин волн 200 нм -1100 нм или с помощью ФЭУ Н6780-20 (Hamamatsu, Япония).

Систематические исследования оптических спектров пропускания плазмы наносекундных разрядов в цилиндрических плазменных волноводах позволяют выделить общие надежно воспроизводимые закономерности вблизи узких спектральных линий поглощения атомов неона. Эти закономерности были проверены экспериментально в широком диапазоне изменения давлений газа (1-100 тор), амплитуд импульсов напряжения (20-40 кВ), на различных стадиях разряда, как в пределах времен длительности импульса тока, так и в послесвечении в течение примерно 800 нс за фронтом волны ионизации.

Систематизация и обобщение результатов спектроскопических исследований характеристик оптического излучения лазера на красителе, спонтанного излучения разряда без воздействия лазерного излучения и спектров пропускания разряда, измеренных на фоне сплошного спектра лазера на красителе позволили установить следующие общие закономерности:

Характеристики поглощающей среды (плазмы наносекундного разряда в цилиндрическом плазменном волноводе):

- плазма формируется высокоскоростными волнами ионизации, распространяющимися от высоковольтного электрода к заземленному или в некоторых режимах двумя встречными волнами ионизации, имеющими скорость распространения в диапазоне 10^8 - 10^9 см/с. Фронт высокоскоростной волны ионизации имеет длительность в пределах 50-80 нс. Для зондирующего лазерного излучения с длительностью лазерного импульса 5-8 нс характеристики плазмы меняются незначительно, поэтому поглощающую среду по отношению к лазерному излучению можно рассматривать как квазистационарную.

- экспериментально установлено, что плазма наносекундного разряда при давлениях газа выше 5 Тор локализована вблизи стенок разрядной трубки диаметром 10 мм. Плотности возбужденных, в том числе и метастабильных атомов имеют поперечное распределение с минимум в центре разрядной трубки. Характерное распределение плотности возбужденных атомов по радиусу трубки имеет следующий вид (рис.1.):

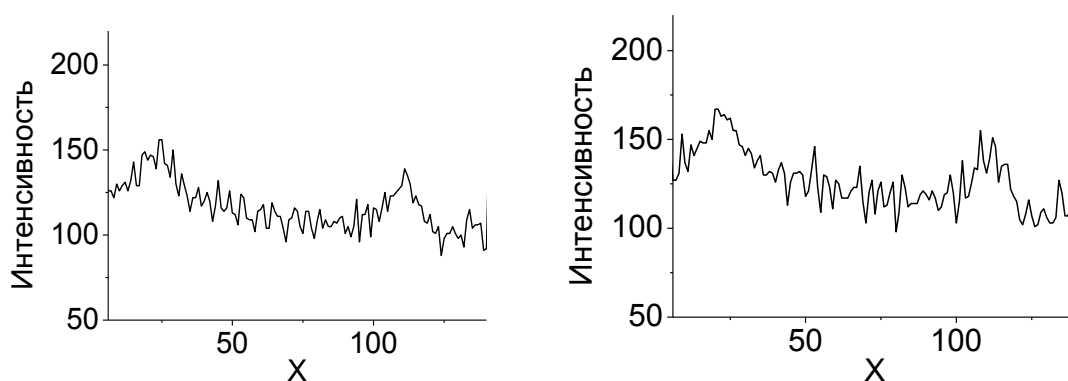


Рис. 1. Картины оптического свечения и распределение интенсивности в поперечном сечении разрядной трубки в наносекундном разряде в аргоне. Давление газа 0.1 Тор, амплитуда импульсов напряжения 28 кВ (а) и 40 кВ (б)

Характерным является наличие двух максимумов вблизи противоположных стенок разрядной трубки и минимума плотности возбужденных атомов в центре трубки. В модельных расчетах качественно эту зависимость можно представить следующим образом:

$$N(r) = N_{max} \left(1 + \frac{N_0}{N_{max}} \cos(\Delta k r + \varphi_0) \right),$$

где N_{max} максимальная плотность возбужденных атомов вблизи стенок трубки, N_0 – плотность возбужденных атомов в центре трубки, Δk - пространственный период распределения возбужденных атомов по радиусу трубки (приблизительно эту величину можно оценить как расстояние между двумя максимумами в распределении плотности возбужденных атомов). Экспериментальные исследования методами лазерной абсорбционной спектроскопии показывают, что N_{max} в условиях экспериментов данной работы достигает величины 10^{14} см^{-3} , а отношение $\frac{N_0}{N_{max}}$ меняется в пределах от 0.1 до 1. В частности, при давлениях газа ниже 1 Тор распределение параметров плазмы по сечению трубки является практически однородным, поэтому указанное отношение близко к 1, в то время как при давлениях газа выше 40 Тор разряд в трубке происходит в скользящем режиме и локализован вблизи внутренней поверхности трубки. Для таких условий поперечные неоднородности разряда велики и отношение $\frac{N_0}{N_{max}}$ имеет величину порядка 0.1.

- Зависимость плотности метастабильных атомов от времени проходит через максимум, достигаемый примерно через 80-100 нс после начала разряда (после старта высокоскоростной волны ионизации от высоковольтного электрода). Далее, по

истечении 80-100 нс плотность метастабильных атомов падает в течение примерно 800 нс.

При зондировании описанного выше плазменного столба длиной примерно 50 см, диаметром 10 мм широкополосным лазерным излучением наблюдаются следующие воспроизводимые закономерности:

1. Если в спектральный диапазон генерации лазера на красителе попадают узкие спектральные линии поглощения в плазме, то характер спектра пропускания вблизи узких резонансов существенно зависит от плотности поглощающих частиц, угла между осью плазменного волновода и направлением распространения лазерного излучения, параллельности или непараллельности лазерного пучка, наличия или отсутствия диафрагмы на выходе из разрядной трубки, сил осцилляторов соответствующих спектральных переходов. В данной работе наиболее подробно исследованы спектры пропускания плазмы носекундного разряда вблизи спектральной линии атомов NeI с длиной волны 650.6 нм. Спектра лазера на красителе имел ширину по полувысоте порядка до 10 нм. В эту область спектра зондирующего лазерного излучения кроме указанной спектральной линии неона попадали еще две спектральные линии, одна из которых с длиной волны 653.3 относится к атомам NeI, другая, с длиной волны 656,2 – к примесным атомам водорода, а именно спектральная линия водорода H_{α} .

2. От кривых 1 к 4 плотность поглощающих атомов растет.

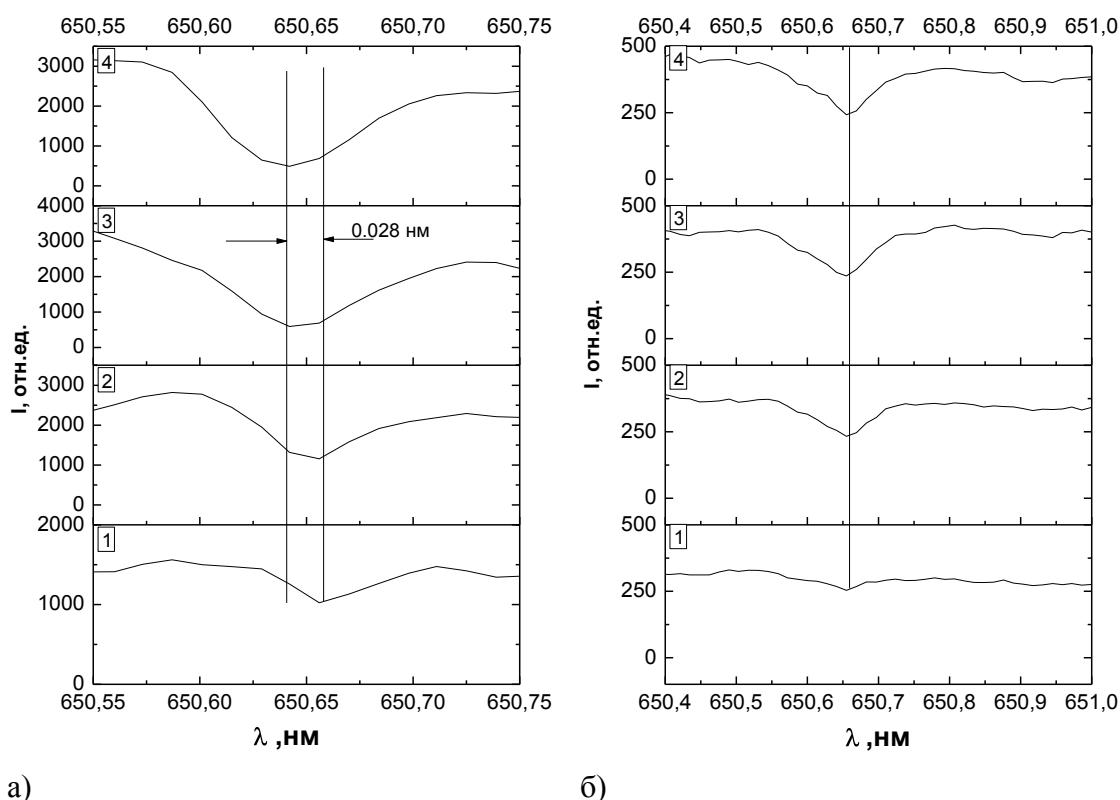


Рис. 2. Спектр пропускания плазменного столба вблизи спектральной линии поглощения NeI с длиной волны 650.6 нм при среднем искажении контура поглощения (а) и слабом искажении (б).

3. При распространении лазерного излучения под углом к оси плазменного волновода контур спектральной линии поглощения искажается. В условиях данных

экспериментов угол между осью плазменного волновода и направлением распространения лазерного излучения можно изменить в пределах от 0 до величины $\varphi_{\max}$, определяемой геометрией разрядной трубки в соответствии с соотношением $\operatorname{tg}(\varphi_{\max})=d/L$, где d - диаметр разрядной трубки, L –длина разрядной трубки.

4. С увеличением угла между осью плазменного волновода и направлением распространения лазерного излучения спектральная линия поглощения становится несимметричной, а при $\varphi=\varphi_{\max}$ контур спектральной линии поглощения приобретает форму дисперсионной кривой.

5. Искажения контура спектральной линии поглощения становятся заметными при плотностях поглощающих частиц выше 10^{12} см^{-3} и достигает максимальной величины (контур поглощения вместо колоколообразной становится дисперсионного вида) при достижении максимально возможной плотности поглощающих частиц. При изменении задержки между импульсом лазерного излучения и фронтом волны ионизации максимальное искажение контура поглощения приходится на времена, при которых плотность поглощающих частиц максимальна.

При небольших углах между осью плазменного волновода и направлением распространения лазерного излучения при увеличении плотности поглощающих частиц при постоянной мощности зондирующего лазерного излучения искажение контура поглощения сопровождается одновременным сдвигом центральной частоты поглощения. При увеличении плотности поглощающих частиц с 10^{12} см^{-3} до 10^{13} см^{-3} сдвиг центральной частоты поглощения составляет примерно 0.028 нм. Характерные спектры пропускания, иллюстрирующие такой сдвиг частоты, приведены на рис. 2.

Таким образом, все наблюдаемые закономерности искажения классического контура спектральных линий поглощения проявляются при наклонном падении широкополосного лазерного излучения на столб плазмы наносекундных разрядов с большими плотностями поглощающих частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", проект г/к № № 02.740.11.0570 и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

ОЧИСТКА ВОЗДУХА И ГАЗОВ ОТ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.М. Василяк

ОИВТ РАН, Москва

Борьба с запахами. В городской среде и в сельской местности, в быту и на производстве современный человек все острее реагирует на ухудшение комфортности среды обитания при наличии запахов. В Европе и развитых странах большое внимание уделяется проблемам воздействия запахов на людей (болезни, потеря трудоспособности, финансовые потери), а также влияния запахов на стоимость земли и недвижимости. Например, известно, что 2-4% населения предрасположено к астме от запаха, и это воздействие к астме занимает второе место после никеля. Большой процент людей испытывает дискомфорт, потерю работоспособности, головную боль, нервные и сердечно-сосудистые расстройства. Поэтому запахи в настоящее время рассматриваются как фактор загрязнения окружающей среды, который надо нормировать и уменьшать. В ряде стран вредное воздействие запахов приравнивается к вредному воздействию ядовитых веществ. В настоящее время во многих индустриально-развитых странах разработаны основы и классификация запахов и их правовое регулирование. Появились нормы, при превышении которых принимаются соответствующие административные и финансовые воздействия. Связано это в первую очередь с усилением внимания к здоровью, увеличением материальной ответственности за причиненный вред здоровью. В 2005 г. 6% населения Дании испытывали серьезные недомогания из-за запахов. В Голландии 8% домов находятся в зоне с высокой концентрацией запахов. Это связано с высокой плотностью населения и большим количеством животноводческих ферм на небольшом расстоянии от жилых домов. Появилось еще одно важное обстоятельство – готовность общества платить за борьбу с запахами. По мере повышения требований к комфортности проживания в современном городе, все большее внимание начинает уделяться не только безопасности воздуха, но и присутствию в нем веществ, формирующих неприятные запахи даже при концентрациях, не представляющих угрозы для здоровья. К таким веществам относятся, прежде всего, соединения восстановленной серы и азотсодержащие вещества (амины, аммиак, сероводород, легкие меркаптаны, и другие летучие вещества).

В последние годы возросло внимание к применению УФ технологий в задачах очистки воздуха от запахов, что связано, прежде всего, с большей простотой и экономичностью по сравнению с электроразрядными методами. УФ облучение является физическим методом, поэтому он не требует для своего применения дополнительных химических реагентов. Важным для применений и конструирования оборудования свойством УФ излучения является относительная простота его транспортировки в реактор.

Использование ультрафиолетового излучения для дезодорации воздуха и разрушения вредных веществ основано на поглощении примесями, парами воды, кислородом и озоном УФ фотонов с большой энергией, поэтому наиболее целесообразно применять УФ излучение с короткими длинами волн из диапазона С. При поглощении УФ излучения с длиной волны менее 200 нм молекулами воды и кислорода образуются свободные высокоактивные радикалы О, ОН, Н, молекулы озона О₃, пероксида Н₂О₂ и др. Радикалы и озон окисляют как органические, так и неорганические (например Н₂С) примеси. Может иметь место и другой механизм - это

непосредственное разрушение молекул органических и неорганических веществ при фотолизе УФ излучением с длиной волны 180-300 нм. Кроме этого при поглощении УФ излучения молекулы примесей могут перейти в возбужденное состояние, а затем вступить в реакцию с другими молекулами или радикалами как в объеме УФ реактора, так и на выходном катализаторе, если каталитическая ступень имеется. Следует отметить, что если возбужденная молекула образовалась при поглощении фотона с достаточно высокой энергией, то она может разрушиться на выходном каталитическом блоке. Существующие в настоящее время УФ установки для дезодорации воздуха работают как с дополнительной адсорбционной или каталитической ступенью, аналогично плазмокаталитическим системам, так и без нее. В некоторых устройствах УФ излучение используется только для наработки озона, который затем подается в реакционный объем. Кинетика таких фотохимических реакций достаточно сложная, поскольку реакции с излучением идут с участием и образовавшихся продуктов, например фоторазрушение озона или пероксида.

Органические вещества и аммиак достаточно хорошо разлагаются данным методом, однако разложение такого дурнопахнущего соединения как сероводород, вызывает трудности.

Одна из первых оригинальных систем с применением УФ излучения с разными длинами волн 185 и 254 нм без каталитического блока для удаления запахов была создана в компании "Nanovia". Для эффективной генерации озона линией 185 нм чистый внешний воздух подается вдоль ламп, находящихся в кварцевых трубах, а затем озono-воздушная смесь попадает в очищаемый поток воздуха, где озон реагирует с примесями, а также эффективно трансформируется в атомарный кислород и радикалы ОН при поглощении линии 254 нм от тех же ламп. Такая схема, по мнению производителей, позволяет максимально эффективно использовать излучение обеих линий. Исследовалось разрушение сероводорода. Получено, что при высоких концентрациях сероводорода (500 ppm) эффективность его разложения велика, и резко снижается при концентрациях ниже 50 ppm, соответственно и удельные затраты энергии на удаление 1 молекулы возрастают при уменьшении начальной концентрации H_2S . Для снижения концентрации на 90% с 500 до 50 ppm в установке необходима 1 лампа, а для следующего снижения на 90% с 50 до 5 ppm необходимо использовать 6 ламп. Это еще раз подтверждает, что одоранты, в частности, сероводород следует разлагать в местах с максимальной концентрацией.

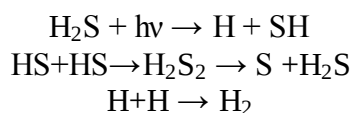
Аналогичные результаты были получены специалистами НПО "ЛИТ" в экспериментах по удалению сероводорода и других дурно пахнущих веществ на Курьяновской станции аэрации МГУП "Мосводоканал". Установка содержала 12 амальгамных ламп низкого давления с общей мощностью 1400 Вт с излучением с длинами волн 185 и 254 нм. Расход воздуха с исходной концентрацией сероводорода 10–15 мг/м³ изменялся в пределах 100–800 м³/ч. Полученные результаты показали, что для повышения эффективности работы установки необходимо увеличение объема камеры облучения. При использовании в данной установке ламп среднего давления эффективность удаления сероводорода оказалась существенно ниже, чем при использовании ламп низкого давления при одинаковой суммарной мощности всех ламп. Сравнение экспериментальных результатов с численными расчетами позволяют сделать вывод, что основным механизмом разложения сероводорода является его реакция с радикалами ОН, которые образуются при фотолизе паров воды излучением с длиной волны 185 нм, а также из озона при его облучении линией 254 нм. При температуре 20С и влажности воздуха более 90%, примерно, 30-40% энергии излучения 185 нм идет на прямой фотолиз паров воды с образованием радикалов ОН, остальная энергия (60-70%) – на образование озона.

Кроме объемного разрушения примесей можно использовать реакции на поверхности, например, используя фотокатализаторы. Под воздействием УФ облучения на каталитической поверхности образуются высокоактивные радикалы, которые вступают в реакции с загрязняющими веществами и переводят их в нейтральные соединения, например окисляя до CO_2 и воды. В качестве фотокатализаторов используют полупроводниковые оксиды или сульфиды (TiO_2 , ZnO , CdS и др.), в которых при поглощении света возникают пары "электрон-дырка", способные генерировать свободные радикалы. При очистке воздуха фотокатализаторы наносят на твердые поверхности, нити и ткани.

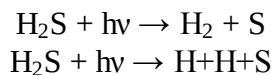
Утилизация сероводорода, содержащегося в газах.

В последние годы ряд исследователей и разработчиков начали рассматривать метод УФ облучения как перспективный инструмент для удаления химических примесей не только из воздуха, где достаточно кислорода для запуска процессов их окисления, но и из промышленных газов, где отсутствует окислитель в готовом виде. В таких задачах в промышленности доля примеси в газе часто составляет единицы процентов и более (например, отходящие газы коксохимических производств, H_2S в попутных нефтяных газах, газы в других химических процессах), и прямой фотолиз газовой смеси при высоком давлении с применением современных УФ ламп соответствующего диапазона может быть эффективным и экономически приемлемым инструментом для удаления либо трансформации примесей на одной из технологических стадий очистки (утилизации). Технико-экономический анализ показывает, что применение УФ излучения в технологических процессах очистки газов от сероводорода будет приемлемо, если затраты энергии УФ излучения составят менее 2 – 2,5 квантов на одну молекулу сероводорода при полном к.п.д. УФ систем не ниже 30%.

При действии ультрафиолетового излучения на H_2S в основном происходят следующие реакции:



Как видно из приведенной схемы, при поглощении кванта излучения в результате разрыва связи S-H образуются два радикала, взаимодействие которых приводит к образованию молекулярного водорода и атомарной серы. В этой схеме для получения одного атома серы необходимо затратить не менее 2-х квантов УФ излучения. Также параллельно с различной эффективностью в зависимости от длины волны и концентрации компонент могут идти и одноквантовые процессы образования серы и водорода.



Первый максимум сечения поглощения сероводорода $7,2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ находится в области длины волны 195 нм. На длине волны 254 нм (ртутная лампа низкого давления) сечение составляет всего лишь $7,46 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Если применять ртутные лампы низкого давления с длиной волны 254 нм, где к.п.д. достигает 40 %, то прямой фотолиз сероводорода с концентрациями H_2S в газе 2-4% технически можно реализовать только при достаточно высоких давлениях газа, так как сечение поглощения линии 254 нм мало. (Оценки показывают, что если в многоламповом УФ реакторе характерное расстояние, на котором должно поглощаться УФ излучение, принять равным 50 см, а конечную концентрацию – 0,2% (уменьшение концентрации на порядок), то рабочее давление в нем должно составлять 50 атм.)

Перевод примесей из газовой фазы в жидкую с увеличением концентрации последних в единице объема может еще больше повысить возможности и эффективность прямого фотолиза, в том числе технологическую (например, за счет фильтрации упростить процесс вывода продуктов из раствора). Вторым интересным способом ведения фотопроцесса в жидкой фазе является применение таких растворителей, когда примесь может трансформироваться в ионную составляющую, сечение поглощения УФ излучения которой много больше исходной примеси (например, сечение поглощения иона HS^- на 4 порядка больше, чем у молекулы H_2S на длине волны 254 нм).

Успехи в разработке современных УФ источников излучения (амальгамных ламп низкого давления, ламп на основе барьерного разряда, безэлектродных ламп и т.д.), обеспечивающих высокие единичные мощности (кВт и более) и КПД 20-40% с ресурсом в несколько тысяч часов и приемлемой ценой позволяют создавать УФ системы обработки газов и жидкостей для реализации вышеуказанных фотопроцессов очистки газов в промышленных объемах ($1000 \text{ м}^3/\text{час}$ и более).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ С МИКРОЧАСТИЦАМИ

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

Объединенный Институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13 стр. 2, Москва
125412, cryolab@ihed.ras.ru

Плазма с частицами конденсированной дисперсной фазы служит рабочей средой технологических устройств различного типа, используемых для плазменной обработки поверхностей и плазменного напыления, в том числе на поверхности микрочастиц. В качестве плазмообразующего газа в этих устройствах широко применяется неон. Представленное в данной работе экспериментальное и численное исследование положительного столба тлеющего разряда в неоне выполнено с целью изучения и построения модели изменения параметров плазмы неона, индуцированного частицами микронного размера, введенными в разряд.

Эксперименты проведены при давлении неона 0.1-0,9 Торр в цилиндрической разрядной трубке радиусом 8 мм, длиной 20 см. В стенки трубки были впаяны два кольцевых электрода для измерения падения напряжения на разрядном промежутке, где образовывались пылевые структуры из вводимых сверху в разряд микрочастиц. Использованы монодисперсные частицы меламин формальдегида размером 2.55 микрон. Регистрировались изображения микрочастиц, падение напряжение между измерительными кольцами, и соответствующее падение напряжения в свободном разряде.

Пылевые структуры вызывали дополнительные объемные потери электронов и изменяли ионизационное равновесие плазмы, что требовало повышения напряженности электрического поля для поддержания тока разряда. Наибольшее повышение напряженности электрического поля регистрировалось в присутствии протяженных, а также пространственно устойчивых пылевых структур, которые наблюдались при токе 0.2 – 1 мА в интервале давлений P от 0.35 до 0.4 Торр. Пылевые структуры имели размер от 5 до 12 мм, их концентрация составляла $(0.7 - 2.7) \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Моделирование проведено на основе диффузионной модели однородного положительного столба тлеющего разряда с пылевыми частицами, использованной ранее для описания разряда в воздухе [1]. В рамках этой модели в неоне рассмотрено образование и диффузия электронов, ионов и метастабильных атомов неона, которые играют существенную роль в ионизации.

Электронная температура, транспортные коэффициенты и константы скоростей реакций возбуждения и ионизации с участием электронов рассчитаны с помощью пакета BOLSIG+ [2] на основе данных по сечениям реакций, приведенных в SIGLODatabase [3]. Зарядка частиц рассмотрена на основе приближения ограниченного орбитального движения. Рассмотрено тушение метастабильных атомов как на стенках разрядной трубки, так и на микрочастицах в объеме пылевой структуры. Профиль распределения микрочастиц в разряде задавался ступенчатой размытой функцией.

Рассчитаны вольт-амперные характеристики разряда в неоне без микрочастиц. На рисунке 1 представлено сравнение рассчитанных и измеренных ВАХ разряда в неоне без микрочастиц. Получено удовлетворительное согласие данных.

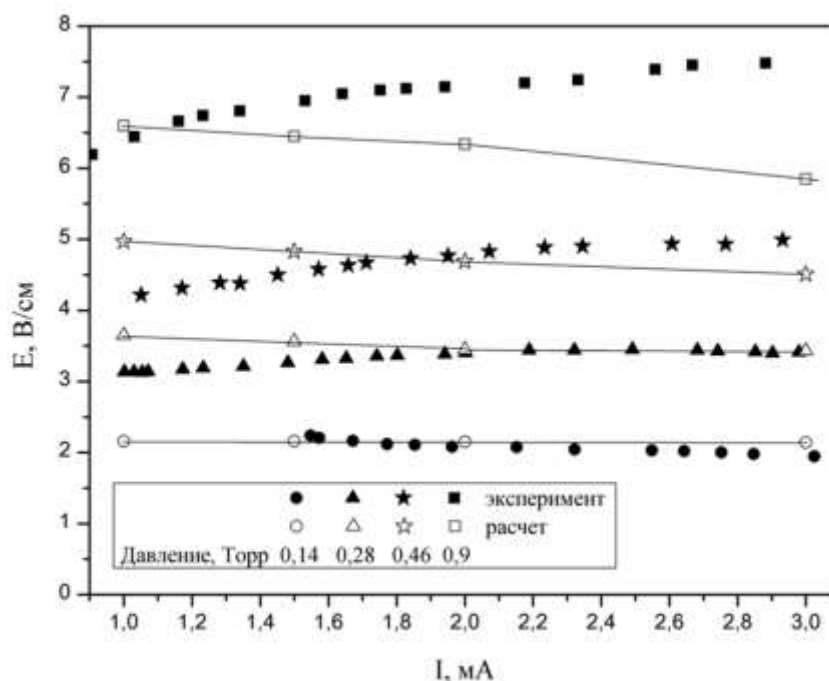


Рисунок 1. ВАХ положительного столба тлеющего разряда в неоне

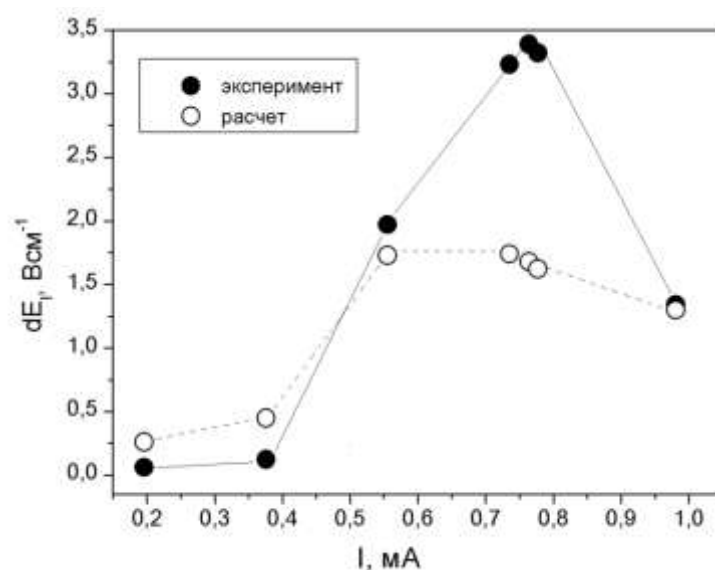


Рисунок 2. Приращение величины продольного электрического поля dE_l в разряде с микрочастицами при давлении неона 0.35 Торр.

На рисунке 2 приведено сравнение расчетного и измеренного приращения напряженности продольного электрического поля в разряде с микрочастицами по сравнению со свободным разрядом. Видно, что приращение напряженности поля коррелирует с количеством частиц в пылевых структурах (рисунок 3).

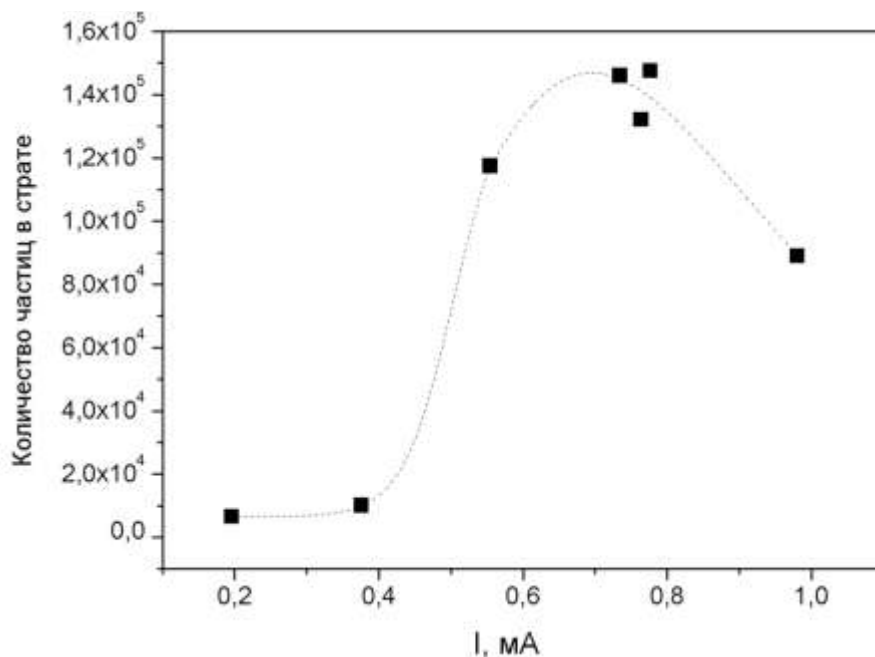


Рисунок 3. Количество N_d частиц диаметром 2.55 мкм в страте, наблюдаемое при различных значениях тока разряда I при $P = 0.35$ Torr

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно описывает полученные экспериментальные данные.

Список литературы

1. Polyakov D. N., Vasilyak L. M., Shumova V. V. and Fortov V. E. 2011 Study of glow discharge positive column with dispersed particles *Physics Letters A* **375**(37) 3300-05
2. Hagelaar G. J. M. and Pitchford L. C. 2005 Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722 [doi:10.1088/0963-0252/14/4/011](https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/4/011)
3. Morgan W. L., Boeuf J. P. and Pitchford L. C. 1995 The SIGLO Database, CPAT and Kinema Software <http://www.siglo-kinema.com>

ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ ПРОБОЯ В ПЕСКЕ

Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Я. Печеркин, Д.Н. Поляков, Э.Е. Сон

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Проблема защиты от ударов молнии зданий и сооружений различного назначения разрабатывается на протяжении многих десятилетий, но до сих пор не разрешена. Достоверность расчета и выбора схем молниезащиты должна быть обоснована результатами экспериментальных исследований процессов, подобных тем, что происходят при разряде молнии. В настоящее время физические процессы распространения молнии в атмосфере, ее опасные воздействия и способы защиты от них достаточно хорошо исследованы, поняты и описаны [1]. Процесс растекания больших импульсных токов в земле после удара молнии сложен из-за сильных изменений сопротивления большинства грунтов в зависимости от силы тока и мало изучен. Сопротивление грунта вместе с заключенными в нем электродами молниезащитных сооружений изменяется по мере прохождения тока молнии. Сложность процесса растекания тока и расчета сопротивления грунта увеличивается из-за вероятности образования в нем протяженных искровых каналов. Для совершенствования систем молниезащиты и методик их расчета эти важные для практики молниезащиты явления нуждаются в экспериментальном исследовании и моделировании.

Целью данной работы являлось исследование пробоя и растекания импульсного тока заземлителя в кварцевом песке. Лабораторные работы по растеканию импульсного тока с амплитудой до 10 кА проводились в кварцевом песке при различной его влажности. Ток в грунте инициировался высоковольтным генератором импульсного напряжения, который состоял из двух параллельно включенных конденсаторов ИК 100-0,4 и управляемого разрядника с блоком поджига. Схема высоковольтного импульсного генератора с элементами системы измерения напряжения и тока и конструкции емкости, заполненной кварцевым песком показана на Рис. 1. Ударная емкость генератора $C=0,8$ мкФ. Конденсаторы заряжались от высоковольтного источника постоянного напряжения, который позволял плавно изменять напряжение в диапазоне 0-50 кВ. Емкость с песком сверху открытая. В нее вводился электрод – заземлитель, который закреплялся на стенках бака с помощью диэлектрической планки. Стенки емкости изнутри были покрыты латунной сеткой, которая заземлялась через шунт ($R_{ш}$), что позволяло измерять полный ток разряда. Для исследования растекания импульса тока в песке использовались токопроводящие пластины из фольгированного стеклотекстолита, которые крепились к латунной сетке через диэлектрик и заземлялись через свои индивидуальные шунты (R_4). Заземлителем служил металлический стержень с наконечником в виде шара. Стержень был помещен в кварцевую трубку для устранения растекания тока с него.

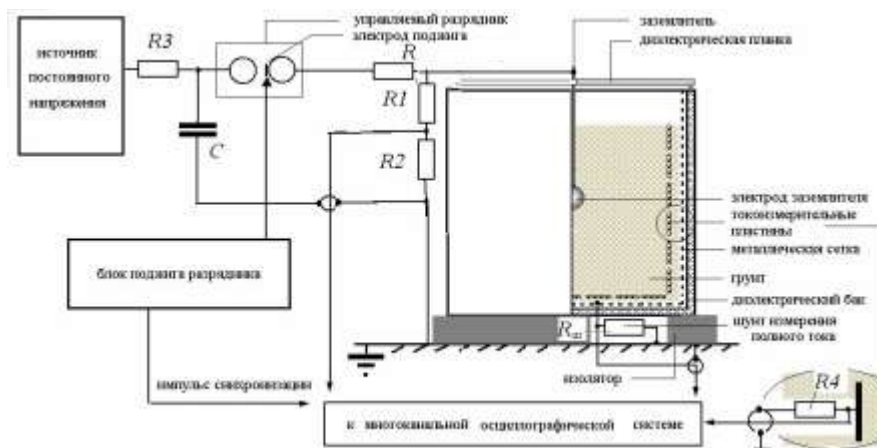


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. R_3 – зарядное сопротивление; C – ударная емкость генератора; R – гасящее сопротивление; R_1 , R_2 – сопротивления делителя напряжения; R_4 , $R_{ш}$ – сопротивления токовых шунтов.

Для исследований использовались шары с диаметрами 2 и 4 см. Амплитуда прикладываемого импульса напряжения менялась в диапазоне 20-40 кВ. Длительность нарастания импульса составляла 0,2 мкс, время спада 8 мс. Изучался процесс импульсного растекания тока в кварцевом песке в зависимости от амплитуды прикладываемого импульса. Ниже приводятся результаты со слабозаглубленным заземлителем, характерная глубина погружения которого в песок составляла 3-5 см. При расстоянии электрода от заземленной стенки бака больше 20 см падающий импульс напряжения не менялся, а ток утечки с заземлителя составлял несколько ампер даже во влажном песке. Сопротивление заземлителя резко уменьшается только когда происходит пробой песка и реализуется сильноточный искровой разряд. Появление искры сопровождается ярким свечением и образованием проводящего искрового канала. Длина пробоя в сухом песке составляла примерно 3 см, в мокром при влажности 25 % доходила до 12 см, при напряжении на разрядном промежутке 36 кВ. Пробой как в сухом песке так и в мокром начинается, когда напряжение на шаре достигает 21-22 кВ для шара диаметром 1 см и соответственно 23-23,5 кВ для шара диаметром 2 см. Песок представляет собой пористую среду, поры которого заполнены воздухом. Согласно экспериментальным данным [1], воздух в грунте ионизируется в электрических полях $E \approx 10$ кВ/см легче, чем в атмосфере из-за локального усиления поля вблизи поляризованных частичек песка. Пробой также как в воздухе сопровождается образованием плазменного канала, свечение которого хорошо видно сквозь кварцевый песок. Свечение фиксировалось видеокамерой и длилось не менее 50 мс, что в несколько раз больше длительности импульса, проходящего через канал тока. Термический разогрев канала происходит вследствие выделения в нем энергии при протекании тока проводимости. Импульсный ток через канал определяется балластным сопротивлением R . При $R=24$ Ом максимальный ток искры при замыкании разрядного промежутка достигал 1,4 кА, что приводило к столь значительному разогреву канала, что вызывало образование ударной волны и его последующее газодинамическое расширение. Под действием ударной волны наблюдался выброс песка на высоту более 2 м и образование канавки в песке глубиной около 3 см и шириной 2 см.

Осциллограммы напряжений и полного тока разряда при различных балластных сопротивлениях $R = 24-620$ Ом показывают, что процесс развития искрового разряда в песке протекает в две стадии (Рис. 2,3).

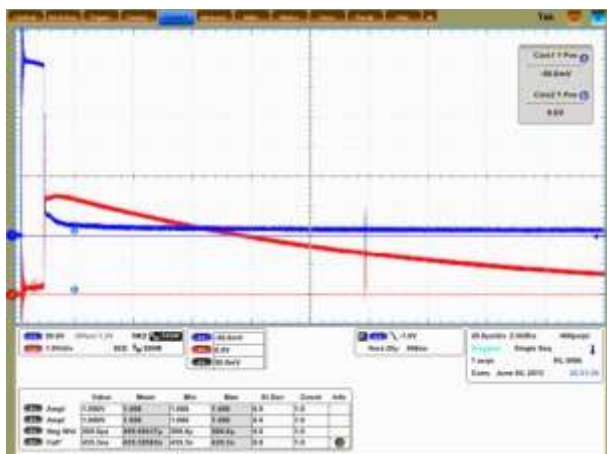


Рис. 2. Осциллограммы напряжения и тока на разрядном промежутке при пробое кварцевого песка при влажности 25%. $U = 30$ кВ. $I_m = 171$ А, $T = 20$ μ s/div, $R=150$ Ом.

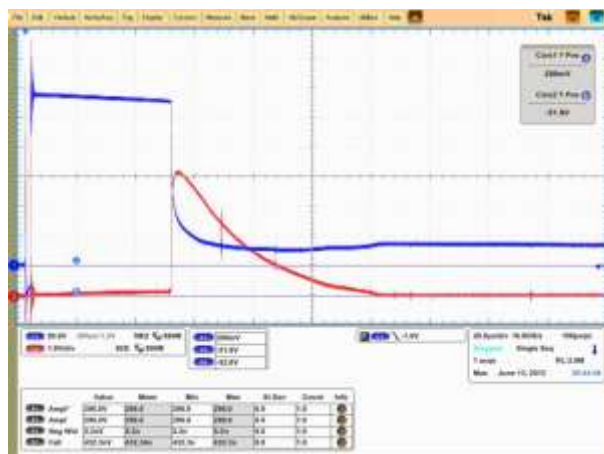


Рис. 3. Осциллограммы напряжения и тока на разрядном промежутке при пробое кварцевого песка при влажности 25%. $U = 29$ кВ. $I_m = 1,4$ кА, $T = 20$ μ s/div, $R=24$ Ом.

Первая стадия – формирование и прораствание проводящего канала, вторая – стадия коммутации, которая сопровождается быстрым ростом тока, спадом напряжения и замыканием разрядного промежутка. Сопротивление канала разряда, перекрывшего промежутки, становится меньше чем сопротивление внешней цепи R . При килоамперных токах в стадии коммутации длительность импульса тока ≈ 20 -30 мкс, при токах порядка 100 А длительность спада импульса тока на порядок больше. В сухом песке время задержки пробоя, которое определяется временем прораствания проводящего канала, примерно такое же как в обычном воздухе и составляло 200-350 нс несмотря на меньшую напряженность электрического поля. Очень большие времена пробоя наблюдаются в мокром песке. Эти времена на порядки больше, чем времена прораствания канала в воздухе или сухом песке. При напряжении вблизи порога пробоя время задержки достигает 300 мкс, несмотря на значительный разброс. Это время определяет скорость прораствания канала искры и сильно зависит от величины приложенного напряжения и меняется на 2 порядка при изменении напряжения от 22 до 36 кВ (Рис. 4).

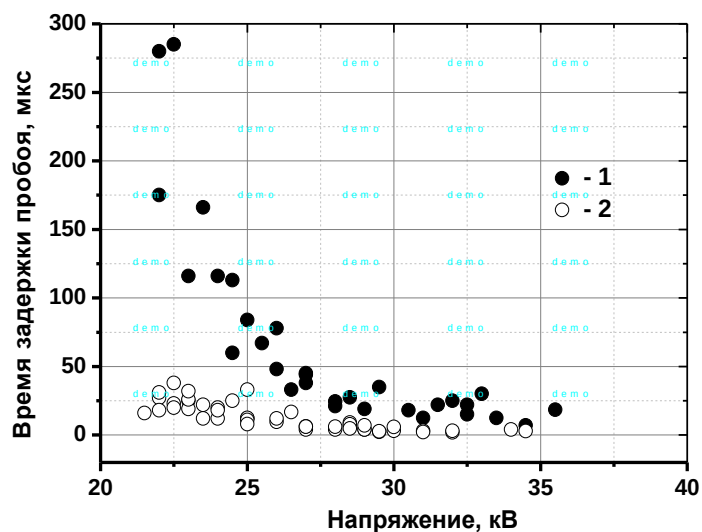


Рис. 4. Зависимость времени задержки пробоя мокрого песка от амплитуды импульсного напряжения для разной длины разрядного промежутка: 1 - 12 см; 2 - 6 см.

Уменьшение скорости прорастания канала в мокром песке может быть связано с существенно более медленным термическим разогревом канала до хорошо проводящего состояния, которое происходит в электрическом поле со значительно меньшей напряженностью ($\approx 2 \text{ кВ/см}$), чем в воздухе. Скорость прорастания канала искры в песке ($\sim 1 \text{ см/мкс}$) при больших перенапряжениях почти такая же, как скорость движения лидера молнии в атмосфере. Однако, эта скорость в отличие от скорости лидера очень сильно зависит от амплитуды приложенного напряжения и падает почти на 2 порядка вблизи порога пробоя. Безстримерный искровой канал в мокром грунте разогревается и прорастает в отличие от лидера молнии за счет токов проводимости, протекающих через его боковую поверхность. Искровые каналы позволяют пропускать килоамперные импульсные токи, что приводит к существенному уменьшению сопротивлению заземлителя и повышает его эффективность работы при больших токах.

Литература

1. Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер Физика молнии и молниезащиты, М. Физматлит, 2001, С. 319.

УПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Василяк Л.М., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Молотков В.И.,
Печеркин В.Я., Фортов В.Е.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Системы заряженных пылевых частиц в плазме в настоящее время являются одним из чрезвычайно интересных объектов [1-4]. Если потенциальная энергия кулоновского взаимодействия между пылевыми частицами существенно превышает их тепловую энергию, то они могут образовывать упорядоченные структуры, которые получили название кулоновского или плазменного кристалла в зависимости от газового состава разрядной плазмы в окрестности пылевой частицы. Размеры частиц и расстояния между ними позволяют использовать для исследования их свойств и динамики частиц достаточно простые средства диагностики, например, оптические измерения в видимом диапазоне. Результаты таких исследований можно использовать для интерпретации свойств кристаллов, жидкостей и коллоидных растворов. Кулоновский кристалл с зарядами одного знака в электрическом разряде при низком давлении может быть получен только в потенциальной ловушке, которые образуются в области неоднородного электрического поля либо в приэлектродном слое емкостного ВЧ разряда, либо в области страты в положительном столбе тлеющего разряда. Заряд пылевых частиц составляет примерно 1000 элементарных зарядов и определяется температурой электронов и размерами частиц [5]. Размеры удерживаемых пылевых частиц лежат в довольно узком диапазоне 1-20 мкм, который определяется зарядом частицы и обеспечивающими ее левитацию электрическими полями. Область параметров существования упорядоченных пылевых структур в разряде ограничена. При повышении давления кристалл разрушается, затем левитация пылевых частиц прекращается, и частицы уходят из разряда, поскольку ловушка, сформированная электрическими полями, разрушается. Для удержания левитирующих заряженных микрочастиц используются также динамические ловушки Паули [6], в которых микрочастицы удерживаются переменными электрическими полями. Как правило, удержание частиц было реализовано в вакууме и при низких давлениях газа в ловушке.

Целью данной работы является получение кулоновского кристалла из положительно заряженных пылевых частиц в квадрупольной ловушке в воздухе при атмосферном давлении. Для захвата и удержания заряженных пылевых частиц использовалась квадрупольная ловушка. Схема установки приведена на Рис. 1.

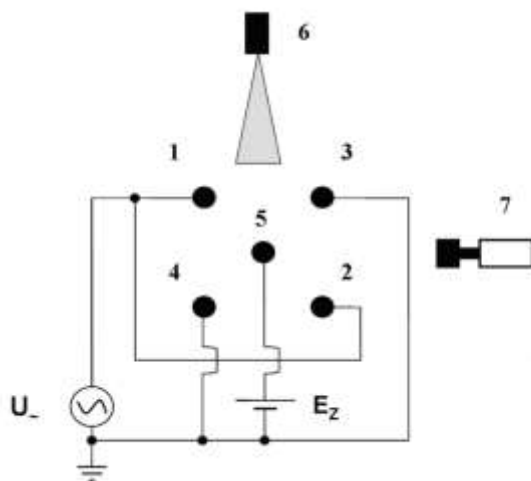


Рис. 1. Схема установки для исследования заряженных пылевых частиц в динамической ловушке. 1, 2, 3, 4 – удерживающие электроды динамической ловушки, 5 – торцевые запирающие электроды, 6 – лазер, 7 – скоростная видеокамера, $U_{\sim}$ – источник переменного напряжения, E_z – источник постоянного напряжения.

Удерживающие (1-4) и запирающие (5) электроды динамической ловушки были выполнены из медных стержней диаметром 3 мм и длиной 120 мм, расстояние между осями удерживающих стержней составляло 13 мм. Запирающие электроды были установлены на оси открытых торцов ловушки. Расстояние между концами запирающих электродов составляло 65 мм и на них подавалось постоянное напряжение 900 В. На удерживающие электроды подавалось высоковольтное переменное напряжение, частота которого изменялась с помощью генератора. Амплитуда выходного сигнала плавно регулировалась в диапазоне 0 - 2000 В. Динамика частиц регистрировалась высокоскоростной видеокамерой HiSpec (7) с максимальным разрешением 1280x1024 пикселей. Для устойчивой регистрации частиц с размерами 10-150 мкм использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 550 нм с регулируемой мощностью от 10 до 100 мВт (6). Подсветка пылевых частиц осуществлялась как цилиндрическим лазерным лучом, так и лазерным ножом с толщиной луча 150 мкм. Чтобы воздушные потоки не влияли на движение частиц, ловушка была помещена в прозрачную коробку из плексигласа. Для исследования использовались полидисперсные частицы из оксида алюминия с размерами 10 - 80 мкм. Известно, что квадрупольная ловушка обладает селективностью по отношению к массе и заряду частиц. По этой причине задерживаться в ловушке будут только те частицы, которые будут удовлетворять условиям удержания. Для получения частиц с зарядом, необходимым для формирования упорядоченных структур, был изготовлен источник заряженных частиц. Источник позволял заряжать частицы положительным зарядом. Выделение частиц с заданным отношением заряда к массе осуществлялось в поле плоского конденсатора, в который направлялся поток заряженных частиц. Пластины конденсатора располагались параллельно поверхности земли. Величина напряжения изменялась таким образом, чтобы уравновесить силу тяжести для частиц, имеющих отношение заряда к массе, необходимое для захвата ловушкой. Для определения заряда захваченные ловушкой частицы собирались на подложку после выключения переменного напряжения на ловушке и определялись их размеры с помощью оптического микроскопа. После этого определялся вес и заряд частиц в предположении, что частицы имеют форму шара, а сила тяжести в поле плоского конденсатора компенсируется электрической силой. На Рис. 2 представлен пример

полученной упорядоченной структуры из частиц оксида алюминия размером 10-80 мкм. Полученная структура содержала большое количество частиц. Хаотическое движение частиц было незначительным, видимо из-за сильного трения о воздух. Большинство частиц синхронно колебались с незначительной амплитудой под воздействием переменного электрического поля. Структура не изменялась в течение длительного времени, что позволяет говорить о ней как о кристаллической. Видно, что кулоновское взаимодействие сильное, а средние межчастичные расстояния примерно одинаковы. По нашим оценкам заряд на частицах составлял $10^5 \div 10^6$ элементарных зарядов. Отметим, что в отличие от пылевых структур в плазме заряженные микрочастицы в ловушке образуют кулоновскую систему без нейтрализующего плазменного фона. На рис.2б показано удержание частиц с одинаковыми отношениями заряда к массе, но с разными зарядами. Расстояние от более крупной частицы, расположенной внизу, до окружающих ее частиц примерно в 2,5 раза больше чем между ними. Считая, что собирающая сила ловушки пропорциональна смещению, а сила отталкивания частицы между частицами кулоновская получим, что заряд крупной частицы в 6 раз больше чем у других.

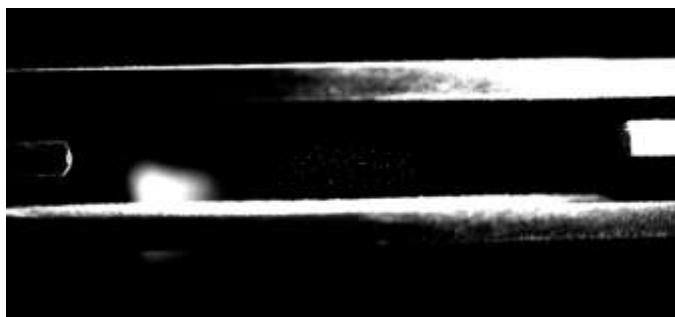


Рис.2а. Фото кристалла, из частиц оксида алюминия размером 10-15 мкм. $U_{\sim} = 2000$ В, $U_{\tau} = 900$ В



Рис.2б. Увеличенное изображение кристалла. Размеры области наблюдения 17х9.5 мм. Межчастичное расстояние между частицами одинаковых размеров 0.4-0.8 мм, между большой частицей и малыми 1.8-2.0 мм.

Полученные упорядоченные структуры из микрочастиц могут быть использованы для изучения кулоновских систем без нейтрализующего плазменного фона, без воздействия ионных и электронных потоков и градиентов температур, которые всегда есть в неоднородной плазме. Например, исследования влияния импульсного электрического поля на кулоновские кристаллы в плазме всегда затруднено, поскольку плазма экранирует электрическое поле, и его влияние на заряженные частицы будет зависеть от концентрации плазмы и расположения частицы, а параметры самой плазмы также будут меняться в приложенном поле, в результате чего будут меняться параметры плазменной ловушки, и становится сложно отделить отклик упорядоченной структуры на внешнее воздействие от перестройки структуры в изменившейся ловушке. В ловушке без плазмы внешние электрические поля воздействуют непосредственно на заряженные частицы, а распределение электрического поля в этой системе легко рассчитать. Другим возможным примером применения являются устройства для ядерно-оптического преобразования энергии.

Создание в таких устройствах пылевых левитирующих упорядоченных структур из частиц с размером около 5-10 мкм может повысить их эффективность.

В квадрупольной динамической ловушке при атмосферном давлении воздуха можно получить и удерживать упорядоченные структуры пылевых частиц с большими зарядами, массами и размерами, чем плазме низкого давления ВЧ или тлеющего разрядов.

Литература

1. О.С. Ваулина, О.Ф.Петров, В.Е. Фортов и др. Пылевая плазма. Эксперимент и теория. М.: Физматлит. 2009. С.316,
2. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А.Храпак и др. Пылевая плазма. УФН. Т.174. № 5. С. 495-544. 2004
3. Fortov V.E., Morfill G.E. Complex and Dusty Plasmas. From Laboratory to Space, CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009.P.418.
4. Viera G., Mikikian M., Bertran E., Roca P. i Cabarrocas, Boufendi L. Atomic structure of the nanocrystalline Si particles appearing in nanostructured Si thin films produced in low-temperature radiofrequency plasmas. Journal of Applied Physics. 2002.Vol. 92(No. 8). P. 4684–4692.
5. Vasilyak L.M. et.al. Tech. Phys. Lett. 2007. V.33. P. 135.
6. Wuerker, R. F., Shelton, H. & Langmuir, R. V. (1959). Electrodynamic containment of charged particles, Journal of Applied Physics Vol. 30(No. 3): 342–349.

ПОЛУЧЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ С ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИМ ЗАРЯДОМ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Процессы зарядки макрочастиц в настоящее время хорошо изучены в неравновесной плазме, в разрядах различных типов: в тлеющем разряде постоянного тока, в ВЧ разряде, в несамостоятельном разряде, а также в коронных разрядах, которые широко используются в системах очистки [1-4]. Зарядка частиц происходит под действием потоков электронов и ионов на поверхность частицы из плазмы. Для частиц микронных размеров заряд в таких условиях может достигать значений 10^3 - 10^4 элементарных зарядов. Получение макрочастиц с экстремально большим значением заряда $q \sim 10^6$ - $10^7 e$ возможно только с помощью электронного пучка либо в вакууме, либо в газе низкого давления [7]. При атмосферном давлении этот способ зарядки не позволяет получить больших значений q из-за сильной ионизации газа. В данной работе исследуется поляризационный механизм зарядки макрочастиц, связанный с разделением заряда на поверхности частиц под действием сильного внешнего электрического поля. Показана возможность получения экстремально высоких значений заряда q на металлических и диэлектрических частицах при атмосферном давлении в воздухе в однородном электрическом поле с напряженностью $E_0 \sim 1$ - 10 кВ/см. Рассмотрен механизм отрыва поляризованных частиц от электрода под действием сильного электрического поля в плоском конденсаторе при напряжениях меньших пробойного, когда ионизация газа мала. При больших напряженностях поля ~ 10 кВ/см неизбежное возникновение стримеров приводит к уменьшению поляризационного заряда на инжектируемых с электрода частицах. Получение заряженных частиц исследовалось в плоском промежутке образованным медными полированными электродами диаметром как 5 см, так и 15 см. Расстояние между электродами $L_0 = 0.5$ -3 см. При этом напряженность поля изменялась от 0.1 до 10 кВ/см. В верхнем электроде имелось отверстие диаметром 25 мм, которое было закрыто латунной сеткой с ячейкой 0.7×0.7 мм. Напряжение на конденсатор подавалось от регулируемого высоковольтного источника напряжения через балластное сопротивление 100 Мом, которое ограничивало ток. Ток через разрядный промежуток измерялся с помощью безиндукционного токового шунта величиной 1 кОм высокоскоростным осциллографом, который позволял регистрировать возникновение стримеров. Первоначально частицы насыпались в центре нижнего электрода тонким слоем, толщиной не более 0.5 мм. Когда электрическое поле достигало определенной величины, частицы начинали отрываться от электрода и ускорялись в промежутке. Часть частиц вылетала сквозь сетку вверх, а другая часть перезаряжалась и отражалась от верхнего электрода и двигалась вниз. Отраженные частицы осциллировали между электродами. При этом потоки частиц,двигающиеся вверх и вниз, были равны. Для наблюдения за частицами использовался лазерный нож и скоростная видеокамера. Покадровая съемка полидисперсных частиц алюминия с диаметрами $2a$ в диапазоне 20-60 мкм в зазоре показала, что они двигаются вверх равноускоренно и их ускорение может достигать 20g. По ускорению частиц в однородном электрическом поле можно было бы определить заряд частицы. Однако, мы не знаем ее массы. Поэтому заряд частиц, вылетевших через сетку, мы определяли по высоте их подъема h в тормозящем электрическом поле верхнего электрода. Учитывались только частицы, вылетающие

вертикально вверх над сеткой вблизи оси отверстия. Для этого их радиальное отклонение было ограничено стеклянной трубкой, длина которой могла меняться. Для определения максимального заряда отбирались частицы с наибольшей высотой подъема. Пренебрегая вязкостью воздуха, средний заряд частиц определялся исходя из закона сохранения энергии:

$$qV_0 \left[1 - \frac{h}{2L_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R_0^2}{h^2}}} \right) \right] = \langle M \rangle gh \quad (1)$$

Где $V_0 = E_0 L_0$ - напряжение на конденсаторе, R_0 – радиус верхнего электрода, $\langle M \rangle$ - средняя масса частиц. Второй член в квадратных скобках учитывает осевую составляющую тормозящей силы, действующей на частицу со стороны верхнего электрода. Использовались три вида полидисперсных металлических частиц и три вида диэлектрических частиц с различной диэлектрической проницаемостью и разных размеров. В таблице 1 представлены используемые частицы их размеры, средняя масса и диэлектрические проницаемости.

Таблица 1

Material	Al	Brass	W	Diamond	Al_2O_3	SiO_2
2a, μ	20-60	50-150	50-150	5-7	20-40	40-60
$\langle M \rangle$, μg .	0,7	34	77	3×10^{-3}	0,43	1,3
ϵ				16,5	8,5	6

Отрыв тяжелых металлических частиц происходит в сильных электрических полях $E_0 > 5$ кВ/см. В таких полях фиксируется появление стримеров. Характерный импульс тока одиночного стримера показан на Рис. 1.

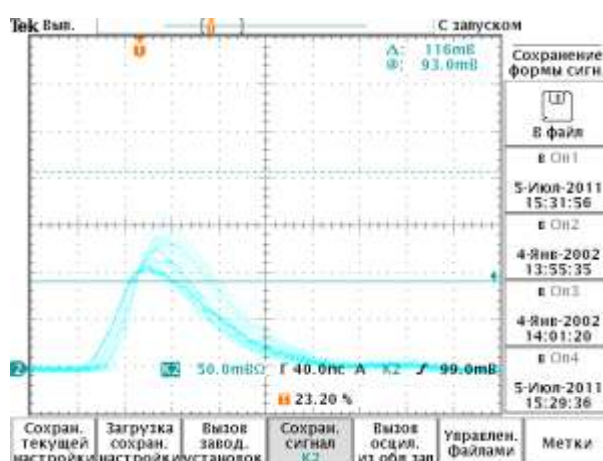


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока серии одиночных стримеров при напряженности поля в разрядном промежутке 5,8 кВ/см.

Амплитуда его импульса тока порядка 10 мкА, а длительность примерно равна 80 нс. В первую очередь развиваются катодонаправленные стримеры, которые стартуют с положительного заряженного электрода. Они образуются, если критическое поле в промежутке $E_{s+} = 4,7$ кВ/см. Регулярное появление стримеров вызывает

преждевременный отрыв частиц с катода. При приближении положительно заряженного стримера к поляризованной частице на катоде происходит локальное усиление электрического поля вблизи частицы, что может привести к ее отрыву. В свою очередь, оторвавшаяся отрицательно заряженная частица, подлетая к аноду, вызывает усиление электрического поля, что может привести к рождению нового катодонаправленного стримера. Отрицательно направленные стримеры могут развиваться с вершины поляризованной частицы на катоде, если величина поля превышает $E_s = 10$ кВ/см. Появление анодонаправленных стримеров вызывает возникновение положительно заряженного ионного следа вблизи катода, что также способствует преждевременному отрыву частиц. Частота появления стримеров увеличивается с увеличением длины разрядного промежутка. В воздухе атмосферного давления в однородном электрическом поле лавинный механизм развития разряда сменяется на стримерный в промежутках с межэлектродным расстоянием большим 3 см [5].

Частица, находящаяся во внешнем однородном электрическом поле, поляризуется, и на ее поверхности возникает разделение зарядов. Поле вблизи частицы E складывается из внешнего поля E_0 и поля индуцированного диполя. На поверхности частицы образуется распределение плотности заряда $\sigma(\theta)$, где θ - угол между направлением внешнего поля E_0 и нормали к поверхности частицы. Если поляризованная частица находится на электроде, то часть ее заряда, которая противоположна заряду электрода, стекает на электрод. В случае металлической частицы положительный заряд стекает на катод, и частица приобретает отрицательный заряд. В случае диэлектрика, на поверхности которого имеются связанные заряды, происходит частичная компенсация заряда. Однако, если поляризованные частицы лежат на электроде в несколько слоев, то такую компенсацию заряда можно считать почти полной, так как диэлектрическая частица со своей тыльной стороны соприкасается, по крайней мере с пятью вершинами других поляризованных частиц, имеющих противоположный заряд. Поэтому в дальнейшем будем учитывать только силу электрического поля, действующую на половину поверхности частицы, обращенную в сторону внешнего поля E_0 . Полная сила, действующая на поляризованную частицу может быть записана через тензор максвелловских напряжений в виде интеграла по поверхности частицы [6]. Наиболее просто эта сила вычисляется в случае металлического шара. Учитывая, что у поверхности металла напряженность $E = 4\pi\sigma(\theta)$, где $\sigma(\theta) = 3\sigma_0 \cos\theta$, $\sigma_0 = E_0/4\pi$, и пондемоторная сила, действующая со стороны поля на единицу поверхности металла, равна $E^2/8\pi$, получим:

$$F = q^2/a^2 \quad (2)$$

Здесь $q = 3E_0 a^2/4$ – заряд на металлической полусфере радиуса a . В случае диэлектрического шара необходимо учесть, что поле внутри шара однородно $E_1 = 3E_0/(\epsilon + 2)$, а на внешней поверхности $E_r = \epsilon E_1 \cos\theta$, а $E_\theta = -E_1 \sin\theta$. Поверхностная плотность связанных зарядов на диэлектрическом шаре в этом случае равна $\sigma(\theta) = 3\sigma_0 \cos\theta(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)$. Тогда вычисление интеграла по поверхности дает силу электрического поля, действующую на диэлектрический шар. Эта сила по виду совпадает с силой в формуле (2), но $q = 3E_0 a^2(\epsilon - 1)/4(\epsilon + 2)$. Отрыв частицы происходит, когда сила, действующая на нее со стороны электрического поля, превосходит ее вес, $F > Mg$. На Рис.2 показана зависимость приведенного заряда q/ea на частицах и падения потенциала на размере частицы $E_0 a$, необходимого для отрыва частиц, от их веса. Сплошная линия – расчет по формуле (2), точки – экспериментальные значения среднего заряда q для различных частиц. Вертикальными линиями показан разброс экспериментального заряда q . Из механизма

поляризационной зарядки следует, что заряд частиц возрастает с увеличением их веса при тех же размерах частиц, в отличие от всех других способов зарядки. Полученные экспериментальные значения зарядов, приведенные на Рис.2, подтверждают этот вывод. Измеренные значения q для тяжелых металлических частиц лежат ниже теоретической зависимости (1), что связано с тем, что отрыв тяжелых частиц происходит в достаточно сильных электрических полях E_0 , когда в промежутке наблюдаются стримеры. Появление стримеров вызывает преждевременный отрыв частиц с катода в электрических полях E_0 меньшей напряженности. На оси справа стрелками указаны критические значения напряженности электрического поля E_s , когда в промежутке появляются стримеры. Предельная величина заряда на металлических частицах в несколько десятком микрон может достигать значений $q \sim 10^6 e$.

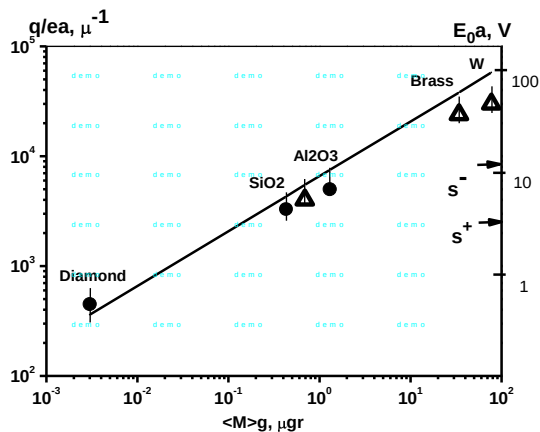


Рис. 2. Зависимость приведенного заряда частиц и напряженности электрического поля, соответствующего их отрыву от электрода от среднего веса частиц.

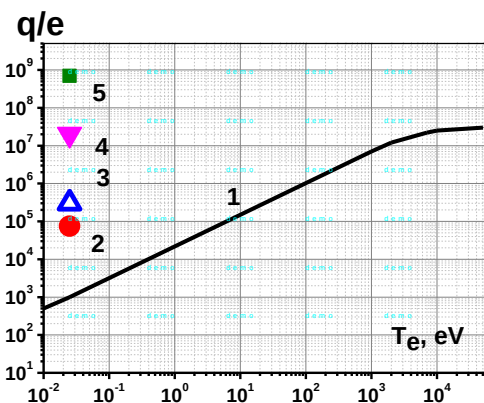


Рис. 3. Сравнение максимальных поляризационных зарядов частиц в воздухе атмосферного давления с зарядами частиц в неравновесной плазме и в вакууме. 1. - [7] ($a=10\mu$, gas- Ar); 2. - [8] $a=10\mu$ Al-частицы в ловушке Пауля в вакууме; 3. –исследованные в данной работе SiO_2 частицы ($a=10\text{-}20\mu$); 4. –то же самое W частицы ($a=25\mu$); 5. - заряд, соответствующий пределу прочности Al.

На Рис.3 приведено сопоставление полученных в настоящей работе значений поляризационного заряда q (3, 4) с величиной максимального заряда, который приобретают макрочастицы в неравновесной плазме под действием потока электронов и ионов, а также под действием электронного пучка [7]. На Рис. 3 видно, что поляризационная зарядка металлических частиц в сильном однородном электрическом поле может обеспечить сверхвысокие значения заряда $q \sim 10^6 e$, сопоставимые с зарядом частиц под действием электронного пучка с энергией электронов ~ 10 кэВ в плазме.

Литература

1. Fortov V.E., Morfill G.E., Complex and Dusty Plasmas. From Laboratory to Space, CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009. P.418
2. Piel A., Melzer A. Plasma Phys. ControlFusion. 2002. V.44. R1.
3. Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А. и др. ЖЭТФ. 2006. Т. 119. С.386.

4. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М. Энергоатомиздат. 1985.
5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М. Наука, 1992 г.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М. Наука, 1982 г.
7. Филиппов А.В., Васильев М.Н., Гавриков А.В. и др. Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, вып. 1, с. 16-21.
8. Wuerker, R. F., Shelton, H. & Langmuir, R. V. Electrodynamic containment of charged particles.// Journal of Applied Physics. 1959. Vol. 30 (No. 3). P. 342–349.

К ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ДВИЖУЩЕМСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРЕ

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

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика 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 источником постоянного напряжения между двумя протяженными ножевыми электродами, установленными с минимально допустимым зазором δ относительно диэлектрического барьера на образующей подвижного электрода-ротора (ПЭ).

Основной областью разряда является приповерхностный слой однородного свечения (рис. 1), распространяющийся по мере увеличения напряжения U отрицательной полярности на высоковольтном электроде (ВВЭ) от расположенного по ходу движения ПЭ токосъемного электрода (ТЭ) до полного замыкания промежутка.

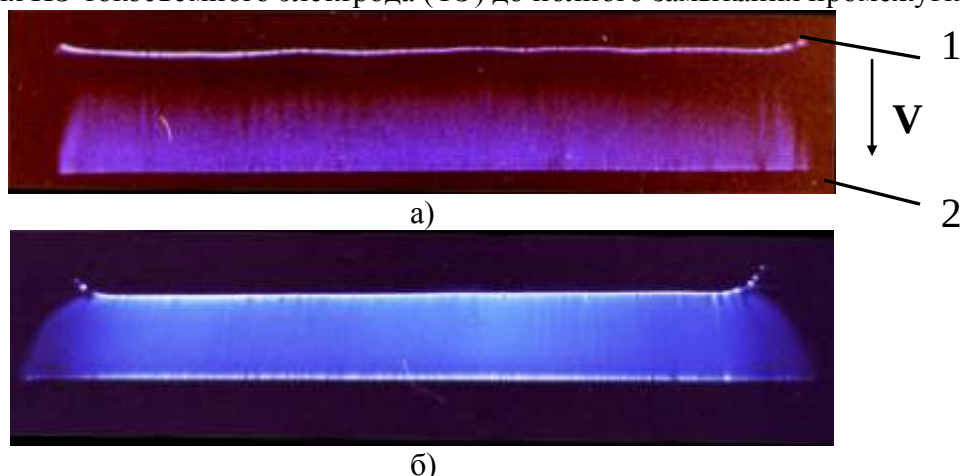


Рис.1. Распространение полосы свечения однородного поверхностного разряда на подвижном электроде в воздухе: 1 – высоковольтный электрод; 2 – токосъемный электрод; $\vec{v}$ – вектор скорости движения диэлектрика ($v \leq 5$ м/с); толщина диэлектрика $d=875$ мкм; ширина промежутка 2,8 см; напряжение U на электроде 1
а) $U=12$ кВ; б) $U=19$ кВ

Применение ОПР в высоковольтной электротехнологии [2] требует разработки метода расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда.

Для моделирования процессов в разряде используются уравнения, которые для стационарной задачи записываются в виде:

$$\operatorname{div} E = e(n_+ - n_- - n_e)/\epsilon_0,$$

$$\operatorname{div}(n_e v_e) = (v_i - v_a)n_e + v_d n_- - \beta n_e n_+,$$

$$\operatorname{div}(n_+ v_+) = v_i n_e - \beta n_e n_+,$$

$$\operatorname{div}(n \cdot v) = \nu_a n_e - \nu_d n. \quad (1)$$

Здесь ν_i – частота ионизации; β – коэффициент рекомбинации; n_e , n_+ и n_- – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов; ν_a и ν_d – параметры, характеризующие процессы прилипания и отлипания электронов.

Плотности положительных и отрицательных ионов равны нулю на аноде и катоде соответственно.

Рассмотрим более детально протекание тока через газ. При решении такой многофакторной задачи необходимо построение ряда упрощенных моделей, которые отражают наиболее важные черты устройства. Представляется логичным взять за исходную следующую простейшую модель.

Вблизи ВВЭ и ТЭ происходит горение разряда в виде чехла короны. В остальном промежутке размножение зарядов малозначительно, они дрейфуют и образуют пространственный заряд, искажающий поле. Судя по результатам экспериментов, вблизи ПЭ возникает сравнительно однородный слой ионизованного газа толщиной $h \leq 1$ мм. Это позволяет представить схему эксперимента в квазиодномерном виде (рис. 2).

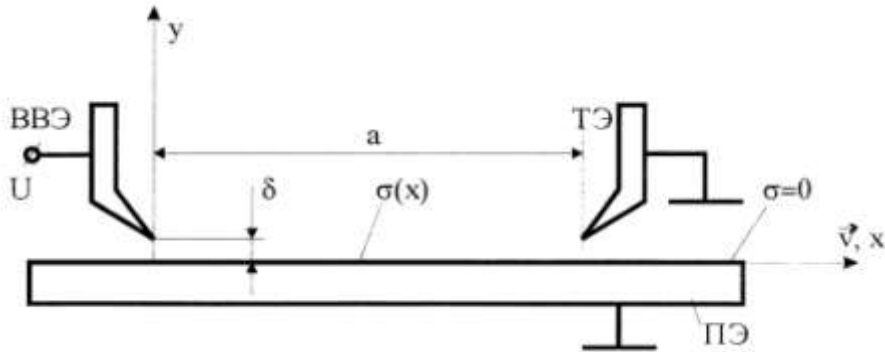


Рис. 2. Схема электроразрядной ячейки с промежутком шириной a между высоковольтным и токосъемным электродами на поверхности подвижного электрода с диэлектрическим покрытием: δ – микрозазоры ВВЭ – ПЭ и ТЭ – ПЭ; $\vec{v}$ – вектор скорости движения поверхности ПЭ; $\sigma(x)$ – поверхностная плотность зарядов

На рис. 2 координата $x=0$ совпадает с краем разрядного чехла на ВВЭ; а при $x=a$ рассматривается край чехла короны на ТЭ. Через квазиплоский слой $0 < x < L$ происходит дрейф зарядов. Наиболее эффективно ток переносят электроны ($n=n_e$). Их наличие искажает поле согласно уравнению

$$dE/dx = -en/\epsilon_0. \quad (2)$$

Для плотности тока электронов в промежутке a запишем:

$$j = en\mu E. \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), получим:

$$dE/dx = -j/(\mu\epsilon_0 E). \quad (4)$$

Решение дифференциального уравнения (4) дает

$$E(x)=E_0(1+x/d)^{1/2}, \quad (5)$$

Где параметр $d=E_0^2 \mu \epsilon_0 / (2\pi j)$, а E_0 – величина поля при $x=0$.

Оценим разность потенциалов, соответствующую этой модели. Интегрирование (5) дает выражение для рабочего напряжения

$$U_a = \frac{2}{3} E_0 d \left[\left(1 + \frac{a}{d} \right)^{3/2} - 1 \right]. \quad (6)$$

На ВВЭ имеется пробойное напряжение U_p , которое для определения напряжения U_a необходимо вычесть из полного U . Отсюда для воздушного канала ОПР получим уравнение, связывающее U_a с плотностью тока j , как:

$$U_a = \frac{\epsilon_0 \mu E_0^3}{3\pi j} \left[\left(1 + \frac{2\pi j a}{\epsilon_0 \mu E_0^2} \right)^{3/2} - 1 \right]. \quad (7)$$

Выражение (7) характеризует ВАХ воздушного канала ОПР. Величину E_0 можно найти из того условия, что при $U=U_p$ ток $j=0$.

Разложив (7) в ряд Тейлора до второго порядка малости с учетом условия $\Delta U = U - U_p \rightarrow 0$ при $j \rightarrow 0$, получим

$$E_0 \cdot a (1 + a/4d) = \Delta U. \quad (8)$$

Совместно с уравнением ВАХ (7) соотношение (8) дает систему двух уравнений с параметром E_0 . Уравнения (7) и (8) были решены численно для условий, соответствующих экспериментальным данным работ [1,3]. При этом полагалось, что толщина проводящей зоны $h=1$ мм, а подвижность электронов в воздухе связана с давлением p , как $\mu p = 0,45 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{тор} / (\text{В} \cdot \text{с})$ [4].

Расчетные графики ВАХ приведены на рис. 3.

Приведенная простая модель является основой для построения более точной расчетной модели ОПР.

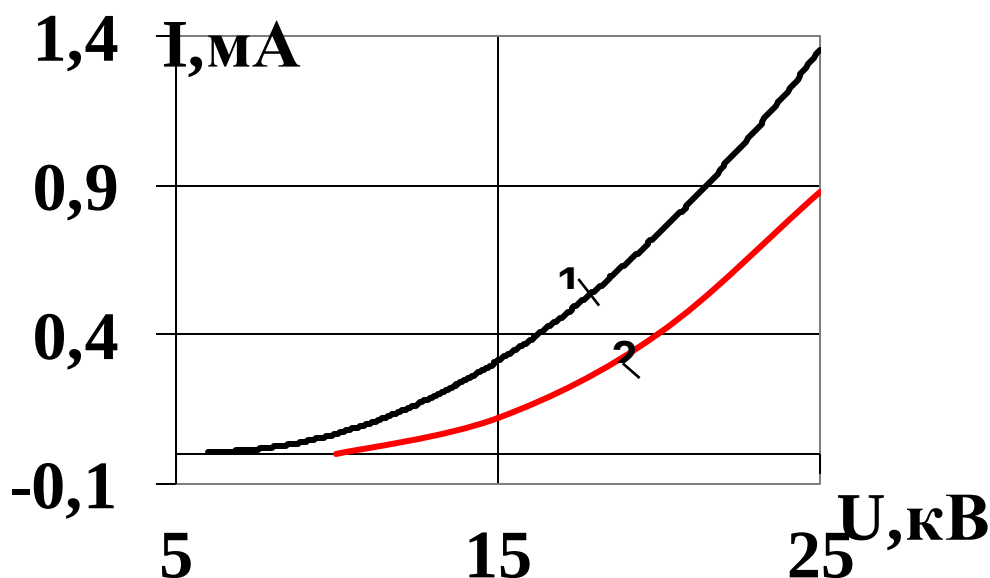


Рис. 3. Расчетные графики ВАХ однородного поверхностного разряда:
1 – $U_p=6$ кВ; 2 – 10 кВ

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментом. Более точное сопоставление с экспериментом требует дальнейшего развития модели ОПР с учетом влияния на ВАХ тока ионов, скорости движения поверхности ПЭ,

характеристик диэлектрического слоя, величины зазоров ВВЭ – ПЭ и ТЭ – ПЭ, ширины рабочего промежутка ВВЭ – ТЭ, а также материала и геометрии электродов.

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

Список литературы

1. Журавлев О.А., Шепеленко А.А. Однородный поверхностный разряд в воздухе атмосферного давления // Тез. докл. VII конференции по физике газового разряда. – Самара: СГАУ, 1994. – С. 78-79.
2. Барьерная корона постоянного тока: процессы формирования и примеры применения / О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, И.А. Бакулин, А.Ю. Стрельников; Под ред. академика РАН В.П. Шорина. – Самара: Самар. гос. аэрокосм. ун-т, 2010. – 184 с.
3. Журавлев О.А., Федосов А.И., Шепеленко А.А. Однородный поверхностный разряд в воздухе атмосферного давления // Письма в ЖТФ, 1995. Т. 21, №24. – С. 42-45.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

POSSIBILITIES OF USING MODERN NANOTECHNOLOGIES IN SPACE PROJECTS

E.P. Prokopenko

Federal State Budget Institution «State Scientific of the Russian Federation- Institute for Theoretical and Experimental Physics». «FSBI SSC RF ITEP»
str. B. Cheremushkinskaya, 25, Moscow, Russia, 117218
E-mail: eppprokopiev@mail.ru

The big interest represents an possibility of reception of intensive streams of positrons (probably and other antiparticles and antimatter) at reorganization of physical vacuum in strong fields (for example, in an electric field of modern super-power laser beams (<http://infox.ru/science/lab/2008/11/18/antimatter.phtml>) and on accelerators [1,2]. Speech can possibly go about creation of space solar factories on the Moon or asteroids, etc. with use of the transformed energy of radiation of the Sun to electric energy and uses of a space for manufacture and storages of positrons. The essence of a method should consist in reception by means of the transformed energy of the Sun on accelerators or any other methods of streams of fast positrons with their subsequent delay up to temperatures of the order 0,5 K in some closed area of a space. Thus, very significant stocks of positrons could be created. Gathering of such positrons in magnetic traps in conditions of a space can become rather effective method of accumulation of antimatter by means transformations of energy of the sun (<http://www.portalus.ru/modules/science/data/files/prokopiev/Project-Prokop-Paper.pdf>).

On a modern level of development of technologies about lots of received antimatter to speak it is not necessary. Besides this process of reception is very dear. Therefore probably really to speak only about tens or hundreds nanograms received antimatter. This quantity of antimatter, apparently, would suffice for creation of space vehicles (SV) with the sizes in nano-or a micron range (<http://www.portalus.ru/modules/science/data/files/prokopiev/Antimatter-Positronics-ProektEngRus.doc>). This fantastic assumption is not deprived sense in a context of modern development of nanotechnologies in the World. All the sizes long devices and details such SV should not exceed the sizes of nano- and micron ranges.

Of particular interest for Projects of ((macro $\rightarrow$ micro) -, micro -, nano - Spaceships) may have to use solar sail project as a solar sail - the most promising and realistic to date version of the spaceship ([Solar sail - Wikipedia, the free encyclopedia](#)). The advantage of solar sailing is the lack of fuel on board, which will increase the payload in comparison with the spacecraft on the jet motion. The disadvantage of solar sailing is the fact that outside the solar system solar light pressure close to zero. In the case of Projects of ((macro $\rightarrow$ micro) -, micro -, nano - Spaceships) due to their low weight Spaceship this deficiency may partially eliminated. In addition, there is a dispersal of the solar sail project with laser units from some asteroid. This project raises the problem of precision-guided lasers, ultra-long distances, and a laser generator of suitable capacity. So now we can talk about interstellar of ((macro $\rightarrow$ micro) -, micro -, nano - Spaceships, using the solar wind pressure. This indicates the great potential of nanotechnology in modern studies of short-range, deep space and the space of the universe.

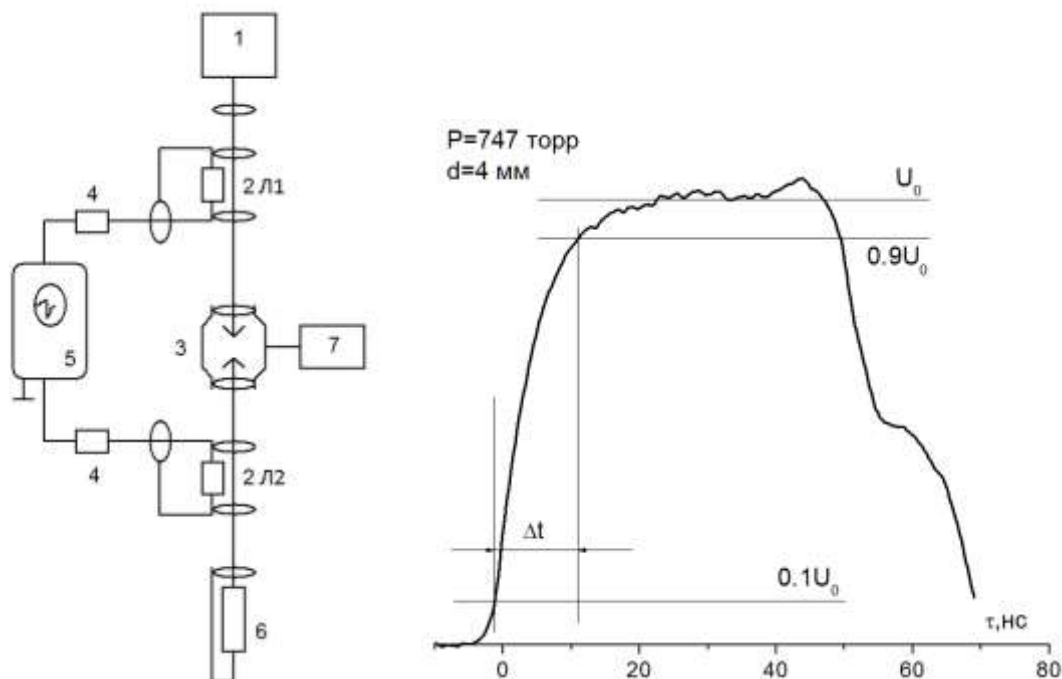
1. **E.P.Prokopenv.** Antimatter, see in (www.rusnor.org/upload/iblock/070/pub-7921-1124.doc).
2. **Paul Gilster.** Antimatter: The Production Problem. <http://www.centauri-dreams.org/?p=22962>

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ АЗОТА ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Л.М. Василяк, А.В. Красночуб

ОИВТ РАН, г. Москва

Экспериментально исследована начальная стадия электрического пробоя в наносекундном диапазоне времен для разрядных промежутков длиной 2-10 мм в широком диапазоне давлений 0.2-2 атм. Проведено сравнение динамики измеренного сопротивления с приближениями Теплера и Ромпе-Вайцеля. Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из линии зарядки Л1, отводящей линии Л2, цилиндрической разрядной ячейки с искровым промежутком 3, системы откачки и наполнения газом 7 и системы диагностики. Линии Л1 и Л2 собраны из коаксиальных кабелей РК-50-11 длиной 9 и 13 м соответственно. Линия зарядки Л1 может быть подключена или к источнику постоянного высоковольтного напряжения, или к генераторам импульсного напряжения (ГИН): ГИН1 с частотой следования импульсов 2.4 кГц, длительностью импульсов 77 ± 5 нс, временем нарастания 10 ± 2 нс; и ГИН2 - с частотой следования 40 Гц, длительность 20 ± 2 нс, временем нарастания 3 ± 1 нс; для обоих генераторов амплитуду напряжения импульса можно было варьировать в диапазоне 10-40 кВ.



Исследования проведены в технически чистом азоте в диапазоне давлений 0.001 - 2 атм. Внешняя обечайка разрядной ячейки ($\varnothing=60$ мм) соединялась с оплеткой кабелей и окружала кварцевую трубку ($\varnothing=20$ мм, толщина стенок 1.5 мм), вдоль оси разрядной ячейки были расположены цилиндрические электроды $\varnothing=6$ мм, с закруглением $R=5$ мм. В работе использовались стальные и латунные электроды, расстояние между которыми d можно было изменять в диапазоне 0-10 мм. Для возможности регистрации прошедшего тока через искровой промежуток ко второму электроду присоединялась линия Л2, нагруженная на согласованную нагрузку 50 Ом. Нагрузка собиралась из малоиндуктивных резисторов типа ТВО мощностью 60 Вт.

Энерговклад в разряд исследован с применением шунта обратного тока. ШОТ были основными средствами измерения электродинамических характеристик. ШОТ собраны из параллельно соединенных малоиндуктивных резисторов ТВО-0.125Вт-3 Ом, которые включены в разрыв оплетки кабелей, как показано на рис.1. Шунт в линии Л1 находился на расстоянии 5 м от начала линии со стороны генератора. Шунт в линии Л2 располагался на расстоянии 6.7 м от разрядной ячейки. Сигналы с ШОТ подавались на 50-ти омный вход осциллографа Tektronix TDS640A (500 МГц). Синхронизация сигналов с ШОТ выполнялась в условиях короткозамкнутого разрядного промежутка, точность синхронизации - 0.35 нс. Типовая осциллограмма с ШОТ при давлении азота $p=747$ торр и длине межэлектродного промежутка 4 мм показана на рис.1. На осциллограмме также указана методика определения длительности фронта импульса.

В условиях искрового самопробоя промежутка были измерены напряжение пробоя и время коммутации в зависимости от давления газа и длины искрового промежутка. Напряжение на искровом канале находилось вычитанием сигналов с ШОТ Л1 и Л2 из пробойного напряжения. В исследуемом нами диапазоне pd пробойное напряжение линейно нарастает, следует отметить хорошее совпадение результатов для различных материалов электродов в широком диапазоне изменений параметров ($p=0.2-2$ атм, $d=2-8$ мм). Время коммутации определялось как время между точками, в которых напряжение принимает значения $0.1U_0$ и $0.9U_0$, где U_0 -напряжение на полке импульса (рис.1б). Для каждого межэлектродного расстояния в широком диапазоне давлений азота были получены коммутационные характеристики и время коммутации. На рис.2 приведен пример для расстояния 2 мм.

В условиях пробоя газа, близких к статическим, время коммутации может быть оценено [1] из выражения,

$$pt \approx \frac{k}{a} \left(\frac{p}{E} \right)^2 \quad (2)$$

выводимого с использованием формулы Ромпе-Вайцеля, где p – давление газа; E – напряженность электрического поля, при которой происходит пробой; k – коэффициент, зависящий от длительности фронта импульса напряжения, подаваемого на разрядник (обычно 10-20); a – константа, характеризующая газ (для азота $a = 0,8-1$ атм $\times$ см²/с $\times$ В²). На основании предположения о том, что пробой происходит при статическом напряжении, делается заключение, что $t \sim 1/p$. Однако, в реальности из-за того, что напряжение на искровом промежутке меняется в течение пробоя, при сохранении монотонного роста наблюдается отклонение от линейной зависимости, рис. 2б. Различие конфигураций электрического поля при разных межэлектродных расстояниях обуславливает разброс значений времени коммутации при одинаковом давлении газа.

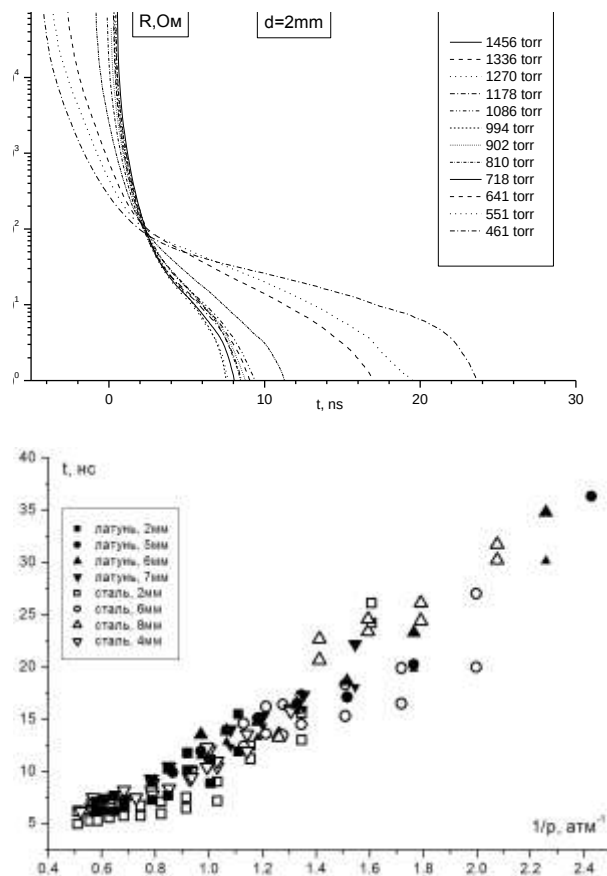


Рис. 2. а) - коммутационные характеристики для пробоя в азоте при межэлектродном расстоянии 2 мм; б) - время коммутации искрового промежутка в зависимости от давления газа.

Используемый метод позволяет получить синхронизованные значения разрядного тока и напряжения на искровом промежутке, затем построить экспериментальную кривую для спада сопротивления искрового канала и сравнить его с известными способами оценки Теплера [2]

$$R_T, t = \frac{kd}{\left(\int_0^t Idt \right)} \quad (3)$$

и Ромпе-Вайцеля [3]

$$R_{RW} = \frac{d\sqrt{p}}{\sqrt{2a \int_0^t I^2 dt}} \quad (4)$$

где d – межэлектродное расстояние; p – давление газа; I – разрядный ток; k – эмпирическая константа Теплера, разброс от $1.5 \cdot 10^{-4} \text{ В} \cdot \text{сек/м}$ [4] и $5 \cdot 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{сек/м}$ [5]; a – эмпирическая константа Ромпе-Вайцеля $0.8 (\text{атм} \cdot \text{см}^2) / \text{В}^2 \cdot \text{с}$ [6]. В [7] выводится связь между константами Теплера и Ромпе-Вайцеля

$$k = \frac{p}{2aE} \quad (5),$$

где E – напряженность электрического поля. Экспериментальные данные динамики спада сопротивления на искровом промежутке и их сравнение теоретическими

оценками показаны на рис. 3. Для формул (3) и (4) использовались экспериментальные значения тока. Хорошее совпадение теории и эксперимента для начального сопротивления промежутка достигается при $k=1.7 \cdot 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{сек/м}$ и a – определяемой из соотношения (5) и равного $0.5 \text{ (атм} \cdot \text{см}^2 \text{)/В}^2 \cdot \text{с}$. Как видим, отклонение времени коммутации от $1/\rho$ происходит также из-за того, что приближение Ромпе-Вайцеля хуже описывает коммутацию искрового промежутка в условиях самопробоя, приводя к завышенным значениям времени коммутации.

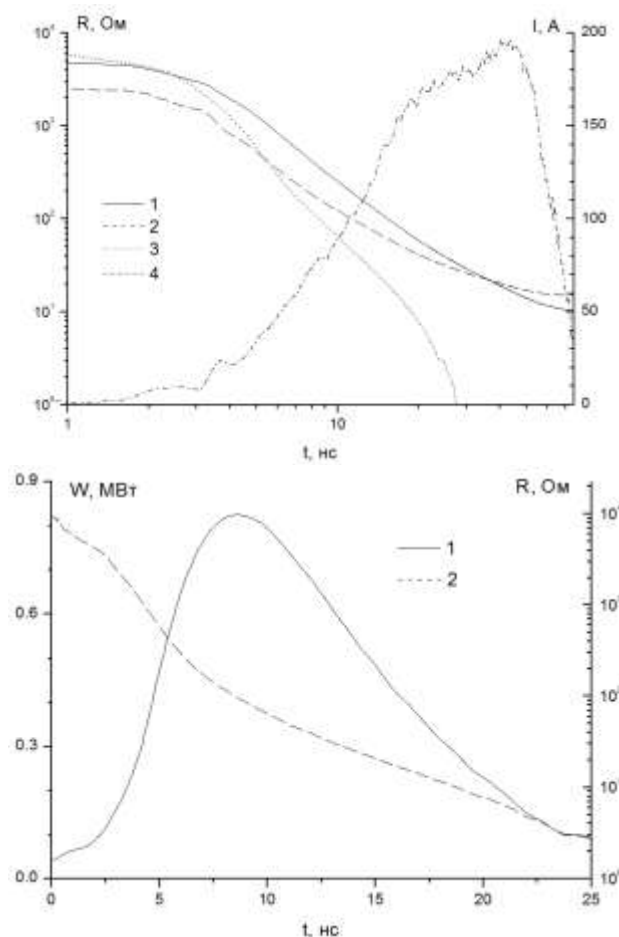


Рис.3. а) - Динамика сопротивления искрового промежутка и тока разряда. Азот, 656 торр; межэлектродное расстояние 6 мм. 1 - приближение Теплера, 2 - Ромпе-Вайцеля, 3 - эксперимент, 4- ток разряда; б) - динамика мощности (1), вкладываемой в разряд, и сопротивления (2) разрядного промежутка. Азот, 656 торр; межэлектродное расстояние 6 мм.

Заключение

1. Основной энерговклад в разрядный промежуток происходит в течение 15-30 нс при сопротивлениях искрового канала более 10 Ом. Динамика вклада энергии не зависит от материала электродов.
2. В условиях статического самопробоя минимальное время коммутации 6 нс было получено при давлении азота 2 атм. Показано, что время коммутации отклоняется от зависимости $1/\rho$.
3. Приближение Теплера лучше описывает время коммутации искрового промежутка. Уточнены значения константы Теплера $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{сек/м}$ и константы Ромпе-Вайцеля $=0.35-0.5 \text{ (атм} \cdot \text{см}^2 \text{)/В}^2 \cdot \text{с}$

Литература

1. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН 1972, т.107, вып.2, с.201-228
2. M. Toepler // Arch. Elektrotechnik 1927, v.18, pp.549-562
3. W. Weizel, R. Rompe // Annalen der Physik 1947, v.436, Issue 6, pp.285-300
4. S.H. Voldman Electrostatic Discharge: Physics and Devices. J.Wiley. 2004
5. W. Pfeiffer, Ph.D. dissertation, Tech. Univ. Darmstadt, Darmstadt, Germany, 1970.
6. Г.А. Месяц, Г.С. Коршунов // ЖТФ 1968, т.38, №4, с.646-654
7. F.A.V. Rizk, F. Vidal // IEEE Trans. 2008 v.23, N1 pp.296-301

ОСОБЕННОСТИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА В ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ МАКРОТЕЛ

Баранов А.Е., Козлов А.В., Котов А.В., Петров А.В., Полищук В.П.,

Шурупов А.В.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

daleco-m@mail.ru, baranov@kintechlab.com,

Электротермические ускорители (ЭТУ) представляют собой сравнительно простое и удобное устройство для получения скоростей метания макротел на уровне 5 км/с [1]. Конструктивно ЭТУ обычно состоит из двух электродов, разделенных диэлектрической камерой высокого давления (КВД), имеющей вид капилляра (рис.1). Разряд в КВД возникает после подачи высокого напряжения от емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) на инициатор, соединяющий электроды. Образующаяся плазма высокого давления ускоряет метаемое тело (МТ) в стволе, который является одним из электродов ЭТУ. В данной работе представлены результаты исследования особенностей протекания тока в КВД при различных режимах работы ЭТУ.

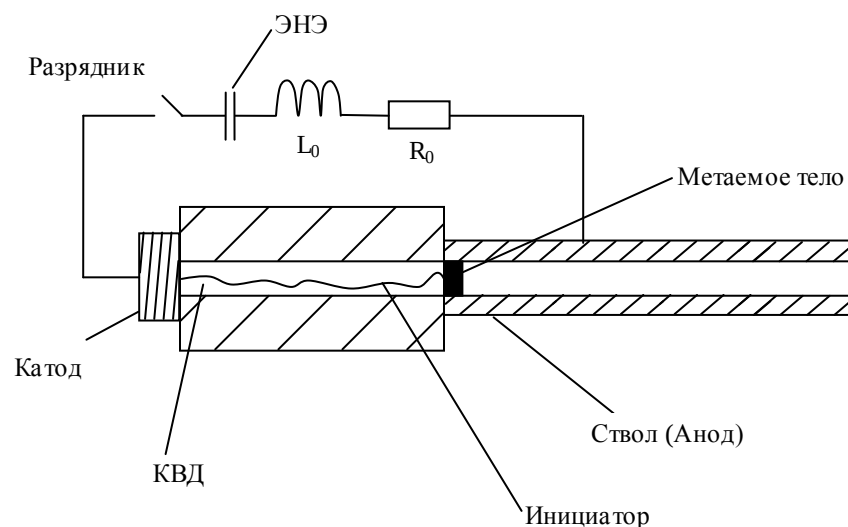


Рисунок 1 - Принципиальная схема ЭТУ

В большинстве конструкций ЭТУ скорость метания составляет около 3 км/с, поэтому результаты работы [1], в которой МТ массой 28 мг было ускорено до скорости 5,2 км/с можно считать рекордными. В ЭТУ максимальная скорость метания ограничена скоростью звука в канале ускорителя, которая тем больше, чем больше температура плазмы и чем меньше ее молекулярный вес. По-видимому, высокие скорости метания, достигнутые в работе [1], объясняются тем, что рабочим телом в этой конструкции ЭТУ служила сравнительно «легкая» плазма, образующаяся при ионизации продуктов абляции стенок КВД, и высокой мощностью разряда, что обеспечивало достаточно высокую температуру плазмы.

В экспериментах [1] КВД была изготовлена из полиамида и имела размеры: диаметр d_c от 1 до 4 мм, длина капилляра l_c от 20 до 60 мм. КВД, имевшая наружный диаметр 60 мм, состояла из двух или трех коаксиальных плотно посаженных цилиндров. МТ из полиамида ускорялось в стальном стволе диаметром 4 мм и длиной 140 мм. Характеристики ЕНЭ, использовавшиеся в работе [1]: номинальное напряжение – до 12 кВ, емкость C_0 – 60 мкФ, собственная индуктивность L_0 – 1,16 мГн, внутреннее сопротивление источника R_0 – 29 мОм, время нарастания тока – около 15 мкс. Инициатором служила алюминиевая проволока диаметром 0,15 мм.

В работе [1] приведены данные о скорости метания в зависимости от геометрии и конструкции КВД. Максимальная скорость была достигнута в КВД с минимальными размерами: $l_c = 20$ мм, $d_c = 1$ мм. В этом эксперименте использовалась КВД из трех коаксиальных цилиндров, что позволило увеличить ее жесткость. Параметры дугового разряда в ЭТУ: максимальный ток до 50 кА, напряжение – порядка 1 кВ. Из данных по скорости МТ следует, что максимальное давление плазмы в канале ЭТУ достигало 200 МПа.

В работе [1] приведены данные о полном сопротивлении ЭТУ R_t , которое представляет собой сумму сопротивлений сопротивлений КВД R_c и сопротивлений приэлектродных областей R_{el} : $R_t = R_c + R_{el}$. Предполагая, что параметры плазмы по поперечному сечению КВД не изменяются, из этих данных можно получить оценку снизу на коэффициент электропроводности плазмы КВД σ :

$$\sigma \cong \frac{4l_c}{\pi R_c d_c^2} \geq \frac{4l_c}{\pi R_t d_c^2} \quad (1)$$

Из данных [1] следует, что максимальное значение электропроводности плазмы КВД достигало $6,3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Подчеркнем, что это значение электропроводности является оценкой снизу. Столь высокую электропроводность плазмы сложно объяснить в рамках известных моделей. По формуле Спитцера электропроводность полностью ионизованной плазмы в зависимости от температуры электронов T_e рассчитывается по формуле [2]:

$$\sigma = \frac{9(kT_e)^2}{4\pi e^2 m v \ln \Lambda} = 190 \frac{(T_e [\text{эВ}])^{3/2}}{\ln \Lambda} [\text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}], \quad (2)$$

где $\ln \square$ - кулоновский логарифм.

Температура плазмы, соответствующая указанному значению электропроводности, как следует из формулы (2), должна быть около 30 эВ. В этих оценках кулоновский логарифм рассчитывался в предположении, что плазма в КВД является полностью однократно ионизованной и ее давление равно 100 МПа. Температура плазмы в капиллярном разряде ограничена тепловыми потерями на

излучение. По этой причине, как показывают оценки, в условиях экспериментов [1] температура плазмы не может превышать 4 эВ. При этой температуре электропроводность плазмы, рассчитанная по формуле (2), составляет около $0,36 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Аналогичные формальные оценки из соотношения (1) для экспериментов с капиллярным разрядом, описанных в работе [3], также дают высокие значения электропроводности, плазмы на уровне $0,5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Время нарастания тока в экспериментах [3] было около 25 мкс. Наши результаты также свидетельствуют об «аномальной» электропроводности плазмы капиллярного разряда.

В наших экспериментах КВД представляла собой полый цилиндр из поликарбоната с внешним диаметром 50 мм, внутренним диаметром 1 или 2 мм и длиной 20 или 40 мм. Инициатором служила медная проволока с диаметром 0,15 мм. Характеристики используемого нами ЕНЭ: номинальное напряжение 20 кВ, $C_0 = 375 \text{ мкФ}$, $L_0 = 0,4 \text{ мГн}$, $R_0 = 20 \text{ мОм}$. Ток в ЭТУ измерялся при помощи пояса Роговского, напряжение – при помощи трансформатора тока. Для контроля движения плазмы после вылета из ствола использовались фотодиоды. Основные эксперименты, описанные далее, проводились в режиме «холостого» выстрела, то есть без МТ. При опытах с разгоном МТ момент соударения МТ с мишенью определялся с помощью контактного датчика.

На рис. 2 представлены осциллограммы тока и напряжения в ЭТУ в режиме «холостого» хода. Напряжение зарядки ЕНЭ - 8 кВ, геометрия КВД: $l_c = 20 \text{ мм}$, $d_c = 1 \text{ мм}$. Разряд в ЭТУ является аperiодическим - после изменения полярности электродов ток в ЭТУ прекращается. Характерное значение время нарастания тока в наших экспериментах было примерно такое же, как и в работе [1].

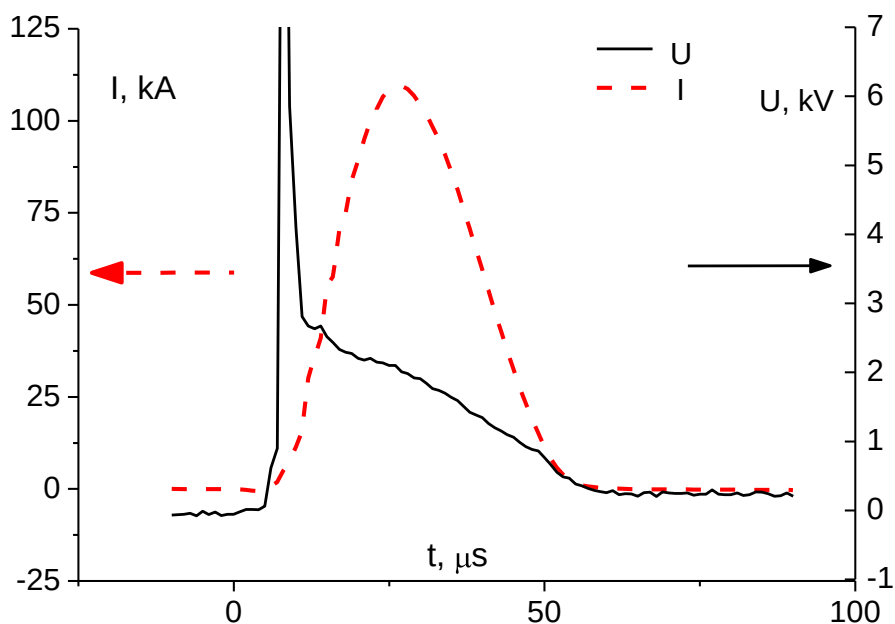


Рисунок 2 - Временная зависимость тока и напряжения в ЭТУ

Значения энергий, переданных от конденсаторной батареи к разряду, для всех режимов лежат в диапазоне от 2 кДж до 7 кДж. Отметим, что значение вложенной энергии при тех же параметрах КВД больше, чем в работе [1].

Под действием плазмы высокого давления происходит как эрозия стенок, так и их механическое разрушение. При напряжении зарядки конденсаторной батареи 6 и 8 кВ наблюдается значительная эрозия стенок капилляра. Эрозия стенок имела неравномерный характер, линейно возрастающая от катода к ствольной стороне капилляра.

Для экспериментов с начальным внутренним диаметром капилляра 1 мм увеличение внутреннего диаметра капилляра со ствольной стороны доходило до 0,8 мм. Для внутреннего диаметра 2 мм аналогичное увеличение составляло до 0,4 мм. При напряжении зарядки ЕНЭ 10 кВ во внутренней части капилляра возникают трещины. В некоторых экспериментах такие трещины достигали внешнего диаметра КВД, приводя к возникновению шунтирующих разрядов.

В наших экспериментах максимальное значение электропроводности плазмы, оцениваемое из соотношения (1) при исходной геометрии капилляра, составляет около $5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Увеличение сечения капилляра за счет абляции его стенок уменьшает величину электропроводности, однако одного этого эффекта недостаточно, чтобы величина электропроводности оказалась на уровне ожидаемых значений, порядка $0,3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. В опытах [1] суммарное уменьшение массы капилляра и ствола вследствие электрической эрозии составляло около 0,15 г. Если принять, что весь унос массы связан с абляцией КВД, то площадь сечения капилляра должна была увеличиться примерно в 5 раз. Это увеличение площади капилляра заметно больше, чем наблюдалось в наших экспериментах, но этого все равно недостаточно, чтобы объяснить «аномальную» электропроводность плазмы в КВД.

Как показывают оценки, влиянием собственного магнитного поля и неидеальностью плазмы на величину электропроводности в первом приближении можно пренебречь. Максимальное давление в капилляре превышает предел прочности материала его стенок, который к тому же снижается под действием интенсивного нагрева. Вследствие этого во время выстрела может происходить кратковременное расширение канала. Для объяснения «аномальной» электропроводности плазмы капиллярного разряда, по-видимому, необходим анализ всех слагаемых в законе Ома.

1. Rott M. // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. N 1. P. 597.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: «Наука», 1987.
3. Sueda T., Katsuki S., Akiyama H. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 1766.

КОНТРАКЦИЯ ДУГИ НА ГРАФИТОВОМ КАТОДЕ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ АРГОНА

Киселев В.И., Полищук В.П., Самойлов И.С.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

pulse@ihed.ras.ru

В работе [1] были представлены результаты исследований дугового разряда, горящего между графитовыми электродами при давлении аргона p_g 0,1-100 кПа. Разряд возникал после термического разрушения образца, нагреваемого проходящим током. В данной работе более подробно рассматриваются процессы на электродах этого разряда при $p_g \approx 1$ кПа.

Регистрировались ток через образец и падение напряжения на нем при помощи осциллографической приставки-самописца АСК-3117. Яркостная температура поверхности образца измерялась с помощью пирометра IS-140 на длине волны 0,9 $\mu\text{м}$ с пространственным разрешением 0,9 мм и временным разрешением 10 мс. С учетом поглощения в стекле истинная температура превышала яркостную примерно на $\approx 0,15$ кК. Процесс нагрева образца проходящим током и дуговым разрядом регистрировался видеосъемкой со скоростью от 25 до 1200 кадров в секунду.

Образцы изготавливались из стержней спектрального графита диаметром 6 мм, в центральной части которых была выполнена проточка диаметром ≈ 3 мм и длиной 20 мм. Ток нагрева $I (\approx 150 \text{ А})$ устанавливался так, чтобы начальная температура образца была 2,5- 3,0 кК, после чего образец выдерживался при фиксированном токе в течение 10 - 300 мин. При этом происходил постепенный рост температуры образца и его сопротивления. Бездуговой режим нагрева образца описан в работе [2].

Максимальная температура образца перед возникновением дуги достигала $\approx 3,3$ кК. Дуговой разряд загорался после резкого, менее чем за 0,1 мс, увеличения напряжения на образце с $\approx 12 \text{ В}$ до $\approx 35 \text{ В}$. Особенности разрушения образца при возникновении дуги описаны в работе [1].

На рис. 1 приведены кадры съемки электродов в эксперименте №193 при различном давлении аргона, ток дуги 122 А. В этом опыте разряд возник при $p_g \approx 48$ кПа. Видимый зазор между электродами возник через ≈ 9 с после броска напряжения и появления интенсивного свечения вблизи поверхности. При этом анод принял форму «булавы» с гладкой поверхностью. Через 50 с после возникновения дуги была включена откачка камеры. При снижении давления до 10 кПа форма анода не изменялась. Дальнейшее уменьшение p_g сопровождалось ростом на поверхности анода выступов и наростов различной формы. Первые выступы начали появляться при $p_g \approx 7$ кПа. При $p_g \approx 1$ кПа анод полностью утрачивает свою первоначальную форму. При таких значениях давления аргона наблюдалось отделение от анода различных фрагментов с характерным размером ≈ 3 мм.

В обсуждаемом эксперименте при исходном давлении аргона катодное пятно перемещалось по торцевой поверхности катода со скоростью ≈ 1 см/с. По мере снижения давления свечение плазмы распространялось на боковую поверхность, и при $p_g \approx 1$ кПа возникала стационарная диффузная привязка, занимавшая весь катодный выступ. Поверхность катода становилась гладкой (рис. 1-в). Изменение давления существенно сказывалось на характере эрозии катода. При давлении свыше 2 кПа с катода слетали микрочастицы с размером менее 0,1 мм. В диапазоне давлений аргона 0,7-2 кПа выброс частиц с катода не наблюдался.

Зависимость напряжения на дуге V_a от давления является немонотонной. При начальном давлении аргона $V_a \approx 20$ В. При давлении ≈ 10 кПа напряжение на дуге достигало своего минимального значения (≈ 16 В). Дальнейшее уменьшение давления приводило к росту напряжения.

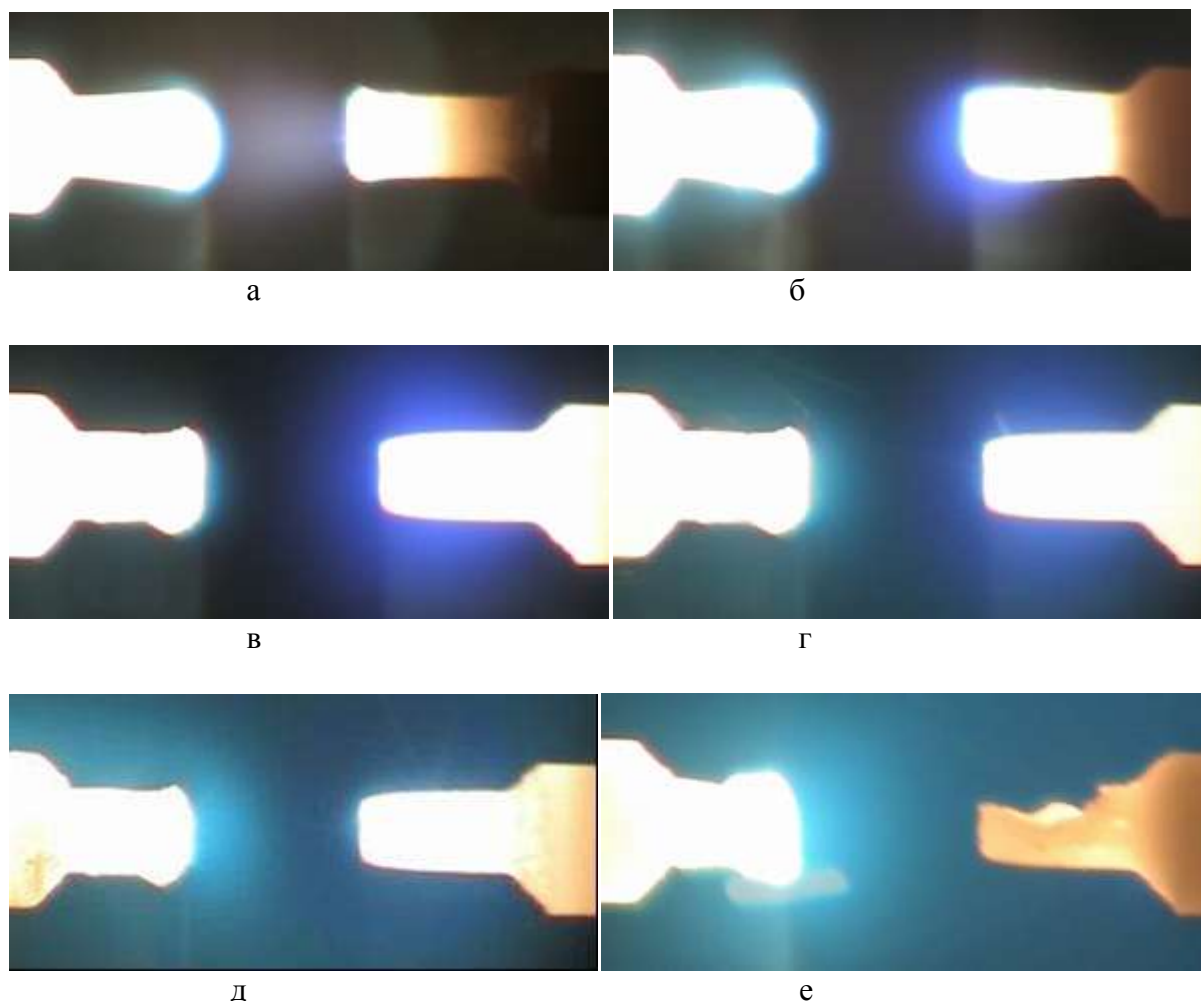


Рисунок 1- Электроды дуги при разных давлениях аргона:
а - $p_g=10$ кПа, б - $p_g=3$ кПа, остальные кадры - $p_g=0,3$ кПа, катод справа

Снижение давления аргона до 0,3-0,5 кПа вызывало контракцию разряда на катоде (рис. 1-г) с образованием катодного пятна, размер которого в зависимости от условий возникновения мог изменяться от 1 до 3 мм. Скорость перемещения катодного пятна была сравнительно невелика – менее 10 см/с. Кадр на рис.1-г был первым, на котором стала заметной контракция разряда, что проявилось в виде выброса микрочастицы с катода. Интервал между тремя последовательными кадрами на рис.1-в - рис.1-д составил 40 мс.

После возникновения контракции скачком уменьшалось напряжение с 30-40 В до 20-25 В и резко изменялась средняя температура катода. Как видно из рис.2, за 10 мс температура анода уменьшилась с 3,23 кК до 3,06 кК. Температурное поле на поверхности катода становилось в значительной степени неоднородным. Этот режим горения дуги характеризовался значительной эрозией катода, вызванной, по-видимому, термическими напряжениями. При этом от катода отлетали куски размером до 3 мм (рис.1-е). Интервал между кадрами на рис.1-д и рис.1-е составил ≈ 20 с.

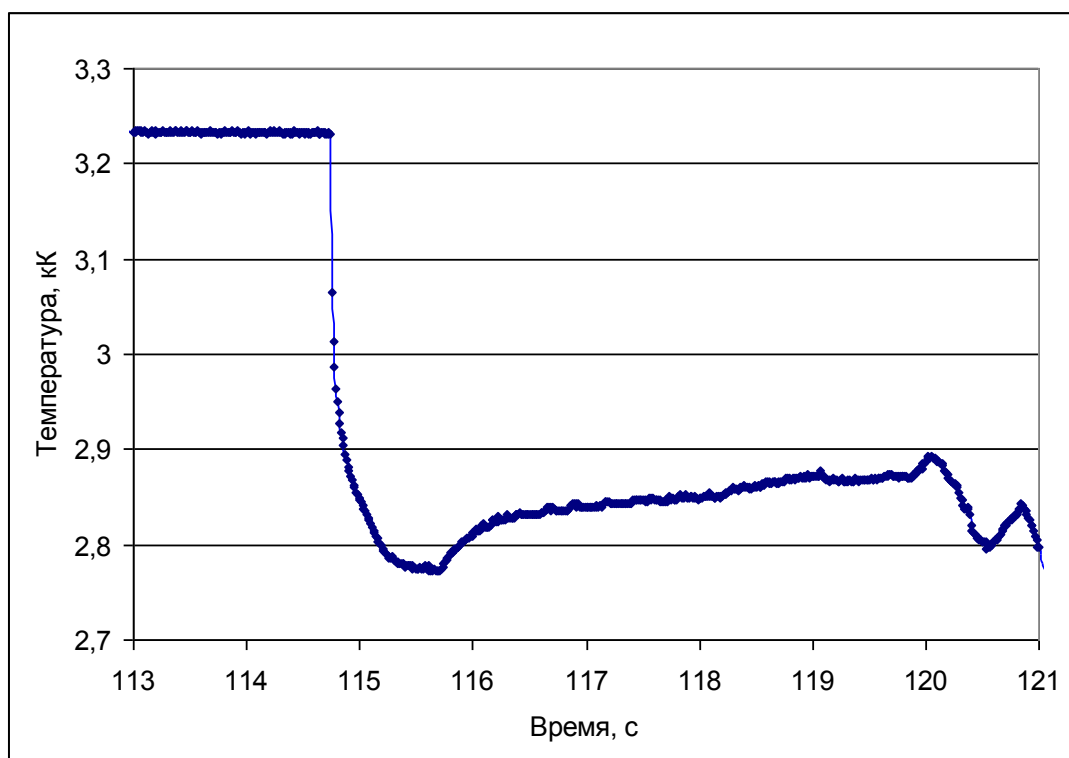


Рис. 2 – Температура катода при контракции разряда, ток 122 А

Контракция разряда при низких давлениях аргона, по-видимому, связана с тем, ток ионов аргона, поступающий на катод, оказывается недостаточным, чтобы обеспечить его нагрев до температуры, при которой обеспечивается необходимый ток термоэмиссии электронов. Плотность тока ионов аргона j_{i1} не может быть больше хаотического потока атомов аргона:

$$j_{i1} \leq e \frac{p_g}{\sqrt{2\pi m k_B T_g}} \quad (1)$$

Где e – заряд электрона, m – масса иона, k_B – постоянная Больцмана, T_g – температура газа. Принимая, что температура газа близка к температуре катода, находим, что плотность потока ионов аргона на катод при $p_g \cong 0,3$ кПа, не может быть больше 35 А/см^2 .

В переносе заряда на поверхности катода также участвуют ионы углерода, образовавшиеся при ионизации испаренных атомов. Плотность их потока j_{i2} также может быть оценена из соотношения (1), где вместо давления p_g нужно подставить давление насыщенных паров углерода p_s . Из рис. 2 видно, что контракция разряда произошла при температуре 3,23 кК. По данным [3] при этой температуре $p_s \cong 70 \text{ Па}$, соответственно плотность потока ионов углерода на катод из (1) $j_{i2} \cong 15 \text{ А/см}^2$. Площадь катодного выступа на рис. 1-в составляет $\cong 0,7 \text{ см}^2$. Соответственно, суммарный ионный ток на катод при $p_g \cong 0,3$ кПа не может превышать 35 А, и доля ионного тока на катоде S_i достаточно мала, менее 30 %. Из оценок на основе баланса энергии на поверхности катода, следует, что величина S_i не может быть меньше, чем 0,2-0,3.

Работа выхода графита - 4,7 эВ [3], соответственно при температуре 3,23 кК плотность тока термоэмиссии с его поверхности равняется 57 А/см^2 . Тогда в условиях обсуждаемого эксперимента суммарный ток ионов аргона, углерода и электронов термоэмиссии на поверхности катода составляет 75 А. «Дефицит» тока ($\cong 47 \text{ А}$) может быть объяснен, в частности, необходимостью учета эффекта Шоттки, потенциальной

ион-электронной эмиссии, частичным переносом заряда вне катодного выступа и т.д.. Приведенные оценки полного баланса тока косвенно подтверждают надежность измерения температуры катода.

В наших экспериментах контракция разряда на катоде при снижении давления аргона может быть объяснена нехваткой ионного тока. Вместе с тем остается неясен механизм, ответственный за скачок температуры катода при переходе от диффузной катодной привязки к контрагированной. Примерно такой же скачок температуры поверхности анода фиксируется при гашении дуги. При этом с поверхности анода происходил сброс микрочастиц [1], чего не наблюдается при контракции разряда на катоде.

1. Амиров Р.Х., Итенберг А.И., Киселев В.И., Менделеев В.Я., Полищук В.П., Самойлов И.С., Сковородько С.Н. Фазовые превращения на поверхности графитового анода в дуговом разряде // Физическая электроника, VI Всероссийская конференция. Махачкала. Изд. ДГУ. Стр. 81-85.

2. Асиновский Э.И., Киселев В.И., Менделеев В.Я., Полищук В.П., Сковородько С.Н. // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 3. С.401.

3. Физические величины. Справочник./ Под ред. Григорьева И.С. и Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат. 1991. 1260 с.

РАСЧЕТ СПАДА НАПРЯЖЕНИЯ НА ИСКРОВОМ ПРОМЕЖУТКЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОБОЯ

А.В. Красночуб
ОИВТ РАН, г. Москва

В данной работе выполнен расчет зависимости напряжения на искровом промежутке от времени на начальной стадии пробоя. Для расчета за основу взята модель, предложенная в [1] и описывающая схему, состоящую из источника напряжения U_0 , активного сопротивления R и искрового промежутка с межэлектродной емкостью, присоединенной параллельно разрядному промежутку (Рис.1а). Такая схема является хорошим приближением экспериментальной установки, используемой нами для исследования искрового разряда [2]. В используемой нами модели, в силу того, что мы исследовали только начальные стадии пробоя, было принято, что рост тока

происходит за счет лавинного размножения электронов $i_{dis} = \frac{Ne\nu}{d} \exp\left(\int_0^t \alpha v dt\right)$, процессы рекомбинации не принимались во внимание.

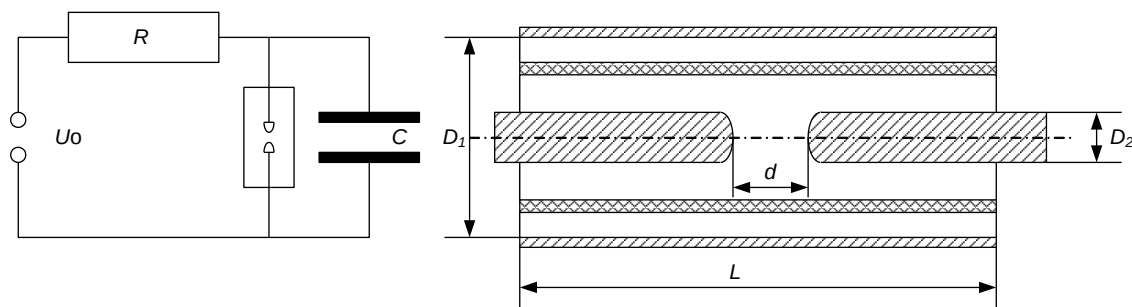


Рис.1 а) принципиальная схема, принятая в расчете. б) схема разрядной ячейки для расчета межэлектродной емкости и электрического поля в промежутке. Диаметр экрана $D_1=60$ мм; диаметр электродов $D_2=6$ мм; диаметр кварцевой трубки 10 мм, толщина её стенок 1.1 мм; длина разрядной ячейки 100 мм; длина искрового промежутка d варьировалась в расчетах.

Базовая модель была дополнена методом самосогласованного поля. Для коэффициента ударной ионизации использовались следующие эмпирические формулы:

$\frac{\alpha_1}{P} = A_1 \left(\frac{E}{P} - B_1 \right)^2$ $A_1=1.17 \cdot 10^{-4}$ см·торр/ B^2 ; $B_1=32.2$ В/(см·торр), применима в диапазоне 40-140 В/(см·торр) и $\frac{\alpha_2}{P} = A_2 \exp\left(-\frac{B_2 P}{E}\right)$ $A_2=15$ 1/см·торр; $B_2=365$ В/(см·торр), применима в диапазоне 100-800 В/см·торр [3]. Дрейфовая скорость электронов определялась выражением $v = \mu \frac{U}{pd} k$, где $\mu=3.3 \cdot 10^{-5}$ (см²·торр)/(с·В), k – коэффициент обострения электрического поля.

Система уравнений для контура

$$\begin{cases} C \frac{dU}{dt} + i_{dis} = i \\ i = \frac{U_0 - U}{R} \end{cases}$$

сводится в безразмерных переменных $\tau = \frac{t}{RC}$, $y = \frac{U}{U_0}$ к дифференциальным уравнениям следующего вида:

$$y \frac{d^2 y}{d\tau^2} + \frac{dy}{d\tau} \left(1 - \frac{dy}{d\tau} \right) + a y - b y^2 \left(1 - y - \frac{dy}{d\tau} \right) = 0, \text{ где } a = \frac{A_1 \mu RC}{d} k U_0 \left(\frac{U_0 k}{pd} \right)^2,$$

$b = \frac{B_1 pd}{U_0 k}$ для первой аппроксимации ударного коэффициента ионизации и

$$y \frac{d^2 y}{d\tau^2} + \frac{dy}{d\tau} \left(1 - \frac{dy}{d\tau} \right) + a y^2 \left(1 - y - \frac{dy}{d\tau} \right) \exp \left(-\frac{b}{y} \right) = 0, \text{ где } a = \frac{A_2 \mu RC}{d} k U_0, b = \frac{B_2 pd}{U_0 k}$$

для второй аппроксимации ударного коэффициента ионизации.

Эти уравнения отличаются от полученных ранее вторым слагаемым, в котором в качестве множителя стоит первая производная, в отличие от функций, полученных в [Ошибка! Залкада не определена.,^{4,5}]. Уравнения решались методом Рунге-Кутты 4-го порядка точности. Решение для межэлектродного расстояния 2 мм и атмосферного давления показано на рис.2.

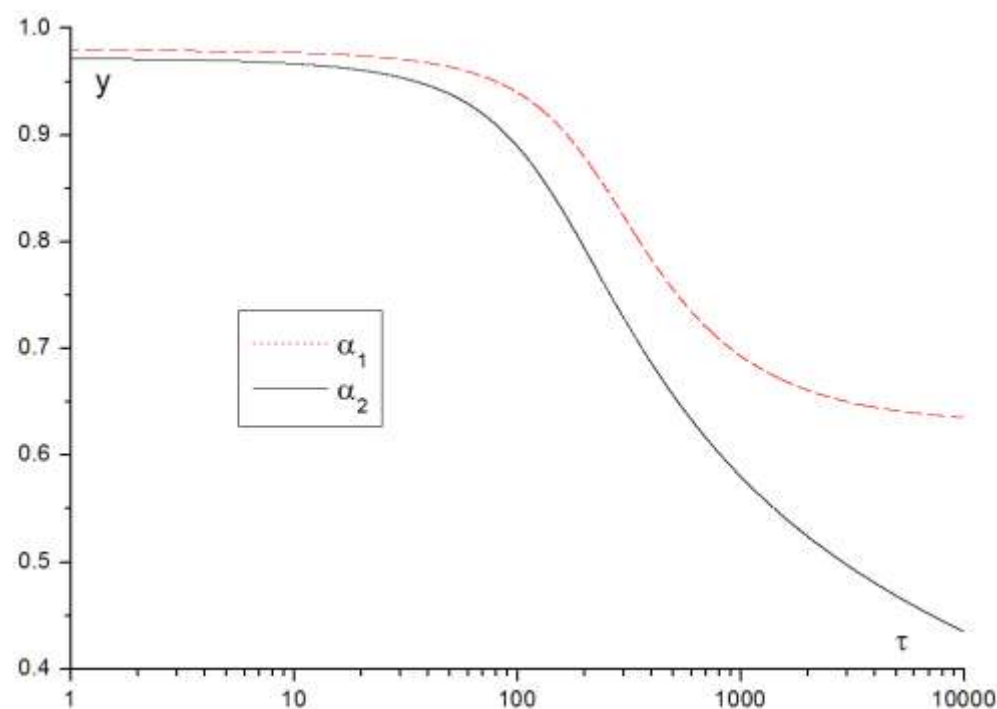


Рис. 2. Зависимость $y(\tau)$, $P=760$ торр, $\tau = \frac{t}{RC}$, $RC= 0.011$ нс; $y = \frac{U}{U_0}$ для различных аппроксимаций ударного коэффициента ионизации.

Устойчивость решения была проверена в достаточно широком диапазоне варьирования параметров модели, оказалось, что определяющее влияние, кроме

собственно вида самой аппроксимирующей функции оказывает численное значение коэффициентов B_1 , B_2 . Кроме этого в данной работе было проанализировано поведение решения при достаточно больших временах, и оказалось, что для тех начальных параметров (напряжение, давление, межэлектродное расстояние), при которых в ходе развития пробоя значение приведенного поля принимает значения 50 В/(см·торр) и ниже, не достигаются спады напряжения наблюдаемые в эксперименте.

Таким образом, показано, что на время коммутации разрядного промежутка и величину падения напряжения при искровом пробое разрядного промежутка при давлениях 0.5-2 атм определяющую роль играет ударная ионизация даже при малых значениях приведенного электрического поля. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по динамике пробоя позволяет получить значения коэффициента ударной ионизации при малых значениях поля.

Литература

1. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН 1972, т.107, вып.2, с.201-228
2. Василяк Л.М., Красночуб А.В., «Экспериментальное исследование динамики сопротивления и мощности начальной стадии электрического пробоя азота при средних и высоких давлениях», труды «VII Всероссийской конференции по физической электронике (ФЭ-2012)»
3. Dutton J., // J.Phys.Chem.Ref.Data, vol4, N3, 1975
4. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М. «Наука» 1991
5. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М. «Наука» 2004

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЫРАЖЕННОМ СКИН-ЭФФЕКТЕ

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

Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30, Томский политехнический университет

Высокочастотный факельный разряд, горящий в воздухе, при атмосферном давлении, представляет собой плазменный шнур, окружённый слабосветящейся диффузионной оболочкой. При этом осевой градиент температуры, и соответственно удельной электропроводности плазмы разряда, значительно меньше её радиального градиента. Вследствие этого канал разряда можно представить в виде однородного в осевом направлении и неоднородного в радиальном направлении проводящего цилиндра. Решение электродинамической задачи для вышеуказанной модели разряда было проведено в работе [1] для случая слабого скин-эффекта.

В настоящей работе рассмотрено решение электродинамической задачи при выраженном скин-эффекте. Заметим, что условие слабого скин-эффекта применимо к большинству случаев использования факельного разряда относительно небольшой мощности. Однако, в случае более значительного увеличения мощности разряда и частоты электромагнитного поля это условие может не выполняться.

Для решения электродинамической задачи необходимо установить вид радиального распределения удельной электропроводности плазмы разряда. Удельная электропроводность плазмы разряда может быть определена расчётным путём на основе известных значений газовой температуры. В свою очередь радиальный профиль газовой температуры разряда определяется экспериментально или посредством решения уравнений тепло- массо- переноса. На рис. 1 представлены радиальные профили удельной электропроводности плазмы разряда, полученные на основе решения уравнения Эленбааса-Геллера [1] и на основе экспериментально полученного [2] радиального профиля газовой температуры. Расчёт удельной электропроводности плазмы разряда проводился исходя из предположения о наличии локального термодинамического равновесия в плазме разряда. Как видно из рис. 1 теоретический радиальный профиль удельной электропроводности при $x < 1,2 \dots 1,5$ хорошо аппроксимируется кривой вида:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{x^2}{0,7}} \quad x = r/a$$

где a – диаметр канала разряда; r – радиальная координата; σ_0 – удельная электропроводность плазмы на оси разряда.

Экспериментально полученный профиль удельной электропроводности в свою очередь может быть представлен линейной зависимостью вида:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{2}{3} x \right)$$

Дифференциальное уравнение, описывающее распространение поперечно-магнитной волны вдоль радиально неоднородного проводящего цилиндра имеет [1] следующий вид:

$$y'' + y' \left[\frac{1}{x} - \beta \right] + y \left[k^2 - h^2 \frac{1}{x^2} - \frac{\beta}{x} \right] = 0 \quad (1)$$

где $k^2 = \varepsilon_0 \mu \omega^2 - j \sigma \mu \omega$; $H_\varphi = y \cdot e^{-jhz}$; $\beta = \frac{d\sigma/dx}{\sigma}$ ε_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость; μ - магнитная проницаемость; ω - частота; j - мнимая единица; h - волновое число; z - осевая координата.

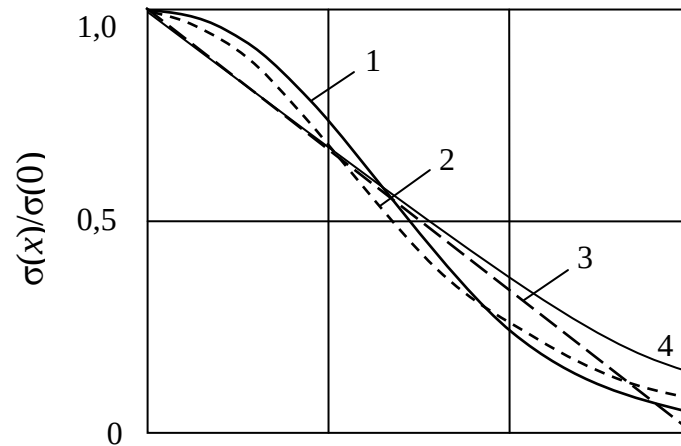


Рис. 1. Радиальное распределение удельной электропроводности плазмы факельного разряда. 1 – теоретический профиль; 2 – экспериментальный профиль; 2 и 3 – аппроксимирующие кривые.

Если подставить в уравнение (1) выражения, аппроксимирующие радиальной профиль удельной электропроводности, то оно примет следующий вид:

$$y'' + y' \left(\frac{1}{x} + 2,857x \right) + y \left[d - bj - 0,66x - \frac{1}{x^2} + 2,857 \right] = 0 \quad (2)$$

Здесь: $b = \sigma_0 \mu \omega a^2$; $d = h^2 a^2$.

Решение уравнения (2) может быть представлено функциями класса Гойна. Только одно из двух линейно независимых решений уравнения (2) имеет конечное значение на оси разряда. Оно имеет следующий вид:

$$y(x) = C_1 e^{-\frac{660}{2857} jbx} \varphi(d, b, x) \quad (3)$$

$$\varphi(d, b) = \text{HeunB} \left(2, \frac{26400}{8162449} b \sqrt{14285}, -\frac{2000}{2857} d + \frac{2000}{2857} jb + \frac{871200000}{23320116793} b^2, 0, \frac{1}{100} j \sqrt{14285} x \right)$$

Зависимость $y(x)$, соответствующая радиальному распределению аксиальной компоненты магнитного поля представлена на рис. 2а. При расчёте этого распределения предполагалось, что $d=2 \cdot 10^{-4}$; $b=2,5 \cdot 10^{-3}$. Эти значения соответствуют случаю факельного разряда, горящего в воздухе при атмосферном давлении на частоте 40 МГц, имеющего радиус канала 2 мм, и удельную электропроводность на оси разряда 2 См/м. из рисунка видно, что максимум напряжённости магнитного поля расположен в точке $x=1$. В связи с этим данную точку можно отождествить с радиусом токоведущей зоны разряда, т. е. с радиусом его канала.

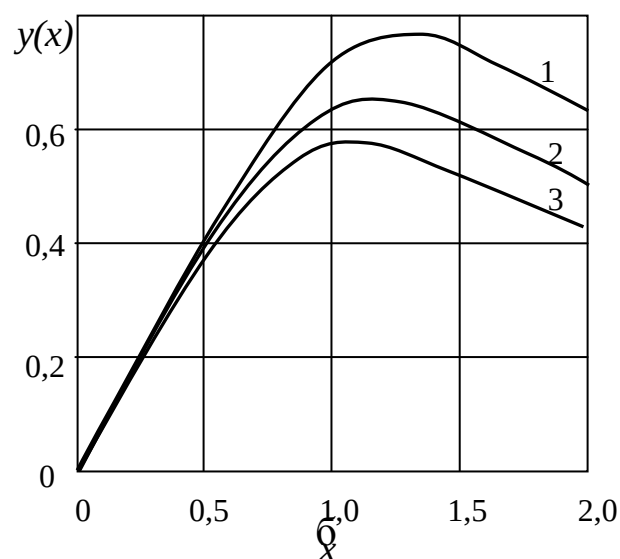
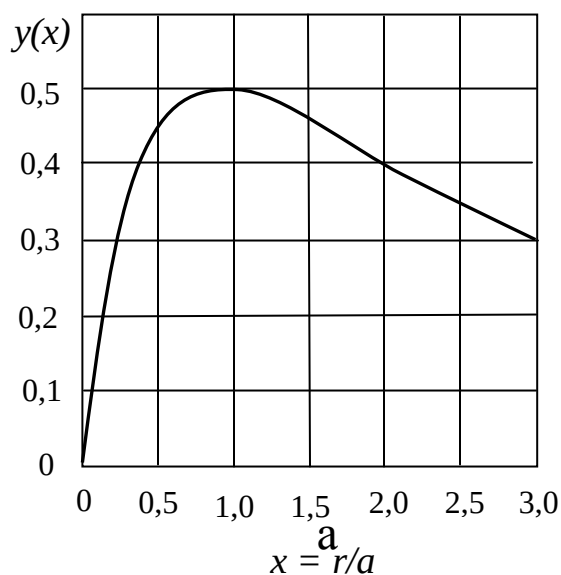


Рис. 2. Радиальное распределение напряжённости магнитного поля факельного разряда.

а) при слабом скин-эффекте. б) при выраженном скин-эффекте. 1) $b = 20$; 2) $b = 15$; 3) $b = 10$.

Заметим, что точка $x=1$ является также точкой перегиба профиля удельной электропроводности, описываемого выражением (1). Этот факт позволил авторам работы [1] связать точку перегиба радиального профиля удельной электропроводности с радиусом канала разряда. Результаты расчётов зависимости $y(x)$ при различных значениях величины b показывают, что данное условие выполняется лишь для случая слабого скин-эффекта. В случае значительного увеличения величины b , максимум магнитного поля начинает смещаться вдоль радиуса разряда. На рис. 2б приведены радиальные распределения амплитуды напряжённости магнитного поля при различных значениях величины b . Как видно из рисунка, при $b = 10$ смещение максимума напряжённости магнитного поля по радиальной координате составляет не менее 10%. Данное значение b соответствует случаю факельного разряда, мощностью в десятки киловатт, и горящего на частоте сотни МГц – единицы ГГц. Таким образом, в случае выраженного скин-эффекта, радиус канала не может быть отождествлён с точкой перегиба радиального профиля удельной электропроводности плазмы разряда.

Также на основе выражения (3) был проведён расчёт волнового числа электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала разряда. Результаты расчёта представлены на рис. 3.

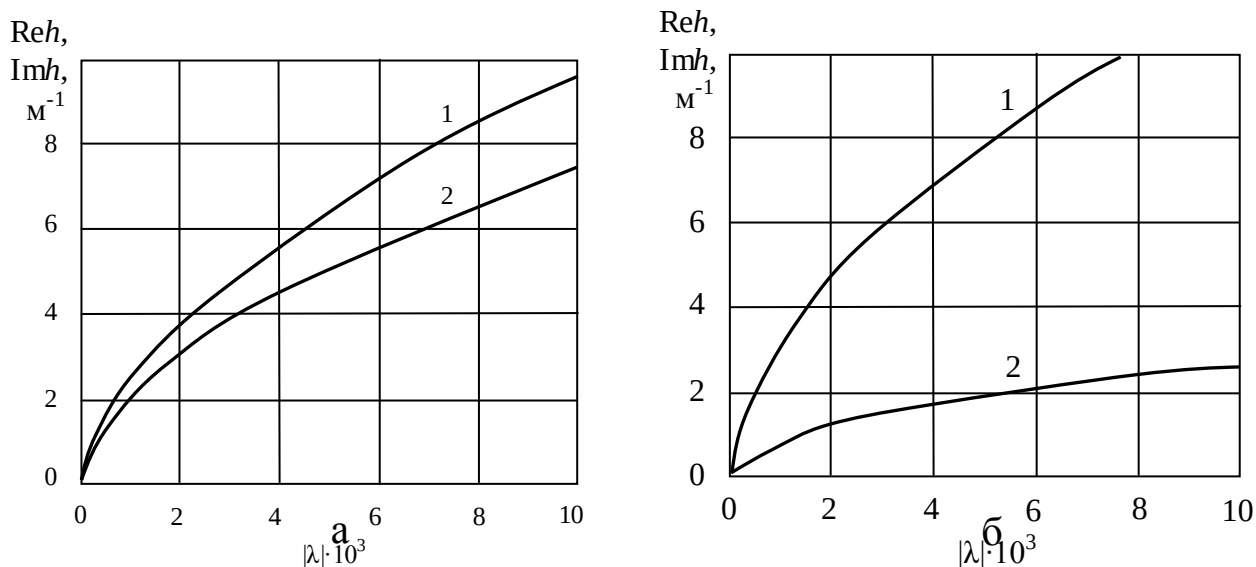


Рис. 3. Зависимость коэффициентов фазы и затухания электромагнитной волны от величины $|\lambda| = 14\epsilon_0\sigma_0/\omega$
а) при слабом скин-эффекте ($b = 2,5 \cdot 10^{-3}$); б) при выраженном скин-эффекте ($b = 5$); 1) $\text{Im}h$; 2) $\text{Re}h$.

Из рис. 3 видно, что при слабом скин-эффекте коэффициент фазы незначительно отличается от коэффициента затухания. В то же время в случае выраженного скин-эффекта коэффициент затухания превышает коэффициент фазы в 3...5 раз. При этом в отличие от случая слабого скин-эффекта замедление электромагнитной волны является незначительным при более выраженном затухании её амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихомиров И.А., Луценко Ю.Ю. Распределение компонент электромагнитного поля и их затухание в канале высокочастотного факельного разряда при слабом скин-эффекте с учётом неоднородности радиального профиля удельной электропроводности плазмы разряда // Известия СО АН СССР. Сер. Техн. наук – 1989. – Вып. 3. – С. 109 – 115.
2. Исследование пространственного распределения параметров ВЧ факельного разряда. / Тихомиров И.А., Перскальскис Б.Ш., Федянин В.Я. и др.; Томск. политехн. ин-т. – Томск, 1973. – 9с. □ Деп. в ВИНТИ 16.03.1973, №7606-73.

ГЕНЕРАЦИЯ ВУФ (185 нм) ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ.

Костюченко С.В.¹, Кудрявцев³ Н.Н., Собур Д.А.¹, Соколов Д.В.¹, Шунков Ю.Е.^{1,2}

¹ Группа компаний "ЛИТ", Москва,

² НИУ Московский энергетический институт,

³ Московский физико-технический институт (государственный университет)

Введение.

Как известно, спектр излучения ртутного разряда содержит две интенсивные резонансные УФ линии 253,65 и 184,95 нм, что соответствует областям УФ-С и вакуумного УФ (ВУФ) излучения. В настоящее время растет интерес к использованию ВУФ излучения ртутного разряда, особенно в сочетании с излучением резонансной линии 254 нм. В частности, сочетание излучения с длинами волн 254 и 185 нм можно эффективно использовать в задачах фотохимической очистки воздуха от загрязнений.

Настоящая работа выполнена на базе светотехнической лаборатории компании «ЛИТ» и посвящена исследованию генерации ВУФ излучения ртутным разрядом низкого давления в атмосфере инертных газов (Ne, Ar и их смеси с различным парциальным составом). В работе представлены результаты исследований влияния на генерацию ВУФ излучения различных параметров разряда, таких как давление и состав смеси инертных газов, частота разрядного тока.

В работах, посвященных изучению влияния оказываемого изменением частоты разрядного тока на процессы генерации резонансного излучения ртутным разрядом, отмечается, что максимум электронной температуры (T_e) на высокой частоте находится выше, чем при питании постоянным током. Это приводит к отклонению распределения электронов по скоростям от Максвелловского в связи с увеличением доли высокоэнергетичных электронов. Кроме того, т.к. средняя электронная температура за период меньше, чем при питании постоянным током, упругие потери так же оказываются меньше. Таким образом, КПД генерации УФ – излучения при питании переменным током в диапазоне 10 кГц – 4 МГц оказывается больше, чем при питании постоянным током [1, 2].

Кроме того, важнейшим фактором, определяющим генерацию излучения разрядом, является давление и состав инертного газа. Сама по себе добавка буферного газа в чисто ртутный разряд делает более пологими радиальные профили концентрации излучающих атомов и приводит к дополнительному уширению спектральных линий по лоренцевскому механизму [3]. Так же, варьируя состав и давление буферной смеси, можно влиять на скорость амбиполярной диффузии, и, таким образом, изменять электронную температуру в плазме, доводя ее до оптимальной [4, 5].

Объект исследования и экспериментальная установка.

В рамках настоящей работы было изготовлено несколько серий источников ВУФ излучения, с различными газовыми наполнениями: неон, аргон, а также их смеси (60/40%, 85/15 %, 99/1 %, соответственно). С помощью данных источников исследовалась зависимость мощности и КПД генерации ВУФ излучения (линия 185 нм) ртутным разрядом низкого давления в атмосфере буферного газа (смеси газов). Разрядные трубки выполнялись из синтетического кварцевого стекла компании QSIL. Внутренний диаметр трубки составлял 19 мм, толщина стенки 1,2 мм, межэлектродное расстояние 755 мм. Давления газовой смеси лежали в диапазоне от 1 до 2 торр. Такой диапазон был выбран исходя из анализа ранее проведенных исследований генерации ВУФ излучения ртутным разрядом низкого давления [6]. Для поддержания

оптимального давления паров ртути в разряде использовались амальгамы на основе индия с различным процентным содержанием ртути. Для защиты внутренней поверхности кварцевой колбы от воздействия атомов ртути на нее наносились пленочные защитные покрытия из оксида алюминия Al_2O_3 . В качестве стабилизированных источников тока с частотой 10 – 80 кГц использовались электронные пускорегулирующие аппараты (ЭПРА-Л~220-1х120-2202-183VF) производства АО «ЭНЭФ».

Схема измерения излучательных характеристик источников базировалась на вакуумном монохроматоре McPherson 218 с ФЭУ PMT 658-1 (HamamatsuR6095), в качестве приемного устройства. Схема измерения электрических характеристик, в свою очередь, основывалась на анализаторе мощности YOKOGAWA PZ4000.

Экспериментальные результаты и обсуждение.

Полученные результаты представлены на рисунках. На Рис. 1,2 показана зависимость мощности и КПД генерации ВУФ излучения от частоты разрядного тока. Наилучшие результаты получены в смесях инертных газов с общим давлением 1 торр. Это может быть объяснено более высокой температурой электронов в таких смесях, что связано с более высокой скоростью амбиполярной диффузии.

Возможное объяснение полученного результата следующее: у «легких» смесей с большим содержанием неона наиболее высокая теплопроводность, а значит и наиболее высокие тепловые потери на стенку. Кроме того, из-за большей скорости исчезновения заряженных частиц, необходимо затрачивать большую электрическую мощность для поддержания разряда. Совокупность этих факторов объясняет низкое значение генерируемой мощности линии 185 нм и ее в смесях с содержанием неона от 85% и более. В тоже время, в «тяжелом» аргоне скорость амбиполярной диффузии мала, и, следовательно, мала электронная температура. Это ведет к перераспределению энергии между резонансными уровнями в пользу расположенного более низко 6^3P_1 , а значит спаду интенсивности линии 185 нм. Однако за счет меньшей потребляемой мощности, у источника, содержащего чистый аргон, сохраняется высокий КПД.

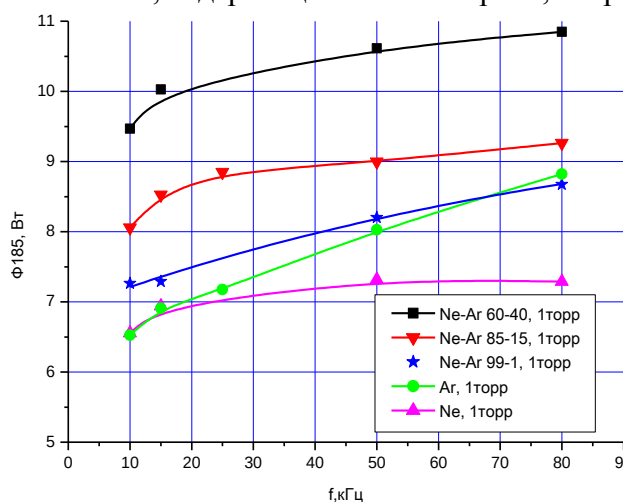


Рис. 1 Зависимость мощн. генерации линии 185 нм от частоты разрядного тока в различных буферных смесях с давлением 1 торр. $I=2A$.

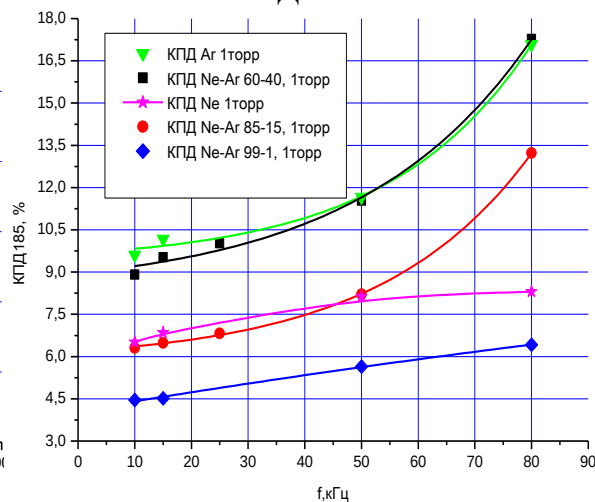


Рис. 2 Зависимость КПД генерации линии 185 нм от частоты разрядного тока в различных буферных смесях с давлением 1 торр. $I=2A$.

По результатам проведенных прямых измерений, оптимальной с точки зрения как мощности, так и КПД генерации 185 линии показала себя смесь Ne-Ar 60-40 с давлением 1 торр. При использовании этой смеси заметный выигрыш в

характеристиках наблюдается при работе на высокой частоте 80 кГц. КПД генерации ВУФ излучения в этом случае достигает 17,1%.

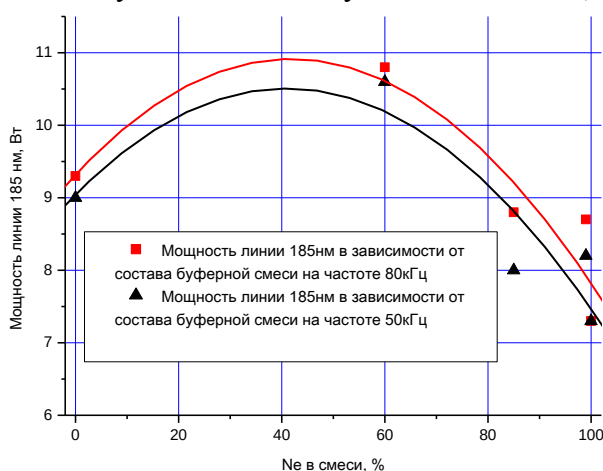


Рис. 3 Зависимость мощности линии 185 нм от состава буферной смеси Ne-Ar при суммарном давлении 1 торр на частотах 50 и 80 кГц. $I=2A$.

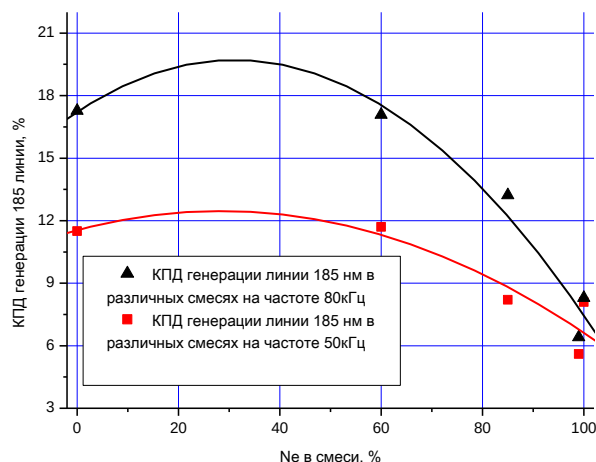


Рис. 4 Зависимость КПД генерации линии 185 нм от состава буферной смеси Ne-Ar при суммарном давлении 1 торр на частотах 50 и 80 кГц. $I=2A$.

Полученная зависимость мощности генерации линии 185 нм от состава буферной смеси (Рис. 3) свидетельствует о том, что оптимальной является смесь Ne-Ar, содержащая 40-45% Ne. Однако это предположение базируется на интерполяции по экспериментальным данным, полученным в ходе исследования источников, содержащих смеси с другим процентным составом, и, таким образом, нуждается в прямой экспериментальной проверке. Характерно, что полученные для разных частот зависимости подобны друг другу и различаются только абсолютными значениями.

Что касается зависимости КПД генерации 185 линии от состава буферной смеси (Рис. 4), то здесь оптимум достигается в смеси Ne-Ar, содержащей 30-35% Ne. Однако, как и в предыдущем случае, необходимо проведение прямых измерений.

Закключение.

Совокупность полученных результатов позволяет составить ряд рекомендаций для создания серийного источника ВУФ излучения на основе ртутного разряда низкого давления. Однако за рамками настоящей работы осталось исследование зависимости генерации линии 185 нм источниками с разрядными трубками различных диаметров при различных плотностях разрядного тока. Их проведение планируется в ближайшем будущем.

Литература.

1. Polman J. Relaxation of the electron velocity distribution in time dependent weakly ionized plasma // Physica. 1971. Vol.54. p. 305-307.
2. J. Polman, J. E. van der Werf, P. C. Drop Nonlinear effects in the positive column of a strongly modulated mercury-rare gas discharge. Journal of Physics. Vol. 5, 1972, p. 266-279.
3. Каланов В.П., Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Исследование заселенности резонансных уровней 63P1 и 61P1 атома ртути в плазме разряда в смеси паров ртути с аргоном // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. 4. С. 711.
4. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

5. Кузьменко М.Е. Экспериментальные исследования разряда в парах ртути и инертных газов и разработка мощного источника УФ-излучения // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2000. С. 142.
6. Собур Д.А. Исследование генерации вакуумного ультрафиолетового излучения ртутным разрядом низкого давления // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2011.

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА С ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

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

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, e-mail: iko6161@mail.ru

Представлены результаты исследований влияния диэлектрической границы на электрические характеристики поперечного наносекундного разряда с протяженным полым катодом в гелии при средних давлениях газа. Исследовались открытый разряд с возможностью свободного расширения в двух направлениях (рис. 1а) и ограниченный разряд, где область разряда ограничивалась диэлектрическими пластинками из полированного стеклотекстолита (рис. 1б). В этом случае область разряда занимала (включая полость катода) ограниченный объем шириной 1,2 см, высотой 0,2 см и длиной 40 см.

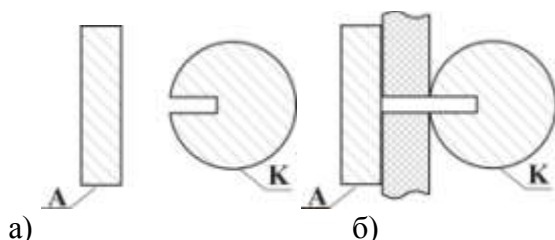


Рис. 1. Схематические виды электродных систем: а) открытый разряд; б) разряд, ограниченный диэлектрическими стенками (длина электродов 40 см, расстояние между электродами 0,6 см).

Экспериментальные исследования показали, что осциллограммы напряжения горения (U_T) и разрядного тока (I_p) для открытого и ограниченного разряда, полученные при одинаковых внешних условиях существенно отличаются по форме, величине и длительности. Ограничение разрядной области диэлектрическими стенками приводит к существенному обострению импульсов напряжения горения и разрядного тока и увеличению их амплитудных значений. В качестве примера на рис. 2 приведены осциллограммы напряжения горения и разрядного тока для открытого и ограниченного разрядов в гелии при $p = 10$ Тор и $U_0 = 1,5$ кВ. Из рисунка видно, что при ограничении разрядной области длительность переднего фронта импульса U_z уменьшается от 150 нс до 70 нс, а величина импульса увеличивается более двух раз. Импульс I_p при этом меняется еще сильнее. Длительность переднего фронта уменьшается на порядок. На осциллограмме I_p при ограничении разряда появляется дополнительный максимум, и величина основного максимума I_p увеличивается более одного порядка (рис. 2б). Скорость нарастания тока при ограничении разряда достигает величины $5 \cdot 10^{10}$ А/с.

Ограничение наносекундного разряда со щелевым катодом диэлектрическими вставками позволяет резко поднять плотность тока в разряде и получить мощные импульсы тока наносекундной длительности при небольших прикладываемых значениях напряжения. Столь существенное изменение электрических характеристик при ограничении разряда связано, в том числе и с поверхностными явлениями на границе плазма-диэлектрик.

В работе используется генератор высоковольтных наносекундных импульсов напряжения (ГИН), собранный по схеме Блюмляйна. Накопительный элемент ГИН состоит из керамических малоиндуктивных конденсаторов типа КВИ-3, расположенных непосредственно на электродах с двух сторон разрядной камеры,

соединенных полосковыми линиями и разрядный промежуток является составной частью генератора.

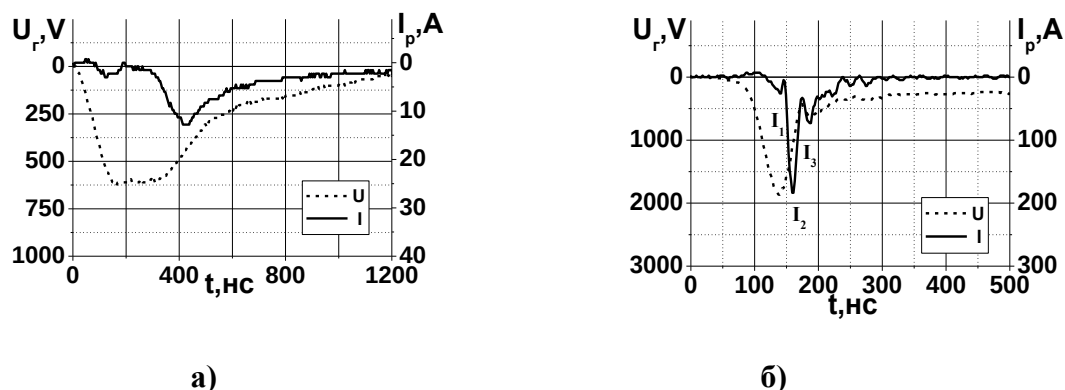


Рис. 2. Осциллограммы напряжения горения и разрядного тока открытого (а) и ограниченного (б) разряда в гелии $p = 10 \text{ Тор}$, $U_0 = 1,5 \text{ кВ}$.

При внесении диэлектрических пластинок для ограничения разряда изменяется емкость разрядного промежутка, что приводит к изменению характеристик генератора и сокращению длительности переднего фронта импульса напряжения на стадии, где еще нет тока. С появлением тока дальнейшее формирование импульсов напряжения и тока уже определяется характеристиками промежутка, которые в ограниченном разряде зависят и от динамики изменения поверхностных явлений на границе плазма-диэлектрик.

Остановимся на изложении некоторых результатов исследования динамики изменения диэлектрических свойств материала стенки разрядной камеры, в зависимости от времени и степени взаимодействия с плазменно-пучковым разрядом. В работе измерялись величины электрической емкости C , диэлектрической проницаемости ϵ и $\text{tg}\delta$ - диэлектрических потерь в зависимости от температуры образца и от длительности и энергии падающего на образец электронного пучка. Общая блок – схема экспериментальной установки и вакуумной камеры приведена в [1]. Рабочая камера откачивалась до высокого вакуума ($5 \cdot 10^{-7} \text{ Тор}$) по трехступенчатой схеме откачки.

Для исследования диэлектрических свойств материалов использовался высокочастотный измеритель параметров RLC-компонентов типа АМ-3026. АМ-3026 позволяет исследовать RLC-компоненты, материалов и полупроводниковых устройств в широком диапазоне частот (от 20 Гц до 5 МГц с шагом 10 мГц) и уровней испытательного сигнала (от 10 мВ до 5 В). При этом базовая погрешность измерений составляет 0,1%.

Для исследования влияния температуры образца на диэлектрические свойства ограничителя образец из стеклотекстолита подвергался многократным циклам нагревания и остывания. При этом образец все время находился в вакууме. Температура образца поднималась от комнатной до 120°C примерно по линейному закону с помощью регулятора температуры ВРТ-3 за время равное ~ 60 мин. Остывание образца до комнатной температуры происходит за большее время, и последнее определялось скоростью теплообмена образца с частями установки. Температура образца контролировалась с помощью термопарных датчиков, установленных в непосредственном контакте с образцом. Исследование показало, что с увеличением температуры диэлектрическая проницаемость ϵ возрастает, а $\text{tg}\delta$ –

диэлектрических потерь имеет экстремальный характер, а именно, с увеличением температуры от комнатной до $\sim 50^\circ\text{C}$ $\text{tg}\delta$ имеет тенденцию к уменьшению, а от 50°C до 120°C – растет (рис. 3).

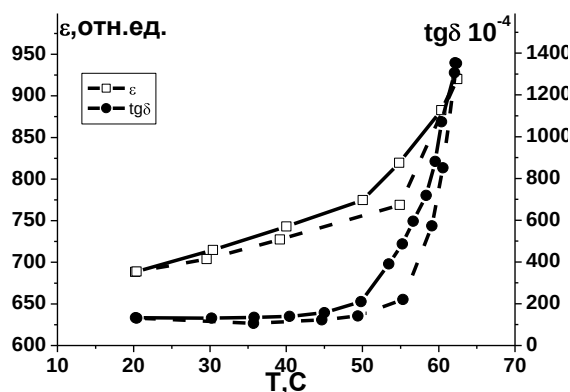


Рис. 3. Зависимость ε и $\text{tg}\delta$ от температуры (сплошная линия – нагревание, штрихпунктирная – остывание)

Анализ закономерностей изменения диэлектрической проницаемости ε и $\text{tg}\delta$ – диэлектрических потерь показал, что под воздействием температуры независимо от количества циклов нагревания и остывания, в образце происходят обратимые изменения $\text{tg}\delta$. При этом температура образца однозначно определяет величину $\text{tg}\delta$ в отличие от ε .

Наблюдаемые зависимости $\varepsilon(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$, по-видимому, являются результатом наличия у исследуемого материала дипольной ориентационной поляризации. Если бы полимер был неполярным, у которого мономерные звенья не обладают дипольным моментом, то $\Delta\varepsilon_{\text{ион}} = 0$, $\Delta\varepsilon_{\text{дип}} = 0$ и $\varepsilon = n^2$. Поэтому с повышением температуры диэлектрическая проницаемость ε должна была бы уменьшаться вследствие уменьшения плотности материала. У полярных полимеров $\Delta\varepsilon_{\text{ион}} \neq 0$, $\Delta\varepsilon_{\text{дип}} \neq 0$, поэтому для них зависимости $\varepsilon(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$ могут быть сложными. Выяснение конкретного механизма влияния температуры на диэлектрическую проницаемость и $\text{tg}\delta$ – диэлектрических потерь требует проведения дополнительных исследований.

С целью изучения изменения диэлектрических свойств образца непосредственно в процессе взаимодействия с электронным пучком, исследуемый образец облучался непрерывным электронным потоком с током пучка 10 мА и с энергией до 10 кэВ в вакуумной камере. Во время облучения измерялись электрическая емкость и $\text{tg}\delta$ – диэлектрических потерь образца. Кроме того контролировалась температура образца. Измерения показали, что облучение электронным потоком вызывает повышение температуры образца с комнатной до 50°C . За первые 45 минут воздействия пучка происходит монотонный рост диэлектрической проницаемости ε образца, в то же время $\text{tg}\delta$ за первые 15 минут облучения слегка уменьшается, а затем растет в несколько раз. После прекращения облучения $\text{tg}\delta$ резко уменьшается в течение 15 минут, затем выходит на стационарное значение, причем при облучении образца электронным потоком с энергией 10 кэВ и током 10 мА релаксация остаточных явлений длится более 60 минут.

Взаимодействие диэлектрической стенки ограничителя с плазмой или пучком заряженных частиц приводит к захвату материалом диэлектрика некоторого количества заряда и образованию в его поверхностных слоях избыточного заряда (гомозаряда) [2].

Для определения плотности поверхностного заряда в области низких частот можно воспользоваться соотношением [3]:

$$\sigma \approx \omega \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta,$$

связывающим произведение $\omega \operatorname{tg} \delta$ с его проводимостью. Оценки, выполненные по этой формуле на основе измеренных значений $\operatorname{tg} \delta$, дали величину плотности захваченных материалом зарядов порядка 10^8 - 10^9 см⁻³. Знак образовавшегося заряда совпадает со знаком заряда частиц бомбардирующих поверхность. Величина гомозаряда зависит от плотности и энергии потока заряженных частиц, падающих на поверхность, длительности импульсного разряда и релаксационные процессы осажденного на диэлектрике заряда длятся десятки минут.

Существенное изменение при ограничении разрядной области электрических характеристик поперечного наносекундного разряда объясняется следующими обстоятельствами. При ограничении разряда диэлектрическими стенками часть силовых линий электрического поля замыкается на отрицательно заряженные поверхности ограничителя, что приводит к возрастанию затрудненности пробоя и проникновения электрического поля в полость катода. Для проникновения в полость катода требуются более высокие значения поля, что приводит к увеличению значений U_c . При одинаковых значениях U_0 в ограниченном разряде плотность плазмы между электродами намного выше за счет более эффективной ионизации атомов эмитированными с поверхности катода электронами и свободными электронами, запертыми в разрядном промежутке пристеночным потенциалом осажденного на поверхности ограничителя заряда. Эта плотная плазма при достижении соответствующего значения поля быстро проникает в полость катода, что приводит к более быстрому росту и более высоким значениям разрядного тока I_p , чем в открытом разряде.

Таким образом, изменение электрических характеристик при ограничении разряда связано с изменением распределения электрического поля и усилением ионизации в промежутке.

Литература

1. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. // Вестник ДГУ. 2011. Вып. 6. С. 5-10.
2. Электрические свойства полимеров. – под редакцией Б.И. Сажина, Л., «Химия», 1986г., 224с.
3. Сесслер Г. Электреты. М.: Мир, 1983. 486 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР В ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Иминов Г.М., Рамазанов А.Р.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, e-mail: iko6161@mail.ru

Несмотря на большое количество работ по исследованию слабоионизированной плазмы и переносу тока в электрических разрядах, проблема формирования в них упорядоченных плазменных структур остается все еще нерешенной. Большой экспериментальный материал о свойствах страт, приведенный, в частности, в [1] относится к тлеющим разрядам постоянного тока. В этой связи, систематические исследования областей существования стоячих страт и зависимости основных характеристик страт от внешних параметров в наносекундных (нс) разрядах могут дать дополнительные сведения о механизмах и динамике формирования регулярных периодических структур в слабоионизированной плазме.

В работе приведены результаты экспериментального исследования условий формирования и параметров периодических плазменных структур в поперечных нс разрядах с протяженным полым катодом в инертных газах.

Исследуемый разряд происходил в кварцевой трубке диаметром 5 см, в которую помещены два алюминиевых электрода, установленные на расстоянии 0.6 см друг от друга. Анод представляет собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см, а катод - цилиндрический стержень длиной 5 см и диаметром 1.2 см, вдоль которой прорезана полость полукруглой формы радиусом 0.3 см. Конструкция разрядной камеры позволяла наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и внутри полости катода. Описание экспериментальной установки и систем регистрации электрических и оптических характеристик разряда приведено в [2].

На основе экспериментальных исследований было установлено, что при небольших значениях напряжения горения разряда, когда длина пробега ускоренных в области катодного падения потенциала (КПП) быстрых электронов меньше характерного размера полости (полуширина), в промежутке между электродами формируется периодическая плазменная структура (рис.1). Систематические исследования пространственно – временной динамики формирования оптического излучения разряда показали, что при давлениях газа от 1 до 100 Тор в гелии и неоне и от 1 до 30 Тор в аргоне 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 полости катода при исследованных условиях регулярная структура не наблюдается. 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 фарадеево темного пространства, и стратифицированный положительный столб, вплотную, приближается к поверхности катода.

Сопоставление осциллограмм напряжения горения и разрядного тока с оптическими картинками разряда показывает, что периодическая структура формируется на стадии сформировавшегося разряда. Следовательно, по величине длительности импульса тока можно оценить длительность существования периодической плазменной структуры в импульсном разряде. Такие оценки показывают, что при $p = 20$ Тор 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 Тор длительность существования периодической структуры во всех газах уменьшается почти два раза.

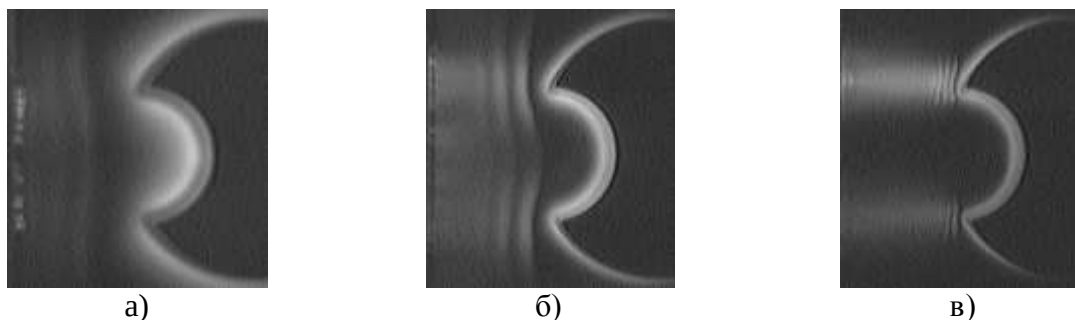


Рис. 1. Картины пространственной структуры разряда $p = 20$ Тор (а – He; б – Ne; в – Ar)

При фиксированном значении давления газа с ростом амплитудного значения напряжения горения (U_c) и соответственно разрядного тока (I_p) постепенно уменьшается расстояние между стратами и при определенных значениях U_c и I_p они сливаются и регулярная периодическая структура исчезает. При дальнейшем увеличении значений U_c и I_p длина положительного столба продолжает уменьшаться уже за счет увеличения катодных частей разряда, и разряд переходит в короткий аномальный разряд.

На рис.2 приведены зависимости значений напряжения горения разряда (U_D) в момент времени, соответствующий максимуму I_p и амплитудных значений разрядного тока от давления газа на верхней границе формирования страт в разряде с катодом с полукруглой полостью. Из рисунка видно, что критические значения U_D и I_p в разрядах в He, Ne и Ar существенно отличаются по абсолютным значениям и по характеру зависимости от давления газа в разрядной камере. Оказалось, что верхние границы значений U_D и особенно I_p , при которых еще существует периодическая плазменная структура в разряде в аргоне существенно больше, чем в гелии, а в неоне больше чем в аргоне.

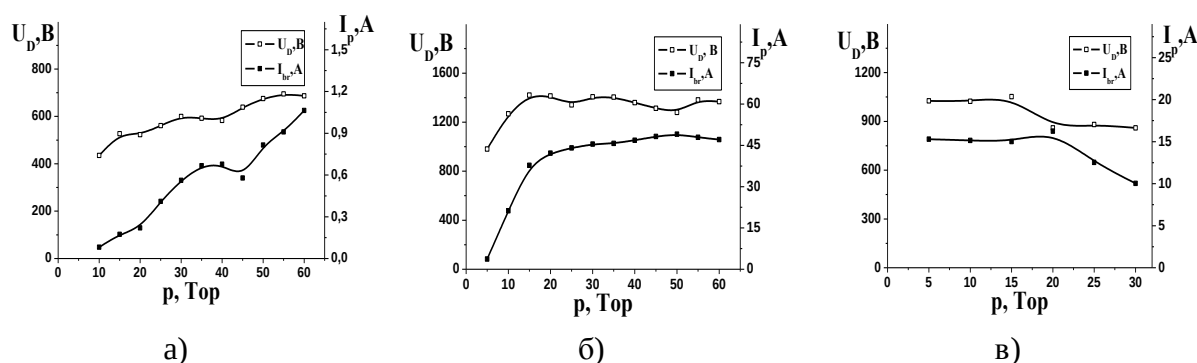


Рис. 2. Верхние границы формирования страт в разряде: а - He; б - Ne; в - Ar

Известно, что 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 рис. 1. Имея в виду, что исследованный нами тип наносекундного разряда является промежуточным между аномальным и

нормальным разрядами [3], все последующие оценки и расчеты были сделаны с учетом этого обстоятельства. Значения основных параметров разряда и плазменной структуры, соответствующие условиям рис. 1, приведены в таблице. Размеры страт (L_s) определялись из оптических картин (рис.1) по количеству страт в разрядном промежутке и длине 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 мало, величина падения напряжения на плазменном столбе $U_{ps} = 3 \cdot U_D/5$ [4]. Концентрации электронов в разрядном промежутке оценивались по плотности тока с использованием значений дрейфовой скорости 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 [5].

Таблица - Параметры разряда и плазменной структуры

Газ	U_D , В	I , А	j_D , А/см ²	$(E/N)_p$, Тд	L_s , см	n_e , см ⁻³
He	410	0.11	0.021	50	0.13	$6.9 \cdot 10^9$
Ne	410	0.25	0.062	50	0.09	$1.9 \cdot 10^{10}$
Ar	410	1.10	0.950	50	0.02	$1.1 \cdot 10^{12}$

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

Полученные оценки показывают, что в наносекундных разрядах в инертных газах с параметрами $(E/N)_p$ порядка 100 Тд и давлении газа в несколько десятков Тор можно исключить влияние диффузионных процессов переноса электронов и ионов, конвективных процессов переноса ионов и изменение плотности частиц газа (N) из-за нагрева. В этих условиях 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.

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 [8] $I_E \sim E/4\pi en_e$ – 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 размер страт, то деградация пучков существенно влияет на процессы формирования регулярной структуры. Действительно, во всех экспериментах при постепенном увеличении величины прикладываемого к электродам напряжения

плазменная структура исчезает и во всем разрядном промежутке формируется однородный сильноточный объемный разряд. Оценки показывают, что при $U_2 \geq 1$ кВ, в зависимости от величины давления газа в разрядной камере, в промежутке появляются ускоренные в области катодного падения потенциала электроны, которые, по-видимому, и разрушают плазменную структуру.

Литература

1. Kolobov V. I. // J.Phys. D: Appl. Phys. 39 (2006) P. 487 – 506.
2. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 63 – 70.
3. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // ПЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 16. С. 62 – 69.
4. Голубовский, Ю.Б. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме / Ю.Б. Голубовский, А.А. Кудрявцев, В.О. Некучаев и др. – Изд. С.-Пб., 2004. – 248 с.
5. Kucukarpaci H.N., Saelee H.T., Luces J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 14 (1981) P. 9 – 25.
6. Helm H. // J. Phys. B. 10 (1977) P. 3683-3697.
7. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
8. Высикайло Ф.И. // Физика плазмы. 1990. Т.16. №10. С. 1268-1272.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.

Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыршин Д.И.
Объединенный институт высоких температур РАН

Введение

В большинстве экспериментальных работ сильноионизованное состояние плазмы гелия (с температурой 20000-40000 К) было получено в условиях импульсного ($\tau_{\text{имп}} = 10^{-4} - 10^{-6}$ с) возбуждения [1,2], при котором состояние локального термодинамического равновесия (ЛТР) не устанавливается. В этом случае спектральное определение основных параметров плазмы (прежде всего температуры T_e и концентрации n_e электронов) по ее излучательным характеристикам не может базироваться на модели ЛТР и требует анализа ее ударно-радиационной кинетики [3]. Удобная для целей диагностики модель ЛТР оказывается неприменимой и для стационарной плазмы гелия со значительной степенью ионизации [4,5]. Причинами отклонения гелиевой плазмы от состояния равновесия (подчиняющегося закону Больцмана и уравнениям Саха с электронной температурой T_e) являются самые высокие пороги возбуждения и ионизации атома HeI и иона HeII, а также высокие значения коэффициентов теплопроводности λ и диффузии D_a плазмы гелия. В работе обсуждены результаты спектральной диагностики гелиевой плазмы. В результате анализа интенсивностей установлено отсутствие ЛТР в заселении возбужденных состояний HeI.

Плазматрон и измерительные средства. В работе была получена и исследована сильноионизованная плазма гелия атмосферного давления. На рис.1 представлена

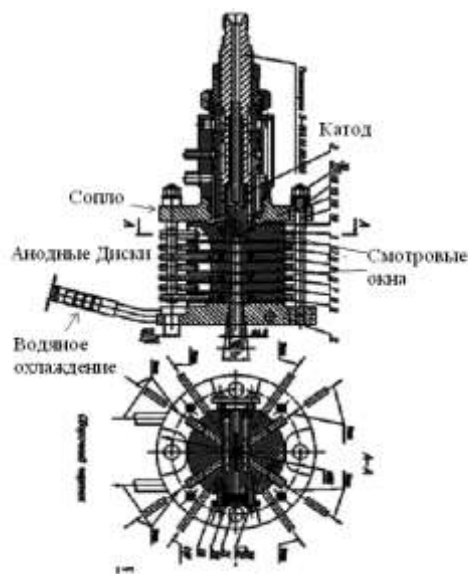


схема плазматрона. Плазматрон постоянного тока с расширяющимся анодным каналом и вихревой стабилизацией дуги [6] имел характеристики: $I_d = 100-500$ А, $U_d = 60-65$ В; $L \approx 2$ см; $E \approx 30-40$ В/см. С помощью смотровых окон и кварцевых конденсоров резкое изображение участка дуги вблизи катода проектировалось на вход высокочувствительного оптоволоконного спектрометра AvaSpec-ULS3648TEC и на входную щель спектрографа ДФС-452. Навыходе ДФС-452 располагалась система

Рис. 1. Схема плазматрона

регистрации МОРС-2, состоящая из горизонтальной ПЗС-линейки для регистрации приосевой области спектра на выбранном спектральном участке протяженностью 25 нм (с решеткой 1200 штр/мм) или 50 нм (с решеткой 600 штр/мм) и вертикальной ПЗС-линейки - для регистрации хордового распределения интенсивности излучения на выбранной длине волны. С использованием лампы с полым катодом, излучающей узкие спектральные линии шириной не более $0,02 \text{ \AA}$, были предварительно установлены аппаратные функции системы регистрации с использованием решетки 1200 штр/мм ($\delta\lambda_{\text{апп}} = 0,2 \pm 0,03 \text{ \AA}$) и с использованием решетки 600 штр/мм ($\delta\lambda_{\text{апп}} = 0,4 \pm 0,05 \text{ \AA}$).

Результаты спектрального анализа. Спектры плазмы гелия зарегистрированы в диапазоне 270-1100 нм с разрешением $0,1 \div 0,2 \text{ \AA}$. Общее число исследованных контуров спектральных линий HeI – около 20, HeII – 3. Надежное измерение концентрации n_e было выполнено по ширине и контурам спектральных линий HeI с преобладающим квадратичным Штарк-эффектом (линии 318.7; 388.8; 402.6; 471.3; 472.2; 501.5; 667.8; 706.5; 728.1 нм).

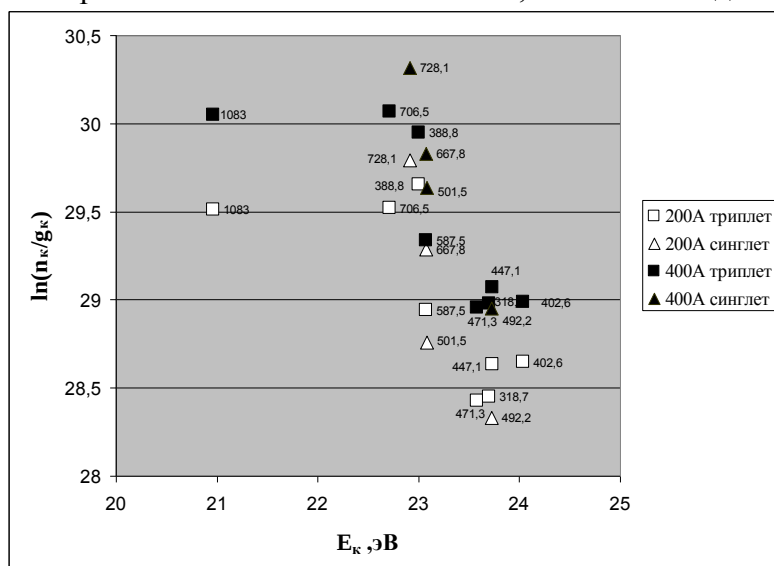
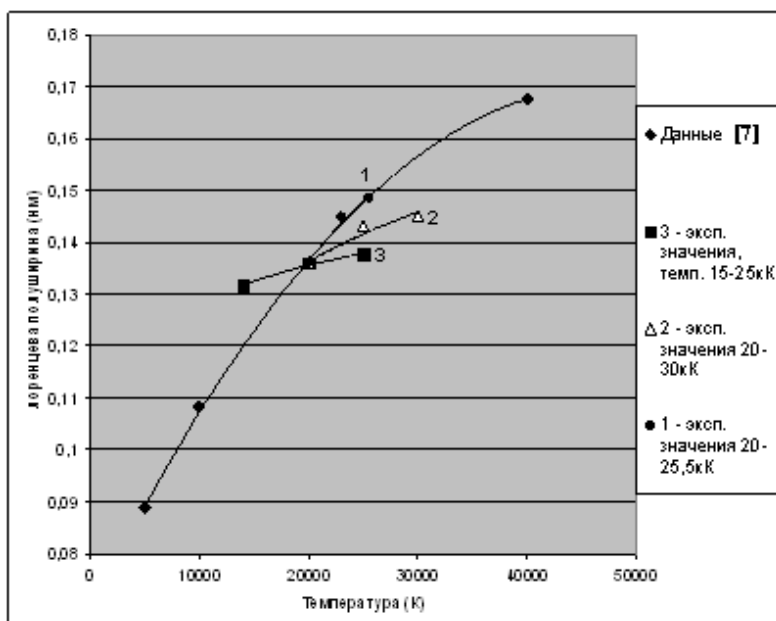


Рис. 2. Населенности HeI, Ток 200А и 400А дуги от 200 до 400А концентрация $n_e^{\text{эксп}}$ возрастает от $6,5 \cdot 10^{16}$ до $8,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует весьма незначительному росту температуры ионизации

плазмы $T_i = 20 \div 21 \text{ кК}$ ($1.7 \div 1.8 \text{ эВ}$). Анализ относительных населенностей возбужденных состояний HeI в диапазоне изменения энергий возбуждения E^* от 20.96 до 24.2 эВ (энергия связи $\Delta E = 3.65 \div 0.4 \text{ эВ}$) (характерный вид такого распределения для токов дуги 200 и 400 А представлен на рис.2) показывает, что для приосевой области исследуемой плазмы характерна неравновесность ионизационного типа. Использование метода модифицированного диффузионного приближения (МДП) [3] приводит к оценке величины $T_e [\chi_i(\Delta E_i/kT_e)] \approx 2 \text{ эВ}$. При этом значение температуры распределения, получаемое формально в предположении квазибольцмановского распределения атомов по состояниям возбуждения, приводимого на рис.2 без учета заселенности уровня 20.96 эВ, составляет $T_{\text{распр}} \approx 0.5 \text{ эВ}$, -факт, свидетельствующий о больших отклонениях заселенностей от равновесных (больцмановских). Трудности, возникшие при определении температуры электронов ввиду непригодности модели ЛТР, делают необходимым использование для анализа состояния неравновесной плазмы гелия триплета HeI 1083 нм (переход 2^3P-2^3S). Эта линия находится в инфракрасном диапазоне и имеет доплеровскую полуширину $\delta \lambda_D^{1083} \approx 0,35 \cdot \sqrt{T_g, \text{ эВ}} \text{ (\AA)}$ соизмеримую со штарковской. В отсутствие надежного способа определения T_e нахождение температуры тяжелых частиц T_g приобретает принципиальное значение. Фойгтовский контур инфракрасной линии HeI 1083 нм позволяет по доплеровской составляющей ширины линии оценить температуру тяжелых частиц T_g , которая может служить и оценкой электронной температуры T_e . Действительно, в исследованных условиях: $I_D = 200-400 \text{ А}$; $j \approx 3 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$; $E \approx 40 \text{ В/см}$ из уравнения баланса энергии

$$jE \geq W_{el} = 3k(T_e - T_g) \frac{m_e}{M} n_e (< \nu_e \sigma_{ei} > n_i + < \nu_e \sigma_{eHe} > n_A) \quad (1)$$

следует, что $(T_e - T_g) \leq 2000 \text{ K}$. С использованием результатов Грима [7], содержащих температурную зависимость константы Штарк-эффекта, была построена опорная линия изменения лоренцевой (штарковской) полуширины с температурой, которое включает в себя и измеренный рост с током дуги (температурой плазмы) концентрации электронов



(тонкая линия на рис.3). По экспериментальным значениям фойгтовских полуширин методом последовательных приближений были найдены такие значения лоренцевых и гауссовых полуширин (и температур, однозначно зависящих от тока дуги, в предположении $T_e \approx T_g = T$), которые обеспечивают совпадение искомым

Рис.3. Определение температуры плазмы из анализа значений лоренцевой фойгтовских контуров линии HeI 1083 нм

составляющей с ходом опорной линии. Наилучшее согласие с ее ходом обеспечили значения: $T = 20000 \text{ K}$ для тока 200 А, $T = 23000 \text{ K}$ для тока 300 А и $T = 25500 \text{ K}$ для тока 400 А (участок 1 на рис.3). О высокой чувствительности использованного метода выявления температурной зависимости штарковской полуширины от выбора диапазона температур свидетельствуют отрезки 2 и 3 (рис.3) с иными интервалами температур.

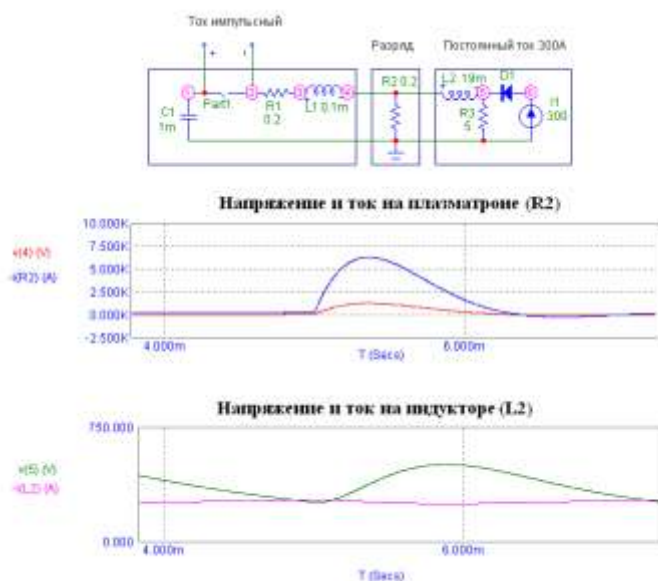
Заключение. 1. Выполнен анализ контуров пятнадцати спектральных линий HeI и механизмов их уширения. По штарковской ширине линий HeI, для которых имеет место надежное согласие расчетно-теоретических [7,8] и экспериментальных [2,4] значений констант квадратичного Штарк-эффекта, в приосевой области плазмы измерена концентрация электронов. Она возрастает от $6,5 \cdot 10^{16}$ до $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при росте тока дуги от 200 до 400 А. Такой рост n_e соответствует возрастанию температуры ионизации He от 20 000 до 21 000 К.

2. Анализ относительных заселенностей возбужденных состояний HeI и He II указывает на то, что для уровней возбуждения с энергией связи порядка kT_e модель ЛТР для оценки температуры электронов не применима.

3. На основе измерения n_e и контуров линий HeI выполнен критический анализ литературных данных о константах квадратичного Штарк-эффекта исследованных линий гелия.

4. Программный анализ совокупности смешанных контуров линии HeI 1083 нм позволил разделить их на лоренцеву (отвечающую за штарковское уширение) и гауссову ($\delta\lambda_G = \sqrt{\delta\lambda_{\text{апп}}^2 + \delta\lambda_D^2}$) составляющие. В результате, по доплеровской компоненте ее гауссовой полуширины была оценена температура тяжелых частиц T_g в плазме. При изменении тока дуги от 200 до 400 А T_g возрастает от 20000 до 25500 К.

Планы на будущее. Для получения сильноионизованной ($n_e \gg n_a$) плазмы



гелия на стационарную дугу с $T_e \approx 2 \text{ эВ}$ и $n_e \leq n_a$ необходимо наложить импульс, обеспечивающий квазистационарное (длительность импульса много больше времени ионизации) возрастание T_e от 2 до $4 \div 4.5$ эВ. На рис.4 представлена электронная схема и предполагаемый вид импульсов напряжения и тока на разных участках цепи. Длительность импульса 1 – 2 мс, зарядное напряжение до 5 кВ. Для **Рис.4. Схема наложения импульса**

регистрации изменяющихся во времени спектров будет использована высокоскоростная TDI - камера HamamatsuC10000-701B. При этом ожидается, что $[\text{He}^{++}] \sim [\text{He}^+] \gg [\text{He}]$.

Литература

1. Vitel Y., Bezzari M.El., D'yachkov L.G., Kurilenkov Yu.K. Emission from weakly nonideal plasmas produced in flash lamps. //Phys. Rev. E. 1998, v.58 N.6, p.7855.
2. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Гл.6, М., Мир, 1967.
3. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
4. Kelleher D.E. Stark Broadening of Visible Neutral helium Lines in a Plasma.// JQSRT, V.25, 1981, p. 191.
5. Jonkers J., Mullen J.A.M. The Excitation Temperature in Helium Plasmas. // JQSRT, V.61, 1999, p. 703.
6. Э.Х.Исакаев, О.А.Синкевич, А.С.Тюфтяев, В.Ф.Чиннов. Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения. //ТВТ.2010. Т.48, №1, С.1.
7. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1977.
8. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физмат, 1963.

СТРУКТУРА И СВЕЧЕНИЕ КАНАЛА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Багомедов М.Б.
bagomedov1984@mail.ru

Механизмы переноса энергии и частиц плазмы наряду с внутренним трением – вязкости и теплопроводностью играют определяющую роль в установлении структуры УВ и конечного значения ширины ее фронта. Наличие магнитного поля давление которого достаточно для заметного уменьшения скорости газодинамического потока должно способствовать увеличению ширины вязкого скачка уплотнения внутри которой энергия макроскопического движения - газодинамического потока, вследствие столкновений частиц, необратимо превращается в тепло. Одновременно с этим наличие магнитного поля может оказать влияние на скорость протекания релаксационных процессов за фронтом УВ способствующих установлению стационарного состояния ионизации за фронтом УВ, т.е. на ширину релаксационного слоя фронта УВ. [1]

Определим полную ширину фронта УВ по порядку величины как $\delta \approx \lambda_0 M / (M^2 - 1)$, где λ_0 – средняя длина свободного пробега частиц в стационарном потоке, M - число Маха. Измерив число Маха из эксперимента можно оценить полную ширину фронта УВ в параметрической зависимости от условий инициирования разряда. На рис. 1 представлены графики зависимости δ от напряженности продольного магнитного поля H и параметра U/L определяющего скорость энерговода в разрядный промежуток.

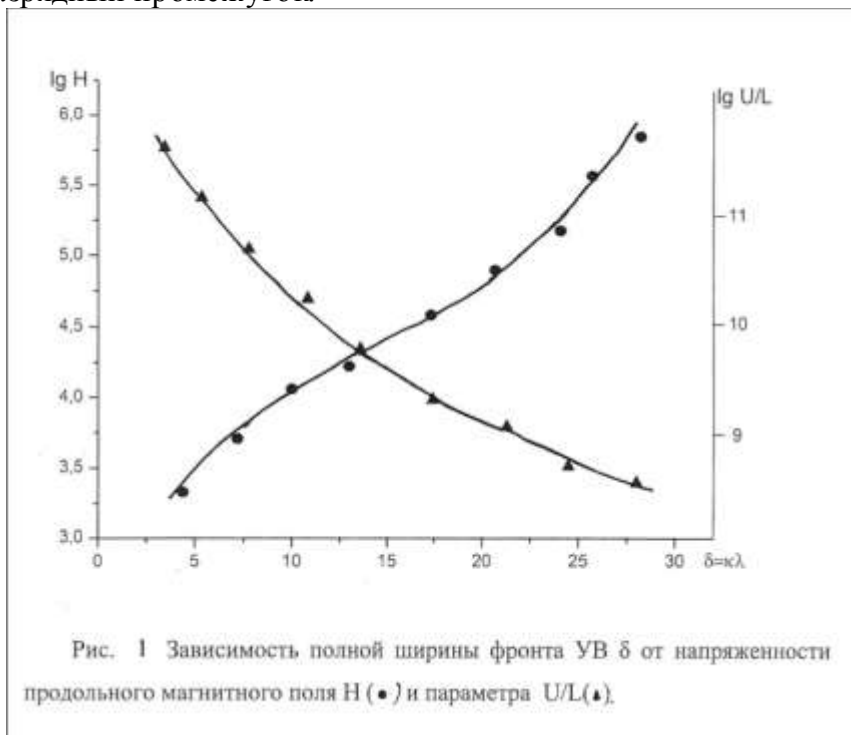


Рис. 1 Зависимость полной ширины фронта УВ δ от напряженности продольного магнитного поля H (•) и параметра U/L (▲).

Как видно с ростом $\delta(\lambda_0)$ убывает до значения $\sim 2\lambda_0$. С ростом U/L , наоборот, $\delta(\lambda_0)$ возрастает до значений $\sim 10\lambda_0$. Установленные закономерности объясняются, на наш взгляд, именно увеличением кинетической энергии газодинамического потока с ростом U/L и замедлением скорости релаксационных механизмов за фронтом УВ при условии проникания магнитного поля на ширину фронта УВ.

Температуру за фронтом УВ возмущенного газа - плазмы можно оценить в случае одноатомного газа по формуле [2]

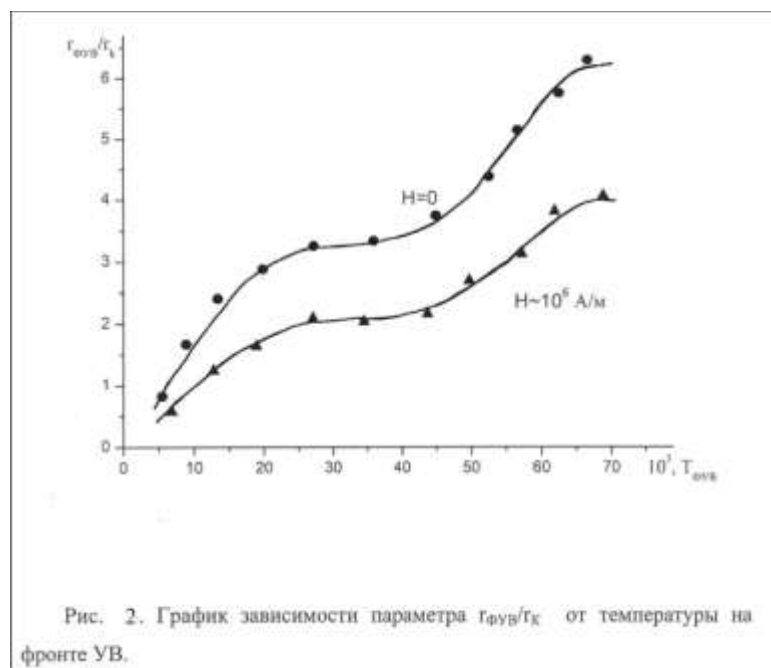
$$T_1 \approx \frac{5}{16} T_0 M^2, \quad (1)$$

где T_0 - начальная температура невозмущенного газа. Изменение температуры на длине свободного пробега частиц

$$\lambda_0 |\nabla T| \approx \frac{\left(\frac{5}{6} M^2 - 1\right) (M^2 - 1)}{M}, \quad (2)$$

стремится к нулю вместе с $M \rightarrow 1$. Только в предельном случае сильной УВ скачок температуры происходит на $\sim \lambda_0$. При наложении внешнего продольного магнитного поля M уменьшается, что соответствует увеличению ширины фронта УВ. Это означает, что магнитное поле в данном случае играет роль дополнительного диссипативного механизма. Хотя непосредственно механизм теплопроводности в магнитном поле подавляется согласно, но при наличии магнитного поля можно говорить об эффективном коэффициенте теплопроводности с учетом магнитного поля.

О различной эффективности влияния магнитного поля на гидродинамический механизм расширения канала и механизмы переноса частиц и энергии в радиальном направлении можно судить по отношению радиуса фронта УВ $r_{ув}$ к радиусу токоведущего канала разряда r_k до и после отрыва УВ от границы канала. На рис. 2 отношение $r_{ув}/r_k$ представлен в виде графика зависимости от температуры на фронте УВ.



По графику этой зависимости можно судить о степени влияния магнитного поля на различные механизмы определяющие структуру фронта УВ. Как видно из рис.2 вначале с повышением $T_{ув}$ отношение $r_{ув}/r_k$ довольно быстро возрастает. При значении $T_{ув} \sim 2 \cdot 10^4$ К отношение $r_{ув}/r_k$ выходит на насыщение и равно, примерно, 1,8 при $H=0$. При наличии магнитного поля с $H \sim 10^6$ А/м данное отношение выходит на насыщение при том же значении $T_{ув}$, но при этом составляет 1,4. Обратное влияние на отношение $r_{ув}/r_k$ оказывает увеличение параметра U/L , который можно назвать

параметром скорости, т.к. его значение определяет M на стадии гидродинамического механизма расширения канала. Значения M и γ_v/γ_k при различных значениях U/L и H приведены в таблице. Как видно из таблицы, при значении $U/L \sim 10^{10}$ В/Гн наложение магнитного поля с $B \sim 10^6$ А/м приводит к уменьшению отношения γ_v/γ_k примерно на 60%. При значении $U/L \sim 10^{11}$ В/Гн соответствующее уменьшение составляет около 25%.

Литература

[1] Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш. Динамика свечения канала искры и отходящей ударной волны в условиях больших градиентов магнитного давления // Физ.плазмы, 2011. Т.37. №7 с.674-688.

[2] Зельдевич Я.Б., Райзер Р.П. Физика ударных волн и высота температурных гидродинамических явлений. М. Наука, 1966, с.688.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕТОД СЕПАРАЦИИ МАКРОЧАСТИЦ С ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИМИ ЗАРЯДАМИ

С.П. Ветчинин, В.Я. Печеркин

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Макрочастицы с очень большим значением заряда $q \sim 10^6 - 10^7$ (е) можно получить только с помощью электронного пучка, либо в вакууме, либо в газе низкого давления [1]. При атмосферном давлении такой способ зарядки затруднен из-за сильной ионизации газа. В работе [2] показана возможность получения металлических частиц с такими зарядами при атмосферном давлении в воздухе в сильных электрических полях ($E \sim 10 \text{ кВ/см}$). Рассмотрен механизм отрыва металлических макрочастиц с катода в плоском конденсаторе при напряжениях меньше пробойных, когда ионизация газа мала ($n_e \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$). В воздухе атмосферного давления в промежутках с межэлектродным расстоянием больше 3 см Таундсеновский механизм пробоя сменяется на стримерный, если в лавине рождается критическое число электронов $\geq 10^8$. Неоднородность на катоде в виде макрочастицы усиливает электрическое поле за счет своей поляризации и способствует развитию с ее поверхности анодонаправленного стримера, в следе которого образуется локальный пространственный заряд положительных ионов. Облако ионов медленно дрейфует к катоду и может увеличиваться еще и за счет положительных катодонаправленных стримеров, прорастающих с анода. Локальное поле положительного пространственного заряда дополнительно усиливает поле вблизи частицы и способствует ее отрыву от поверхности катода. На заряженную частицу на поверхности горизонтально расположенного катода действует электрическая сила $F = qE$, где E - напряженность полного электрического поля в промежутке, направленная по нормали к катоду, которая пытается оторвать ее от поверхности и преодолеть силу тяжести mg . Здесь $m = 4\pi\rho\alpha^3/3$ - масса частицы, ρ - удельная плотность вещества, α - диаметр. Электрод притягивает частицу с силой равной силе “изображения”. Рассматривая частицу как точечный заряд эту силу можно записать в виде $q^2/4x^2$, где x - расстояние до поверхности катода. Кроме того металлическая частица поляризуется в электрическом поле E , приобретая дипольный момент, $d = q^3 E$. Наличие дипольного момента приводит к дополнительной силе, связанной с притяжением диполя к своему изображению. Эта сила равна $3d^2/4x^4$. Учитывая принцип суперпозиции полей, суммарная сила равна

$$F = qE - q^2/4x^2 - (3/4)d^2/x^4 - mg$$

Если частица контактирует с катодом $x = \alpha$, а заряд частицы $q = 4\pi\rho\alpha^2\sigma$, где σ - поверхностная плотность ее заряда.

Из-за поляризации частицы σ распределена по ее поверхности неравномерно. Воспользуемся простейшим приближением и будем считать σ равна средней поверхностной плотности заряда на электроде: $\sigma = E/2\pi$. В этом случае

$$F = E^2\alpha^2/4 - mg$$

Отрыв частицы возможен, если $F \geq 0$, а поле в промежутке $E \geq E_0 = 2 mg/\alpha$. В этом случае заряд на частице будет $q = q_0 = 2\alpha^2 E_0 = 4\alpha(mg)^{0.5}$. Условие $F \geq 0$ можно переписать в виде

$$(E^2/8\pi) 2\pi\alpha^2 \geq mg$$

Которое имеет простой физический смысл: отрыв частиц происходит, если сила “отрицательного” электростатического давления, равная произведению плотности энергии поля $E^2/8\pi$ на площадь поверхности частицы $2\pi\alpha^2$, обращенной к этому полю, превосходит силу тяжести. Из полученных соотношений следует, что заряд

пропорционален электрическому полю E_0 и увеличивается с увеличением массы частицы $q \sim m^{5/6}$, а электрическое поле, необходимое для отрыва частицы $E_0 \sim m^{1/6}$ слабо зависит от массы.

Поляризация поверхностных частиц в однородном поле приводит к усилению напряженности электрического поля на ее вершине в три раза по сравнению с полем E . Примерно такое же усиление поля вблизи частицы возможно за счет поля избыточного пространственного заряда ионов, образующихся в следе стримеров. Столь существенное локальное искажение поля способствует возникновению новых стримеров и дальнейшему усилению поля. Отрыв частицы с катода в этом случае происходит в полях $E < E_0$, при заряде на частице $q < q_0$. Показана возможность получения зарядки металлических и диэлектрических частиц размером порядка 10^{-2} см в стримерном разряде в воздухе до значений $q \sim 10^6 - 10^7$ е (е-элементарный заряд). Такие частицы можно не только транспортировать, а также сепарировать и удерживать в обычных электростатических ловушках. Сепарация частиц возможна по массе для частиц одинаковых размеров или по размеру для частиц с одинаковой массой.

Целью данной работы является исследование возможности разделения металлических и диэлектрических частиц заряженных до значений $q \sim 10^6 - 10^7$ (е) в поле плоского конденсатора. Схема разрядной ячейки экспериментальной установки приведена на Рис. 1.

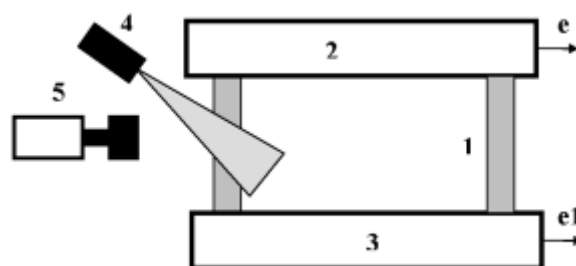


Рис. 2. Схема разрядной ячейки для исследования возможности сепарации частиц в плоском конденсаторе при атмосферном давлении. 1. Изоляторы. 2. Верхний электрод. 3. Нижний плоский электрод. 4. Лазер. 5. Регистрирующая видеокамера.

Верхний и нижний электрод с диаметрами 15 см были выполнены из меди. Расстояние между электродами составляло $L=2,8$ см. К электродам прикладывалось высокое напряжение постоянного тока 0-10 кВ. На нижний электрод предварительно горкой насыпались частицы латуни с размерами 50-150 мкм и отдельной горкой частицы оксида алюминия 50-200 мкм. При подаче напряжения первыми от нижнего электрода начинали отрываться частицы оксида алюминия при напряженности поля в промежутке 1,2-1,4 кВ/см (Рис.2). При дальнейшем повышении напряжения все частицы оксида алюминия отрывались от поверхности. После многократного отражения от верхнего электрода все частицы выносились из промежутка за счет направленного потока воздуха. Отрыв латунных частиц происходил, когда напряженность поля в промежутке составляла примерно 3кВ/см, При этом ток разряда не превышал нескольких микроампер.



Таким образом, эксперименты показывают, что в плоском конденсаторе в воздухе атмосферного возможно разделение металлических и диэлектрических частиц только при помощи электрического поля.

Литература

1. Ю. П. Райзер “Физика газового разряда” М. Наука, 1992, С. 567
2. V.I. Molotkov , V.Ya. Pecherkin , L.M. Vasilyak , S.P. Vetchinin Polarization mechanism of particulate charging in strong electric field at atmospheric pressure VII International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-7), Minsk, September 17 – 21, 2012, P. 33-36.

РЕГУЛИРОВКА МОЩНОСТИ АМАЛЬГАМНЫХ БАКТЕРИЦИДНЫХ ЛАМП ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ

*Василяк Л.М.¹, Костюченко С.В.², Кудрявцев Н.Н.³, Моисеенко Т.А.², Левченко В.А.³,
Соколов Д.В.², Собур Д.А.², Шунков Ю.Е.⁴*

¹ *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва*

² *Группа компаний «ЛИТ», г. Москва*

³ *Московский физико-технический институт (гос. университет)*

⁴ *Московский энергетический институт (научно-исслед. университет)*

Введение

Источники ультрафиолетового (УФ) излучения применяются для обеззараживания различных сред, в медицине, для обработки поверхностей и в множестве других областей. Наибольший интерес представляют ртутные газоразрядные лампы низкого давления, имеющие высокую мощность, высокий КПД генерации УФ излучения (35–45%) и большой ресурс. В таких источниках оптимальное давление паров ртути составляет 0,5–1,5 Па, а давление газовой смеси (как правило, неон-аргон) - несколько сотен Па.

Одним из наиболее важных параметров, определяющих характер работы традиционной ртутной лампы, является давление паров ртути. Существуют различные способы регулировки давления паров ртути, наиболее интересным из которых является использование амальгамы [1]. Давление насыщенных паров ртути над амальгамой (сплавом ртути с различными металлами, например серебром или индием) существенно ниже, чем над жидкой ртутью. Это позволяет сохранять оптимальное давление паров при более высоких температурах колбы [2]. Таким образом, использование амальгамы оказывается наилучшим методом регулировки давления паров ртути в мощных лампах низкого давления (с погонной мощностью > 0,5 Вт/см).

Другим достоинством амальгамных ламп является возможность осуществлять оптимизацию работы лампы под различные температурные режимы. Такая оптимизация осуществляется за счет изменения химического состава амальгамы. В настоящее время активно используются амальгамы на основе индия [3]. Помимо технических характеристик, важным достоинством амальгамных ламп является низкая концентрация паров ртути в них при комнатной температуре, что упрощает их производство и утилизацию, а также делает более безопасной эксплуатацию [4].

В данной работе исследовалась зависимость мощности УФ излучения от температуры обеззараживаемой воды для амальгам с различным составом.

Экспериментальная установка

В рамках работы был разработан экспериментальный стенд на базе Светотехнической лаборатории ЗАО «ЛИТ». Экспериментальная установка позволяет измерять мощность УФ излучения и электротехнические параметры лампы при различных температурах обеззараживаемой воды. В металлический корпус диаметром 80мм коаксиально установлен кварцевый чехол диаметром 38мм. В кварцевый чехол устанавливается лампа и центруется с помощью стандартных уплотнений. Через пространство между кварцевым чехлом и корпусом циркулирует деионизованная вода, температура которой задается с помощью термостата Кrio-VT. Температура изменялась в диапазоне от 2 до 30 °С. Такая постановка эксперимента моделирует поведение источника на реальной установке по обеззараживанию воды. Измерение мощности УФ излучения производится с помощью датчика IS-4 калиброванного на монохроматическую линию ртути 254 нм.

В данной работе была изготовлена серия экспериментальных ламп с одинаковыми параметрами, различающихся лишь составом амальгамы. Нами были исследованы двухкомпонентные амальгамы индий-ртуть. Содержание ртути в использованных амальгамах составляло 10%, 15%, 20% (по массе). Длина разрядного промежутка лампы составляла 1440 мм, внутренний диаметр разрядной трубки 25,6 мм. В качестве источника питания использовались электронные пускорегулирующие аппараты (ЭПРА) производства ОАО «ЭНЭФ». Сила тока данных ЭПРА регулируется в диапазоне 1,6-3,2 А, частота тока составляет около 40 кГц. Кроме того, исследовались характеристики серийной лампы ДБ 350 производства компании ЗАО «ЛИТ».

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены результаты измерений экспериментальных ламп при силе тока разряда 3,2 А. Все образцы работают при данном токе достаточно хорошо и обеспечивают спад мощности не более 5% во всем исследуемом диапазоне. Оптимальным решением является использование индий-ртутной амальгамы содержащей 15% ртути. Данная амальгама представляется оптимальной во всем температурном диапазоне. В то же время все три исследованные амальгамы при данных условиях работают достаточно стабильно, обеспечивая высокие бактерицидные характеристики ламп.

В настоящее время большое внимание уделяется проблемам энергосбережения. В связи с этим, актуальной является задача экономии электроэнергии в обеззараживающих установках. Одним из способов решения этой задачи является регулировка мощности ламп за счет изменения силы разрядного тока. На рисунке 3 приведены результаты исследования ламп с индий-ртутными амальгамами при уменьшенной в два раза силе тока. При температуре воды 30°C лампы с различными амальгамами показывают достаточно хорошие результаты. Однако, как видно на рис. 3, в холодной воде, данные амальгамы перестают обеспечивать оптимальное давление паров ртути в разряде. В результате выход УФ излучения быстро падает с падением температуры, и регулировка становится неэффективной.

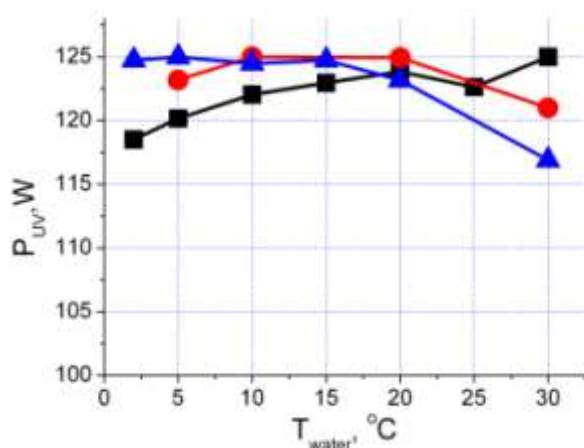


Рис.2. Зависимость мощности УФ излучения от температуры воды. Сила тока разряда 3,2 А. Доля ртути в амальгаме: квадраты – 10%, круги – 15%, треугольники – 20%

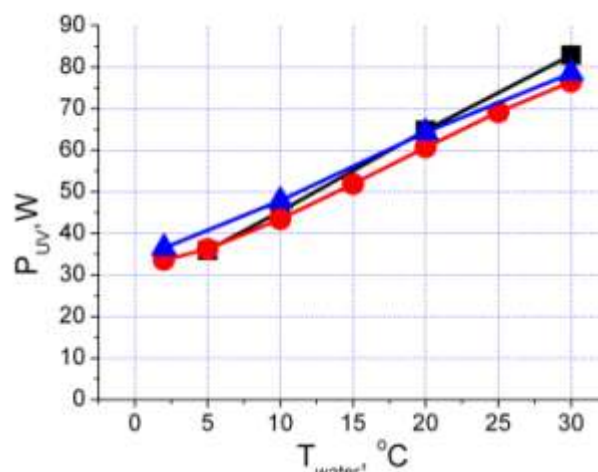


Рис.3. Зависимость мощности УФ излучения от температуры воды. Сила тока разряда 1,6 А. Доля ртути в амальгаме: квадраты – 10%, круги – 15%, треугольники – 20%.

Решением данной проблемы является использование более сложных трех, четырех и пятикомпонентных амальгам. На рис. 4 приведена зависимость характеристик серийной лампы ДБ 350 произведенной компанией ЛИТ. За счет введения

дополнительных компонентов в состав амальгамы удается сохранить стабильный уровень мощности УФ излучения во всем диапазоне разрядных токов независимо от температуры воды. При этом, падение мощности при уменьшении тока в два раза составляет не более 30%. Это очень хороший показатель, особенно по сравнению с 70%-ным падением мощности на индий-ртутной амальгаме в холодной воде. Кроме того, КПД генерации бактерицидного излучения возрастает с 35-38% на токе 3,2 А, до 39-42% на токе 1,6 А.

Выводы

Использование индий-ртутных амальгам является эффективным способом поддержания оптимального давления паров ртути в разряде при создании мощных ламп с погонной электрической мощностью свыше 2 Вт/см. За счет подбора состава амальгамы возможно оптимизировать работу лампы для различных температурных режимов работы.

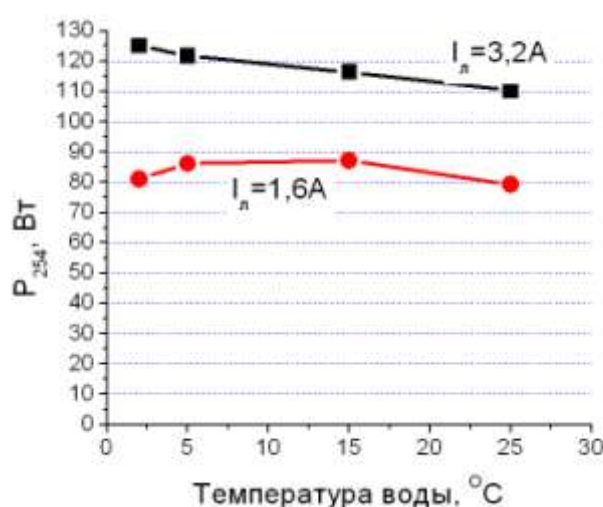


Рис. 4. Зависимость мощности излучения лампы ДБ 350 с амальгамой «ЛИТ» от температуры воды. Квадраты – ток 3,2А. Круги – ток 1,6А.

Регулирование мощности ламп в зависимости от расхода воды является перспективным методом энергосбережения. Использование простых индий-ртутных амальгам не позволяет до конца решить данную проблему. Решения можно достичь, используя более сложные трех-, четырех- и пятикомпонентные амальгамы. За счет подбора оптимального соотношения между различными компонентами в амальгаме удастся оптимизировать давление паров ртути во всем требуемом диапазоне температур и токов разряда. Подобные лампы в настоящее время разработаны в компании ЗАО «Лаборатория импульсной техники» и успешно используются на объектах по обеззараживанию воды в России и по всему миру.

Литература

1. Lankhorst M.H.R., Keur W., van Hal H.A.M. Amalgams for fluorescent lamps Part II: The systems Bi-Pb-Hg and Bi-Pb-Au-Hg // Journal of Alloys and Compounds. 2000. V. 309. P. 188–196.

2. Lankhorst M.H.R., Niemann U. Amalgams for fluorescent lamps Part I: Thermodynamic design rules and limitations // Journal of Alloys and Compounds. – 2000. – V. 308. – P. 280–289.
3. Василяк Л. М., Дроздов Л. А., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Соколов Д. В., Микаева С. А. Экспериментальные исследования генерации УФ излучения дуговым разрядом низкого давления// Инженерная физика. 2008. №5. С. 32-35.
4. Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С. В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В. Влияние режимов работы газоразрядной амальгамной лампы низкого давления на интенсивность генерации вакуумного УФ излучения с длиной волны 185 нм // Прикладная физика. – 2010. – № 6. – С. 70 – 76.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

М.А. Магомедов^{1,2}, Н.А. Ашурбеков²

¹ *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия*
e-mail: magomedov_ma@mail.ru

В последние годы оптические методы исследований широко применяются для изучения самых разнообразных свойств конденсированных систем. К настоящему времени хорошо развита теория, описывающая оптические свойства пространственно однородных изотропных и анизотропных систем. Детально изучено распространение излучения в таких средах, исследован процесс однократного рассеяния света на случайных неоднородностях, развивается теория многократного рассеяния света в сильно неоднородных средах. Вместе с тем значительный интерес вызывает исследование систем, оптические свойства которых меняются в пространстве заданным образом.

Подавляющее большинство оптических задач для таких систем решается приближенными методами с использованием малых или больших параметров. К таким параметрам относятся отношение длины световой волны к характерному размеру регулярной структуры, степень неоднородности системы и т.д. в рамках этих приближений рассматриваются различные подходы для вычисления поля в неоднородных средах, нахождения функции Грина волнового уравнения и расчета интенсивности излучения.

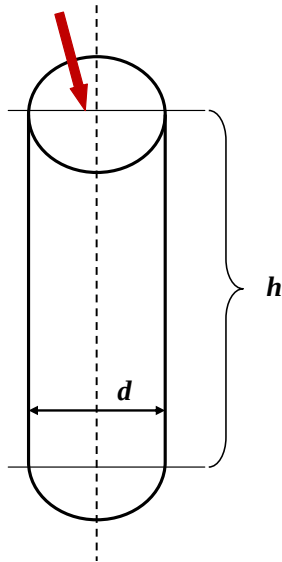
В последние годы лазерное зондирование плазмы является одним из самых информативных и развитых методов диагностики плазмы. Так, с помощью интерферометрии получают информацию о пространственном распределении электронной плотности, шпирен-диагностика позволяет визуализировать плазменные неоднородности, теневое фотографирование – поглощение и рефракцию зондирующего излучения, поляриметрия – поворот плоскости поляризации и деполяризацию излучения.

Все методы лазерной диагностики основаны на использовании четырех основных явлений взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой: поглощения лазерного излучения, отклонения лучей от прямолинейного распространения, изменения фазовой скорости волны в плазме и поворота плоскости поляризации волны в магнитоактивной плазме (эффект Фарадея).

Теоретическое описание распространения лазерного излучения в неоднородной плазме является достаточно сложной задачей. В последние годы широкое применение находят численные методы решения задачи распространения излучения в плазме, среды которых высокой точностью выделяются методы Монте-Карло. Основным недостатком метода Монте-Карло, ограничивавшим его применение, является высокая требовательность к вычислительным ресурсам. Бурное развитие вычислительной техники, наблюдаемое в последние годы, позволило выдвинуть методы Монте-Карло на передний план.

В настоящей работе нами проведены численные исследования распространения лазерного излучения в неоднородном плазменном столбе методом Монте-Карло.





При моделировании плазма задавалась следующими параметрами:

- Высота h ;
- Диаметр d ;
- Коэффициент преломления $n(\omega, r)$ и коэффициент поглощения $\chi(\omega, r)$ являются функциями длины волны λ и расстояния от центра r .

Падающее излучение задается следующими параметрами:

- длиной волны λ ;
- сдвигом относительно центра плазмы dx_0 ;
- Углом падения относительно оси z .

Схема эксперимента изображена на рисунке 1.:

Зависимость коэффициента преломления $n(\omega, r)$ и коэффициента поглощения $\chi(\omega, r)$ от длины волны λ и расстояния от центра r задаются следующими формулами:

$$n(\omega, r) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0 - \omega + \gamma^2}, \quad (1)$$

$$\chi(\omega, r) = \frac{\omega_p^2}{4\omega_0} \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega + \gamma^2}, \quad (2)$$

где

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}, \quad N(r) = N_0 \cos^2\left(\frac{r}{r_0}\right). \quad (3)$$

Представим себе оптическую среду, показатель преломления которой сложным образом зависит от двух или трех координат. Эта зависимость может быть плавной, например, как в случае с неоднородно нагретым воздухом или жидкостью, в которой происходит растворение соли. С другой стороны, среда может содержать резко выраженные неоднородности, ограниченные плоскими или изогнутыми поверхностями, на которых будут происходить отражение и преломление света.

Универсальный метод расчета распространения ЭМВ состоит в последовательном определении положения волновой поверхности в дискретные моменты времени $t_i = i\Delta t$, где $i = 0, 1, 2, \dots$

При этом используется принцип Гюйгенса–Френеля: Каждая точка волновой поверхности в момент t является источником вторичных когерентных волн. Положение волновой поверхности в следующий момент времени $t = t + \Delta t$ является огибающей всех вторичных волн.

Пусть известны точка, из которой выходит луч, и его направление. Заменим луч тонким пучком и определим координаты двух (или трех) точек волновой поверхности. Зная показатель преломления в этих точках среды, можно определить положение волновой поверхности через малый промежуток времени Δt , рассчитать новое направление луча и затем сделать небольшой шаг в этом направлении и т.д.

Рассмотрим распространение волны в двумерной среде с показателем преломления $n = n(x, y)$. Пусть в момент времени t_1 луч проходит через точку 1 с координатами (x_1, y_1) и образует угол α_1 с осью Ох (рис. 2).

Найдем координаты (x_2, y_2) точки 2 волновой поверхности, отстоящей от точки 1 на небольшое расстояние a :

$$x_2 = x_1 + a \sin \alpha_1, \quad y_2 = y_1 - a \cos \alpha_1$$

Вычислим радиусы вторичных волн

$$r_1 = cdt/n(x_1, y_1), \quad r_2 = cdt/n(x_2, y_2)$$

И определим приращение угла α :

$$\Delta\alpha = \arctg \frac{n_2 - n_1}{l}$$

Это позволяет рассчитать величину угла $\alpha_{i+1} = \alpha_i + \Delta\alpha$ и определить положение точки 1' в следующий момент по формулам

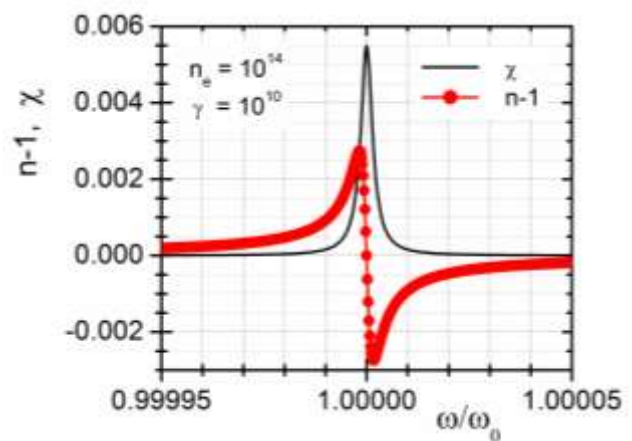
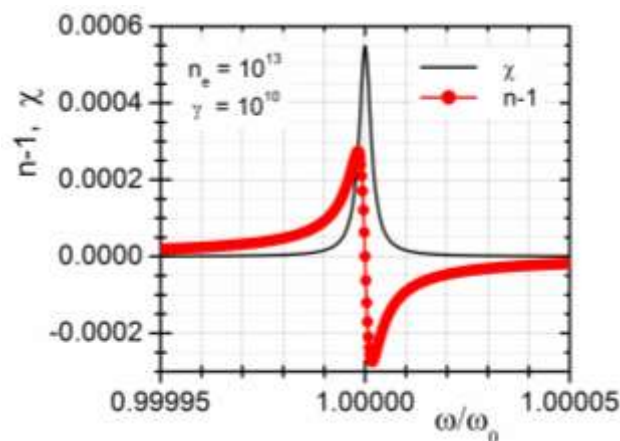
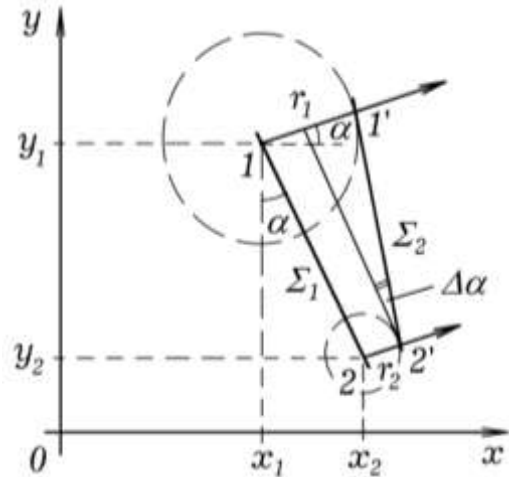
$$x_1 = x_1 + r_1 \cos \alpha_1, \quad y_1 = x_1 + r_1 \sin \alpha_1$$

А затем определить координату точки 2':

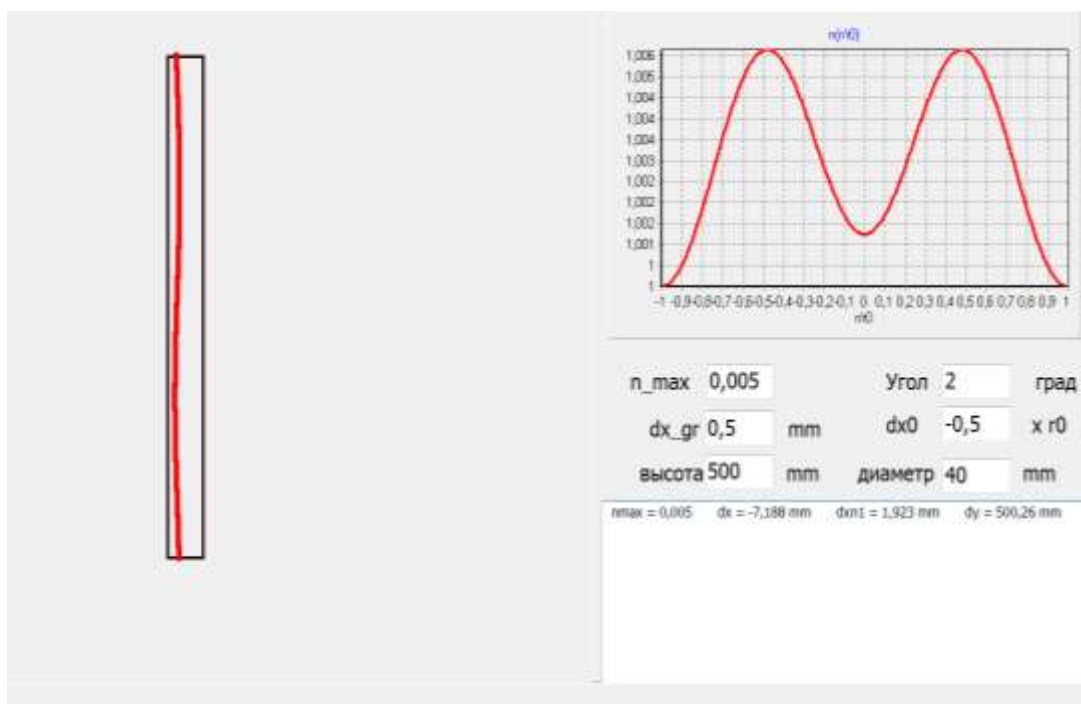
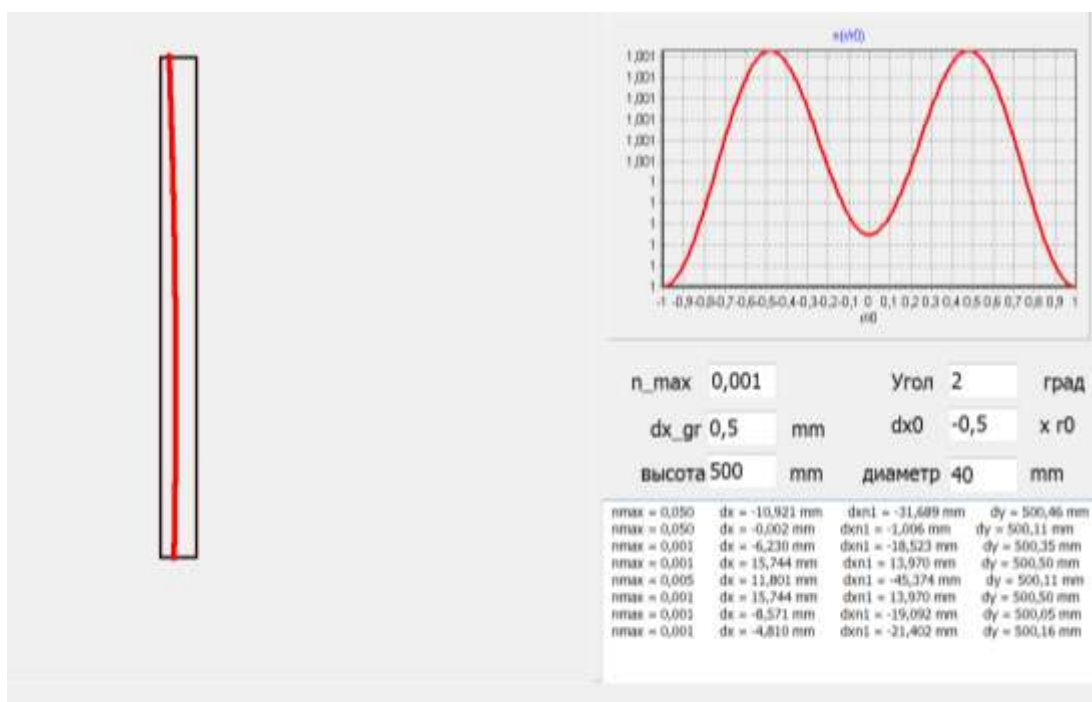
$$x_2 = x_1 + a \sin \alpha_1, \quad y_2 = y_1 - a \cos \alpha_1$$

После этого все повторяется снова.

На следующих рисунках приведены зависимости коэффициента преломления n и коэффициента поглощения χ от длины волны ω ($\omega = c/\lambda$) при различных значениях исходных параметров.



Результаты компьютерного моделирования распространения лазерного излучения в плазме с различными характеристиками среды приведены на следующих рисунках.



Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (Госконтракты № П554) и РФФИ, проект № 10-02-01022-а.

TIME-RESOLVED INTEGRAL-GEOMETRIC METHODS IN PLASMA DIAGNOSTICS

A. Aliverdiev¹, A. Amirova², M. Karimov³, K. Karimov³, and M. Magomedov³

¹ IGR DSC RAS, Makhachkala, Russia

² IP DSC RAS, Makhachkala, Russia

³ DSU, Makhachkala, Russia

E-mail: aliverdi@frascati.enea.it

In the end of XX century with development of technical basis, there was appeared an opportunity to apply such radiation characteristics, as velocity, coherence, phase etc. for the test of internal structure. There were raised spectrotomography [1], chronotomography [2], stochastic emission correlation tomography [3], photoacoustic tomography [4,5], etc, which very distinguished from tradition tomographic methods.

Thus, there were developed some approaches, which used some specific information of a registered signal. One kind of this information is a signals velocity. Considering some different methods, we have attempted to generalize them using the registered signal velocity in framework of chronotomography, and to solve some general and specific problems. [5-7] We've shown that the time-resolved examination of processes, which velocity is comparable to velocity of a registered signal with the absence of the account of one by virtue of the incorrectness of the 2D inverse problem, can results in the essential error in a final output. We have shown [6] also that the application of registered signal velocity gives a key opportunity to transfer the problem to a spatial-time plane, stating it on a joint of a chronotomography and spectrotomography and have considered series of approaches and applications, including the schemes of emission thomography using: third harmonic generation, four-wave interaction and active spectroscopy of combination scattering. [7,8] Here we present some mathematical solutions and computer simulations.

In the same frameworks we consider a direct Radon transformation in time-spatial square for the experimental testing, for the interpretation of a time-resolved dependence of a nanosecond gas-breakdown spontaneous radiation [9, 10], for the speckle velocimetry [11] and for the analysis of time-dependence of the streak-camera image of a laser plasma [12-14]. Some results of applications of our methods for different experiments and computer tests are presented and discussed.

The submitted results have both methodological and applied significance for physical diagnostics, and the common consideration of different applications in the frameworks of a chronotomography gives a good potential for a fruitful exchanging of ideas between considered fields.

The work was partially supported by SPIE, ESF (SILMI, 3964), and Russian Foundation of Basic Research (12-01-96501 and 12-01-96500).

- [1] В.В. Пикалов, Н.Г. Преображенский. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы // Новосибирск: Наука (1987)
- [2] Г.Г. Левин, Г.Н. Вишняков. Оптическая томография // Москва: Радио и связь (1989)
- [3] M.G. Karimov, *J. Exp. Theor. Phys.*, **90** 584-591 (2000)
- [4] В.Э. Гусев, А.А. Карабутов, Лазерная оптоакустика. // Москва: Наука (1991)
- [5] A.A. Aliverdiev, et al, *Quantum Electronics*, **30**, 1115-1117 (2000)
- [6] A.A. Aliverdiev, *Tech. Phys.*, No. 9 1102-1103 (1997)
- [7] M.G. Karimov and K.M. Karimov, *Proc. of International Conference and Nonlinear Optics ICONO/LAT* (St.-Petersburg, Russia) (2005)

- [8] M.G.Karimov, et al., *Technical Digest of the International Conference on Coherent and Nonlinear Optics ICONO-2007* (Minsk, Belarus), IO8-76 (2007)
- [9] A.A. Aliverdiev, *Proc. of 5th International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (Nagoya, Japan), **4**, 59-60 (2001)
- [10] A.A. Aliverdiev and N.A. Ashurbekov, *Rus. Phys. J.*, **47** 331–332 (2004)
- [11] A. Aliverdiev, et al., *Tech. Phys.*, **48**, 1460–1463 (2003)
- [12] A. Aliverdiev, et al., *Phys. Rev. E*, **78**, 046404 (2008)
- [13] A. Aliverdiev, et al., *Plasma Phys. Control Fusion*, **50**, 105013 (2008)
- [14] A. Аливердиев, Мониторинг – наука и технологии, № 2, 57-60 (2012)

ВЗАИМОСВЯЗЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА С УЧЕТОМ МАГНИТНОГО ПРОТИВОДАВЛЕНИЯ

Эльдаров Ш.Ш., Омаров О.А., Гаджиев А.М.
eumar@mail.ru, amgadzhiev@mail.ru

При параметрах разрядного контура обеспечивающих скорость поступления энергии в разрядный промежуток достаточную для формирования ударной волны (УВ) уменьшение ее амплитуды, в соответствии с общим энергетическим принципом, должно привести к повышению температуры в центральной части столба разряда. Таким образом, в принципе представляется возможность с помощью магнитного поршня, противодействующего на плазменный поршень, управлять скоростью газодинамических процессов [1].

На рис. 1 представлен график зависимость отношения интенсивности излучения из фронта УВ $I_{УВ}$ к интенсивности излучения центральной части токоведущего канала разряда I_K для значений $H=0$ (а) и $H \sim 10^6$ А/м (б). Видно, что с течением времени это отношение убывает вплоть до момента гашения разряда.

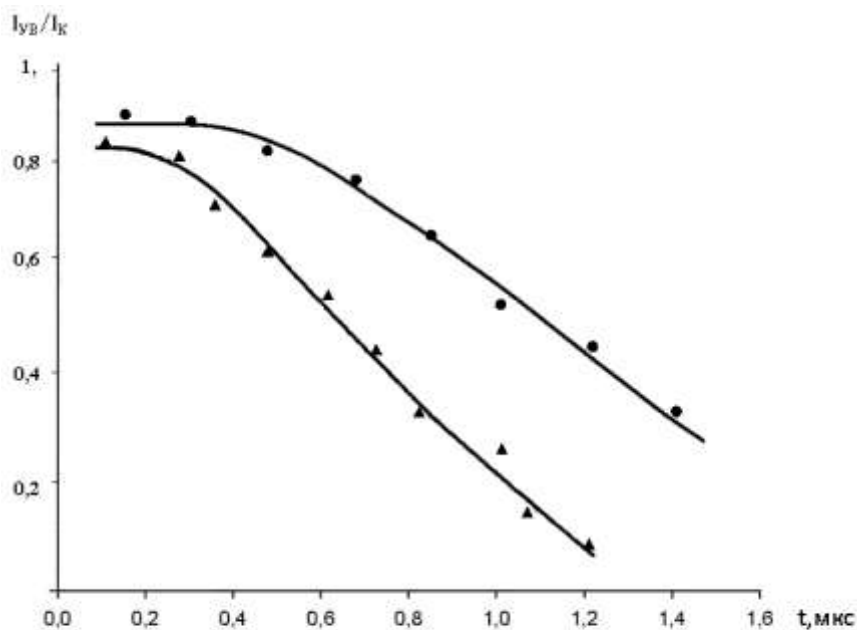


Рис.1. Изменение во времени отношения интенсивности излучения из фронта УВ к интенсивности излучения центральной части канала для значений $H=0$ и $H \sim 10^6$ А/м

Наличие магнитного поля способствует ускорению во времени этого спада и уменьшению отношения $I_{УВ}/I_K \approx 0,82$ для случая $H=0$ и составляет значение 0,68 при $H \sim 10^6$ А/м. Эти закономерности свидетельствуют, на наш взгляд, ускорению процесса размытия фронта УВ под воздействием магнитного противодействия на плазменный поршень.

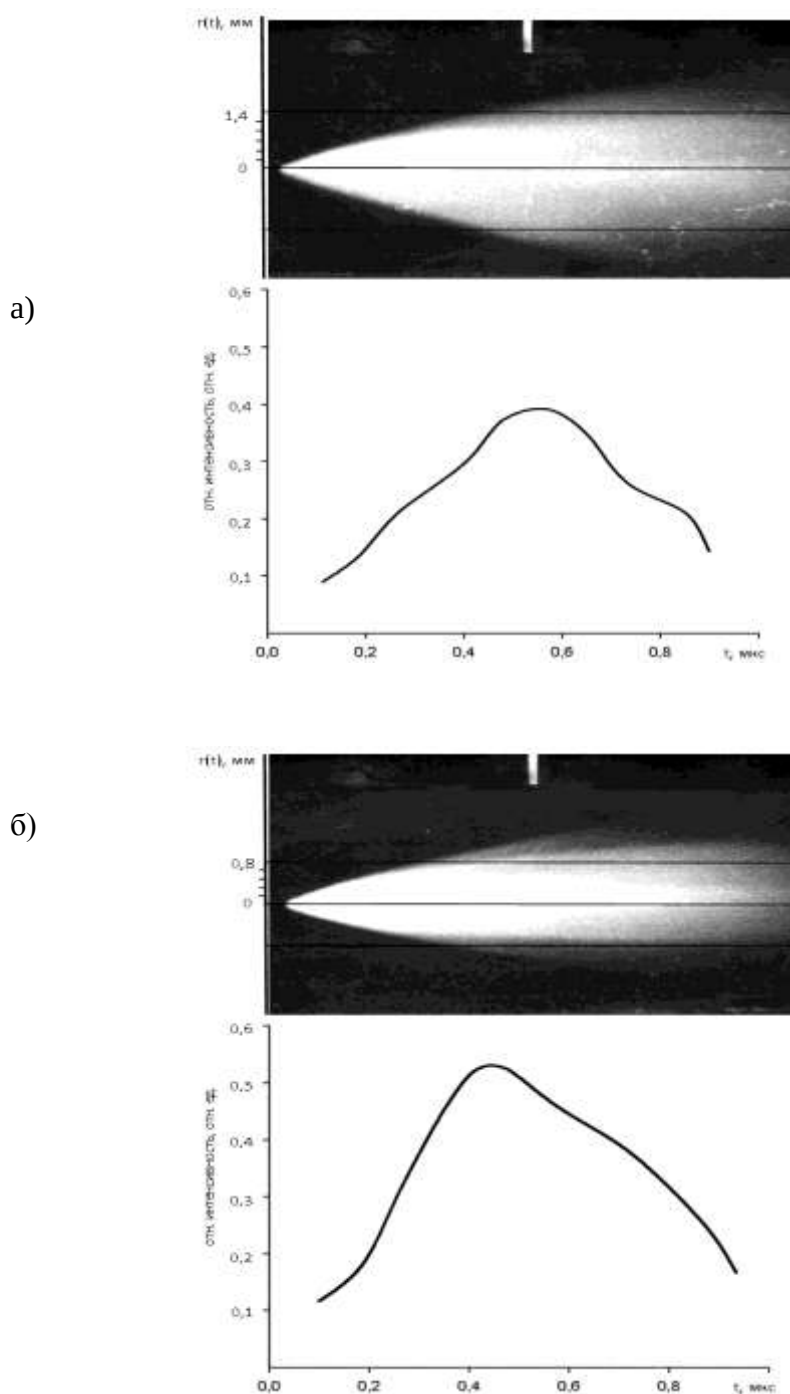


Рис. 2. СФР-граммы канала разряда и осциллограммы импульса излучения для спектральной линии $\lambda=3559,51\text{\AA}$, синхронизированные во времени, для значений: а) - $H=0$; б) - $H\sim 10^6\text{ A/m}$

Следует ожидать, что между скоростью и характером протекания газодинамических процессов и спектральной плотностью энергетической яркости излучения существует определенная взаимосвязь обусловленная общим принципом перераспределения энергии по внешним и внутренним степеням свободы частиц. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов излучения для спектральной линии Ag

3559,51 Å и СФР-граммы канала разряда для случаев $H=0$ (а) и $H \sim 10^6$ А/м (б). Видно, что в присутствии магнитного поля газодинамическое развитие разряда замедляется, а яркость излучения линий из центральной части канала, наоборот, повышается. Рост удельного энерговклада приводит к одновременному росту скорости газодинамического развития и яркости свечения спектральных линий [2].

Следует заметить, что изменение яркости сечения спектральных линий при наложении магнитного поля носит дифференциальный характер, в то время как рост энерговклада способствует почти равномерному повышению яркости свечения во всем диапазоне длин волн. Так, например, для спектральной линии $\text{ArII } 4481,81 \text{ Å}$ повышение яркости свечения при наложении магнитного поля $H \sim 10^6 \text{ А/м}$, примерно на 30% меньше чем для линии $\text{Ar } 3559,51 \text{ Å}$, в то время как увеличение перенапряжения на 30-40% способствует повышению яркости обеих линий почти в 1,5 раза. Это, очевидно, свидетельствует в пользу того, что магнитное поле способствует изменению характера распределения вводимой в разряд энергии по внешним и внутренним степеням свободы частиц газа.

Литература

1. Эльдаров Ш.Ш., Омаров О.А. Газодинамические закономерности формирования и развития канала импульсного разряда высокого давления. // Прикл. физ. № 1, 2001 г. с. 48-55.;
2. Эльдаров Ш.Ш., Омаров О.А. Перераспределение спектральной плотности энергетической яркости излучения в магнитном поле./ сб.тез.V рос.конф. «Физич. Электроника». Махачкала 2008, с.123-126.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Рагимханов Г.Б, Гаджиев М.Х., Курбанисмаилов М.В.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

e-mail:gb-r@mail.ru

Неравновесная низкотемпературная плазма высокого давления на сегодняшний день широко используется в качестве активной среды для накачки газовых технологических лазеров. Следовательно, исследование кинетики процессов в таких средах представляется весьма актуальным.

В данной работе представлены результаты численного расчета кинетических процессов в плазме импульсного объемного разряда (ОР) в аргоне атмосферного давления.

В использованной плазмохимической модели аргона учитывались 3 эффективных возбужденных атомарных уровней, 2 эксимерных уровня и 3 сорта ионов. Данные об учитываемых сортах частиц приведены в таблице 1.

Таблица 1

Тип иона	Энергия, eV	Компоненты эффективного уровня
Ar	0	$2p^1S_0$
Ar^*	11.578	$4s[3/2]_2, 4s'[1/2]_0$
Ar_r^*	11.726	$4s[3/2]_1, 4s'[1/2]_1$
Ar^{**}	13.171	$4p[1/2]_1, 4p[5/2]_3, 4p[3/2]_1, 4p[3/2]_2$ $4p[1/2]_0, 4p'[3/2]_2, 4p'[3/2]_2, 4p'[1/2]_1, 4p'[1/2]_0$
Ar^+	15.76	Ar^+ (основное состояние)
Ar_2^*	12.2	$Ar_2 (^3\Sigma_u^+), Ar_2 (^1\Sigma_u^+),$
Ar_2^{**}	13.42	Объединение многих разлетных и слабосвязанных состояний
Ar_2^+	14.53	Ar_2^+ (основное состояние)
Ar_3^+	143.33	Ar_3^+ (основное состояние)

Набор используемых плазмохимических процессов для аргона высокого давления представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Реакция	Константа	Комментарий
$e + Ar \rightarrow e + Ar$	k_1 (Свертка ФРЭ с сечением)	Упругое рассеяние
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar^*$	$k_2 >>>>$	Возбуждение метастабильного уровня
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar_r^*$	$k_3 >>>>$	Возбуждениерезонансного уровня
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar^{**}$	$k_4 >>>>$	Возбуждение
$e + Ar \leftrightarrow 2e + Ar^+$	$k_5 >>>>$	Прямая ионизация
$e + Ar^* \leftrightarrow e + Ar^{**}$	$k_6 >>>>$	Ступенчатое возбуждение
$e + Ar^* \leftrightarrow 2e + Ar^+$	$k_7 >>>>$	Ступенчатая ионизация
$e + Ar_r^* \leftrightarrow 2e + Ar^+$	$k_8 >>>>$	$>>>>$
$e + Ar^{**} \leftrightarrow 2e + Ar^+$	$k_9 >>>>$	$>>>>$
$e + Ar \leftrightarrow e + Ar$ $\Delta \varepsilon = 13,91 \text{ эВ}$	$k_{10} >>>>$	Остаток от полного возбуждения (входит только в уравнение баланса энергий электронов)
$Ar + Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^*$	$k_{11} = 4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Девозбуждение атомным ударом
$e + Ar^* \leftrightarrow e + Ar_r^*$	$k_{12} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Перемешивание
$e + Ar_2^* \leftrightarrow e + Ar_2^{**}$	k_{13}	Ступенчатое возбуждение эксимерного уровня
$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar + Ar^{**}$	$k_{14} = 1.1 \cdot 10^{-7} T_e^{-1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Рекомбинация
$Ar_3^+ + e \rightarrow 2Ar + Ar^{**}$	$k_{15} = 2.1 \cdot 10^{-7} T_e^{-1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$>>>>$
$2Ar + Ar^+ \rightarrow Ar + Ar_2^+$	$k_{16} = 2.5 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Ионная конверсия
$2Ar + Ar_2^+ \rightarrow Ar + Ar_3^+$	$k_{17} = 6 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	$>>>>$
$Ar + Ar_3^+ \rightarrow 2Ar + Ar_2^+$	$k_{18} = 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$>>>>$
$Ar + Ar_2^{**} \rightarrow 2Ar + Ar^+$	$k_{19} = 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Конверсия
$2Ar + Ar^* \rightarrow Ar + Ar_2^*$	$k_{20} = 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Конверсия в эксимеры
$2Ar^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{21} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Пенинговская ионизация
$2Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{22} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$>>>>$
$2Ar_r^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{23} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$>>>>$

$Ar^* + Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{24} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar^* + Ar_{\Gamma}^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{25} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar^* + Ar_2^* \rightarrow 2Ar + Ar^+ + e$	$k_{26} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar_{\Gamma}^* + Ar_2^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k_{27} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$2Ar_2^* \rightarrow 2Ar + Ar_2^+ + e$	$k_{28} = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar_2^* \rightarrow 2Ar$	$k_{29} = 3.8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	Излучение
$Ar_2^{**} \rightarrow Ar + Ar^*$	$k_{30} = 10^{11} \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar^{**} \rightarrow Ar^*$	$k_{31} = 3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	>>>>
$Ar_{\Gamma}^* \rightarrow Ar$	$k_{32} = 3.33 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	>>>>

Уравнения баланса для компонент плазмы:

1. Уравнение баланса для электронов

$$\frac{dn_1}{dt} = k_5 n_1 n_0 + k_7 n_1 n_2 + k_8 n_1 n_3 + k_9 n_1 n_4 - k_{14} n_1 n_8 - k_{15} n_1 n_9 + k_{21} n_2^2 + k_{22} n_4^2 + k_{23} n_3^2 + k_{24} n_2 n_4 + k_{25} n_2 n_3 + k_{26} n_2 n_6 + k_{27} n_3 n_6 + k_{28} n_6^2;$$

2. Уравнение баланса для Ar

$$\frac{dn_2}{dt} = k_2 n_1 n_0 - k_6 n_1 n_2 - k_7 n_1 n_2 + k_{11} n_0 n_4 - k_{20} n_0^2 n_2 - k_{21} n_2^2 - k_{24} n_2 n_4 - k_{25} n_2 n_3 - k_{26} n_2 n_6 + k_{30} n_7 + k_{31} n_4$$

3. Уравнение баланса для Ar^*

$$\frac{dn_3}{dt} = k_3 n_1 n_0 - k_8 n_1 n_3 + k_{12} n_1 n_2 - k_{23} n_3^2 - k_{25} n_2 n_3 - k_{27} n_3 n_6 - k_{32} n_3$$

4. Уравнение баланса для Ar^{**}

$$\frac{dn_4}{dt} = k_4 n_1 n_0 + k_6 n_1 n_2 - k_9 n_1 n_4 - k_{11} n_0 n_4 + k_{14} n_8 n_1 + k_{15} n_9 n_1 - k_{22} n_4^2 - k_{24} n_2 n_4 - k_{31} n_4$$

5. Уравнение баланса Ar^+

$$\frac{dn_5}{dt} = k_5 n_1 n_0 + k_7 n_1 n_2 + k_8 n_1 n_3 + k_9 n_1 n_4 - k_{16} n_0^2 n_5 + k_{19} n_0 n_7 + k_{21} n_2^2 + k_{22} n_4^2 + k_{23} n_3^2 + k_{24} n_2 n_4 + k_{25} n_2 n_3 + k_{26} n_2 n_6 + k_{27} n_3 n_6$$

6. Уравнение баланса Ar_2^*

$$\frac{dn_6}{dt} = -k_{13} n_1 n_6 + k_{20} n_0^2 n_2 - k_{26} n_2 n_6 - k_{27} n_3 n_6 - k_{28} n_6^2 - k_{29} n_6^2$$

7. Уравнение баланса Ar_2^{**}

$$\frac{dn_7}{dt} = k_{13}n_1n_6 - k_{19}n_0n_7 - k_{30}n_7$$

8. Уравнение баланса Ar_2^+

$$\frac{dn_8}{dt} = -k_{14}n_8n_1 + k_{16}n_0^2n_5 - k_{17}n_0^2n_0 + k_{18}n_0n_9 + k_{28}n_6^2$$

9. Уравнение баланса для Ar_3^+

$$\frac{dn_9}{dt} = -k_{15}n_9n_1 + k_{17}n_0^2n_8 - k_{18}n_0n_9$$

Для электронов коэффициенты подвижности и диффузии, а также константы процессов с их участием вычисляются сверткой сечений столкновений с функциями распределения (ФРЭ), полученными путем решения локального уравнения Больцмана как $\int \sigma(\varepsilon)f(\varepsilon)\varepsilon\sqrt{\frac{2e}{m}}d\varepsilon$. Сечения переходов с основного состояния атомов аргона и прочие сечения аргона в используемой плазмохимической модели были взяты из работы [1].

Результаты расчета и их анализ

Рассмотрим результаты расчета кинетики заряженных и возбужденных частиц в плазме газового разряда в аргоне атмосферного давления.

В частности, на рис.1 представлены характерные временные зависимости концентраций метастабильного Ar^* и резонансного Ar_r^* состояний атома аргона. Расчет показывает, что заселение указанных состояний происходит преимущественно в процессах ударного электронного возбуждения с основного состояния, а убыль в процессах ступенчатой ионизации.

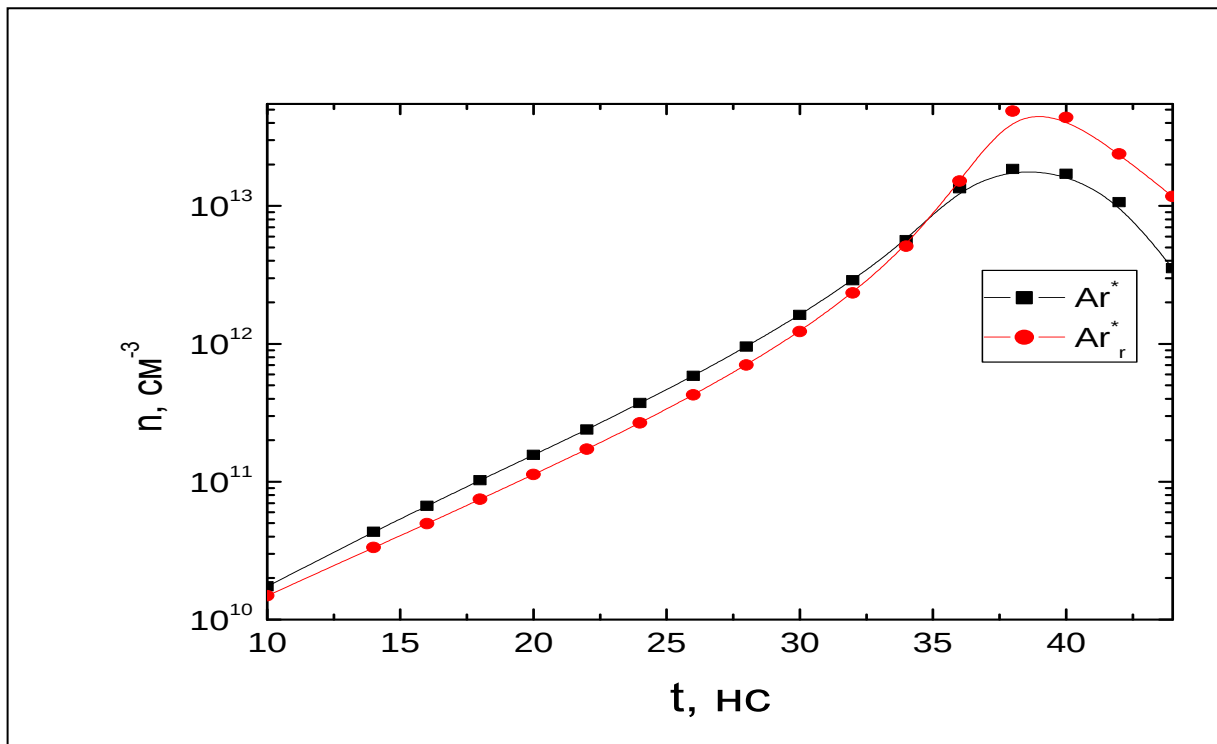


Рис.1

На рис.2 представлены характерные временные зависимости следующих компонент плазмы: электронов n_e , молекулярных ионов Ar_2^+ и Ar_3^+ а также эксимерных молекул аргона Ar_2 ($^3\Sigma_u^+$), Ar_2 ($^1\Sigma_u^+$).

При этом относительная концентрация эксимеров Ar_2^* существенно выше характерных концентраций эксимеров Ar_2^{**} . Эксимеры Ar_2^* могут служить эффективными резервуарами для вкладываемой энергии. Роль эксимерных молекул Ar_2^{**} в общей кинетике разряда не существен. Основным каналом приводящим к образованию таких молекул является конверсия.

Следует отметить, что на начальном этапе формирования импульсного объемного разряда в аргоне, рождение заряженных частиц происходит в реакциях ударной ионизации атомов аргона. С началом спада напряжения существенным оказывается вклад процессов ступенчатой ионизации.

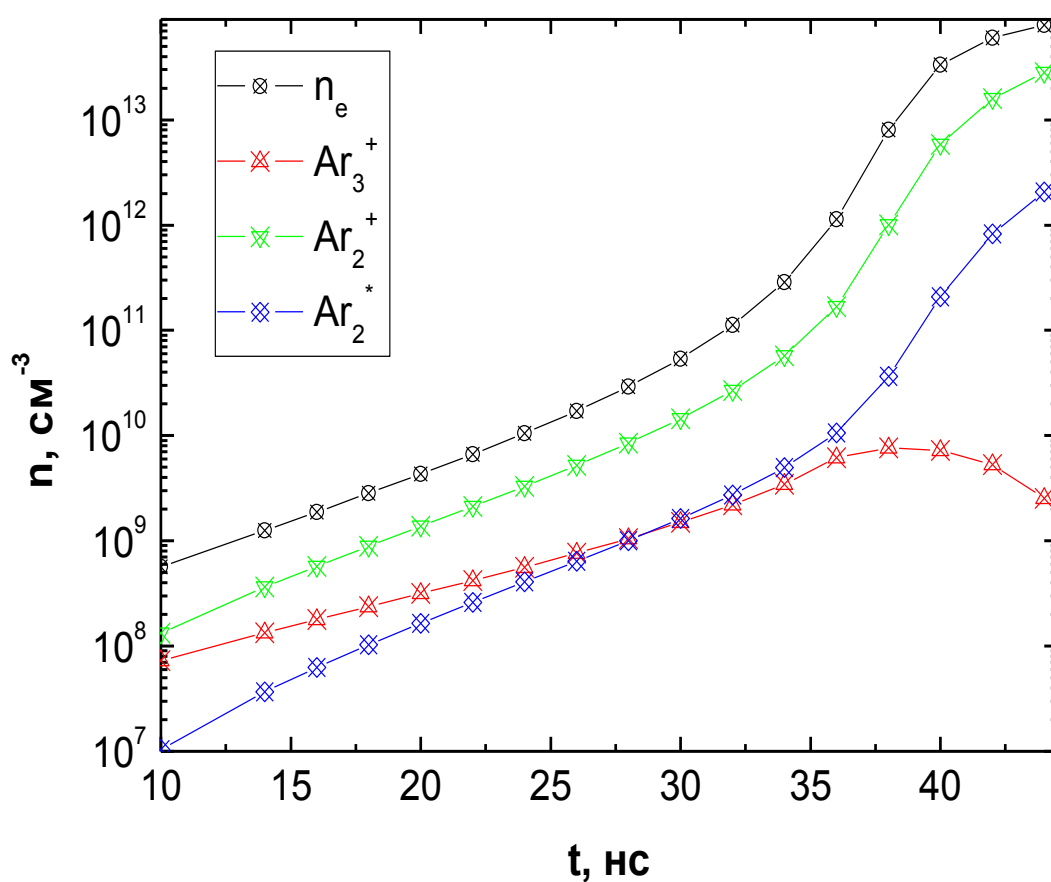


Рис.2.

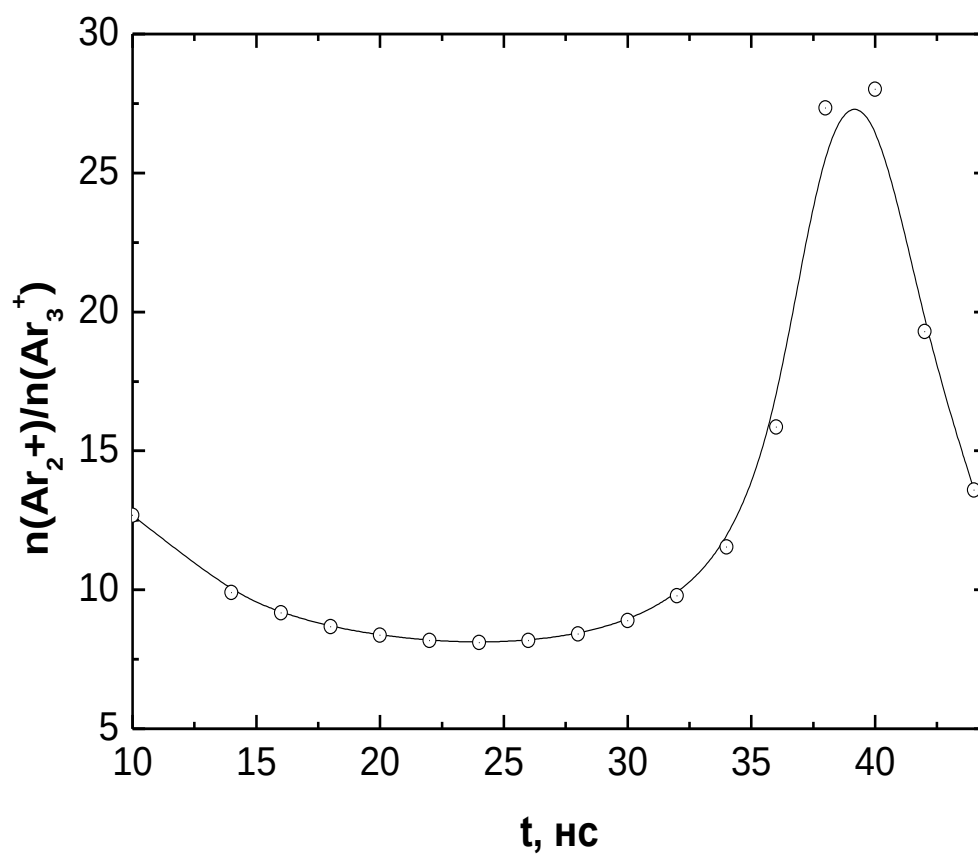


Рис.3.

Существенную роль в рождении заряженных частиц играют процессы ассоциативной ионизации, среди которых можно выделить следующие реакции: $2Ar^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$, $Ar^* + Ar^{**} \rightarrow Ar + Ar^+ + e$, $Ar^* + Ar_r^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$.

Гибель заряженных частиц происходит в процессах диссоциативной рекомбинации с участием молекулярных ионов. В частности, на рис.3 приведена характерная временная зависимость относительной концентрации молекулярных ионов аргона $n(Ar_2^+)/n(Ar_3^+)$. Из которого мы видим, что характерные значения концентрации ионов Ar_2^+ на порядок превышает концентрацию ионов Ar_3^+ . Расчеты также показывают, что основным рекомбинационным процессом в разряде является реакция диссоциативной рекомбинации с участием ионов Ar_2^+ . Образование таких комплексов в разряде преимущественно происходит в процессе конверсии ионов. Концентрация таких частиц существенно определяется температурой электронов, чем выше температура, тем ниже концентрация таких частиц.

Процессы диссоциативной рекомбинации приводят к образованию возбужденных атомов Ar^{**} ($4p[1/2]_1$, $4p[5/2]_3$, $4p[3/2]_1$, $4p[3/2]_2$, $4p[1/2]_0$, $4p[3/2]_2$, $4p[3/2]_2$, $4p[1/2]_1$, $4p[1/2]_0$).

Литература

1. Е.А. Богданов, А.А. Кудрявцев, Ф.С. Чирцов. Переход к затруднительному разряду с резкому изменению вольт-амперной характеристики при нагреве газа в коротком (без положительного столба) тлеющем разряде высокого давления // ЖТФ.2001.Т.81.Вып.1.С.59-63.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х., Рамазанова А. А.,
Хачалов М. Б.

Канальная стадия искрового разряда в газах высокого давления, несмотря на значительные потери энергии на расширение канала, обладает наибольшей яркостью. Значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на излучение.

Для построения теории искрового разряда и применение его в качестве источника излучения важно знать оптические параметры плазмы.

Спектр излучения формирующегося искрового канала обладает достаточной интенсивностью и начинает регистрироваться на аэрофотоплёнке «изопанхром» чувствительностью 5000 ед. при токах разряда 40-50 А [1]. Излучение прорастающего искрового канала регистрируется через 60-80 нс после появления катодного пятна (начало резкого роста тока).

Спектр предискрового диффузного канала характеризуется в основном линиями атомарного аргона. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI: 442, 3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм, 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05 – 0,1 нм), что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях некоторые ионные линии ArII 372,9 нм, 358,8 нм, 354,5 нм с потенциалами возбуждения соответственно 19,96 эВ, 22,94 эВ, 24,62 эВ, а также интенсивный континуум в области 350-360 нм.

Через 150-200 нс яркость ионных линий возрастает (см. рис. 1) и начинает регистрироваться непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн (рис. 2). Максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения возрастает, возрастает также яркость ионных линий в ультрафиолетовой области: ArII – 280,6 нм, ArIV – 280,9 нм и линий материала электродов Al – 280,1 нм, 281,6 нм. Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля уменьшается.

В таблице 1 даны значения интенсивностей трех линий однократно ионизованного аргона при различных значениях напряженности магнитного поля для $t = 300$ нс.

Как видно из рисунка, с увеличением напряженности магнитного поля, максимум энергии смещается в коротковолновую область спектра: при $H=0$, $\lambda_{\text{max}}=420$ нм; при $H=140$ кЭ – 400 нм; при $H=200$ кЭ – 380 нм.

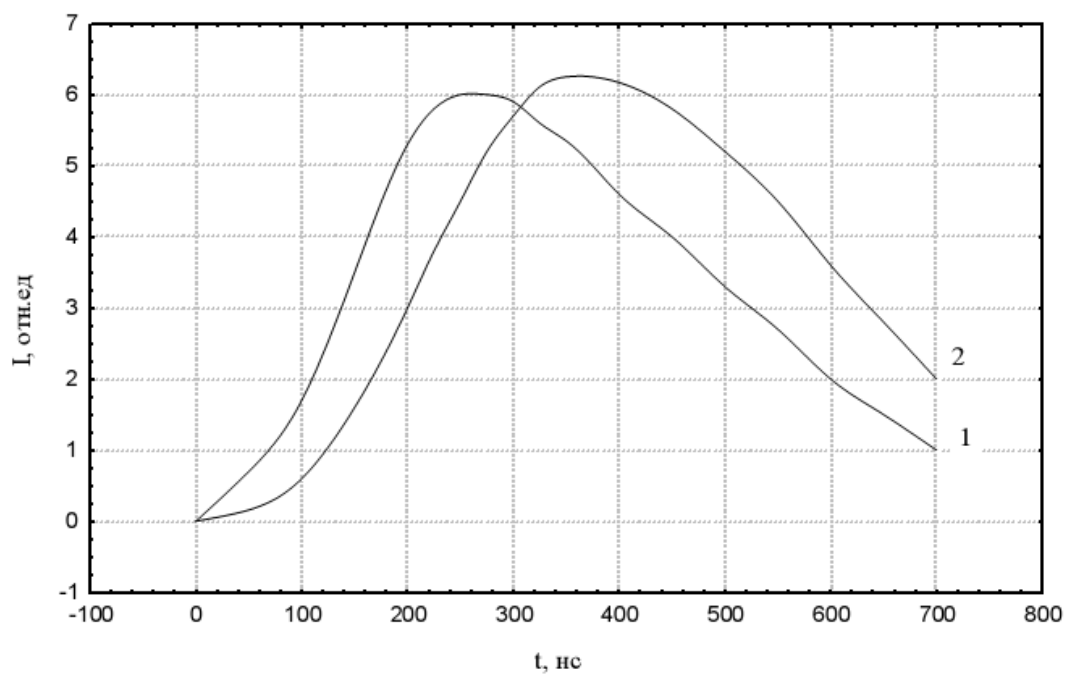


**Рис.1. Интенсивность спектральных линий плазмы искрового канала
1) ArI 442,3 нм; 2) ArII 422,8нм**

Таблица 1

№ 1	λ , нс	Интенсивность в относит. ед.			
		H=0	H=80кЭ	H=140кЭ	H=200кЭ
1	480,6	10	9,12	8,13	7,9
2	4545	3,39	3,3	3,21	3,16
3	4228	2,51	2,49	2,44	2,39

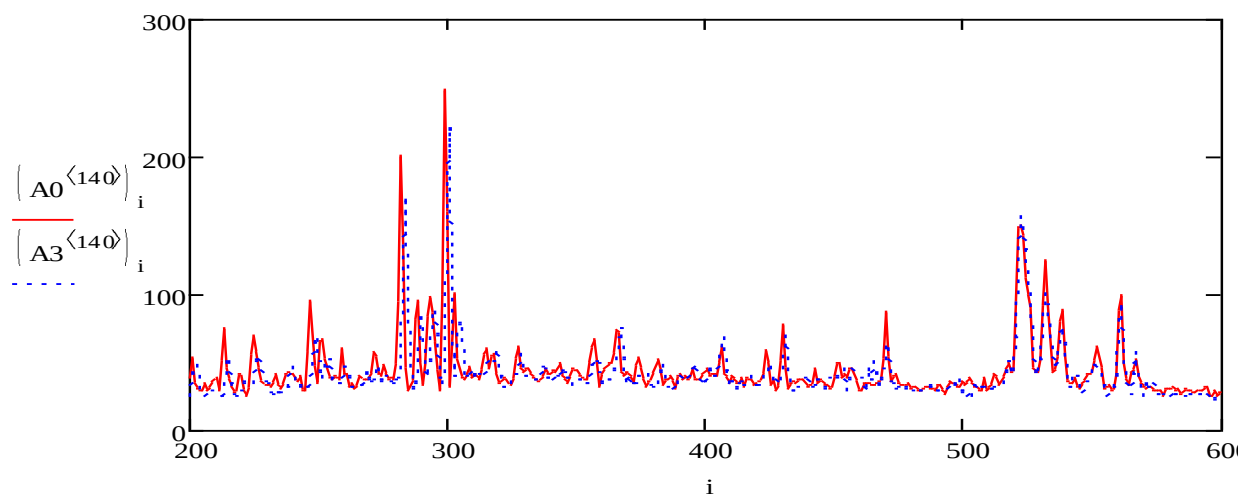
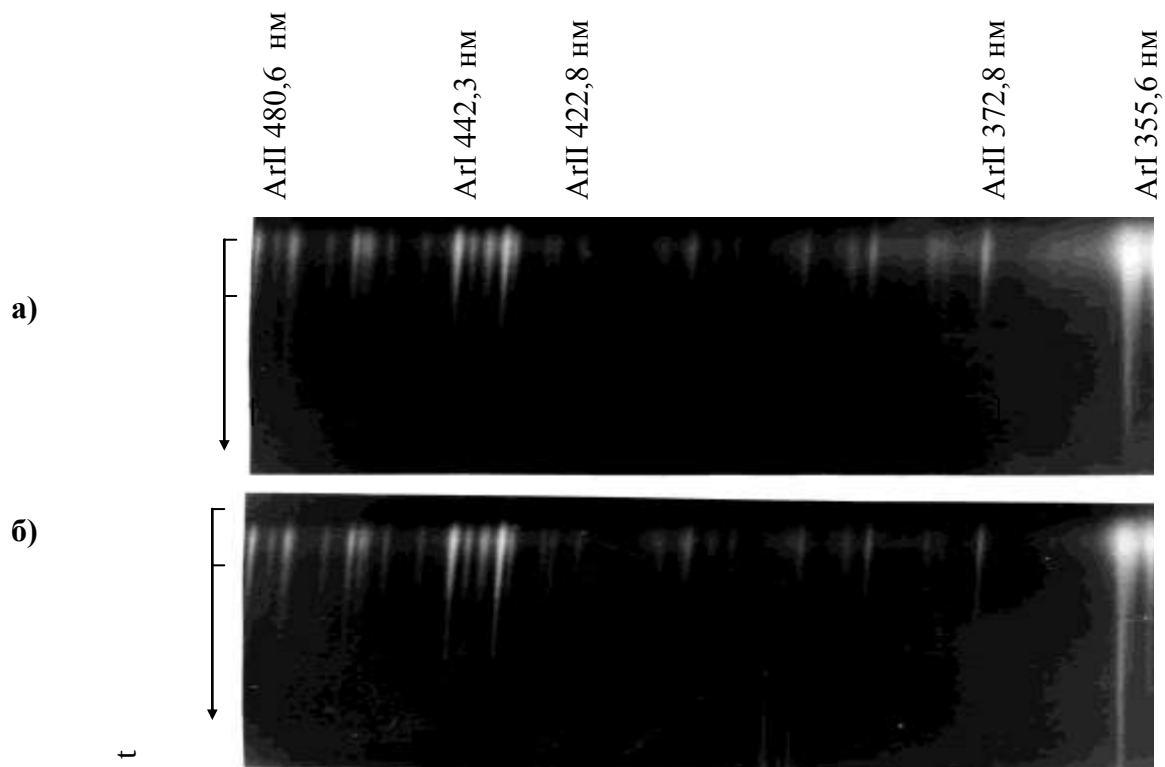


Рис. 2. Спектрохронограмма участка спектра 350-481 нм
а) $H=0$, б) $H=200 \text{ кЭ}$

Возрастание интенсивности непрерывного излучения иллюстрирует рисунок 4

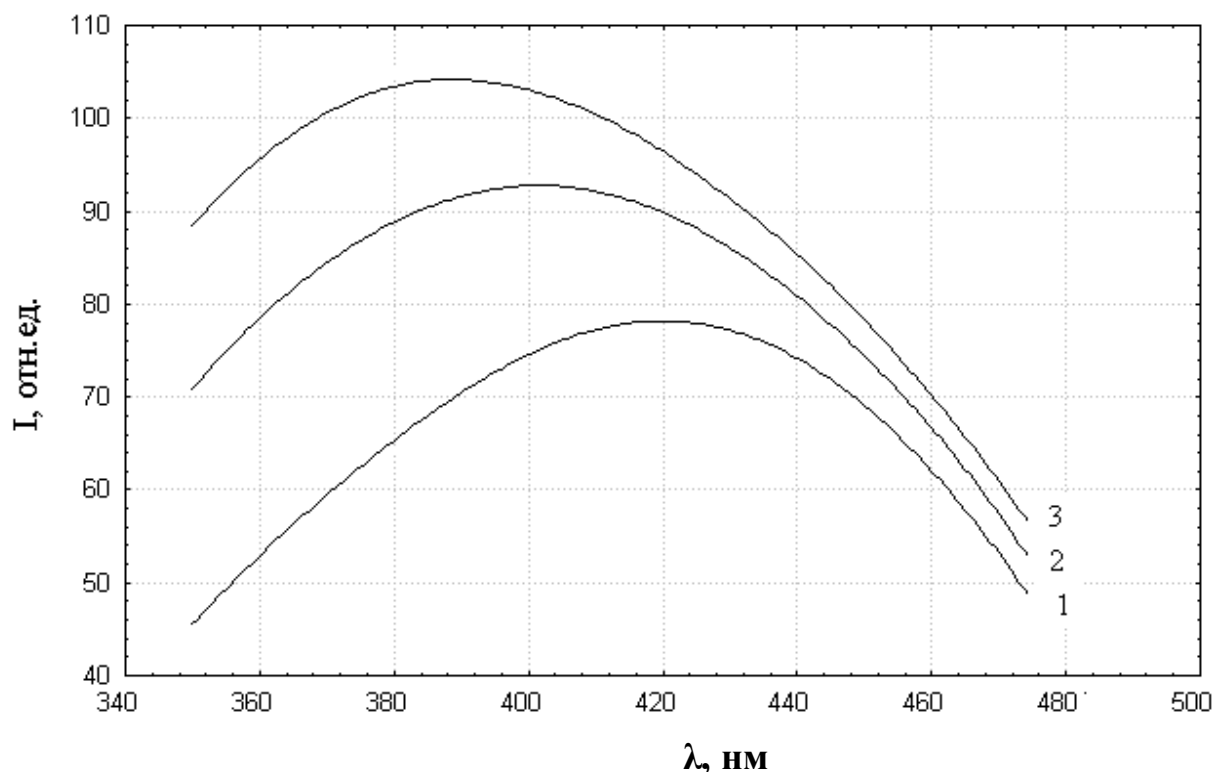


Рис. 3. Интенсивность непрерывного излучения искрового канала

1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ

($E/p=9$ В/см·Торр., $t = 300$ нс). Таким образом, спектральный состав излучения искрового канала зависит от напряженности магнитного поля [2]. Длительность светового импульса составляет ≈ 1 мкс, хотя некоторые линии атомарного аргона излучаются в течении 6-8 мкс. В магнитном поле длительность импульса излучения незначительно возрастает.

Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью расширения искрового канала. А скорость расширения является функцией скорости ввода энергии. Следовательно, увеличение скорости энерговыклада приведет к росту влияния магнитного поля на характеристики искрового канала, в том числе и спектральные. Уменьшение в магнитном поле скорости поперечного переноса фронта ионизации обуславливает изменение в распределении энергии, соответственно изменение спектрального состава излучения плазмы [3]. Этот результат может быть использован для формирования импульсов излучения с крутым передним фронтом ($\sim 10^{-7}$ с) и регулируемым спектральным составом. Кроме того, доля энергии, идущей на излучение в магнитном поле возрастает, т.е. увеличивается к.п.д. излучения искрового канала.

Для объяснения экспериментально наблюдаемых закономерностей следует определить влияние магнитного поля на температуру и плотность плазмы. Температура плазмы искрового канала определялась методом относительных интенсивностей спектральных линий, основанным на том, что для плазмы в состоянии ЛТР (локального термодинамического равновесия) отношение интенсивностей линий может быть записано так:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{f_1 g_1 \lambda_2^3}{f_2 g_2 \lambda_1^3} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right), \quad (1)$$

где f_1 – сила осциллятора линии длиной волны λ_1 , E_1 – энергия возбуждения, g_1 – статистический вес уровня; для линии λ_2 аналогичные величины обозначены индексом «2». Формула (1) применима к линиям одинаковой кратности ионизации.

Линии, используемые для измерения температуры, должны удовлетворять определенным требованиям: должны быть известны параметры этих линий, отсутствовать самопоглощение и т.д. Для аргона наиболее удобным оказались линии ArII – 448,18 нм, 454,5 нм, 480,6 нм, 476,4 нм, 484,7 нм. Во-первых, эти линии являются достаточно яркими в спектре излучения канала, во-вторых, для этих линий табулированы параметры [4], входящие в (1). Для большинства линий аргона искажение профиля линии за счет самопоглощения незначительно [5]. Оптическая толщина при $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $kT=3$ эВ для линии 480,6 нм составляет 1 см, что намного больше характерного размера канала. Проверка самопоглощения линий совмещением каждой точки излучающего объема с его изображением также показало, что плазму для этих линий можно считать прозрачной. Наличие полного ЛТР в плазме искрового канала можно проверить по критерию Грима [6] для однородной нестационарной плазмы.

Значение электронной температуры, вычисленное по относительной интенсивности спектральных линий ArII при токе разряда 50 А, оказались равными в пределах погрешности эксперимента, что указывает на достоверность измерений [7]. Электронная температура, определенная по формуле (1) для момента $t=40$ нс после начала резкого роста тока $T_e \approx 5,2 \cdot 10^4$ К. Время выравнивания температуры электронов и ионов можно определить по скорости передачи энергии от электронов к ионам. Частота

электрон-ионных столкновений $\nu = n_e \pi e^4 \bar{v} \frac{\ln \Lambda}{(kT_e)^2}$, а время передачи энергии

$$\tau_{ei}^* = (\delta \nu_{ei})^{-1} \sim \frac{M}{m} \frac{(kT)^2}{\pi e^4 n_e \bar{v}}.$$

Для $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\tau_{ei}^* \sim 10^{-8}$ с. Таким образом, при $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ время выравнивания температуры электронов и ионов составляет $\sim 10^{-8}$ с. С момента замыкания промежутка ярким искровым каналом магнитное поле приводит к увеличению температуры плазмы канала.

В таблице 2 даны значения T при различных напряженностях магнитного поля на стадии быстрого расширения ($t=300$ нс).

Таблица 2

$\lambda, \text{ нм}$	$T, 10^4 \text{ К}$		
	H=0	H=140 кЭ	H=200 кЭ
$\left\{ \begin{array}{l} 448,18 \\ 454,5 \end{array} \right.$	3,6	3,9	4,1
$\left\{ \begin{array}{l} 480,6 \\ 476,4 \end{array} \right.$	3,9	4,4	4,6
$\left\{ \begin{array}{l} 484,7 \\ 476,49 \end{array} \right.$	3,6	3,8	4,0
Средняя	3,7	4,03	4,23

Как видно из приведенных результатов измерений, продольное магнитное поле на стадии расширяющегося канала приведет к увеличению температуры. Это следует и из баланса энергии, так как доля энергии идущая на расширение канала в магнитном поле уменьшается, то доля идущая на излучение и увеличение внутренней энергии плазмы должна возрастать. в этой связи, представляется перспективным использование искрового разряда в магнитном поле в качестве импульсного источника излучения, работающей в ультрафиолетовой области спектра.

На стадии медленного расширения канала, т.е. начиная с момента $t=500$ нс интенсивность непрерывного излучения уменьшается, уменьшается также интенсивность ионных линий, в то время как яркость линий нейтрального аргона 394,89 нс, 392,9 нс и линий алюминия АII – 302,9 нс, 308,2 нс; АIII – 281,6 нс, 280,1 нс возрастает. В продольном магнитном поле с момента $t=700$ нс сильно возрастает свечение линий ArI 394,89 нс; ArII 280,6 нс; ArIV 280,9 нс и алюминия 281,6 нс; 280,1 нс; 309,27 нс и 308,216 нс (см. рис. 2). Соответствующие изменения обнаруживает и температура: в отсутствии магнитного поля температура быстро падает ($t=1,5$ мкс, $T \approx 28000$ К); в магнитном поле скорость изменения температуры уменьшается ($t=1,5$ мкс, $T \approx 26000$ К) (см. рис. 4).

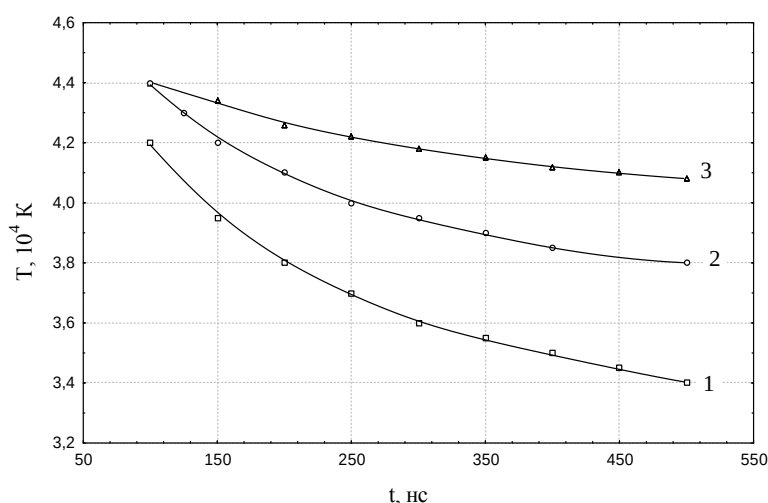


Рис 4. Температура плазмы канала

1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ

Таким образом, при индуктивности разряда цепи $L \sim 10^{-6}$ Гн и емкости зарядного конденсатора $5 \cdot 10^{-8}$ Ф формируется световой импульс длительностью $(1-2) \cdot 10^{-6}$ с, с крутым передним фронтом ($\sim 10^{-7}$ с). Максимум излучаемой энергии в магнитном поле смещается в коротковолновую область спектра, что является следствием увеличения температуры плазмы. Для температуры и $\lambda_{\max}$ выполняется соотношение

$$\lambda_{\max} \cdot T = 1,576 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{нм}.$$

Температура определенная по проводимости плазмы для момента $t=1,0$ мкс равна 25000 К, а по относительной интенсивности спектральных линий 31000 К. Расхождение этих величин составляет приблизительно 20%.

Ширина спектральных линий при высоких концентрациях заряженных частиц определяется шарковским механизмом уширения [8]. Этот факт лежит в основе метода определения концентрации заряженных частиц по измеренной ширине спектральных линий. Контуры спектральных линий однозначно определяются

плотностью электронов в том случае, когда уширение другими механизмами (доплеровским, вандер-ваальсовским, зеемановским) можно пренебречь. Оценим вклад различных механизмов в уширение линий ионизованного аргона. При плотностях электронов 10^{16} см^{-3} ударная полуширина линии ArII 480,6 нм ($kT_e = 4 \text{ эВ}$) составляет – 0,1 нм [6]. На канальной стадии максимальная напряженность соответственно равна

$$H = \frac{2F}{cr} \approx 5000 \text{ Э},$$

тогда уширение собственным магнитным полем будет равно

$$\Delta\lambda_n \approx \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{eH_k}{mC^2} \approx 0,002 \text{ нм}.$$

Доплеровское уширение для линии ArII 480,6 нм $\Delta\lambda_d \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \cdot \left(\frac{T}{A}\right)^{1/2}$ при температуре $T = 4 \cdot 10^4 \text{ К}$, пренебрежимо мало $\sim 10^{-3} \text{ нм}$. Ван-дер-ваансовское уширение на канальной стадии отсутствует, т.к. в плазме канала нейтральные атомы за очень малые времена выгорают.

В широком интервале электронных плотностей и температур полуширина ионных линий приближенно равна:

$$\Delta\lambda_{0,5} \approx 21 \left[1,75 \cdot 10^{-4} \cdot n_e^{1/4} (1 - 0,01 n_e^{1/6} \cdot T_e^{1/2}) \right] \cdot 10^{16} \omega \cdot n_e, \quad (2)$$

где α - параметр ионного уширения и ω – ударная электронная полуширина, для данной линии даны в [9].

В случае линейного штарк-эффекта полуширина спектральных линий определяется выражением [8]:

$$\Delta\lambda_{0,5} = 1,25 \cdot 10^{-19} \alpha_{0,5}(n_e) \cdot n_e^{2/3}, \quad (3)$$

где $\alpha_{0,5}$ – приведенная полуширина спектральной линии. Значения приведенной полуширины $\alpha_{0,5}$ для линий ионизованного гелия при электронных плотностях от 10^{13} до 10^{19} см^{-3} и различных температурах приведены в [8]. Так как $\alpha_{0,5}$ меняется достаточно медленно с изменением температуры, можно воспользоваться графиком зависимости приведенной полуширины от концентрации при постоянном значении температуры. На основании формулы (3) и табличных значений $\alpha_{0,5}$ графически представлялась зависимость $\Delta\lambda_{0,5}(n_e)$. сравнивая измеренное значение полуширины спектральной линии определялась концентрация в плазме разряда в гелии.

Концентрация плазмы по полуширинам ионных линий аргона определялась из спекрохронограмм, снятых с помощью спектрографа ИСП-30, сочлененного с фоторегистратором ВФУ-1. Щель спектрографа при записи спектра была ровно 0,08 мм. Спектры фотометрировались с помощью микрофотометра ИФО – 451. Поскольку щель спектрографа значительно больше нормальной, дисперсионный истинный контур при щелевой аппаратной функции и спектрографа трансформируется в наблюдаемый:

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{2 \arctg(\delta\lambda / \Delta\lambda_{0,5})} \left[\arctg \frac{(2\lambda + \delta\lambda)}{\Delta\lambda_{0,5}} - \arctg \frac{(2\lambda - \delta\lambda)}{\Delta\lambda_{0,5}} \right], \quad (4)$$

где $\delta\lambda = S \frac{d\lambda}{dl}$ - аппаратная ширина. Из формы наблюдаемого контура (4) полуширина контура $\Delta\lambda_{0,5}$ выражается через наблюдаемую полуширину $\Delta\lambda'_{0,5}$ следующим образом

$$\Delta\lambda_{0,5} = \sqrt{\Delta\lambda_{0,5}^{\prime 2} - \delta\lambda^2} \quad (5)$$

При таком определении $\Delta\lambda_{0,5}$ погрешность измерения может составить большую величину, так как $\Delta\lambda'_{0,5}$ близка к $\delta\lambda$ (при щелевой аппаратной функции). Если выразить полуширину $\Delta\lambda_{0,5}$ через ширину наблюдаемого контура $\Delta\lambda_{0,25}$ на высоте $I_0/4$ получится соотношение, которое позволяет с меньшей погрешностью определить $\Delta\lambda_{0,5}$

$$\Delta\lambda_{0,5} = \sqrt{\frac{2\sqrt{\Delta\lambda_{0,25}^4 + (\delta\lambda)^4} - \delta\lambda^2 \cdot \Delta\lambda_{0,25} - \Delta\lambda_{0,25}^2 - \delta\lambda^2}{3}}. \quad (6)$$

Полуширина линии ArII 480,6 нм, измеренная при токе $I=600$ А ($t=300$ нс) оказалась равной 0,42 нм, тогда с учетом ударной электронной полуширины ω , найденной для $T=36000$ К из таблицы Грима [6], плотность электронов равна

$$n_e \approx \frac{\Delta\lambda_{0,5} \cdot 10^{16}}{2 \cdot \omega} \approx 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

для линии ArII 422,8 нм $\Delta\lambda_{0,5} = 0,24$ нм, соответственно

$$n_e \approx \frac{2,4 \cdot 10^{16}}{2,56 \cdot 10^{-3}} \approx 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, плотности, определенные по полуширинам различных линий, оказались близкими.

Значение газокINETического давления в канале $P = nkT$ находится в хорошем согласии со значением, полученным по скорости расширения $v \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ ($t=300$ нс).

Во внешнем магнитном поле напряженностью $H \ll H_0 = 4\pi mc^2 \cdot \frac{\Delta\lambda_{0,5}}{e\lambda}$ ширина спектральных линий соответствует штарковской ширине. При выполнении обратного неравенства уширение магнитным полем преобладает над штарковским.

Следовательно, плотность заряженных частиц однозначно определяет штарковскую полуширину спектральных линий в магнитных полях напряженностью $H \leq 8,6 \cdot 10^4 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ (для линии 480,6 нм) и $H \leq 1 \cdot 10^5 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ для линии 422,8 нм.

Так при $H = 50$ кЭ полуширина линии 480,6 нм, обусловленная магнитным полем равна 0,05 нм, а измеренная полуширина 0,5 нм. Это соответствует концентрации $n_e \approx 2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т.е. во внешнем магнитном поле концентрация заряженных частиц увеличивается.

Таким образом, плазма искрового канала в аргоне характеризуется высокой степенью ионизации и плотностью заряженных частиц $\sim 10^{18}$, которая по мере расширения канала резко уменьшается.

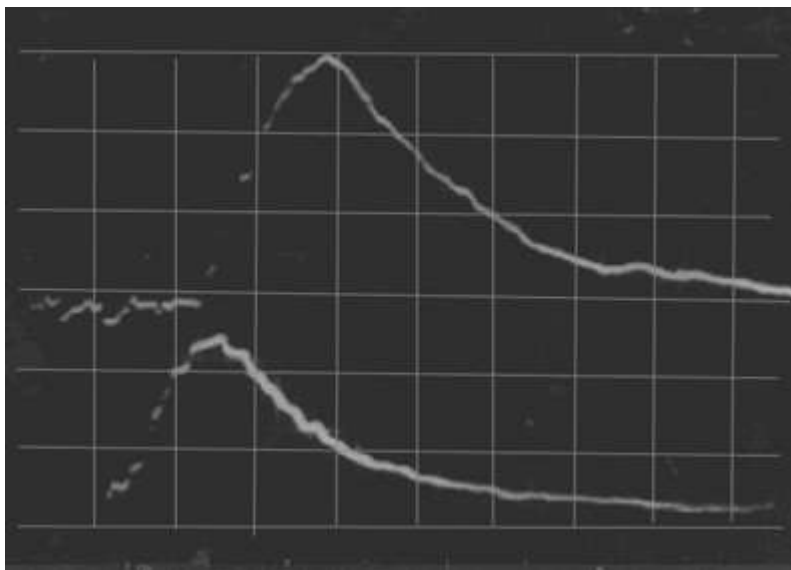


Рис. 5. Осциллограммы разрядного тока (нижний луч – 200 А/дел) и интенсивности спектральной линии гелия $\text{He II } 468,6$ нм (верхний луч – в отн. ед.). Развертка – 0,2 мкс/дел.

Для сравнения рассмотрим особенности формирования искрового канала в гелии атмосферного давления. В гелии концентрацию заряженных частиц можно определить по полуширине линий ионизованного гелия ($\text{He II } \lambda=468,6$ нм). Для записи контура линии применяется спектрограф СТЭ-1 в сочетании с ФЭУ-79. при этом интенсивность линии записывалась с временным разрешением 10 нс. интенсивность линии 468 нм показана на рис. 6 (Нижний луч – ток

разряда).

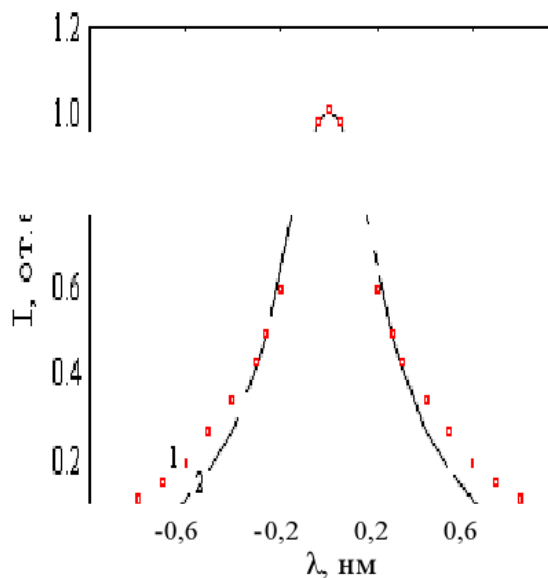


Рис. 6. Измеренный (1) и рассчитанный (2) штарковские контура линии $\text{He II } 468,6$ нм

На рис.6 представлены измеренный и рассчитанный по данным [15] контура линии 468,6 нм. при одинаковой полуширине измеренный контур по форме незначительно отличается от рассчитанного.

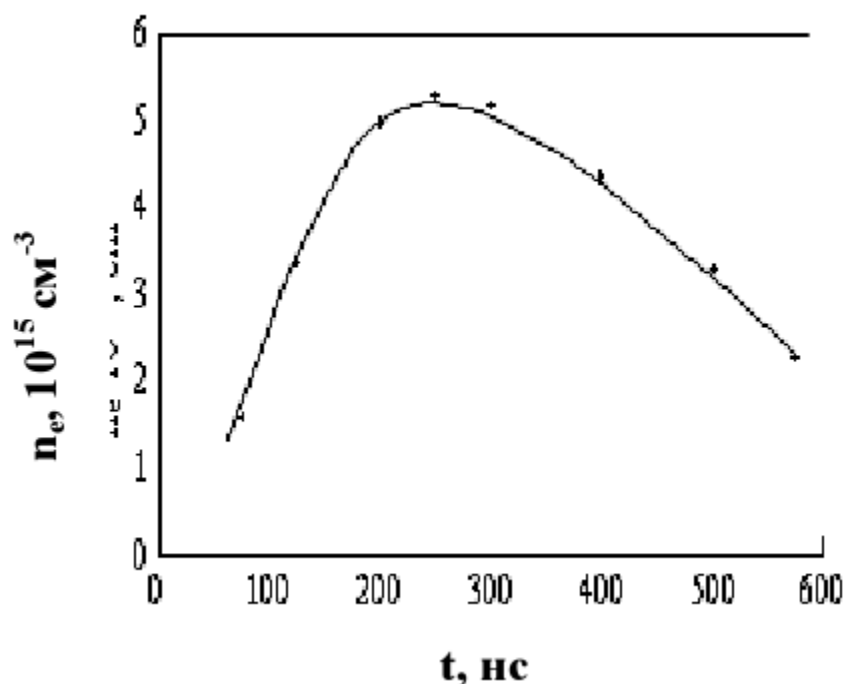


Рис. 7. Измеренная по уширению линии He II 468,6 нм плотность электронов на оси разрядного промежутка ($p=1\text{атм}$, $d=1\text{см}$).

Плотность электронов на оси разряда (рис.7) достигает максимального значения $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ через 500 нс с момента образования катодного пятна, затем медленно спадает. Такой ход кривой плотности электронов свидетельствует не о прорастании и расширении искрового канала, а о контракции объемного разряда по тепловому механизму [10 -12]. При этом концентрация электронов на несколько порядков меньше чем в аргоне. Механизм образования искрового канала в аргоне и гелии отличается.

Выводы

1. Расширение искрового канала носит гидродинамический характер. Продольное магнитное поле приводит к уменьшению скорости расширения канала.
2. Характерное время установления единой температуры и равновесной ионизации в плазме искрового канала составляет $\sim 10^{-8} \text{ с}$. Плазма канала характеризуется почти стопроцентной ионизации и наличием высокой концентрации одно- и двукратно ионизованных атомов.
3. Фотоионизирующее излучение создает вокруг канала слабоионизованную плазму. Основными процессами, приводящими к образованию плазмы являются ступенчатые процессы.
4. Продольное магнитное поле приводит к росту плотности тока, проводимости плазмы и удельного энерговклада в разряд.
5. Спектр излучения искрового канала характеризуется интенсивными ионными линиями и непрерывным излучением в широком диапазоне длин волн.
6. Спектральный состав излучения и интенсивность континуума зависит от напряженности продольного магнитного поля. С ростом напряженности магнитного поля максимум непрерывного излучения смещается в коротковолновую область.

7. В расширяющемся искровом канале в аргоне температура плазмы имеет значение 40000 К, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
8. Продольное магнитное поле приводит к росту температуры и плотности плазмы канала.
9. В объемных разрядах в гелии скорость формирования искрового канала меньше, чем в аргоне, и механизм формирования отличается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вестник ДГУ, 2007 (в печати)
2. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Т.В. О генерации электронов аномальной энергии при наносекундных разрядах в плотных газах. // ЖТФ, 1978. т.48. №8, с.1617-1620.
3. Омаров О.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового канала в продольном магнитном поле. // Деп. в ВИНТИ. 06.03.89. №1484, В.89. 10с.
4. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Особенности формирования ударных волн при разряде в аргоне во внешнем магнитном поле. // ТВТ, 2007 (в печати).
5. Физика и техника низкотемпературной плазмы. //Под ред. Дресвина С.В. М: Атомиздат, 1972. с.45.
6. Преображенский Н.Г. спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск: Наука, 1977. 177с.
7. Хачалов М.Б., Гаджиев М.Х. Влияние магнитного поля на спектр движущейся плотной плазмы в аргоне. // Материалы IV Всероссийской конференции по ФЭ, Махачкала, 2006, с.90-93.
8. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М: Атомиздат, 1969. 357с.
9. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М: Мир, 1978. 492с.
10. Омаров О.А., Таймасханов А.С., Хачалов М.Б. К теории развития искры. // Научно-практическая конференция молодых ученых Дагестана, Махачкала, 1977. с.15.
11. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука. 1980. 416с.
12. Менахин Л.П., Ульянов К.Н., Шантурин Л.П. Неустойчивость несамостоятельного тлеющего разряда. / ТВТ, 1975, Т.13. вып.1, с.192-193.

ФОРМИРОВАНИЕ И РАЗВИТИЕ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ

В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Н.О. Омарова

Как показывают экспериментальные данные, на начальных стадиях пробоя газов высокого давления, при формировании и развитии волн ионизации, наблюдаются следующие стадии: [1-3]

- 1) За время развития лавины τ_f в ней устанавливается максвелловское распределение по скоростям как для электронов, так и для ионов и режим ЧЛТР.
- 2) Лавина ионизации переходит в плазменное состояние до образования стримера ($r_l \geq r_D$).
- 3) В лавине ионизации к моменту перехода к стримерам концентрация электронов n_e достигает значения $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ см и температура $T_e \sim 1 \div 5 \text{ эВ}$.
- 4) На стримерной стадии удовлетворяется условие $r_l \gg r_D$ (радиус лавины значительно больше радиуса Дебая).

Экспериментальные исследования пробоя плоского газового промежутка высокого давления показывают, что процесс развития разряда состоит из следующих этапов: 1) зарождение и развитие одной лавины либо генерация множества лавин, приводящая к усилению поля в области между положительным пространственным зарядом и катодом; 2) переход одной лавины либо одной из множества лавин в усиленном поле в плазменное состояние. 3) Третий этап может протекать в зависимости от давления газа и перенапряжения двояко: в одном случае (при пониженных давлениях и незначительных перенапряжениях) плазма лавины перекрывает промежуток с установлением стационарной формы разряда (тлеющий разряд); в другом (повышенные напряжения и давления) начиная с некоторых пороговых полей возникают светящиеся образования – стримеры, распространяющиеся по направлению к обоим электродам.

По нашему мнению, возникновение интенсивного излучения связано с рекомбинационным механизмом в переохлажденной плазме стримера. Излучение плазмы стримера приводит к фотоионизации газа в промежутке. Этот процесс возбуждения излучения из плазмы стримера периодический, что соответствует периодичности распространения стримеров и большой скорости перемещения фронта ионизации к обоим электродам.

4) Четвертый этап – образование катодного пятна – источника электронного пучка, дрейф которого через плазму приводит либо к сжатию последней в один узкий проводящий канал, либо к образованию нескольких узких каналов;

5) возникновение ударной волны достаточно большой интенсивности, т.е. гидродинамический механизм расширения канала разряда с последующим переходом в стадию квазистационарной дуги и установления состояния полного термодинамического равновесия.

Исходя из представлений о плазменном состоянии стримера можно развить **феноменологическую модель развития пробоя газа** на стримерной стадии, предполагая, для простоты, что стример зародился в центре разрядного промежутка. Когда размеры лавины превышают дебаевский радиус, основной объем лавины представляет собой квазинейтральную плазму; избыточные же заряды выходят на поверхность в слое размером порядка дебаевского радиуса: электроны в головке лавины, положительные ионы в хвосте. По достижении лавиной критических параметров температуры, концентрации, длины и т.д., являющихся функциями

напряженности внешнего поля и давления, поля разделения зарядов, сосредоточенных в головке и хвосте лавины, сравниваются с внешним полем, и лавина тормозится, переходя в стример. Внешнее поле больше не проникает в плазму, а экранируется на границе плазмы в слое размером порядка дебаевского радиуса. В результате увеличения поверхностного заряда в головке и хвосте лавины поле впереди и сзади лавины возрастает и пробой приобретает стримерный характер. При этом стример будет развиваться как в направлении анода, так и в направлении катода [4].

Из экспериментов следует, что лавина трансформируется сначала в анодонаправленный стример, скорость которого намного превышает скорость дрейфа электронов во внешнем электрическом поле. Появление катодонаправленного и одновременное ускорение анодонаправленного стримеров могут быть объяснены вторичными процессами в газе. Из плазменной модели пробоя газов следует, что вследствие большей подвижности электронов по сравнению с ионами дебаевская экранировка внешнего поля в головке лавины устанавливается быстрее, чем в хвосте, т.е. поле разделения зарядов в дебаевском слое в головке лавины быстрее сравнивается с внешним, чем поле разделения зарядов в хвосте лавины. Поэтому лавина преобразуется сначала в анодонаправленный стример. Когда же поле разделения зарядов в хвосте лавины также сравнивается с внешним, происходит появление катодонаправленного и одновременное ускорение анодонаправленного стримеров.

Поле E' перед анодонаправленным стримером и поле E'' перед катодонаправленным стримером будут возрастать по мере их развития (см. рис.1). Эти изменяющиеся поля будут порождать токи смещения

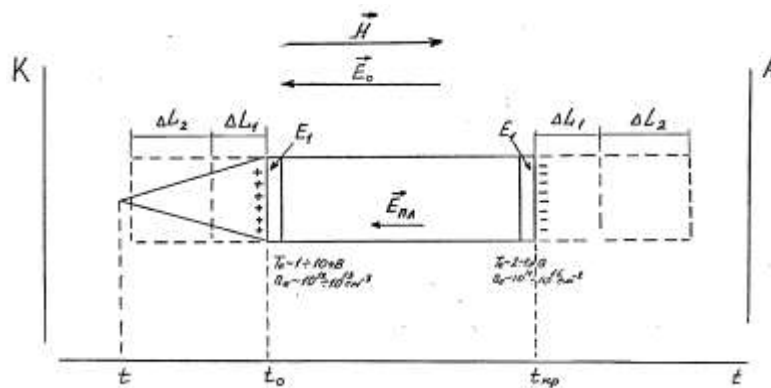


Рис. 1. Схематический вид перехода лавины в плазменное состояние

$r_D \geq r_l, E_1 \ll E_0, t_0 \leq t_{кр}$ и в стример
 $r_D \ll r_l, E_1 \approx E_0, t_{кр} \leq t, \Delta L_1, \Delta L_2$ - удлинения стримера.

$$j'_{см} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E'}{\partial t}, j''_{см} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E''}{\partial t} \quad (1)$$

в областях перед катодо- и анодонаправленным стримерами соответственно. Это означает, что внешнее электрическое поле не полностью экранируется на границе плазмы, а частично проникает в нее, так что в плазме существует малое поле $E_{пл}$, поддерживающее ток проводимости

$$j_{np} = \sigma E_{пл}, \quad (2)$$

где σ - проводимость плазмы. Поле в плазме $E_{пл}$ не превышает одного процента от величины внешнего поля E_0 .

В силу закона сохранения полного тока, пренебрегая током диффузии внутри стримера, имеем

$$j'_{cm} = j_{np} = j''_{cm} \quad (3)$$

С учетом соотношений (5) и (6) из (7) получаем

$$E' = E'' = C + 4\pi \int_{t_{kp}}^t \sigma E_{nl} dt \quad (4)$$

Здесь t_{kp} - момент перехода лавины в стример, а константа C находится из физического условия, чтобы при $t = t_{kp}$, $E' = E'' = E_{kp}$, т.е. $C = E_0$. Следовательно, получаем

$$E' = E'' = E_0 + 4\pi \int_{t_{np}}^t \sigma E_{nl} dt. \quad (5)$$

Разность потенциалов между электродами u_0 складывается из падения потенциала в плазме стримера, суммарного падения потенциала u_{zp} в слоях на границах плазмы в головке и хвосте стримера и падения потенциала в областях между стримером и электродами. Тогда имеем

$$u_0 = u_{zp} + E''x_1 + E_n d - x_1 + E' d - x_2, \quad (6)$$

где x_1 , x_2 и d - расстояние от катодонаправленного стримера до катода, от анодонаправленного стримера до катода и между электродами соответственно. Учитывая (5) и то, что $(x_2 - x_1)$ - есть общая длина стримера L , можно записать

$$u_0 - u_{zp} = \left(E_0 + 4\pi \int_{t_{kp}}^t \sigma E_{nl} dt \right) d - L + E_{nl} L, \quad (7)$$

откуда

$$L = \frac{u_{zp} + 4\pi d \int_{t_{kp}}^t \sigma E_{nl} dt}{E_0 + 4\pi \int_{t_{kp}}^t \sigma E_{nl} dt - E_{nl}}. \quad (8)$$

Полагая в (8) $t = t_{kp}$, получаем критическую длину лавины в момент перехода в стример

$$L_{kp} = \frac{u_{zp} d_{kp}}{E_0 - E_{nl}} \approx \frac{u_{zp} d_{kp}}{E_0}, \quad (9)$$

где учтено, что $E_0 \gg E_{nl}$. Отсюда можно сделать вывод, что с увеличением внешнего поля E_0 критическая длина лавины L_{kp} уменьшается, т.е. переход лавины в стример происходит быстрее. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными.

В момент времени $t = t_{кр}$, соответствующий перекрытию стримером разрядного промежутка, длина стримера должна равняться расстоянию между электродами. Действительно, учитывая, что в момент перекрытия (8) принимает вид

$$E_{nl}d = u_0 - u_{zp} \quad (10)$$

из (8) получаем, что $L = d$.

Для скорости распространения стримера ϑ_{cmp} из (8) получаем:

$$\vartheta_{cmp} = \frac{dL}{dt} = \frac{L \frac{du_{zp}}{dt}}{u_{zp} + 4\pi d \int E_{nl} \sigma dt} + \frac{4\pi \sigma E_{nl} (u_0 - u_{zp} - E_{nl}d)}{\left(E_0 + 4\pi \int_{t_{кр}}^t \sigma E_{nl} dt - E_{nl} \right)^2}. \quad (11)$$

По мере развития стримера второе слагаемое в (11) быстро убывает и скорость стримера определяется первым слагаемым. С учетом этого получаем, что скорость стримера почти линейно зависит от его длины, что также подтверждается экспериментом.

Суммарное падение потенциала на границах плазмы, обусловленное дебаевской экранировкой, экспоненциально возрастает со временем в увеличивающемся внешнем поле и поэтому, как видно из (8) и (9), длина и скорость стримера со временем будут также возрастать. Такая зависимость длины стримера и его скорости от времени находится в качественном согласии с экспериментальными результатами.

При приближении катодонаправленного стримера к катоду поле между головкой стримера и поверхностью катода сильно возрастает, что приводит к образованию катодного пятна и переходу к следующей - канальной стадии разряда.

Заметим, что хорошее качественное согласие полученных результатов теоретических расчетов с данными эксперимента позволяет сделать вывод о правильности плазменной модели пробоя газов высокого давления в сильном постоянном электрическом поле.

На основании анализа характера распространения стримеров по направлению к электродам можно предположить, что причиной распространения стримера может быть вынужденное фотоионизирующее излучение из плазмы лавины, возникающее в результате ударно-излучательной рекомбинации. Уже отмечалось, что развернутая во времени оптическая картина распространения стримеров имеет дискретную структуру по яркости. Характерно, что период скачкообразных удлинений стримеров в исследованных нами газах имеет значение $\approx (10 - 30)$ нс, а скорость удлинения отдельного стримера 10^9 см/с. Средняя же скорость перекрытия разрядного промежутка стримерами $\geq 10^8$ см/с.

Для объяснения столь больших скоростей распространения стримеров классическая теория предполагает наличие мощного фотоионизирующего излучения из лавины, однако практически оставляет без обсуждения его природу и интенсивность. Поэтому эта теория не позволяет удовлетворительно описать дискретную картину распространения стримера. Кроме того, основываясь на количественных оценках, многие исследователи пришли к выводу, что фотоионизация газа не может играть роль вторичного процесса при установлении самостоятельного разряда в одноатомных газах [5].

Согласно плазменной модели пробоя газов высокого давления в сильном постоянном электрическом поле, лавина ионизации переходит в плазменное состояние еще до возникновения стримера и уже позже из плазмы лавины зарождается стример. При больших перенапряжениях и высоких давлениях газа концентрация электронов в стримере достигает величины $10^{13} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, их температура $T_e = 1 \div 5 \text{ эВ}$. Основной объем такого стримера представляет собой квазинейтральную плазму, находящуюся в частичном локальном термодинамическом равновесии. Переход лавины в стример, почти полностью экранирующий внешнее электрическое поле $\vec{E}_0$, происходит за время $t_{кр} \sim v_i^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с}$. В плазме стримера устанавливается слабое поле $E_{пл} \ll E_0$, обуславливающее протекание тока проводимости. Это поле уже не способно поддерживать высокую температуру электронов, которые будут охлаждаться в результате упругих столкновений с атомами газа за время $\tau_{охл} \sim \frac{1}{\delta v_{en}} \leq 10^{-8} \text{ с}$ (

$\delta = \frac{2m}{M}$ - доля потерь энергии при упругих электрон-атомных столкновениях, а v_{en} - частота этих столкновений. В результате охлаждения электронов (в нашем случае до температуры $T_e \sim 0,1 \text{ эВ}$) плазма стримера оказывается сильно неравновесной, с избыточной степенью ионизации.

На этой стадии резко возрастает вероятность ударно-излучательной рекомбинации. Действительно, коэффициент такой рекомбинации при температурах, не превышающих 0,4 эВ, хорошо определяется формулой $\alpha = 5,6 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{-9/2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, где T_e измеряется в эВ. Отсюда следует, что время рекомбинации $\tau_{рек} \sim \frac{1}{\alpha n_e}$ сравнивается со временем упругого охлаждения при

$T_e = 0,3 \text{ эВ}$. Так как при более высоких температурах интенсивность рекомбинационных процессов крайне мала, то концентрация электронов за время их охлаждения до $T_e \sim 0,3 \text{ эВ}$ существенно не меняется и значительно превосходит равновесное значение. Следовательно, в результате охлаждения электронов при установлении дебаевской экранировки внешнего поля плазма стримера за время $\sim 10^{-8} \text{ с}$ становится источником интенсивного излучения квантов с энергией фотонов $h\nu \leq \varepsilon_i$, где ε_i - энергия ионизации атома газа. При этом спонтанное излучение, возникающее при рекомбинации, проходя через объем стримера с сильно неравновесной (инверсной) заселенностью образовавшихся возбужденных атомов и неравновесной степенью ионизации, вызывает появление вынужденного излучения в основном в направлении к электродам (из-за малости поперечных размеров стримера по сравнению с его длиной).

Длина пробега фотонов с энергией $h\nu \approx \varepsilon_i$ определяемая формулой $e = \frac{1}{n_a \sigma_\phi}$,

имеет значение $\sim 10^{-1} \text{ см}$. Здесь $n_a \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - концентрация нейтральных атомов, а $\sigma_\phi \approx 10^{-18} \text{ см}^2$ - сечение фотоионизации. Поглощение этого излучения в

газе вблизи головки стримера приводит не только к ионизации газа, но и к появлению вторичных электронных лавин, которые, двигаясь в электрических полях, усиленных пространственными зарядами, также переходят в плазменное состояние, тем самым повторяя описанный выше процесс. Этот процесс будет повторяться до тех пор, пока стример не перекроет разрядный промежуток.

Наличие направленного вынужденного излучения, способствующего быстрому распространению стримера, позволяет, на наш взгляд, назвать рассмотренный механизм распространения стримера лазерным.

В работе [6] обсуждаются возможности создания плазменных лазеров, инверсная заселенность в которых создается в ходе рекомбинации, и их преимущества перед газовыми лазерами. При этом предлагается создавать плазменные лазеры, активные среды в которых образуются после прекращения импульса напряжения, т.е. при рекомбинации разлетающейся и сильно охлаждающейся вследствие этого плазмы. Исходя из плазменной модели пробоя газов высокого давления в сильных электрических полях и рассмотренного выше лазерного механизма распространения стримеров, можно допустить возможность создания плазменного лазера, осуществляющего генерацию на начальной стадии пробоя при развитии стримеров.

Эта возможность заложена в том, что электроны, как отмечалось выше, сильно охлаждаются уже к началу распространения стримеров, а распространение стримеров носит скачкообразный характер.

В отличие от общепринятого мнения о том, что рекомбинационные процессы могут привести к лазерному эффекту только на конечной стадии пробоя при разлете распадающейся плазмы, нами было высказано предположение о возможности создания лазера на интенсивно рекомбинирующей плазме на начальной стадии пробоя газов высокого давления.

Суть заключается в том, что исходя из плазменной модели пробоя газов высокого давления в сильных электрических полях [1, 2], согласно которой лавина ионизации переходит в плазменное состояние и далее в стример, делается вывод, что дебаевская экранировка стримерной плазмой внешнего электрического поля приводит к охлаждению электронов в результате их упругих столкновений с нейтралами до температур, при которых резко возрастает интенсивность рекомбинационных процессов, особенно процесса ударно-излучательной рекомбинации. Это может привести к созданию инверсной заселенности высоковозбужденных уровней атомов и неравновесной ионизации. Качественные оценки, подтверждающие принципиальную возможность создания плазменных лазеров на начальной стадии развития пробоя газов при высоком давлении, были сделаны в работах [6, 7]. Приведем количественные оценки границы применимости предложенного механизма создания активной среды плазменного лазера на начальной стадии пробоя гелия. С этой целью вычислим времена упругого охлаждения электронов плазмы на нейтральных атомах гелия $\tau_{охл}$ после установки дебаевской экранировки внешнего поля для различных значений давления в интервале от 1 Тор до 10 атм.

Для установления преобладающего типа рекомбинации оценим коэффициенты излучательной, ударно-излучательной и диссоциативной рекомбинации остывающей плазмы. Воспользуемся тем, что сечение упругого рассеяния электронов атомами зависит от энергии электронов и что к моменту перехода лавины в стример температура электронов T_e в плазме достигает величины порядка нескольких электрон-вольт, а их концентрация - значения $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [6]. Для осуществления предложенного способа получения плазменного стримера необходимо,

чтобы плазма после установления экранировки поля в ней успевала остыть раньше, чем начнется интенсивная рекомбинация, и чтобы времена упругого охлаждения плазмы и следующей за этим интенсивной рекомбинации были меньше времени формирования стримерного пробоя, которое имеет порядок $\sim 10^{-7} \text{ с}$.

Некоторые результаты расчетов времен упругого охлаждения электронов в гелии представлены в таблице 2. Анализ этих расчетов позволяет сделать вывод о том, что давление гелия, выше которого упругое охлаждение электронов плазмы по установлении экранировки внешнего поля будет происходить быстрее, чем формирование стримера, имеет значение $\sim 400 \text{ Тор}$.

Важным является вопрос о наиболее вероятном типе рекомбинации охлажденной плазмы. Ясно, что в условиях, имеющих место при формировании стримера, процессами излучательной рекомбинации можно пренебречь. Действительно, оценки показывают, что коэффициент рекомбинации, определяемой этой формулой,

$\alpha_{u.p.} \approx 10^{-13} n_e T_e^{-1/2}$, даже при комнатных температурах не превышает значение $10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Известно также, что коэффициент ударно-излучательной рекомбинации при температурах, не превышающих 0,25 эВ, хорошо определяется формулой $\alpha_{y.p.} \approx 5,6 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{-9/2}$, а коэффициент диссоциативной рекомбинации

имеет значение $\alpha_{d.p.} \approx 10^{-8} \div 10^{-10} n_e T_e^{-3/2}$. Отсюда следует, что с уменьшением температуры электронов плазмы ударно-излучательная рекомбинация нарастает быстрее диссоциативной и при низких температурах может конкурировать с ней. О практическом значении этого обстоятельства при рекомбинации гелиевой плазмы говорится в работе.

Следует заметить, что при пробое инертных газов сначала происходит образование атомных ионов, а затем уже их конверсия в молекулярные в результате тройных столкновений этих ионов с атомами. Поэтому, прежде чем сравнивать интенсивности ударно-излучательной и диссоциативной рекомбинаций, необходимо выяснить, успеет ли превращение атомных ионов в молекулярные произойти раньше, чем сформируется стример. Как показывают оценки, время такого превращения, которое можно оценить по формуле $\tau \approx 10^{-38} \text{ см}^{-5} \vartheta n_a^2$, где ϑ - скорость, n_a - концентрация нейтральных атомов, не будет превышать времени формирования пробоя только при давлениях выше 10 атм.

В таблице 3 представлены некоторые результаты расчетов времени и коэффициентов ударно-излучательной рекомбинации, из которых видно, что при комнатных температурах $\alpha_{y.p.} \approx 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ уже при $n_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тогда как известно, что при таких температурах $\alpha_{d.p.}$ в гелии не превышает значение $\approx 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Из этой таблицы также видно, что ударно-излучательная рекомбинация при концентрации плазмы $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ не только преобладает над диссоциативной, но и происходит за время, меньшее времени формирования стримера.

Если же концентрация плазмы будет значительно меньше, чем 10^{14} см^{-3} , а давление больше 10 атм, то главную роль будет играть диссоциативная рекомбинация.

Заметим, что для создания активной среды плазменного лазера несущественно, какая рекомбинация преобладает – ударно-излучательная или диссоциативная, так как и в том, и в другом случае в процессе рекомбинации образуются высоковозбужденные

атомы. Отметим также, что, согласно оценкам, на начальном этапе охлаждения плазмы рекомбинация начинается только после охлаждения плазмы до температуры $T_e \approx 0,05$ эВ. При больших значениях концентрации плазмы рекомбинация начинается с несколько больших значений температуры, охлаждение, до которого происходит за время, не превышающее времени формирования пробоя (при давлении гелия ~ 300 Тор). Концентрация плазмы на начальных этапах охлаждения существенно не меняется и при охлаждении до температур, при которых начинается интенсивная рекомбинация, значительно превышает равновесное значение, соответствующее этим температурам. В ходе рекомбинации такой плазмы и может возникнуть инверсная заселенность атомных уровней и неравновесно высокая степень ионизации плазмы. Однако этот вопрос требует более строгого количественного рассмотрения.

Таблица 2

Некоторые расчетные значения τ упр. охл. электронов гелиевой плазмы при различных давлениях

Начальная температура T_{e1} (эВ)	Конечная температура T_e (эВ)	Время упр. охлаждения от T_{e1} до T_{e2} при различных давлениях P_0, τ (с)				
		1 Тор	300 Тор	400 Тор	760 Тор	7600 Тор
9,5	0,15	$1,08 \cdot 10^{-5}$	$3,59 \cdot 10^{-8}$	$2,69 \cdot 10^{-8}$	$1,42 \cdot 10^{-8}$	$1,42 \cdot 10^{-9}$
9,5	0,07	$1,96 \cdot 10^{-5}$	$6,53 \cdot 10^{-8}$	$4,9 \cdot 10^{-8}$	$2,58 \cdot 10^{-8}$	$2,58 \cdot 10^{-9}$
9,5	0,05	$2,91 \cdot 10^{-5}$	$9,71 \cdot 10^{-8}$	$7,28 \cdot 10^{-8}$	$3,83 \cdot 10^{-8}$	$3,38 \cdot 10^{-9}$
9,5	0,03	$3,46 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^{-7}$	$8,65 \cdot 10^{-8}$	$4,55 \cdot 10^{-8}$	$4,55 \cdot 10^{-9}$
4,5	0,15	$9,99 \cdot 10^{-6}$	$3,33 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$1,31 \cdot 10^{-8}$	$1,31 \cdot 10^{-9}$
4,5	0,07	$1,88 \cdot 10^{-5}$	$6,28 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$2,47 \cdot 10^{-8}$	$2,47 \cdot 10^{-9}$
4,5	0,05	$2,84 \cdot 10^{-5}$	$9,45 \cdot 10^{-8}$	$7,08 \cdot 10^{-8}$	$3,73 \cdot 10^{-8}$	$3,73 \cdot 10^{-9}$
4,5	0,03	$3,88 \cdot 10^{-5}$	$1,13 \cdot 10^{-8}$	$8,46 \cdot 10^{-8}$	$4,45 \cdot 10^{-8}$	$4,45 \cdot 10^{-9}$
1,5	0,15	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$2,87 \cdot 10^{-8}$	$2,15 \cdot 10^{-8}$	$1,13 \cdot 10^{-8}$	$1,13 \cdot 10^{-9}$
1,5	0,07	$1,74 \cdot 10^{-5}$	$5,81 \cdot 10^{-8}$	$4,36 \cdot 10^{-8}$	$2,29 \cdot 10^{-8}$	$2,29 \cdot 10^{-9}$
1,5	0,05	$2,69 \cdot 10^{-5}$	$8,99 \cdot 10^{-8}$	$6,74 \cdot 10^{-8}$	$3,55 \cdot 10^{-8}$	$3,55 \cdot 10^{-9}$
1,5	0,03	$3,24 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-7}$	$8,11 \cdot 10^{-8}$	$4,26 \cdot 10^{-8}$	$4,26 \cdot 10^{-9}$

Таблица 3

$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e (\text{эВ})$							
	0,15		0,07		0,005		0,03	
	$\tau, \text{с}$	$\alpha_{\text{уд.-изл.реж}}$	$\tau, \text{с}$	$\alpha_{\text{уд.-изл.реж}}$	$\tau, \text{с}$	$\alpha_{\text{уд.-изл.реж}}$	$\tau, \text{с}$	$\alpha_{\text{уд.-изл.реж}}$
$1 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-8}$
$1 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$
$1 \cdot 10^{15}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$8,8 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^{15}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$4,5 \cdot 10^{-11}$	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-12}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
$1 \cdot 10^{16}$	$3,4 \cdot 10^{-10}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-13}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
$5 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-13}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$9,9 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{17}$	$-3,5 \cdot 10^{-12}$	$-2,9 \cdot 10^{-5}$	$-1,1 \cdot 10^{-13}$	$-8,8 \cdot 10^{-5}$	$-2,5 \cdot 10^{-14}$	$-4,0 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-15}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^{17}$	$-3,9 \cdot 10^{-13}$	$-8,6 \cdot 10^{-5}$	$-1,2 \cdot 10^{-14}$	$-2,6 \cdot 10^{-4}$	$-2,7 \cdot 10^{-15}$	$-1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-16}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Омаров О.А., Рухадзе А.А. Плазменный механизм развития начальных стадий пробоя газов высокого давления // Физика плазмы. №4. 2010. С.22-34.
2. Омаров О.А., Рухадзе А.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов. // ЖТФ, 2011. Т.81, вып.7. С.43-48.
3. Омаров О.А. Импульсные разряды в газах высокого давления: Учебное пособие. – Махачкала: Изд-во «Юпитер», 2001. – 336 с.
4. Бройтман А.П., Омаров О.А. О лазерном механизме распространения стримеров. // Письма в ЖТФ. 1981. Т.7. С.389-392.
5. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. - М.: Атомиздат, 1975. - 271 с.
6. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1982. - 562 с.
7. Гудзенко А.И., Яковленко С.Н. Плазменные лазеры. - М.: Атомиздат, 1978. - С. 219.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Рамазанова А.А., Эльдаров Ш.Ш. Фаваз.
ДГУ, Махачкала, Россия e-mail: angelo_muratti@mail.ru

Аннотация. Исследование газодинамических закономерностей развития импульсного разряда высокого давления осуществлялось при больших значениях градиента магнитного давления и перенапряжения на промежутке. Установлена зависимость эффективности трансформации электрической энергии в световую от глубины проникновения магнитного поля в плазму.

Ключевые слова на русском языке: плазма, разряд, магнитное поле, газодинамика, излучение.

Annotation. A study of gas-dynamic laws governing the development of the pulsed discharge of high pressure was accomplished with the values of the gradient of magnetic pressure and overvoltage in space. Is established the dependence of the effectiveness of the transformation of electrical energy into the light on the depth of penetration of magnetic field into the plasma.

Keywords in Russian: plasma, the category, a magnetic field, gas-dinamic, radiation.

Электрический пробой промежутка начинается всегда с образования плазменных стримеров. Образование плазменных стримеров на начальных стадиях определяет характер протекания дальнейших стадий развития пробоя вплоть до его завершения. В статье [1] описан механизм распространения плазменных стримеров, который связывают с фотоионизацией, производимой коротковолновым оптическим излучением из неравновесной переохлажденной плазмы стримера, возникающим в процессе трехчастичной ударно-излучательной рекомбинации. В работе [2] на основе исследованных электрических, спектральных характеристик и пространственно-временных картин развития разряда различными методами описана динамика формирования пробоя в гелии при различных начальных условиях (геометрии электродов, давлении газа, напряжения пробоя, наличия предварительной ионизации). Определены оптимальные условия однородного и устойчивого горения объемного разряда при различных отношениях E/p . Показано, что при атмосферном давлении увеличение энерговклада приводит к контрагированию разряда, а с ростом давления при тех же полях принимает однородную форму. По спектрам излучения прикатоде плазмы рассмотрены взрывные процессы расширения эмиссионных центров и формирование ударных волн на стадии формирования сильнооточного диффузного разряда в гелии атмосферного давления.

Аналогичные исследования были отражены в статье [3]. В данной работе описаны результаты исследования искрового разряда в аргоне атмосферного давления при небольших перенапряжениях (30%). Было отмечено, что важную роль в переходе от объемной стадии разряда к искровой играет переход от автоэмиссии к взрывной эмиссии. Выделение большой 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. Так как расширение плазмы катодного пятна происходит со скоростью намного превышающей скорость звука, то на фронте волны происходит

значительный рост температуры, и фронт ионизации переносится со скоростью волны. Распространения ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (в слабоионизированной плазме), вызывает дополнительный рост ионизации и формирование диффузного канала.

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, способную переносить фронт ионизации в радиальном направлении.

В классических работах С.Л.Мандельштама рассмотрен вопрос о возникновении мощных ударных волн УВ со скоростью распространения порядка 1-5 км/с. Между фронтом УВ и каналом введен еще один фронт, свидетельствующий о наличии некоторой оболочки вокруг канала. Резкость этого фронта позволяет судить о существовании сильного градиента показателя преломления имеющего обратный знак по сравнению с градиентом показателя преломления на фронте УВ. Вначале оболочка отсутствует, она образуется впоследствии за счет различия в скоростях распространения фронта УВ и границы искрового канала.

Впервые количественная теория процесса расширения канала искры без учета действия собственного магнитного поля разряда была предложена Драбкиной С.И. В основу теории заложен гидромеханический механизм - пробой рассматривается как мощный точечный взрыв сопровождающийся образованием и распространением УВ. Основными уравнениями теории являются уравнения гидродинамики: непрерывности, движения и переноса энергии.

Наложение внешнего продольного магнитного поля вносит существенные особенности в развитие ударных волн на всех его стадиях - позволяет выявить физические процессы характерные для тех или иных стадий. При этом представляет интерес исследование влияния магнитного поля на развитие ударных волн, когда градиент магнитного давления соизмерим с градиентом газокINETического давления.

Уравнение движения плазменного столба разряда при наличии продольного магнитного поля, с градиентом давления в радиальном направлении, в модели проводящей жидкости имеет вид [4]

$$\frac{d\vec{g}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad (1)$$

где ρ - плотность плазмы, p - газокINETическое давление, H - напряженность внешнего продольного магнитного поля.

С учетом конечной проводимости плазмы канала импульсного разряда необходимо учитывать частичное проникновение магнитного поля в плазму. В этом случае градиент магнитного давления можно оценить из соотношения:

$$|\vec{\nabla}H| \sim \frac{H_e - H_i}{l}, \quad (2)$$

где H_e - значение напряженности магнитного поля вне плазмы, H_i - значение напряженности внутри плазмы, l - глубина проникновения магнитного поля в плазму.

Значение l можно определить согласно определению [5]

$$l = \sqrt{D\tau}, \quad (3)$$

где D - коэффициент диффузии магнитного поля в плазму, τ - длительность импульса магнитного поля.

Значение D можно оценить по экспериментально измеренному значению

$$\text{электропроводности плазмы} \quad D \approx \frac{c^2}{4\pi\sigma},$$

где c - электродинамическая постоянная, σ - электропроводность плазмы оцениваемая из эксперимента.

При значениях $\sigma \sim 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ и длительности импульса магнитного поля $\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$. получим $l \sim 1 \text{ см}$.

Для оценки разности значений напряженности магнитного поля вне и внутри плазмы воспользуемся критерием вмерзновенности поля в плазму. В этом приближении можно показать, что значение напряженности продольного магнитного поля внутри плазмы примерно в четыре раза меньше напряженности магнитного поля вне плазмы. Следовательно, значение градиента магнитного давления внутри плазменного канала разряда составляет значение $\sim 10^9 \text{ Па/м}$. Это значение градиента давления магнитного поля сопоставимо с значением градиента газокINETического давления. Следовательно, наличие продольного магнитного поля с градиентом давления поперек поля приводит к уменьшению значения лагранжевой производной $\frac{d\mathcal{G}}{dt}$. Как следствие, это обстоятельство способствует росту плотности тока и, соответственно, температуры плазменного столба импульсного разряда.

Как известно, длина волны, на которую приходится максимальное значение лучеиспускательной способности, в состоянии термодинамического равновесия, определяется только значением температуры. По этой причине при наложении продольного магнитного поля, с градиентом давления соизмеримым с градиентом газокINETического давления, наблюдается не только уменьшение скорости газодинамических процессов, но и изменение распределения спектральной плотности энергетической яркости излучения плазмы. Это обстоятельство позволяет обеспечить создание импульсных плазменных источников света с регулируемыми спектрально селективными характеристиками, посредством изменения значение напряженности продольного магнитного поля и глубину ее проникновения в плазму разряда.

Оценим значение напряженности внешнего продольного магнитного поля, при котором максимум излучательной способности плазменного столба разряда приходится на фиксированную частоту ν_0 . Для этого воспользуемся соотношением устанавливающим взаимосвязь между газовой температурой плазмы и частотой излучения соответствующей максимуму излучательной способности нагретого тела [6].

$$h\nu_0 = 2.8kT \quad (4)$$

Из соотношения (4) следует, что сдвиг частоты $\Delta\nu$ связан с изменением температуры соотношением

$$\Delta\nu = \frac{2.8k\Delta T}{h} \quad (5)$$

Предположим, что на начальной стадии развития канала разряда перераспределение энергии, за счет уменьшения кинетической энергии газодинамического разлета плазмы, идет на изменение внутренней энергии плазмы

$$\frac{\rho}{2} g_0^2 - g_n^2 = c_v \Delta T, \quad (6)$$

где c_v – молярная теплоемкость при постоянном объеме. Введя понятие эффективного показателя адиабаты можно записать

$$c_v = \frac{R}{\gamma_{эф} - 1} \quad (7)$$

Окончательно из (6) находим

$$g_n = \sqrt{g_0^2 - \frac{2R}{(\gamma_{эф} - 1)} \frac{h\Delta\nu}{2.8k\rho}}, \quad (8)$$

где g_0 и g_n определяются из эксперимента.

Вместе с тем, используя уравнение движения плазмы канала импульсного разряда (1), соотношение (8) можно в явном виде выразить через напряженность внешнего магнитного поля. Для этого необходимо учесть, что:

$$\frac{\rho g_0^2}{2} - \frac{\rho g_n^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi} \quad (9)$$

Используя, выражениями (5) и (6) имеем

$$\Delta\nu = \frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{2.8k}{h} = AH^2, \quad (10)$$

где $A = \frac{2.8k}{8\pi h} = const$

Из формулы (10) следует, что сдвиг частоты излучения соответствующей максимальной мере излучательной способности прямо пропорционален квадрату напряженности магнитного поля. Следовательно, с ростом напряженности продольного магнитного поля максимум лучеиспускательной способности плазмы разряда будет смещаться в высокочастотную область спектра. Следует ожидать, что подавление энергии, идущей на газодинамический разлет плазмы, с ростом напряженности продольного магнитного поля должно привести к изменению распределения спектральной плотности энергетической яркости излучения газоразрядной плазмы.

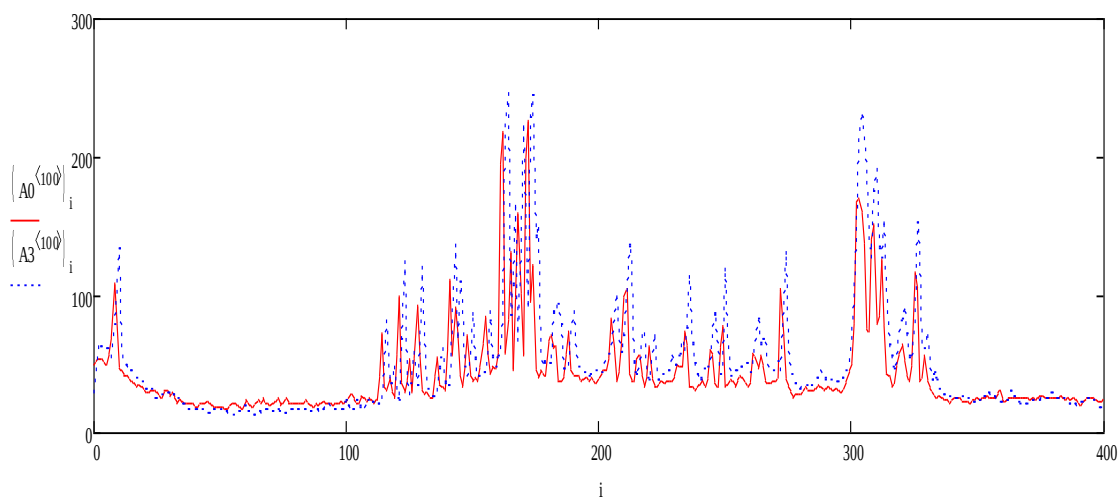


Рис.1 Спектр разряда в Ag – без внешнего магнитного поля и при наличии внешнего магнитного поля.

Таким образом, наличие продольного внешнего магнитного поля, удовлетворяющего условию квазистационарности, позволяет возбуждать импульсные газоразрядные источники света с управляемыми спектрально-селективными характеристиками. С другой стороны, помимо перераспределения спектральной плотности энергетической яркости излучения, изменяется также и абсолютное значение энергетической яркости и светимости источника.

Кроме влияния продольного магнитного поля на слагаемые в уравнении энергетического баланса сказываются значения параметров разрядного контура и газа, в котором происходит разряд. В частности экспериментально установлено, что с уменьшением индуктивности разрядного контура повышается яркость свечения континуума. Особенно это заметно при высоких давлениях и больших перенапряжениях, но это повышение постепенно выходит на насыщение. Для того чтобы повысить значение яркости насыщения требуется снять ограничение на повышение температуры. Это может быть достигнуто за счет наложения магнитного поля, давление которого соизмеримо с газокинетическим давлением плазмы. Причем магнитное поле не должно успевать проникнуть внутрь плазменного столба разряда за время соответствующее стадии газодинамического разлета плазмы. В противном случае, в отсутствие градиентов давления магнитного поля, влияние магнитного поля будет выражено гораздо слабее. Дело в том, что в случае проникания магнитного поля в плазму его влияние на динамику разряда будет выражено через ограничение поперечных коэффициентов переноса внутри плазмы. В случае высоких давлений, а соответственно и яркости свечения плазмы, это влияние несущественно ввиду соизмеримости частоты циклотронного вращения с частотой электрон-ионных упругих столкновений с передачей импульса и энергии. Понижение давления газа приводит к заметному росту влияния продольного магнитного поля на ограничение поперечных коэффициентов переноса внутри плазмы. Одновременно с этим уменьшается доля электрической энергии идущей на излучение плазмы разряда, но связано это с тем, что в спектре излучения интенсивность континуума резко убывает, а энергия излучения сосредотачивается на отдельных спектральных линиях.

Литература

1. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Формирование плазменных стримеров в газах высокого давления.//Сб. Мат-лов VI Всероссийской конференции ФЭ-2010., Махачкала, стр 19-36
2. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А., Катаа А.Дж. Развитие объемного разряда при больших давлениях и перенапряжениях.//XXXVII Международная Звенигородская конференции по физике плазмы и УТС., 2010., Звенигород, стр 336
3. Ахмедова Х.Г., Курбанисмаилов В.С, Омаров О.А. Роль взрывных процессов в формировании диффузных и искровых каналов в Аг атмосферного давления.//XXXVII Международная Звенигородская конференции по физике плазмы и УТС., 2010., Звенигород, стр 334
4. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. Атомиздат. 1968. 285с.
5. Омаров О.А. Эльдаров Ш.Ш. Особенности распространения ударных и тепловых волн при импульсном разряде во внешнем магнитном поле. //ТВТ, 1994. с .234-238.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М. Наука. 1966г. с.860

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ

А.З.Эфендиев¹, К.А.Эфендиев²

¹Дагестанский государственный университет, г. Махачкала.

²Дагестанский государственный технический университет, г. Махачкала.

Экспериментальные исследования пробоя газов актуальны в связи с уточнением механизма пробоя и широкого технического применения явления пробоя.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование оптической картины развития пробоя в пространстве и времени в различных газах: гелий, аргон, элегаз (SF_6) при импульсном пробое, с помощью электронно-оптического преобразователя (эопограф) и осциллографа. Методика работы [1] заключалась в том, что для одного и того же разряда фиксировались оптическая картина развития разряда на экране эопографа и изменение напряжения на экране осциллографа. Синхронность во времени обеспечивалось тем, что временная развертка эопографа и осциллографа обеспечивалась одним и тем же импульсом напряжения.

На рис. 1 представлены эопограммы и осциллограммы импульсного пробоя гелия, записанные в одном и том же масштабе времени (эопограмма 1). Они показывают, что в течение времени, равного сумме времени t падения напряжения до ступени и длительности ступени t_w газовом промежутке возникает диффузное свечение, которое распространяется как к аноду, так и к катоду из области первого видимого свечения, находящегося около катода. Диффузное свечение от катода к аноду распространяется со скоростью $\sim 2,8 \times 10^6 \frac{см}{сек}$. Позже сначала на аноде, а потом на катоде возникают ярко светящиеся образования, которые распространяются навстречу друг другу со скоростью порядка $10^5 \frac{см}{сек}$ (анодный и катодный стримеры). Головки этих стримеров светятся сильнее, что свидетельствует о наличии в них сильного поля (ионизационные волны). При встрече стримеров формирование искрового канала завершается.

В таблице №1 приведены расстояния, пройденные анодным d_1 и катодным d_2 стримерами, времена t_1 и t_2 , за которые стримеры проходят эти расстояния, скорости анодного ($v_a = \frac{d_1}{t_1}$) и катодного ($v_k = \frac{d_2}{t_2}$) стримеров в зависимости от перенапряжения

w .

Гелий $p=805 \text{ Тор}$, $d=10 \text{ мм}$.

d_1 мм	d_2 мм	t_1 нсек	t_2 нсек	$V_a \times 10^5$ см/сек	$V_k \times 10^5$ см/сек	Перена- пряжение W%	Напряжение пробоя U, кВ
5,6	4,4	1400	1300	4,0	3,3	50	3,5
7,0	3,0	1900	1800	3,6	1,7	50	3,5
4,3	-	930	-	4,7	-	81	4,3
5,9	-	990	-	5,9	-	81	4,3

Как видно из данных таблицы №1, скорость анодного стримера растет с ростом перенапряжения. Начиная с перенапряжения $\sim 146\%$ (напряжение пробоя $U=5,8 \text{ кВ}$) согласно эопограммы 2 на рис.1 имеет место изменение механизма пробоя, которое заключается в том, что, как и прежде, сначала возникает диффузное свечение около катода, которое в виде канала движется по направлению аноду. Позже сначала у катода, а потом у анода (на эопограмме 2 показано стрелкой) возникают светящиеся области (плазменные образования). Свечение из области около катода, распространяется с большей скоростью по направлению к аноду (отрицательный стример) и катоду (положительный стример). Анодное свечение также распространяется как по направлению к аноду, так и к катоду. Скорости распространения свечений порядка $10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. Эти свечения, соединяясь между собой, образуют разрядный канал.

Для более детального изучения структуры канала разряда нами были сняты эопограммы и осциллограммы с большей скоростью временной развертки (эопограммы 3,4, рис 1).

На этих эопограммах мы видим, что катодное свечение и его распространение представляет собой совокупность каналов. Первый канал берет начало в области катода, распространяется по направлению к аноду и, пройдя некоторое расстояние, останавливается. Через $20 \div 50 \text{ нсек}$ после появления первого канала возникает второй канал в области ближе к катоду и распространяется на большее расстояние по направлению к аноду. Далее периодически возникают несколько каналов до тех пор пока канал не соединит катод с анодным свечением (эопограмма 2 рис.1). При этом следует отметить, что сильно светятся концы каналов, что говорит о том, что там имеет место сильное поле (волна ионизации). В итоге возникают анодный и катодный стримеры, которые завершают формирование искрового канала.

Сравнение эопограмм и осциллограмм показало, что начало резкого спада напряжения, связано с возникновением первого видимого диффузного свечения, которое распространяется от катода к аноду. Когда напряжение пробоя падает до напряжения ступени, яркость диффузного свечения слабеет, и к концу ступени возникают последовательные каналы, которые приводят к формированию катодного пятна.

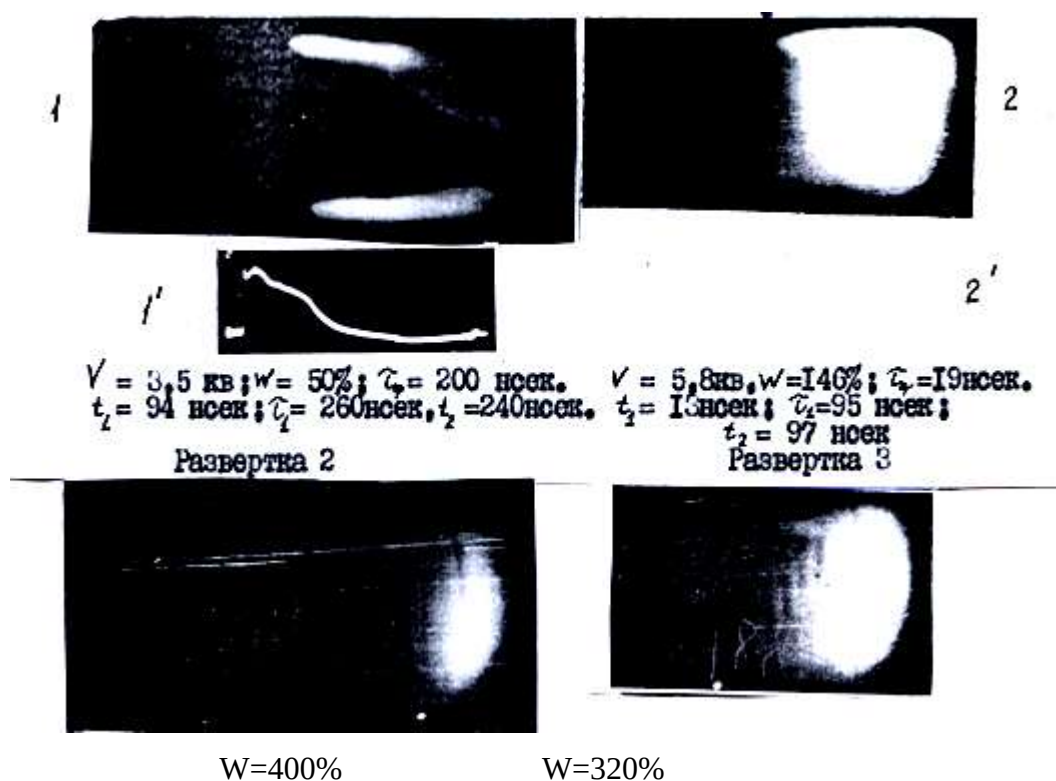


Рис.1. Эопограммы и соответствующие им осциллограммы пробоя гелия. На эопограммах анод -вверху, а катод- внизу.Ось времени направлена слева направо.

На рис.2 представлены несколько характерных эопограмм и осциллограмм импульсного пробоя аргона. При импульсном пробое аргона первое видимое свечение появляется в катодной половине промежутка, на расстоянии $1/3$ длины промежутка от поверхности катода (расстояние на котором группа лавин доходит до критического усиления), откуда отрицательный стример распространяется до области, отстоящей от поверхности анода на расстоянии $1/4$ длины газового промежутка (эопограммы 1,2). Через время $3 \div 5 \times 10^{-8}$ сек, после появления первого видимого свечения у катода, возникает второе видимое свечение около анода (эопограммы 1,2,3,4;рис.2). Появление анодного свечения в канале отрицательного стримера приводит к резкому росту проводимости и вытеснению поля на головку стримера как в гелии, так и в аргоне.

Электроны, находящиеся в этом усиленном поле, создают электронные лавины. Когда лавины доходят до критического усиления, возникает анодное диффузное свечение, что имеет место при искровом пробое длинных промежутков.

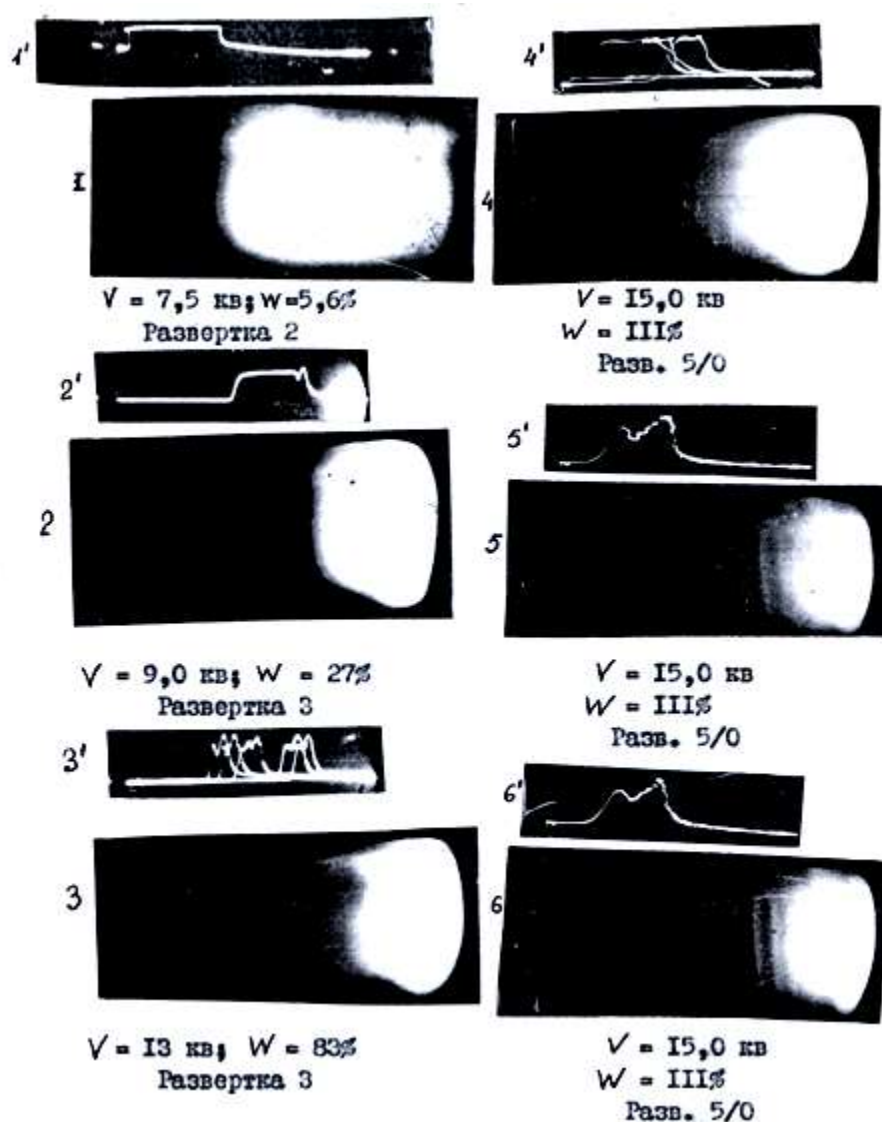


Рис.2. Эопограммы и соответствующие осциллограммы пробоя аргона для давления $P=800 \text{ мм рт. ст.}$ и $d=10 \text{ мм}$. На эпограммах катод находится внизу, а анод - вверху. Развертка 5 есть высокоскоростная развертка по времени.

Таким образом, катодное и анодное видимые свечения порождают отрицательный и положительный стримеры, которые образуют стримерный канал, соединяющий катод и анод. При этом у электродов возникают сильные поля, приводящие к возникновению катодного и анодного стримеров, которые завершают формирование искрового канала. Из эпограмм 5,6 на рис.2 видно, что в аргоне и в гелии первое видимое свечение и его развитие есть результат наложения друг на друга последовательно возникающих каналов, скорость развития которых $8 \times 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Если определить время, проходящее от момента появления первого канала на эпограмме, до момента возникновения ярко светящегося канала, соединяющего электроды газового промежутка через t_0 , то по эпограмме 5 (рис.2) $t_0=425 \text{ нсек}$. В то же время по соответствующей осциллограмме, время спада напряжения от напряжения пробоя до напряжения горения дуги также равняется 425 нсек. Этот факт является еще

одним доказательством того, что первое видимое свечение связано с началом резкого провала напряжения на газовом промежутке.

На рисунке 3 показаны несколько эопограмм и соответствующие им осциллограммы импульсного пробоя элегаза (SF_6).

В элегазе, также как в гелии и в аргоне, в момент начала резкого провала напряжения на газовом промежутке в катодной половине газового промежутка возникает первое видимое свечение, которое распространяется до анода (отрицательный стример) и катода (положительный стример). Когда первое диффузное свечение достигает анода, у поверхности катода возникают вспышки света эопограммы 1,2 рис.3. Такой механизм пробоя имеет место при перенапряжении $W=6,2\%$, давлении $p=450 \text{ Тор}$ и длине промежутка $d=3 \text{ мм}$.

При тех же условиях повышение перенапряжения до 17% приводит к изменению механизма пробоя, который заключается в том, что каждой вспышке у катода соответствуют каналы у анода эопограммы 2,3,4 (рис.3). Вспышки света у катода и каналы в области анода возникают с определенной частотой. Мы считаем, что вспышки света и каналы связаны с формированием катодного пятна, взрывной эмиссией электронов, пробоем изоляционных пленок на поверхности катода. В работе [1] было показано, что механизм пробоя молекулярных газов один и тот же.

Однако следует отметить, что при пробое атомарных газов гелия и аргона световые вспышки (плазменные образования) у катода не возникают, что свидетельствует об ином механизме формирования катодного пятна в атомарных газах. В работе [2] показано, что эмиссионные свойства холодных катодов в газовом разряде определяются адсорбцией рабочего газа поверхностью катода и имплантацией рабочего газа в катод. Отмечено, что во всех благородных газах в нормальном и слабо аномальном разрядах при диаметре катода $d_c \gg l_c$ (l_c - длина области катодного слоя), разряд носит преимущественно фотоэлектронный характер. В легких благородных газах фотоэлектронный характер разряда сохраняется и для глубокого аномального тлеющего разряда.

Мы считаем, что в условиях наших опытов в гелии и аргоне при формировании катодного пятна действует вышеизложенный механизм вырывания вторичных электронов из катода резонансным излучением, к чему добавляется бомбардировка положительными ионами поверхности катода.

При этом ионы ускоряются аномальным катодным падением потенциала, которое растет по эмпирически установленному закону с ростом плотности тока [4]:

$$U_{ka} = U_{kn} \left[1 + \frac{a}{p} (i - i_n)^{0,5} \right]$$

где U_{kn} - нормальное катодное падение потенциала, p - давление, i_n - нормальная плотность тока, i - плотность тока разряда.

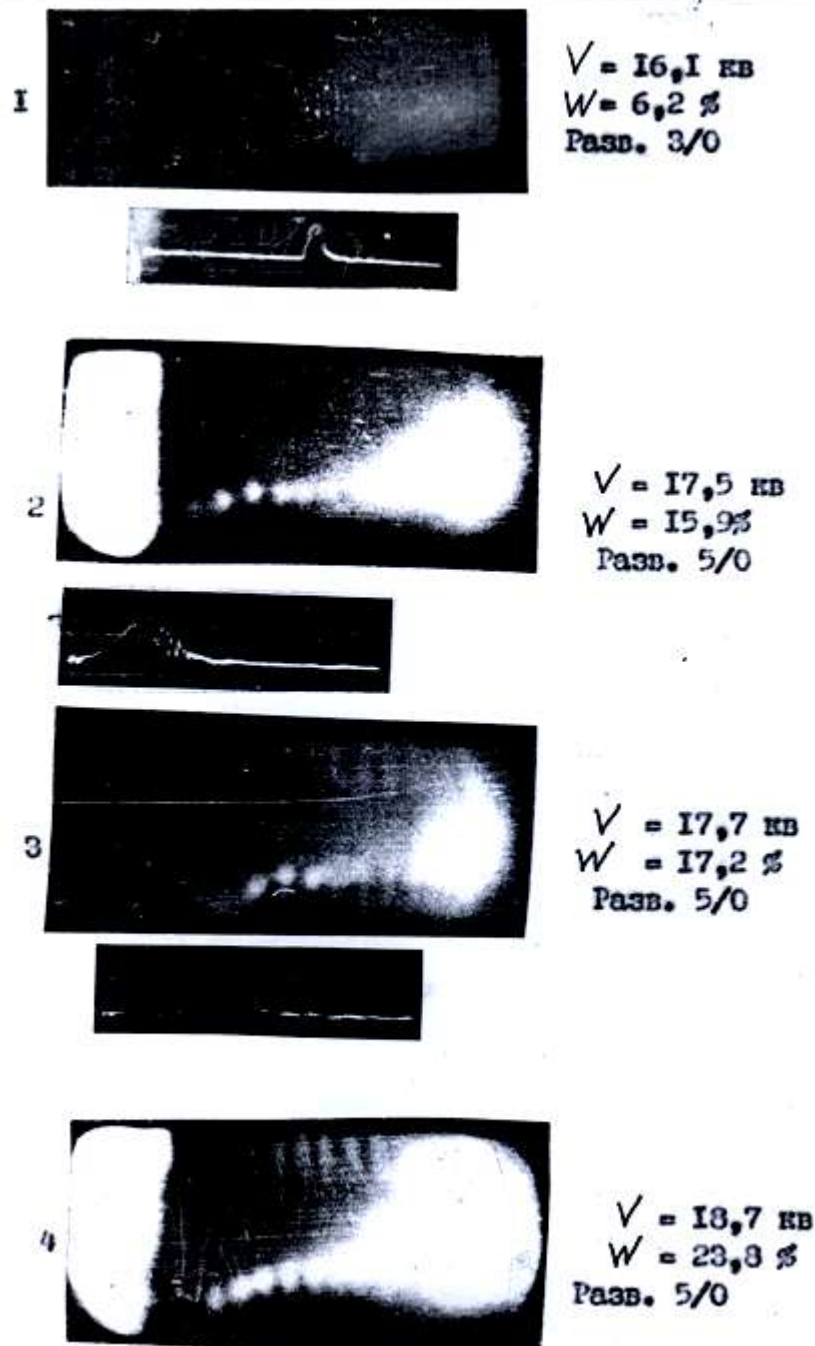


Рис.3.

Эопограммы развития разряда в пространстве и во времени, полученные электронно-оптическим преобразователем и соответствующие осциллограммы пробоя элегаза (SF_6).

В работе [3] проведены электронно-оптические исследования свечения, сопровождающего пробой сильно перенапряженных газовых промежутков импульсами напряжения с фронтом 1 нсек и короче. Перекрытие промежутка свечением сопровождалось развитием волновых ионизационных процессов. Путем компьютерной обработки эопограмм пробоя азота при давлении $4,5 \text{ атм.}$ были установлены ионизационные волны: отрицательный, положительный стримеры, два стримера с анода (анодные стримеры) и катодный стример.

В работе [5] образование ионизационных волн в формирующемся искровом канале объясняется неоднородной проводимостью канала, поле из области высокой проводимости вытесняется в область слабой проводимости, где и начинается ионизация, что и подтверждается свечением головок каналов в наших опытах.

Такие же ионизационные волны наблюдались нами при пробое гелия, аргона и элегаза при давлениях близких к атмосферному, что свидетельствует об общности механизма пробоя газов.

Проведенные исследования оптической картины развития пробоя газов показывают, что формирование искрового канала обеспечивается прохождением волн ионизации через канал лавины (или объединенной группы лавин) дошедшей до критического усиления. Скорость волн ионизации определяется отношением напряженности поля E к давлению газа P .

Список литературы

1. А.З. Эфендиев, К.А. Эфендиев //Прикладная физика №1,2007,с.75.
- 2.П.А. Бохан, Д.Э. Закревский //ЖТФ, 2007. том 77, вып.1, с.109.
- 3.С.Н. Иванов, В.В. Лисенков, В.Г. Шпак //ЖТФ,2008,том 78, вып. 9, с.62.
4. Н.А.Капцов. //Радиофизическая электроника, издательство МГУ, 1960 г.
5. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991. 224с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НЕДОНАПРЯЖЕННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ СВЕТОМ ИСКРЫ

Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Мехтиев Б.З., Рамазанов А.А.

Дагестанский государственный университет

По стримерной теории пробоя Леба, Тика и Ретера электрический пробой газов происходит в две стадии [1,2]. В начальной стадии происходит развитие электронной лавины до критического усиления и её переход в стримеры, которые создают стримерный канал, приводящий к усилению поля у электродов. В конечной стадии в усиленном поле у катода на его поверхности образуется катодное пятно с термоэлектронной эмиссией. Термоэлектроны, выходящие из катодного пятна проходя через стримерный канал превращает его в искровой канал с большой проводимостью с малым сопротивлением, что приводит к резкому падению напряжения от напряжения пробоя до напряжения горения дуги.

Искровой разряд в настоящее время широко используется в технике для создания генераторов импульсных напряжений и токов, реле времени, импульсных источников света и т.д.

Главную роль в практических применениях играет длительность конечной стадии, связанный с большими токами.

Мы создали устройство для регулирования длительности по времени конечной стадии электрического пробоя газов.

Электрическая схема этого устройства дана на рис.1 [3].

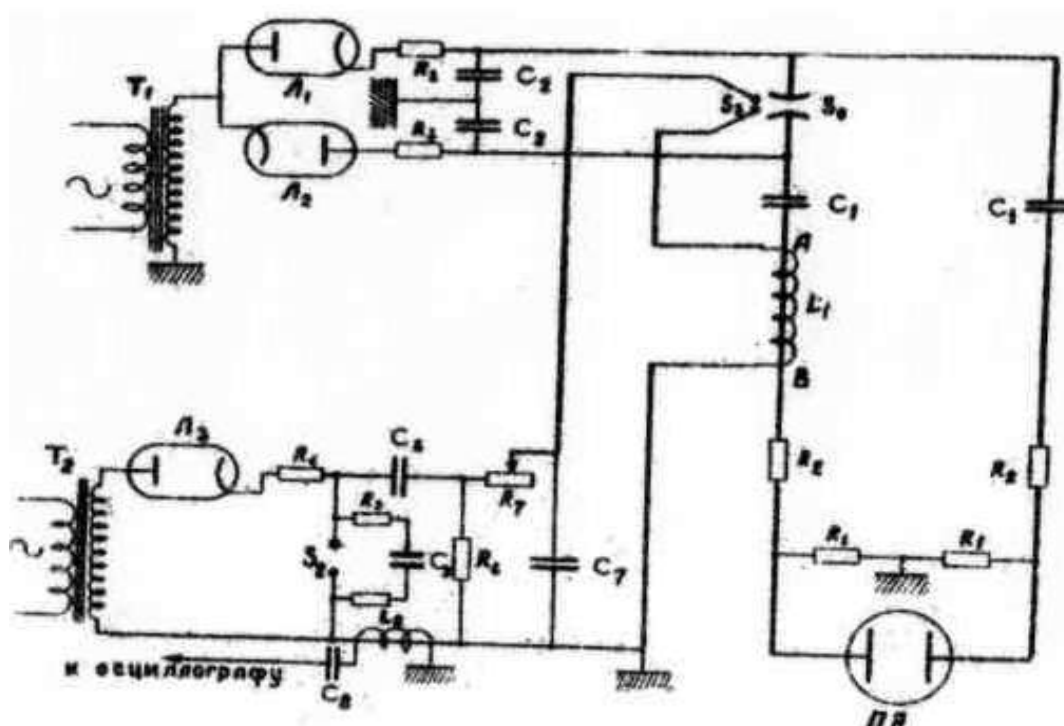


Рис.1 Электрическая схема

Работа этого устройства заключается в следующем: с помощью трансформатора T_1 через кенотроны L_1 и L_2 , сопротивления R_3 заряжаются конденсаторы C_2 , включенные параллельно испытуемому газовому промежутку S_0 , изменение

напряжения на котором во время пробоя фиксировалось импульсным осциллографом [4]. Напряжение с промежутка S_0 подавалось на осциллограф посредством делителя напряжения, состоящего из ёмкостей C_1 , сопротивлений R_1 , R_2 и емкости пластин явления осциллографа (на рис.1), который позволяет записывать процессы длительностью 10^{-9} с (наносекунд) без заметных искажений.

Пробой промежутка S_2 вызывает разряд конденсатора C_6 (конденсатор C_6 заряжается с помощью трансформатора T_2 через сопротивления R_4 и R_6) на сопротивление R_6 , импульс напряжения с которого через элемент задержки, состоящий из сопротивления R_7 и емкости C_7 , попадает на газовый промежуток S_3 . Под действием этого импульса напряжения промежутки пробиваются, излучение из которого приводит к пробоем испытываемого промежутка S_0 . В момент пробоя промежутка S_0 осциллограф должен быть готов к записи явления пробоя, что достигается тем, что при пробое промежутка S_2 в катушке индуктивности L_2 , имеющей несколько витков, индуцируется импульс напряжения, который через емкости C_8 идет на запуск осциллографа. Элемент задержки R_7 и C_7 обеспечивает синхронизацию момента появления луча на экране осциллографа с моментом пробоя испытываемого промежутка S_0 . Испытуемый промежуток S_0 ставится в режим недонапряжения, т.е. напряжения на нем. И меньше напряжения статистического пробоя U_0 . Недонапряжение на промежутке определяется по формуле:

$$W = \frac{U_0 - U}{U_0} \times 100\%.$$

Пробой промежутка S_0 происходит только при наличии внешнего облучения.

Нами в качестве источника ионизирующего облучения была выбрана излучение искры, на которую разряжался конденсатор, заряжаемый до 4500 вольт. Пробой недонапряженных промежутков происходит в суммарном поле

$$E_0 = E + E_1,$$

где E – поле приложенное из вне, E_1 – поле пространственных зарядов; созданных внешним ионизирующим излучением путем фотоэффекта на катоде, в газе развивающими электронными лавинами в промежутке, в газе и развивающими электронными лавинами в промежутке, E_0 -статическая пробивная прочность газа $E_0 = \frac{U_0}{d}$, где d - длина газового промежутка.

Для табулирования экспериментальных данных на рис.2 приведены схематические изображения характерных осциллограмм пробоя газов в режиме недонапряжения. На них t_n есть длительность начальной стадии, как время проходящее от момента начала облучения пробиваемого промежутка (точка А) до момента начала резкого провала напряжения (точка В); t_k есть длительность конечной стадии, которая определяется как время, проходящее от момента начала резкого провала напряжения на промежутке (точка В) до момента перехода искры в дугу (точка Е).

$$t_k = t_1 + \tau_1 + t_2 + t_3,$$

где t_1 -время падения напряжения от напряжения пробоя (точка В) до напряжения начала ступени напряжения (точка В'); τ_1 -длительность ступени напряжения (участок В'Д); t_2 -время падения напряжения от напряжения ступени (точка Д) до напряжения перехода искры в искродуговую стадию (точка С); t_3 -время падения напряжения от напряжения перехода в искродуговую стадию (точка С) до напряжения горения дуги (точка Е). Ступень напряжения на падении напряжения на промежутке связано с возникновением тлеющего разряда, в течение горения которого возникает катодное пятно, что увеличивает длительность конечной стадии пробоя.

На осциллограммах типа **б** (рис.2.) ступени напряжения нет и место резкое падение напряжения от напряжения пробоя (точка В рис.2-б) до напряжения перехода искры в искродуговую стадию (точка С, рис. 2б.). Осциллограммы типа (б) получаются при больших недонапряжениях, так как при больших недонапряжениях длительность начальной стадии пробоя велика положительный заряд ближе подходит к поверхности катода резко усиливает там поле, которое ускоряет формирование катодного пятна.

На рис.2б. время t_3 -есть время перехода искродуговой стадии в дугу, расширения канала искры из-за бурного выделения энергии в канал искры.

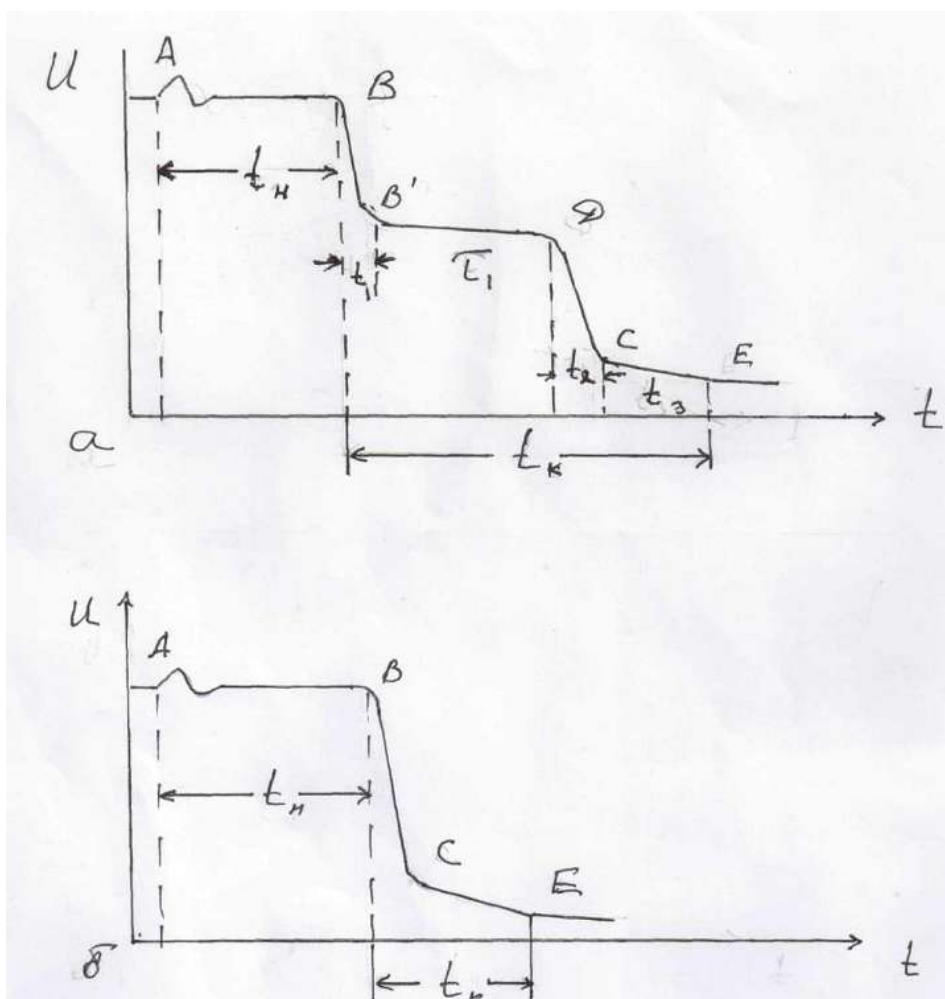


Рис.2.

Длительность конечной стадии пробоя зависит от длительности начальной стадии, что достигается регулированием процесса приближения пространственного заряда положительных ионов к поверхности катода путем изменения недонапряжения пробиваемого газового промежутка.

При этом с увеличением недонапряжения от нуля до максимально возможного недонапряжения w_m (при недонапряжении $W > W_m$ пробой не происходит) длительность начальной стадии пробоя увеличивается, а длительность конечной стадии уменьшается, что видно из данных таблицы, в которой даны длительности по времени начальной стадии t_n и конечной стадии t_k в функции недонапряжения и напряженности поля пробоя E в различных газах, давлениях и длинах промежутков.

Как видно из таблицы для гелия при давлении 759 Торр, длине промежутка $d=7\text{мм}$, недонапряжении $w=0$, напряженности поля $3,24\text{ кВ/см}$. длительность начальной стадии t_H равна 660нс (за это время пространственный заряд положительных ионов, созданных внешним излучением и ионами, возникшими в электронных лавинах не успевают близко подойти к поверхности катода и усилить там поле, что и приводит к увеличению длительности конечной стадии), а длительность конечной стадии $t_k=1030\text{ нс}$. В тех же условиях но при недонапряжении $W=13.3\%$, напряженность $E=2,68\text{ кВ/см.}$, $t_H=4600\text{ нс}$ (за это время пространственный заряд положительных ионов ближе подходит к поверхности катода, ускоряя создания катодного пятна), длительность конечной стадии $t_k=250\text{ нс}$

Длина промежутка d , мм	Давл-е р, Торр	Напряженность поля пробоя E , кВ/см	Длительность начальной стадии пробоя t_H , нс	Длительность конечной стадии пробоя t_k , нс	Недонапряжение на промежутке W , %
Гелий					
7	759	3,24	660	1030	0
-	-	2,68	4600	250	13,3
Аргон					
10	759	6,60	600	154	0
-	-	5,41	800	80	18
Азот					
10	376	16,5	125	168	0
10	-	11,0	1160	82	25
Элегаз (S F₆)					
3	462	9,80	420	180	0,66
-	-	9,44	480	120	1,32
Воздух					
10	300	10,66	480	488	10
-	-		8800	230	19

Для гелия в наших опытах отношение длительности конечной стадии t_k при недонапряжении $W=0$, т.е. при статическом напряжении, к длительности t_k при недонапряжении $W=13,3$ равно 4. В азоте, аргоне, воздухе это же отношение равно 2. Пусть t_k - есть время спада напряжения и роста силы тока в искре. Если ε - есть энергия,

запасенная в конденсаторе, разряжающегося на искру, то $\frac{\varepsilon}{t_k}$ – мощность искры будет расти с ростом недонапряжения искрового промежутка, что ускоряет возникновение катодного пятна и следовательно искрового канала.

Таким образом, в условиях наших опытов пробоя недонапряженных промежутков имеется возможность регулировать длительность конечной стадии искры путем изменения недонапряжения.

Используя это явление можно создать импульсные генераторы с регулируемой мощностью.

В работе Эфендиев А.З. [3] в гелии был открыт многоканальный разряд, каналы имели вид кисти и были параллельны друг другу

В гелии при напряжениях, близких к минимальному напряжению пробоя V_m , наблюдался пробой двух видов.

В первом случае, иногда, при напряжении пробоя V , близком к V_m , возникал кистевой разряд, вид которого указан на рис.3. этот вид разряда состоит из пяти структурных элементов: стебля, темного пространства, канала, диффузного свечения вокруг канала, и свечения около анода. Все пять элементов вместе имеют вид кисти.

Стебель находится на катоде (рис.3а) и возвышается над ее поверхностью в виде цилиндра. Стебель светится белым светом с бледно-фиолетовым оттенком. При повышении напряжения горения кистевого разряда свечение стебля становится белым. Между стеблем и каналом находится темное пространство Фарадея, после него до анодного свечения тянется канал диаметром чуть больше диаметра стебля, который светится бледно фиолетовым светом. Вокруг канала имеется бледно-фиолетовое или голубое свечение в виде конуса с вершиной на поверхности стебля. При постепенном повышении напряжения горения стебель начинает светиться сильнее и диаметр стебля уменьшается. Канал при определенном напряжении горения исчезает, превращаясь в область голубого свечения. Таким образом, с повышением напряжения горения структура кисти меняется; увеличивается яркость горения всех элементов.

На рис. 4.а,б. показаны кисти с каналом (рис.4.а) и кисти без канала (рис.4.б.). При достижении напряжения горения V_T , кисть переходит в искровой разряд.

На рис.4.в. представлено развитие кистевого разряда с повышением напряжения горения. Кистевой разряд, развитие которого дано на рис.4в возник при напряжении зажигания $V_z=2200В$ и напряжение на газовом промежутке снизилось до напряжения горения $V_T= 1800 В$ с одновременным уменьшением до $0,45 мА$. Дальнейшее повышение общего напряжения в цепи кистей ведет к росту напряжения горения разряда V_T и тока J разряда . Последние снимки 5 и 6 (рис.4в) сделаны когда в газовом промежутке возникла вторая кисть под действием излучения горячей кисти, которая возникла при попытке повышения напряжения горения кистевого разряда V_T выше $2050В$ путем увеличения общего напряжения в цепи.

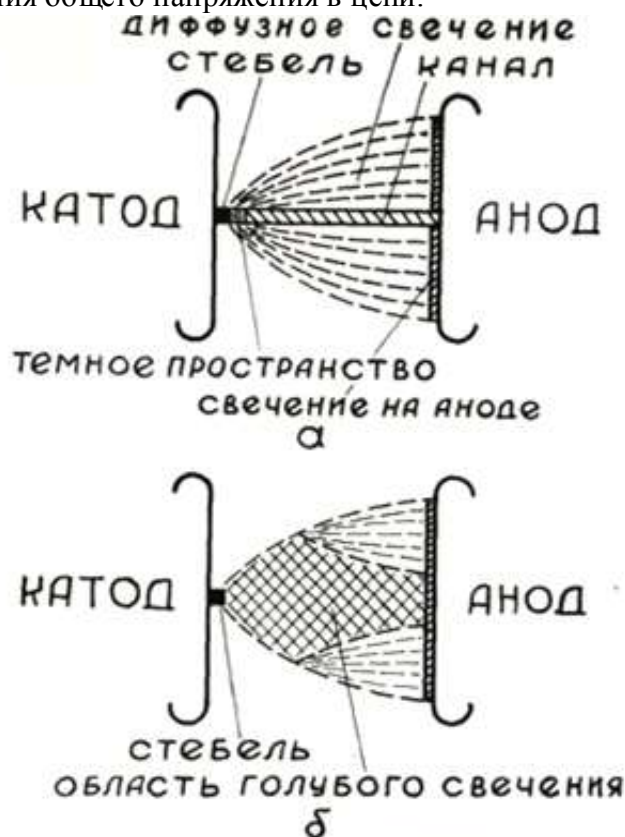


Рис.3. Вид кистевого разряда: а) с каналом, б) без канала

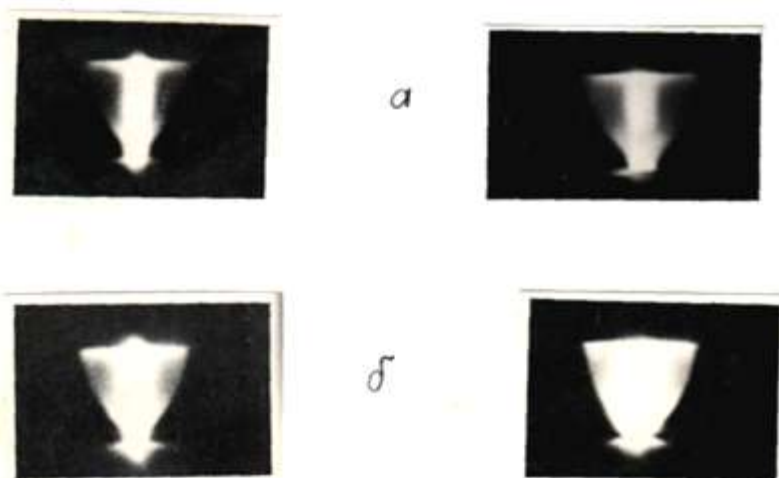


Рис.4.а,б. Фотографии кистевых разрядов.

а – кистевой разряд с каналом

б – кистевой разряд без канала.

Катод – внизу, анод –верху.

Фотографии увеличены в 1,5 раза по отношению к натуральному размеру кисти, длина которой равнялась 10 мм, т.е. длине газового промежутка.

1	2	3	4	5	6
$V_{\Gamma}=1880\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,05\text{мА}$	$V_{\Gamma}=1960\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,045\text{мА}$	$V_{\Gamma}=2010\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,06\text{мА}$	$V_{\Gamma}=2050\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,08\text{мА}$	$V_{\Gamma}=2050\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,12\text{мА}$	$V_{\Gamma}=2110\text{В}$ $I_{\text{раз}}=0,17\text{мА}$

Рис.4в. Развитие кистевого разряда с повышением напряжения. Фотографии кистей даны в натуральном размере.

На фото №5 (рис.4в) две кисти находились в плоскости, проходящей через ось фотоаппарата, а на фото №6 – в плоскости фотоаппарата. Сравнивая фото 4 с фото 6 рис.4в мы видим, что когда в промежутке горит одна кисть при напряжении горения V_{Γ} ток равен 0,06 мА, а когда две кисти $I_{\text{раз}}=0,17$ мА, $V_{\Gamma}=2100$ В, отсюда следует, что величина тока, зависит от количества кистей.

Таким образом, мы видим, что при данном напряжении горения сила разрядного тока определяется числом кистей, одним из причин которого может быть ограниченность плотности тока электронов с катода.

На рис.5 представлена вольтамперная характеристика кистевого разряда, где участок АВ представляет из себя вольтамперную характеристику кистевого разряда из одной кисти; ВД - вольтамперная характеристика кистевого разряда из двух кистей; ГМ – из четырех кистей. В целом вольтамперная характеристика является возрастающей, как аномального тлеющего разряда и короны.

Обычно при подсветке образуется одна, редко две кисти. От них с повышением напряжения горения возникают новые кисти, число которых, иногда доходит до такой величины, что они занимают все межэлектродное пространство. Иногда кисти сливаются как на рис. 4в, фото 5 и 6.

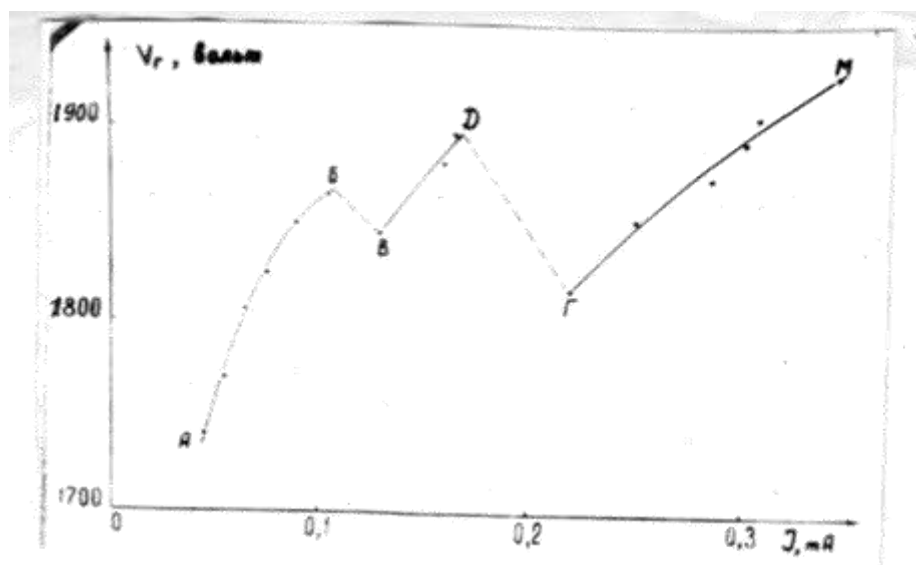


Рис.5 Вольтамперная характеристика кистевого разряда.

Когда в газовом промежутке имеются большое количество кистей они влияют друг на друга, что в частности выражается во взаимном быстром перемещении. Если даже в промежутке одна кисть, то с повышением напряжения, особенно вблизи критического напряжения V_k , при котором кисть переходит в искру или затухает без образования искры кисть быстро перемещается по поверхности катода.

На рис.6 приведены две фотографии кистей. Во время экспозиции фотоаппарат сдвинулся и на фотографии зафиксировались наиболее ярко светящиеся части кисти: стебель, фардеево пространство и канал разряда. Стебли кистей, горящих в промежутке, устанавливаются на окружности радиуса r . С повышением напряжения горения радиус r уменьшается, а с понижением увеличивается.



Рис.6. Фотографии кистевого разряда, показывающие движение кисти в промежутке

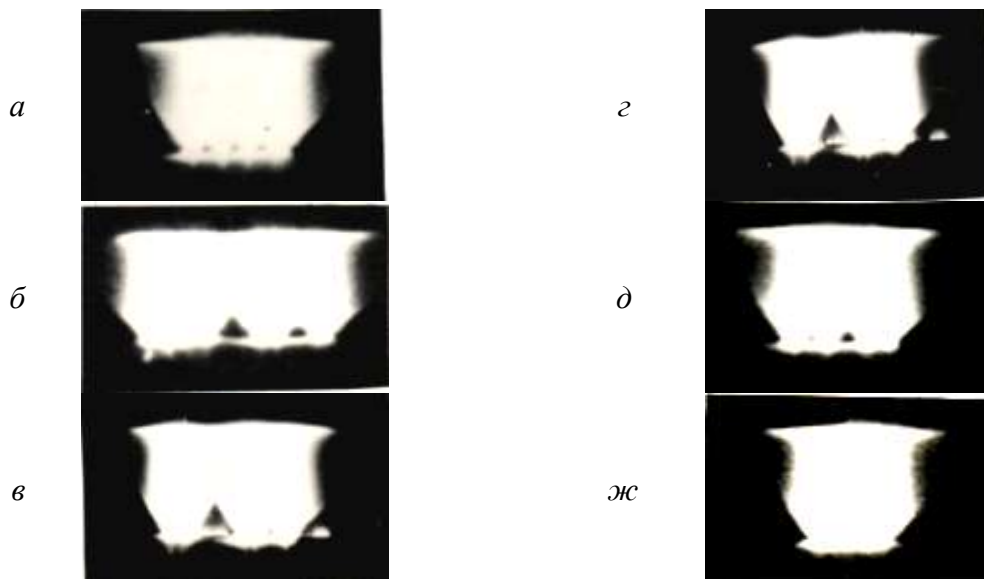


Рис.7. Фотографии кистевых разрядов, состоящих из многих кистей. Фотографии увеличены в 1,5 раза по отношению к натуральному размеру кисти.

На рис.7 приведены фотографии со многими параллельными кистями. В работе считалось, что кистевые разряды возникают из-за неоднородности поля на катоде.

Действительно при установках острий на катоде возникали кистевые разряды не только в гелии, но и в воздухе. Анализируя экспериментальные данные, полученные для многоканальных кистевых разрядов в гелии с учетом того, что в гелии многоканальные кистевые разряды образуются при значениях произведения $p \cdot d$ изменяющемся в пределах от 360 Торр·см до 1786 Торр·см.

При данной интенсивности облучения сначала возникает несамостоятельный кистевой разряд, который при повышении напряжения горения становится самостоятельным.

Многоканальный кистевой разряд возникает в гелии с примесью аргона, меняющемся до 31%.

Анализируя экспериментальные данные по многоканальному кистевому разряду мы пришли к следующему механизму возникновения отдельных кистей.

Пусть на газовый промежуток подано напряжение меньшее напряжения статистического пробоя U_0 . Поле в газовом промежутке является однородным. Пробой происходит только под действием облучения в суммарном поле, как принято в литературе пробой недонапряженных промежутков происходит в суммарном поле E .

$$E = E_1 + E_2,$$

где E_1 – приложенное извне поле, а E_2 – поле пространственных положительных зарядов, возникших при облучении, без учета расположения положительных зарядов.

Теперь допустим из катода вырывается один электрон рис.8. В промежутке возникает электронная лавина. После ухода электронов на анод напряженность поля положительных пространственных зарядов восстанавливается.

Суммарное поле $E = E_0 + E_r$, перед головкой уменьшается из-за того, что поле E_0 и E_r противоположно направлены. Позади головки лавины поле E усиливается, так как E_0 и E_r направлены в одну и ту же сторону. Из-за малости радиуса головки заряд в головке лавины можно считать точечным, поле которого является неоднородным.

Таким образом, в районе головки лавины возникает сильное неоднородное поле, что необходимо для возникновения коронного или аномального тлеющего разряда. Это поле E связано с виртуальным анодом. Что приводит к возникновению различных плазменных образований.

В возникновении кисти могут участвовать несколько близко расположенных лавин (фото 5 и 6, рис.4в).

Между головкой лавины и поверхностью катода размещается катодные части аномального тлеющего разряда (стебель, рис.3). Все остальные части образуют положительные столб. С понижением недонапряжения, т.е. с ростом напряженности приложенного к промежутку поля E_0 кистевой разряд не возникает, а возникает искровой разряд, так как лавина доходит до критического усиления и переходит в стримеры, которые образуют стримерный канал, который после образования катодного пятна переходит в искровой канал.

В работе [5] было установлено, что в инертных газах начальная стадия пробоя связана с последовательным возникновением нормального тлеющего разряда, переходящего в аномальный тлеющий разряд, где основную роль среди гамма-процессов играет эмиссия электронов с катода под действием резонансного излучения.

Леб [1] исследуя корону в воздухе с отрицательного острия, указал, что визуальные характеристики отрицательной короны аналогична характеристике тлеющего разряда. То же самое имеет место в гелии.

Возникновение искрового канала инертных газах может произойти без образования стримеров следующим образом: после перехода нормального тлеющего разряда в аномальный катодное падение потенциала в аномальном разряде начинает расти с ростом тока разряда i по эмпирическому закону

$$V_A = V_0 \left[1 - \frac{a}{p} (i - i_0)^{1/2} \right],$$

где V_0 – нормальное катодное падение потенциала, V_A – катодное падение потенциала в аномальном тлеющем разряде, p – давление, i_0 – нормальная плотность тока.

Положительные ионы, ускоренные в области аномального катодного падения потенциала, приводит к формированию катодного пятна с термоэлектронной эмиссией или пятно с холодной эмиссией, если напряженность поля достигает 10^7 В/см, на поверхности катода.

На основе выше изложенного о пробое недонапряженных газовых промежутков можно сделать следующее заключение:

1. Экспериментальные данные о пробое недонапряженных промежутков показывают, что регулируя недонапряжения можно управлять длительностью конечной стадии, что позволяет создавать импульсные генераторы с регулируемой мощностью.

2. Установлен механизм возникновения многоканального кистевого разряда. Кисти представляют из себя аномальный тлеющий разряд или Корона.

3. Образование плазменных структур в гелии связано с наличием внешнего облучения светом искры и недонапряжения промежутки, что приводит к возникновению виртуального анода.

Литература

1. Леб Л. Основные электрические разряды в газах. М.-П. Гос.тех.издат.1950г.-672с.
2. Ретер Г. Электронные лавины и пробой газов. -М: Мир.1968-390с.
3. Эфендиев А.З. Докторская диссертация. Махачкала 1967.
4. Стекольников И.С. Импульсная осциллография и его применение. М. изд. АН СССР. 1949.-225с.
5. Перминов А.В., Тренкин А.А. //ЖТФ.2005г. т.75. с.52.

(ПРОДОЛЖЕНИЕ)

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ ОПИСЫВАЕМЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛЬЮ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

А.К. Муртазаев^{1,2}, А.Б. Бабаев^{1,3}, Г.Я. Атаева¹

¹Институт физики ДагНЦ Российской академии наук 367003, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет 367025, Махачкала, Россия

³Дагестанский государственный педагогический университет
367003, Махачкала, Россия

В последнее время интенсивно обсуждаются фазовые переходы (ФП) и критические явления (КЯ) в магнетиках описываемых двумерными (2D) решеточными моделями Изинга и Поттса [1-3]. Особый интерес представляет 2D модель Поттса на треугольной решетке. Это обусловлено тем, что двумерные решеточные модели Поттса на треугольной решетке описывают большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. [4,5]. Обычно, антиферромагнетики с треугольной решеткой являются фрустрированными магнетиками. Однако, необходимо отметить, что в случае модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке в основном состоянии фрустрация обусловленная геометрией решетки отсутствует (см. рис.1) и магнитная система упорядочена при конечной температуре. Поэтому, можно считать, что 2D антиферромагнитная модель Поттса с $q=3$ на треугольной решетке эквивалентна трехвершинной модели Поттса с тремя подрешетками A, B, C.

В данной работе нами методом Монте-Карло (МК) и гистограммным анализом данных исследованы фазовые переходы и термодинамические свойства в 2D антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке.

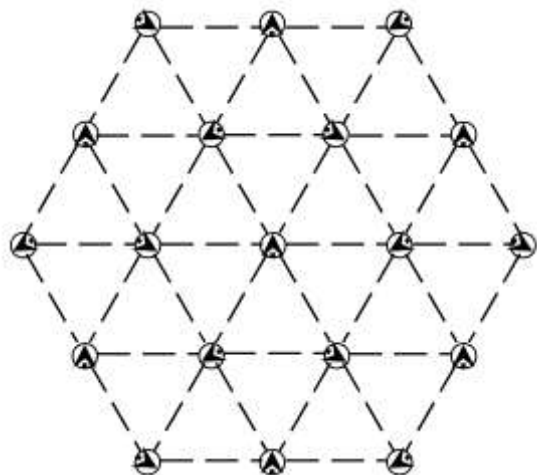


Рис.1. Пример отсутствия фрустраций на треугольной решетке (антиферромагнитная модель Поттса с числом состояний спина $q=3$)

Приведем здесь формулировку двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке, используемую для описания широкого ряда объектов и явлений в физике конденсированных сред. При построении такой модели необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах двумерной треугольной решетки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний (см. рис.1); энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно), и равна $|J|$, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях (опять же, все равно в каких именно).

С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде

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

где J - параметр обменного антиферромагнитного ($J < 0$) взаимодействия, $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости и восприимчивости нами использовались флуктуационные соотношения [6]:

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (2)$$

$$\chi = (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (3)$$

где $K = J/k_B T$, $N = L^3$ - число магнитных узлов, U - внутренняя энергия, m - параметр порядка системы, угловые скобки означают термодинамическое усреднение. В качестве параметра порядка для антиферромагнитной (m_{AF}) модели Поттса использовалось следующее выражение [7]:

$$m_{AF} = \left\langle \frac{3}{2} \sum_{\alpha \neq \beta \neq \gamma} \left(\frac{N_\alpha + N_\beta + N_\gamma}{N} - \frac{1}{3} \right) \right\rangle^{1/2}, \quad (4)$$

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 подрешетке A, B и C соответственно, $N = L^3$.

Природа ФП в двумерной антиферромагнитной модели Поттса с $q=3$ на треугольной решетке до сих пор еще не ясна. По одним данным, это слабо выраженный ФП первого рода [8], по другим - переход второго рода [9]. Поэтому, нами для определения критических температур и анализа характера фазового перехода использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [10,11].

Кроме кумулянтов Биндера для анализа типа ФП нами использовалась и гистограммная обработка данных метода МК [12]. Гистограммная обработка данных метода МК является более эффективным для определения рода ФП. В гистограммном анализе [12] данных вероятность обнаружения системы со значением энергии - U и параметром порядка - m определяется выражением:

$$\overline{P(U, m)} = \frac{1}{Z(K)} W(U, m) \exp[KU], \quad (5)$$

где $W(U, m)$ - число конфигураций с энергией U и параметром порядка m , и $Z(K)$ - функция распределения энергии всей системы.

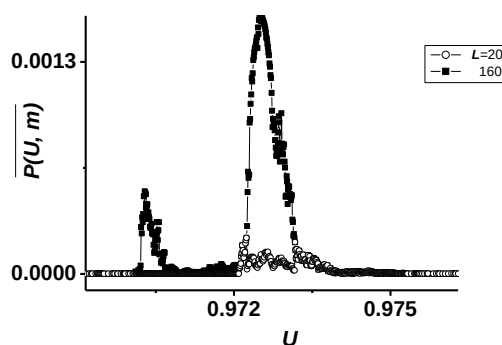


Рис.2. Гистограмма распределения энергии для 3D АФ модели Поттса с $q=3$ на треугольной решетке.

Гистограммный анализ данных проведенный нами для 2D антиферромагнитной модели Поттса на треугольной решетке также свидетельствует о наличии ФП первого рода. Это продемонстрировано на рис. 3. На этом рисунке представлена энергетическая гистограмма вблизи критической точки T_c для систем с линейным размером $L=20; 160$. Как видно из рисунка, на зависимости вероятности P от энергии системы U для системы $L=160$ наблюдается два хорошо выраженных максимума, который отсутствует для системы с линейным размером $L=20$. Такая закономерность говорит о целесообразности изучения систем, линейные размеры которых не меньше 160. Наличие двойного максимума на энергетической гистограмме является достаточным условием для ФП первого рода.

Работа поддержана грантом РФФИ (№10-02-00130-а) и выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (госконтракт №П559 и №02.270.11.03.97), «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России» на 2007-2013 годы (госконтракт №16.552.11.7051).

Литература

1. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов М.: Наука, (1982).
2. В.С. Доценко. УФН**165**, 5, 481 (1995).
3. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 321, 2630 (2009).
4. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235 (1982).
5. А.Н. Ермилов, Физика элементарных частиц и атомного ядра**20**, 6, 1379 (1989).
6. P. Peczac, A.M. Ferrenberg, D.P. Landau, Phys.Rev. B**43**, 6087 (1991).
7. Y.Saito, J. Phys. A: Math. Gen. 15, 1885 (1982).
8. W. Zhang and Y. Deng, Phys. Rev. E**78**, 031103 (2008).
9. M.Schick, R. Griffiths, J. Phys. A: Math. Gen. 10, 2123 (1977).
10. K. Binder, Phys. Rev. Lett.**47**, 693 (1981).
11. K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter**8**, 5209 (1996).
12. F. Wang, D.P. Landau, Phys. Rev. E**64**, 056101 (2001).

МИКРОМОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ZnO , СФОРМИРОВАННАЯ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОТОЧНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ.

Аль-Тхуаели С.А., Рабаданов Р.А., Рабаданов М.Х., Исмаилов А.М.,
Алиев И.Ш., Джабраилова Х.Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, ул. Гаджиева 43 а

Введение. Оксид цинка – один из перспективных широкозонных полупроводников, внимание к которому в последнее время возрастает. Это связано с уникальным сочетанием в данном материале физико-химических свойств, что делает возможным изготовление на его основе широкого спектра устройств, в том числе прозрачных тонкопленочных транзисторов, фотоприемников, светодиодов, лазерных диодов, работающих в голубой и ультрафиолетовой области спектра и т.д. Реализация потенциальных возможностей этого материала задерживается, в основном, из-за технологических проблем получения пленок, слоев, кристаллов с нужными свойствами. Процесс осаждения с использованием магнетронных распылительных систем (МРС) включает ряд стадий [1,2]: образование ионов рабочего газа, бомбардировка мишени (процессы на поверхности мишени и в приповерхностном слое, сопровождающиеся различными видами эмиссии), массоперенос распыленных частиц через плазму, конденсация распыленных частиц на подложке, сопровождающаяся бомбардировкой ионами, нейтральными атомами, электронами. Из-за сложного характера такого процесса рассчитать его заранее невозможно. К примеру, в процессе распыления мишень при определенных условиях может подвергаться существенной модификации, а это в свою очередь, влияет на ростовые процессы формирования конденсата на подложке. Данная работа посвящена исследованию морфологических особенностей керамической мишени ZnO , модифицированной при больших плотностях разрядного тока.

Методика эксперимента. Распыление мишени ZnO (диск диаметром 40 мм и толщиной 4 мм) проводили в классической МРС постоянного тока в атмосфере кислорода. Площадь зоны эрозии мишени составляла 5 см^2 . Плотность тока на мишень менялась в интервале от 10 до 120 mA/cm^2 . Использовался вариант не припаянной к поверхности магнетрона мишени, вследствие чего температура мишени при плотности тока 120 mA/cm^2 достигала 900°C . Диапазон давлений рабочего газа (кислород), при которых устойчиво горел сильноточный ($60\text{--}120 \text{ mA/cm}^2$) магнетронный разряд составлял $p = (1\text{--}20) \cdot 10^{-3}$ Торр. Морфология поверхности пленок и распыленной мишени исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии (SEMLEO-1450) в режиме регистрации вторичных электронов при ускоряющем напряжении 20 кВ. Осциллограммы зонда и питающего напряжения наблюдали на четырехканальном цифровом запоминающем осциллографе АСК-3117. Эмиссионные спектры магнетронной плазмы снимали с помощью оптоволоконного спектрофотометрического комплекса AvaSpec-ULS2048x64-USB2. Ширина входной оптической щели спектрофотометра равнялась 50 мкм, а разрешение - 2,4 нм. Для идентификации спектральных линий использовали источники [3,4]

Результаты и их обсуждение. На рисунке 1 показана морфология поверхности мишени ZnO , после 5 часового распыления при плотности разрядного тока 20 mA/cm^2 . Предполагается, что при таком режиме распыления температура в приповерхностной области мишени не поднимается выше $150\text{--}200^\circ\text{C}$. Из рисунка видно, что поверхность мишени относительно ровная и на ней сформированы специфические самостоятельные образования в виде пор (углублений).

Существенной модификации поверхность мишени подвергается в процессе ее распыления при плотностях разрядного тока $j > 60 \text{ мА/см}^2$. На рисунке 2 приведена последовательность снимков (1-9), снятых от края к центру мишени (рис.2, 12). Мишень распыляли при $j = 120 \text{ мА/см}^2$ в течении 5 часов. Для большей наглядности снимки 10 и 11 в другом масштабе повторяют области мишени, соответствующие снимкам 3 и 4. Условно разделим области мишени на три части А, В, С: А (край мишени) – область между метками 1 и 4, В (зона эрозии) – область между метками 4 и 5, С (центр мишени) – область между метками 5 и 9.

Основная доля мощности бомбардирующих ионов (около 80%) выделяется в виде

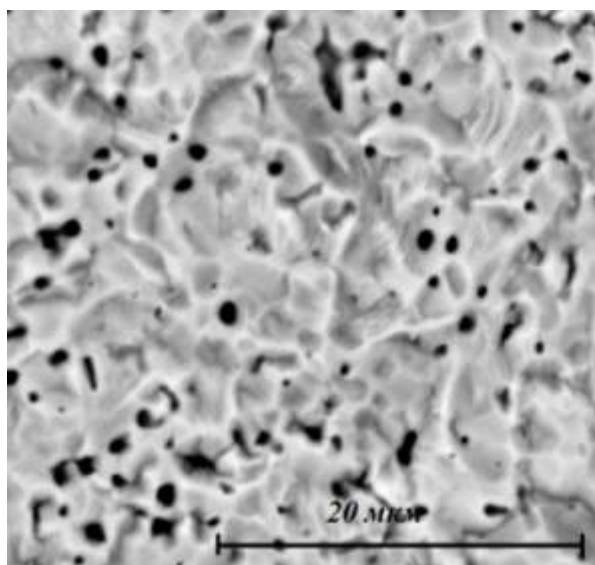


Рис.1. Морфология поверхности мишени после 5 часов распыления при $j=20 \text{ мА/см}^2$.

тепла, а мощность, расходуемая непосредственно на распыление материала мишени, не превышает 5%. Расход остальной части мощности связан с внедрением ионов в мишень, ее радиационными повреждениями (дефектообразование), обратным рассеиванием ионов, вторичной электронной эмиссией и электромагнитным излучением [1]

В области В (зона эрозии) происходит распыление мишени. Принято, считать, что температура мишени практически не влияет на распыление при температурах, далеких от точки плавления. Однако, в нашем случае из-за отсутствия достаточного теплоотвода, происходит сильный разогрев распыляемой мишени за счет ионной бомбардировки.

Вследствие интенсивного дефектообразования при ионной бомбардировке коэффициент диффузии частиц на поверхности мишени будет существенно выше, чем при обычной термической диффузии. Это способствует и усиленному испарению (ее можно назвать радиационно-ускоренной сублимацией) частиц с поверхности мишени. Таким образом, можно предположить, что характерная морфология поверхности мишени в области В является формой развития рельефа в результате каскадного распыления и радиационно-ускоренных процессов диффузии и испарения.

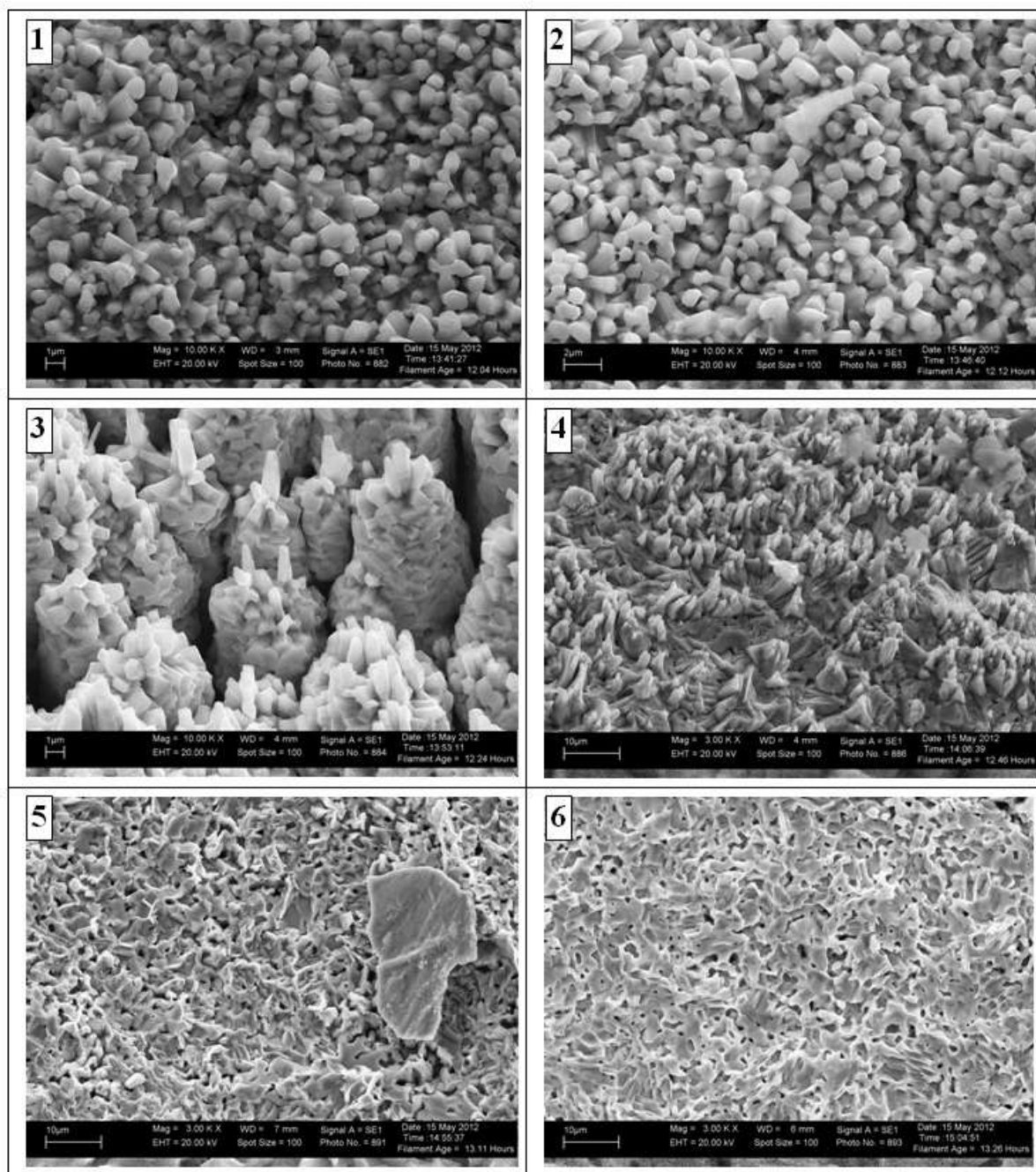


Рис.2. Морфология поверхности мишени, модифицированной в процессе распыления при $j = 120 \text{ mA/cm}^2$ в течении 5 часов. Области снятия снимков (1-9) соответствуют местам напротив пронумерованных меток, нанесенных на мишень (12). Температура мишени $\sim 900^\circ\text{C}$ (продолжение на след. стр.).

Формирование рельефа в областях А и С в виде специфических кристаллических образований возможно благодаря поступлению туда материала из зоны эрозии В и высокой температуре мишени. Ясно, что данные области не являются эквивалентными (например, относительно окружения магнетронной плазмой),

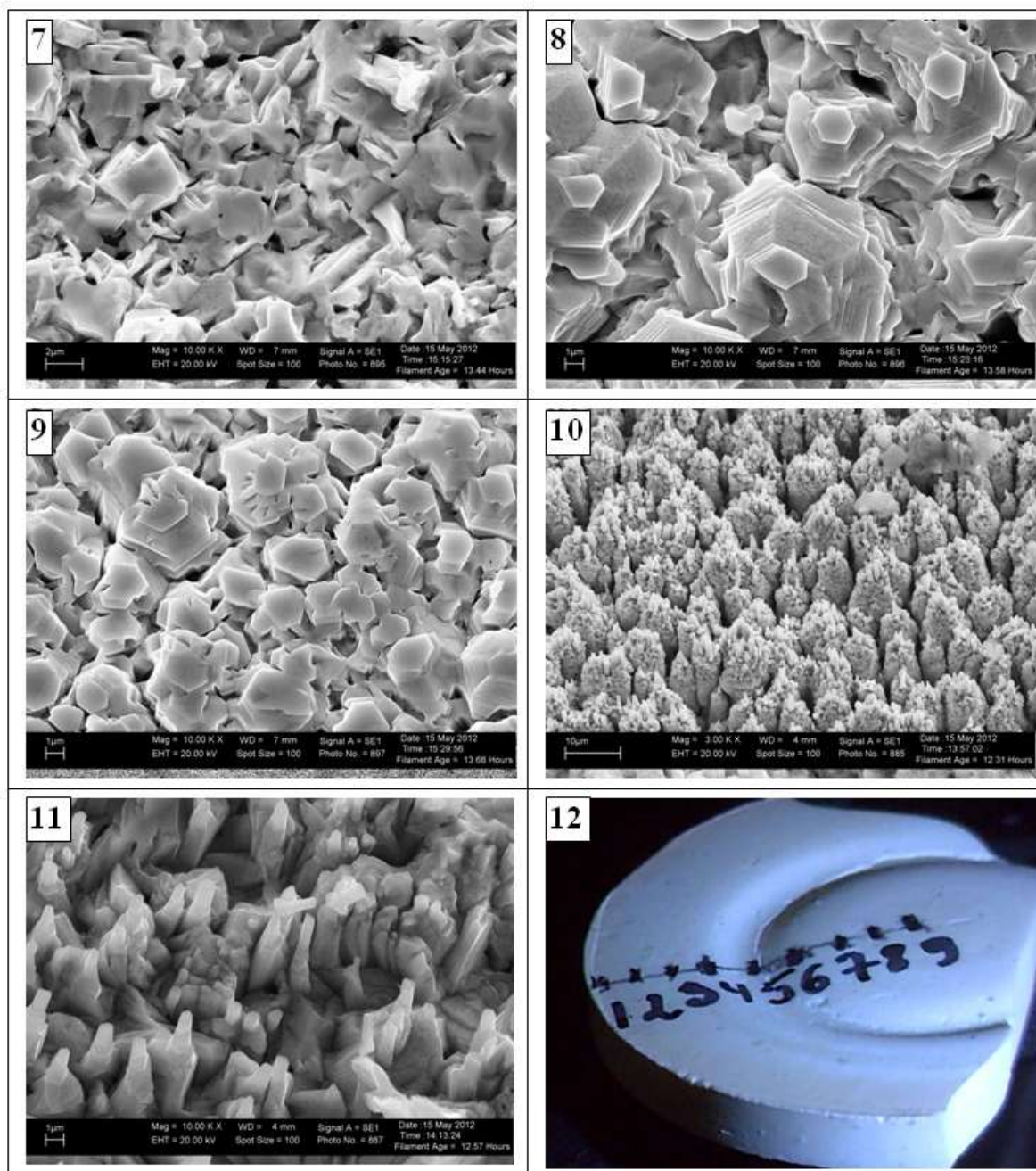


Рис.2. Продолжение.

вследствие чего характерная форма кристаллических образований в них сильно различается. Резкие границы между областями А и В, В и С отсутствуют. Например, снимки 4, 11 (рис.2) показывают, что в переходной области А-В конкурируют два процесса: распыление и кристаллообразование.

В области А ближе к зоне эрозии рельеф сформирован вертикальными колоннами (рис.2. 4,11), состоящими из преимущественно разориентированных монокристалликов (вискеров) с резко неоднородным развитием граней, развивающиеся как цилиндры. Ближе к краю мишени рельеф сформирован теми же монокристалликами, заполняющими эту область однородно. Можно предположить, что данная стадия является результатом разрастания и последующего слияния колонн, образованных на этом месте первоначально. В области С наблюдается иная картина кристаллических

образований (рис.1. 7,8,9), имеющих более отчетливую картину при приближении к центру мишени. Фигуры роста напоминают вид усеченных многогранных пирамид в высоту сформированных последовательными слоями (рис.2. 8).

Заключение

При больших плотностях разрядного тока поверхность мишени ZnO подвергается существенной модификации. В зоне распыления (эрозии) происходят значительные изменения рельефа поверхности, а в областях (край и центр мишени) примыкающих к ней наблюдается формирование характерных кристаллических структур.

Литература

1. Кузьмичев А.И. Магнетронные распылительные системы. Кн.1. Введение в физику и технику магнетронного распыления. –К.: Аверс, 2008. 224с.
2. Распыление под действием бомбардировки частицами. Вып. III. /Характеристики распыленных частиц. Применения в технике: Пер. с англ. /Под ред. Р. Бериша и К. Витмака. – М.: Мир, 1998. 551 с.
3. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Вып. II. Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности / Под ред. Р. Бериша. –М.: Мир, 1986. 488 с.
4. Беграмбеков Л.Б. Модификация поверхности твердых тел при ионном и плазменном воздействии. Учебное пособие. М: МИФИ, 2001. 34 с.

ПОЛУЧЕНИЕ НОВЫХ ВТСП МАТЕРИАЛОВ ПУТЕМ КОМПАКТИРОВАНИЯ НАНОПОРОШКОВ

Гаджимагомедов С.Х., Рабаданов М.Х., Палчаев Д.К.,
Мурлиева Ж.Х., Фараджева М.П.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
e-mail: darkusch@mail.ru

Работа направлена на решение проблемы разработки конкурентоспособных технологий изготовления нанопорошков и изделий из нанокерамики для машиностроения, электроники, средств связи, атомной, авиакосмической техники и т.п.

С целью уплотнения керамических материалов предварительно методом глицин-нитратной технологии были получены нанопорошки $Y(Ba_xBe_{1-x})_2Cu_3O_{7-\delta}$. Нанопорошки в дальнейшем подвергались термической обработке при различных температурах из интервала 500-1100⁰С, в результате чего они рекристаллизовались до необходимых размеров. Порошки различных размеров от 20 нм до 10 мкм смешивались в соотношениях, обеспечивающих максимальную насыпную плотность. Для исключения расслоения, порошок засыпался пресс-форму или сосуд, в котором получают суспензию, в порядке снижения размеров частиц, последовательно заполняющих поры между частицами. Текучесть при прессовании обеспечивалась использованием жидкости, испаряющейся без остатка при сушке и спекании. Такой способ получения материалов $Y(Ba_xBe_{1-x})_2Cu_3O_{7-\delta}$ на основе сложных оксидов [1] позволяет:

1) получать материалы для создания компонентов электронной техники и катализаторов: наноразмерные порошки, керамику различной пористости, вплоть до нулевой, мишени для получения пленок методом катодного распыления, многослойные покрытия и т.д.;

2) снизить эффект неоднородной деформации образца при спекании за счет однородного распределения материала по составу и дисперсности;

3) обеспечить однородное распределение добавок при изготовлении терморезисторов с различным омическим сопротивлением;

4) получать материалы при сравнительно низких температурах синтеза ~ 500⁰С и спекания ~ 1100⁰С.

Керамические материалы на основе $Y(Ba_xBe_{1-x})_2Cu_3O_{7-\delta}$ обладают широким спектром электрических свойств от сверхпроводника до полупроводника. Эти свойства оказались чувствительны не только к изовалентному замещению элементов второй группы и дефициту кислорода, но и размеру частиц. Новые керамические материалы выгодно отличаются от керамики из $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ относительно высокими влагостойкостью и прочностью.

Увеличение содержания бериллия, как правило, повышает оптимальную температуру обжига. Причем, при повышении содержания бериллия от $x=0,05$ до $x=0,6$, оптимальная температура спекания возрастала линейно от ~930⁰С до ~980⁰С, а далее – по экспоненте. Замещение бария в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ бериллием до 60% неизбежно приводит к изменению параметров решетки и перераспределению сил межатомного взаимодействия, так как атомные радиусы этих элементов различаются более чем в два раза. Это свидетельствует о том, что способность терять кислород снижается по мере повышения содержания бериллия.

В основе невоспроизводимости электрофизических, магнитных и др. свойств керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ лежит отсутствие четкого контроля за кислородной нестехиометрией. На электрические свойства данных материалов, помимо прочего, влияет содержание кислорода, которое зависит не только от технологии получения, но и условий проведения эксперимента. Данные по отдельным кинетическим коэффициентам, полученным разными авторами для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, трудно сопоставить из-за чувствительности свойств ВТСП материалов к технологии синтеза и отжига.

Материалы на основе сложного оксида $\text{Y}(\text{Ba}_x\text{Be}_{1-x})_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, обладающие широким спектром электрических свойств, в перспективе могут быть использованы при создании многослойных образований с различными физическими характеристиками в каждом слое и на границах. В частности, изоморфность и, вместе с тем, широта спектра значений проводимости этих материалов позволят получать совершенные структуры при создании компонентов электронной техники и сверхпроводников второго поколения. На основе оксидных ВТСП ведется разработка магнитометров, радиометров, болометров, микроволновых резонаторов и т.п.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 09-02-96-503 p_юг_a и Госконтрактов № 16.740.11.0149 и № 02.740.11.0397).

Литература

1. Заявка №2010150893 «Нанопорошки на основе $\text{Y}(\text{Ba}_x\text{Be}_{1-x})_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ». Приоритет от 15.12.2010

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА БИОТКАНЕЙ МЕТОДОМ ИНВЕРСНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНТЕ-КАРЛО

К.М. Гираев, М.А. Магомедов, Н.А. Ашурбеков А.А. Муртазаева
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Дагестанский государственный университет»,
367002, г. Махачкала, ул. М.-Гаджиева, 43а
e-mail: kamal_giraev@mail.ru

Определение оптических показателей биологических тканей – показателя поглощения (μ_a), рассеяния (μ_s) и фактора анизотропии рассеяния (g) является весьма трудоемкой задачей вследствие сложной структуры самой ткани и многообразия процессов взаимодействия фотонов с нею. Известно (см., например, [1,2]), что большинство объектов, включая ткани растительного и животного происхождения, относятся к оптически мутным случайно-неоднородным средам, для которых показатель рассеяния может превышать показатель поглощения до сотни раз. Вследствие этого, задача по разделению вкладов поглощения и рассеяния в ослабление интенсивности прошедшего или отраженного света сопряжена со значительными трудностями.

Данная работа посвящена исследованиям стационарных оптических свойств биологических тканей в зависимости от формы патологического состояния. С этой целью была усовершенствована методика инверсного моделирования Монте-Карло (МК), обладающая высокой точностью и быстродействием при определении оптических свойств рассеивающих сред, и позволяющая учесть реальную структуру биоткани, параметры экспериментальной установки и геометрию измерений.

Метод МК основан на расчете большого числа случайных траекторий фотонов в рассеивающей среде, от оптических свойств которой зависят длина и форма индивидуальных траекторий. В настоящей работе для моделирования использовались 10^6 - 10^7 фотонных пакетов. Для вычисления оптических показателей был предложен следующий порядок действий:

1. По известным экспериментальным данным $T_t^{\text{exp}}, T_d^{\text{exp}}$ и R_d^{exp} вычислялись начальные приближения значений μ_a , μ_s и g при помощи следующих соотношений (см., например, [3]):

$$\frac{\mu'_s}{\mu_a + \mu'_s} = \begin{cases} 1 - \left(\frac{1 - 4R_d^{\text{exp}} - T_t^{\text{exp}}}{1 - T_t^{\text{exp}}} \right)^2, & \text{при } \frac{R_d^{\text{exp}}}{1 - T_t^{\text{exp}}} < 0.1 \\ 1 - \frac{4}{9} \left(\frac{1 - R_d^{\text{exp}} - T_t^{\text{exp}}}{1 - T_t^{\text{exp}}} \right)^2, & \text{при } \frac{R_d^{\text{exp}}}{1 - T_t^{\text{exp}}} \geq 0.1 \end{cases} \quad (1a)$$

$$\mu_a + \mu'_s \bar{d} = \begin{cases} -\frac{\ln T_t^{\text{exp}} \ln 0.05}{\ln R_d^{\text{exp}}}, & \text{при } R_d^{\text{exp}} \leq 0.1 \\ 2^{1+5 R_d^{\text{exp}} - T_t^{\text{exp}}}, & \text{при } R_d^{\text{exp}} > 0.1 \end{cases} \quad (1b)$$

$$\mu_a + \mu'_s \bar{d} = -\ln T_c^{\text{exp}} \quad (1c)$$

где $\mu'_s = 1 - g \mu_s$ – показатель транспортного рассеяния, d – толщина образца биоткани, а T_c^{exp} – коллимированное пропускание $T_c^{\text{exp}} = T_t^{\text{exp}} - T_d^{\text{exp}}$.

2. Используя начальные значения μ_a , μ_s и g посредством численного моделирования методом МК вычислялись расчетные значения T_t^{calc} , T_d^{calc} и R_d^{calc} .

3. Далее строилась целевая функция и проводилась процедура ее минимизации как

$$F = \left| T_t^{\text{exp}} - T_t^{\text{calc}} \right| + \left| T_d^{\text{exp}} - T_d^{\text{calc}} \right| + \left| R_d^{\text{exp}} - R_d^{\text{calc}} \right|$$

4. В качестве критерия завершения процедуры минимизации было использовано следующее выражение

$$\frac{\left| T_t^{\text{exp}} - T_t^{\text{calc}} \right|}{T_t^{\text{exp}}} + \frac{\left| T_d^{\text{exp}} - T_d^{\text{calc}} \right|}{T_d^{\text{exp}}} + \frac{\left| R_d^{\text{exp}} - R_d^{\text{calc}} \right|}{R_d^{\text{exp}}} \leq \varepsilon,$$

где величина погрешности лежала в пределах $\varepsilon = 0.01$.

Поскольку на каждом шаге минимизации при вычислении целевой функции необходимо проведения расчетов T_t^{calc} , T_d^{calc} и R_d^{calc} , что требует значительных вычислений и больших вычислительных ресурсов, то в работе был использован метод минимизации целевой функции, на основе симплексного метода Нелдера-Мида [4,5], позволяющий найти минимум целевой функции за достаточно малое обращение к ней. Проведенные расчеты показали, что для нахождения минимума с точностью $\varepsilon = 0.01$ во всем спектральном диапазоне требуется в среднем 10-30 обращений.

Измерение спектральных коэффициентов T_t^{exp} , T_d^{exp} и R_d^{exp} проводилось на спектрофотометре UV-3600 (Shimadzu, Япония) в комплексе с интегрирующей сферой LISR-3100 (Shimadzu, Япония, коэффициент отражения стенок сферы $>98\%$ в диапазоне длин волн 240-2500 нм). Для каждого исследуемого участка было проведено по 3 серии измерений. Окончательный результат по каждому исследуемому участку определялся путем усреднения серийных измерений.

Типичные спектры оптических показателей поглощения μ_a , рассеяния μ_s и фактора анизотропии рассеяния g для нормальных и опухолевых образцов биотканей показаны, соответственно, на рис. 1(a)-(b). Анализ полученных результатов позволил установить, что

- для исследуемых биотканей с ростом длины волны наблюдается уменьшение показателя рассеяния до 2 раз и рост фактора анизотропии;
- спектр показателя поглощения достигает максимума в области длин волн 300-400 нм, монотонно снижается в сторону длинноволновой области спектра с минимумом на участке 700-750 нм, где интенсивность поглощения может быть до 100 раз меньше своего максимального значения;
- зависимость оптических свойств биотканей от степени их патологического поражения имеет сложный и многообразный характер;

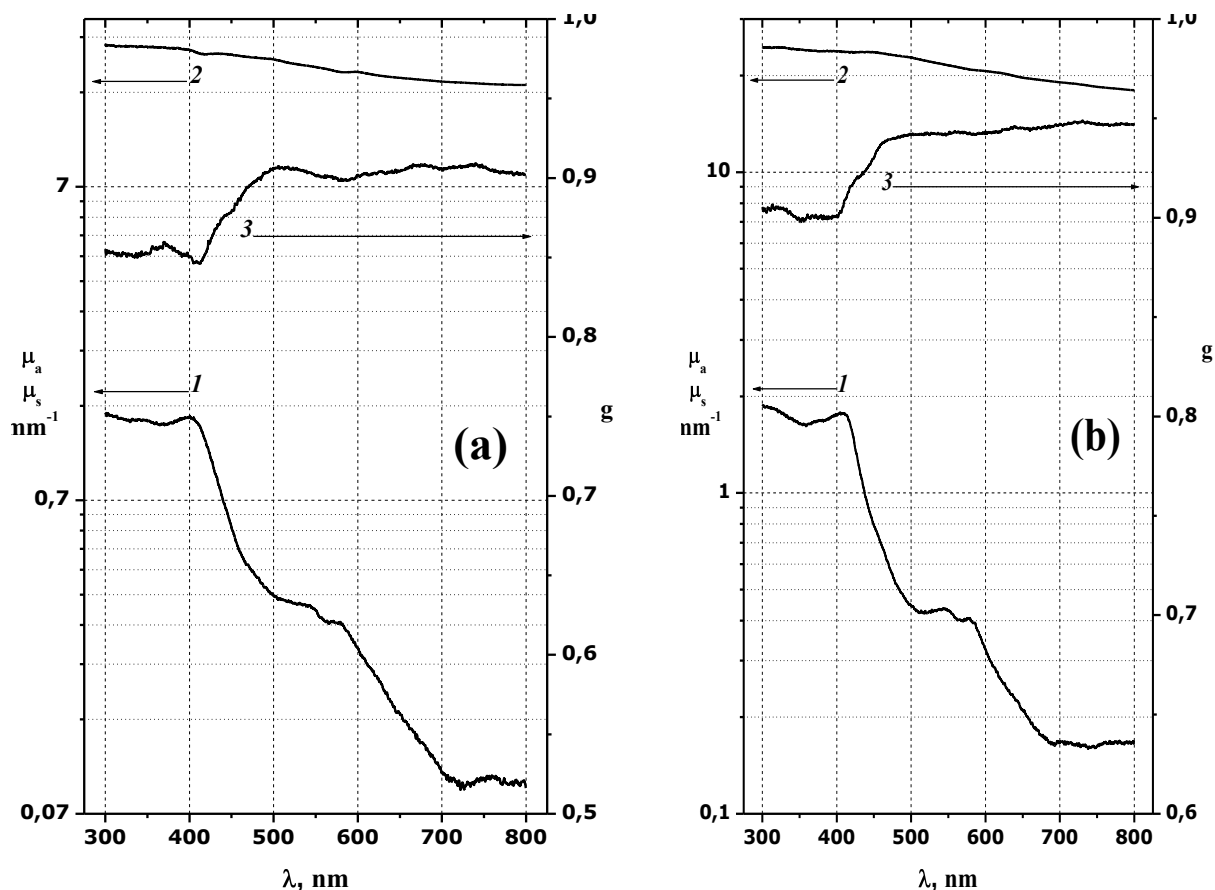


Рис. 1. Спектры оптических показателей поглощения (кривая 1), рассеяния (кривая 2) и фактора анизотропии рассеяния (кривая 3) тканей слизистой оболочки желудка в норме (а) и при низкодифференцированной форме рака (б).

- относительно нормы развития злокачественных новообразований приводит к незначительному росту μ_a и g , тогда как μ_s – увеличивается приблизительно до 2 раз выше нормы;
- форма спектральной зависимости оптических показателей поглощения, рассеяния и фактора анизотропии рассеяния во многом определяется структурно-морфологическими характеристиками среды, что позволяет использовать методы диффузно-оптической спектроскопии в качестве инструмента дифференциации патологических состояний биологических тканей;
- используемый в работе алгоритм инверсного моделирования методом Монте-Карло для определения оптических показателей биотканей позволило по сравнению с известными моделями МК сократить до 100 раз затраты машинного времени на проведение численных расчетов и увеличить их точность.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №10-02-01022-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Оптическая биомедицинская диагностика/ Пер. с англ. под ред. В.В. Тучина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. Т. 1. – 560 с., Т. 2. – 368 с.
2. R. Richards-Kortum, E. Sevick-Muraca. Quantitative Optical Spectroscopy for Tissue Diagnosis// Annu. Rev.Phys. Chem. 1996, V. 47, P. 555-606.
3. S.A. Prahl. Inverse adding-doubling program. Официальный сайт орегонского Центра Лазерной Медицины, 2007. Доступно: <http://omlc.ogi.edu/software/iad/index/html>
4. L.-H. Wang, S.L. Jacques, L.-Q. Zheng. MCML – Monte Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues// Computer Methods and Programs in Biomedicine. 1995, V. 47, P. 131-146.
5. L.-H. Wang, S.L. Jacques, L.-Q. Zheng. CONV – Convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues// Computer Methods and Programs in Biomedicine. 1997, V. 54, P. 141-150.

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФРУСТРИРОВАННОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА НА СЛОИСТОЙ ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ.

А.К. Муртазаев^{1,2}, М.К. Рамазанов^{1,3}, М.К. Бадиев¹, Д.Р. Курбанова.

¹*Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия*

²*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

³*Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, Россия*
m_zagir@mail.ru

К настоящему моменту антиферромагнитная модель Гейзенберга на слоистой треугольной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей является малоизученной, и поэтому остаются невыясненными множество вопросов о критических свойствах и фазовых переходах в таких системах [1-4].

В данной работе нами предпринята попытка более подробно исследовать фазовые переходы и критические свойства этой модели в интервале значений величины взаимодействия следующих за ближайшими соседями от 0.0 до 0.125, где согласно данным работы [3] наблюдается фазовый переход второго рода.

Гамильтониан фрустрированной трехмерной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке может быть представлен в следующем виде [5]:

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - J_1 \sum_{\langle il \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_l), \quad (1)$$

где $\vec{S}_i$ – трехкомпонентный единичный вектор $\vec{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$, $J < 0$ и $J_1 < 0$ – константы антиферромагнитного обменного взаимодействия. Первый член в формуле (1) характеризует взаимодействие всех ближайших соседей, которое берется одинаковой как внутри слоёв, так и между слоями. Второй член характеризует взаимодействие следующих за ближайшими соседями, находящихся в том же слое. $R = J_1/J$ – величина взаимодействия следующих за ближайшими соседями.

Эта модель впервые была исследована в работе [3]. Авторы работы построили фазовую диаграмму зависимости температуры перехода T_N от отношения обменных параметров R . Обнаружили фазовый переход второго рода в интервале значений $0.0 \leq R < 0.125$ и рассчитали набор критических индексов для случая $R = 0.0$.

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости C и восприимчивости χ нами использовались выражения [6]:

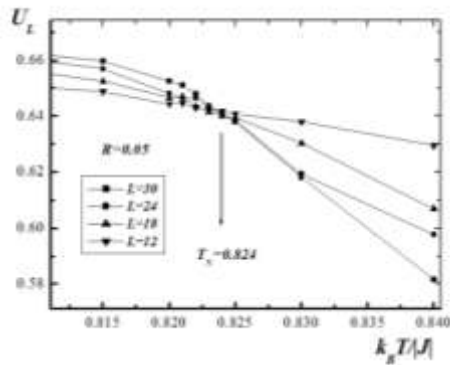


Рис.1. Зависимость кумулянта биндера U_L от температуры

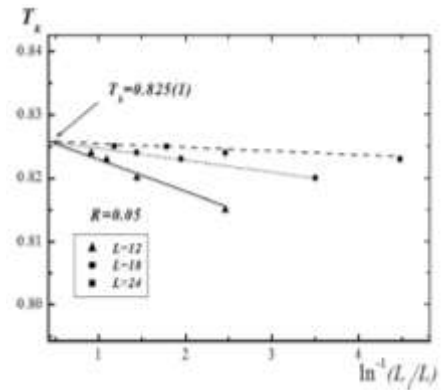


Рис2. Зависимость температуры T_k от $\ln^{-1}(L/L_0)$

Для определения магнитной критической температуры T_N использовался метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка. Киральную критическую температуру T_k определили используя метод пересечения кумулянтов [5]. На рисунках 1, 2 представлены характерные зависимости кумулянтов Биндера от температуры и зависимости температуры T_k от величины $\ln^{-1}(L/L_0)$ для $L=12, 18, 24$ при $R=0.05$. Из рисунка 1 видно, что кумулянты для разных L пересекаются в одной точке по определению, которая является критической точкой T_N . Эти значения T_N были нами использованы в дальнейшем в качестве критической температуры. Из рисунка 2 видно, что при $\ln^{-1}(L/L_0) \rightarrow 0$ все зависимости для разных L сходятся к одной точке. Значения T_k в этой точке соответствует киральной критической температуре. Аналогичным образом были определены значения критических и киральных критических температур и при других значениях $R = 0.0, 0.05, 0.075, 0.115$. Все эти данные представлены в таблице 1 и 2.

Таблица.1. Значения магнитных критических показателей для трехмерной фрустрированной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей.

R	T_N	ν	α	β	γ	η	$\alpha+2\beta+\gamma=2$
0.0	0.957(1)	0.65(1)	0.18(2)	0.30(2)	1.27(2)	-0.06(6)	2.05
0.025	0.893	0.65	0.20	0.28	1.27	-0.11	2.03
0.05	0.824	0.65	0.22	0.28	1.26	-0.15	2.04
0.075	0.747	0.65	0.22	0.25	1.28	-0.24	2
0.1	0.657	0.64	0.27	0.23	1.30	-0.30	2.03

Расчет статических магнитных и киральных критических индексов теплоемкости α , восприимчивости χ , χ_k намагниченности β , β_k и радиуса корреляции ν , ν_k проводилась, используя соотношения теории конечно-размерного скейлинга [6].

Таблица.2. Значения киральных критических показателей для трехмерной фрустрированной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей.

R	T_k	ν_k	α	β_k	χ_k	η_k	$\alpha+2\beta_k+\chi_k=2$
0.0	0.957(1)	0.65(2)	0.18(2)	0.52(4)	0.83(4)	0.70(12)	2.05
0.025	0.893	0.65	0.20	0.49	0.89	0.50	2.06
0.05	0.825	0.65	0.22	0.46	0.92	0.44	2.06
0.075	0.747	0.65	0.22	0.43	0.98	0.33	2.06
0.1	0.657	0.64	0.27	0.36	1.07	0.11	2.06
0.115	0.588	0.50	0.46	0.35	1.26	0.03	2.4

Рассчитанные с помощью данной теории значения магнитных и киральных критических индексов для всех R в интервале от $0.0 \leq R < 0.125$ приведены в таблице 1 и 2 соответственно.

Из данных представленных в таблицах 1 и 2 следует, что трехмерная антиферромагнитная модель Гейзенберга с взаимодействием следующих за ближайшими соседями в пределах значений $R=0.0 \div 0.1$ практически не меняет характер своего псевдокритического поведения.

При значении $R > 0.1$ наблюдается довольно резкое изменение значений магнитных и киральных критических индексов. Кроме того, при $R=0.115$ соотношения Рашбрука для киральных критических индексов не выполняется совсем. Все эти особенности при $R > 0.1$, по – видимому, связаны с близостью к мультикритической точке, где сосуществуют геликоидальная, коллинеарная и парамагнитная фазы.

Работа поддержана грантом РФФИ (12-02-96504, 10-02-00130) и выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (Госконтракт №П559 и №02.270.11.03.97), «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России» на 2007-2013 годы (Госконтракт № 16.552.11.7051).

Литература

- [1] С.Е. Коршунов, УФН 176, 233 (2006).
- [2] Малеев, УФН 172, 617 (2002).
- [3] D. Loison, H.T. Diep, Phys. Rev. B 50, 16453 (1994).
- [4] D. Loison, arXiv:cond-mat/0504326 v1 13 Apr 2006
- [5] H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jap. 61, 1299 (1992).
- [6] А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев, ЖЭТФ 142, 338 (2012).

ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ УГЛЕРОДА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Аливердиев А.А.^{1,2,4}, Батани Д.Д.^{3,4}, Дедзулиан Р.³, Винчи Т.⁵

¹ Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, пр. Шамиля, 39,
Махачкала, Россия

² Институт физики им. Х. Амирханова ДНЦ РАН, ул. Ярагского, 94,
Махачкала, Россия

³ Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux
Talence cedex, France

⁴ Dipartimento di Fisica "G. Occhialini", Università di Milano-Bicocca,
Milano, Italia

⁵ Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France
E-mail: aliverdi@frascati.enea.it

Уравнение состояния углерода представляет интерес для многих областей физики и техники, включая астрофизику (описание фаз высокого давления играет ключевую роль для построения реалистичных моделей звезд и планет, включая объяснение аномально большого магнитного поля у таких планет как Уран и Нептун), материаловедение, прикладную инженерию (включая технологии контролируемого термоядерного синтеза) и др. Важное явление металлизации углерода при высоких давлениях было теоретически предсказано давно, но до сегодняшнего дня все еще существуют трудности с его экспериментальной проверкой. Первые теоретические оценки [1] установили тройную точку для перехода алмаз – жидкий металл – твердый металл как 1,7 мегабар и 3100 К, но эти предположения не нашли экспериментального подтверждения [2, 3]. Более поздние работы установили переход в металлическое состояние при более высоких давлениях. При высоких температурах было предсказано существование жидких фаз: от неметаллической при низких давлениях к полуметаллической и металлической при более высоких. Наиболее принятая на сегодняшний день фазовая диаграмма углерода Грюмбаха и Мартина [4] устанавливает структурное превращение в жидком углероде в металлическую фазу при давлениях порядка 4–10 мегабар.

Достигнуть металлической фазы в лабораторных условиях можно посредством генерируемой мощным лазерным импульсом ударной волны. Действительно, согласно закону сохранения импульса, лазерная абляция с последующим выбросом плазмы с лицевой поверхности мишени создает ударную волну, распространяющуюся вглубь мишени. Ударное давление (в мегабарах) может быть оценено как [5]:

$$P = 11.6 \frac{I}{10^{14}} \lambda^{-3/4} A^{-1/4} Z^{-7/16} Z^* t / 3.5^{-1/8}, \quad (1)$$

где I – интенсивность лазерного излучения на мишени в Вт/см², λ – длина волны лазерного излучения в микронах, A , Z , и Z^* соответственно массовое число, атомное число и эффективная степень ионизации материала мишени, t – время в наносекундах. Таким образом, интенсивности лазерного излучения порядка 10^{14} Вт/см², которые достаточно легко достигаются в лабораторных условиях, позволяют достичь давлений порядка 10 Мбар.

После получения качественной ударной волны, дальнейшие измерения могут проводиться по двум основным сценариям: (i) для тестируемого вещества одновременно измеряются две величины (например, скорость ударной волны и скорость вещества) или (ii) одновременно измеряется скорость ударной волны для двух материалов (тестируемого и референсного, для которого уравнение состояния вещества считается известным) [6]. Далее, используя соотношения Гюгонио-Ранкина, можно

вычислить все остальные величины [7]. Здесь мы рассмотрим второй сценарий, примененный в рамках так называемого метода отражений [7]. Скорости ударной волны в этом случае вычисляются по временам достижения ею тыльной стороны мишени, которые с пикосекундной точностью могут фиксироваться посредством стрик-камеры.

Целью нашей работы являлось моделирование процессов, имеющих место в таких экспериментах с учетом лучистого транспорта и реальной формы профиля лазерного импульса, что должно позволить: (i) проверить табулированное уравнение состояния углерода, взятого за основу, (ii) найти влияние лучистого транспорта, а также профиля лазерного импульса на возможную регулярную ошибку, (iii) сравнить полученные данные с результатами недавних экспериментов (с возможным удалением регулярной ошибки в пересчете первичных данных), и (iv) в конечном счете, уточнить табулированное уравнение состояния, принимая во внимания последние эксперименты.

В наших недавних публикациях были представлены новые экспериментальные данные по изучению уравнения состояния пористого углерода [8] и уравнение состояния для углерода уменьшенной плотности [9]. В данном докладе мы сконцентрируемся на втором пункте нашей общей цели, а именно, на анализе влияния лучистого транспорта и нестационарности ударной волны на возможную регулярную ошибку в расчетах при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{13} - 10^{14} Вт/см².

Для реализации модельных экспериментов использовался базовый гидрокод MULTI [10,11]. Использовались уравнения состояния, взятые в SESAME [12, 13] и уравнение состояния для углерода с уменьшенной плотностью (1.6 г/см^3 , как это было сделано в наших недавних экспериментах), рассчитанное нами по MPQEOS [9, 14-15], а также коэффициенты радиационного поглощения из SNOP [16,17].

Для каждого численного эксперимента мы реализовывали три одномерных моделирования для мишеней: (i) пластик-алюминий (8 микрон), (ii) пластик-алюминий (16,5 микрон) и (iii) пластик-алюминий-углерод. Для каждого этапа определялось время достижения ударной волной тыльной стороны мишени, как это должно происходить в реальном эксперименте. По этим трем величинам рассчитывались две скорости ударных волн D_{Al} и D_C для алюминия и углерода соответственно. Затем, используя известные ударные адиабаты и соотношение Гюгонио-Ранкина для закона сохранения импульса ($P = \rho DU$) для алюминия, определялась точка (U_{Al}, P_{Al}) , соответствующая D_{Al} . Далее, исходя из равенства давлений в прошедшей и отраженной на границе Al-C волн, опять-таки по известной адиабате разрежения для алюминия, исходящей из точки (U_{Al}, P_{Al}) к прямой $P = \rho_C D_C U$ (закон сохранения импульса для углерода), определялась точка (U_C, P_C) , которая должна соответствовать ударной адиабате для углерода. Подробнее о методе можно найти в [5,7].

Результаты модельных экспериментов обсуждены в докладе. Было определено, что расхождения последних экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями могут быть результатом регулярной ошибки, вызванной как наличием лучистого теплообмена, так и отличием формы лазерного импульса от прямоугольной (реально в эксперименте использовались гауссовы профили) особенно при интенсивностях $>10^{14}$ Вт/см².

А.А. благодарен ESF (SILMI, 3964) и РФФИ (12-01-96500).

- [1] J.A. Van Vechten, Phys. Rev. B, **7**, 1479 (1973)
- [2] R.J. Grover, Chem. Phys. **71**, 3824 (1979)
- [3] J.W. Shaner, et al., J. Phys. (Paris), Colloq., **45**, 235 (1984)
- [4] M. Grumbach, and R. Martin, Phys. Rev. B, **54**, 15730-15741 (1996)
- [5] D. Batani, et al., Phys. Rev. E, **63**, 046410 (2001)

- [6] A. Aliverdiev, et al., Phys. Rev. E, **78** 046404 (2008)
- [7] Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Москва, Физматгиз, 632 с. (1963)
- [8] D. Batani et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 065503 (2004)
- [9] A. Aliverdiev, et al., Radiat. Eff. and Def. in Sol., **165**, 566 (2010)
- [10] R. Ramis, et al., Comput. Phys. Commun. **49**, 475 (1988)
- [11] R. Ramis, and J. Meyer-ter-Vehn, MPQ Report 174. Garching, Germany: Max-Planck-Institut für Quantenoptik (1992)
- [12] K.S. Holian (ed.), T-4 Handbook of Material Properties Data Bases, Vol. **1C**: Equations of State, LANL Report No. LA-10160-MS UC-34 (1984)
- [13] SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library, Report No. LALP-83-4 (T4 Group LANL, Los Alamos, 1983)
- [14] A. Kemp and J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **415**, 674 (1998)
- [15] R. More, et al., Phys. Fluids **31**, 3059 (1988)
- [16] K. Eidmann, Laser Part. Beams **12**, 223 (1994)
- [17] G.D. Tsakiris and K. Eidmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **38**, 353 (1987)

О СОЗДАНИИ ОБЛАСТИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНОЙ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ

Аливердиев А.А.^{1,4,*}, Амирова А.А.², Батани Д.Д.^{3,4}, Дедзулиан Р.⁴,
Хан М.⁵, Пант Х.Ч.⁵

¹ Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, пр. Шамиля, 39,
Махачкала, Россия

² Институт физики им. Х. Амирханва ДНЦ РАН, ул. Ярагского, 94,
Махачкала, Россия

³ Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux 1,
Talence cedex, France

⁴ Dipartimento di Fisica "G. Occhialini", Università di Milano-Bicocca,
Milano, Italia

⁵ Jadavpur University, Kolkata, India

* E-mail: aliverdi@frascati.enea.it

Изучение вещества при высоких давлениях и температурах представляет фундаментальный и прикладной интерес в разных областях науки, включая астрофизику и управляемый термоядерный синтез с инерционным удержанием. [1-5] Ударные волны в этих исследованиях имеют неоспоримое преимущество, позволяя получать давления, недоступные в статических условиях. Значительный прогресс был достигнут с появлением ионных пучков и мощных лазерных систем. В настоящий момент с их помощью удастся достигнуть наибольших давлений в лабораторных условиях [6].

Однако при высоких интенсивностях лазерного излучения, необходимых для достижения давлений в десятки и сотни мегабар, в коллективных процессах лазерного поглощения начинает преобладать генерация горячих электронов и рентгеновского излучения, что приводит к предварительному разогреву мишени и создает трудности для ее сжатия [7]. Этот эффект проявляется слабо, пока произведение интенсивности лазерного излучения (в ваттах на квадратный сантиметр) на квадрат длины его волны (в микронах) не превосходит 10^{14} . При таких условиях во взаимодействии лазерного излучения с веществом продолжает преобладать режим столкновительного поглощения. В то же время с такими интенсивностями могут быть достигнуты давления в десятки мегабар, что представляет интерес для многих приложений. Поэтому, несмотря на существенный прогресс, достигнутый в последние годы с появлением тераваттных и петаваттных лазерных систем [8,9], исследования в вышеописанном диапазоне не теряют актуальности.

Другое фундаментальное ограничение ударного сжатия состоит в том, что ударная волна сжимает и нагревает одновременно, так что давление и температура не являются независимыми переменными [10-12]. Таким образом, только данные вдоль ударной адиабаты Гюгонио могут быть получены.

Получить высокие давления с меньшими температурами можно в трехслойных структурах, где тонкий слой материала с меньшим ударным импедансом зажат между слоями вещества с большим импедансом.

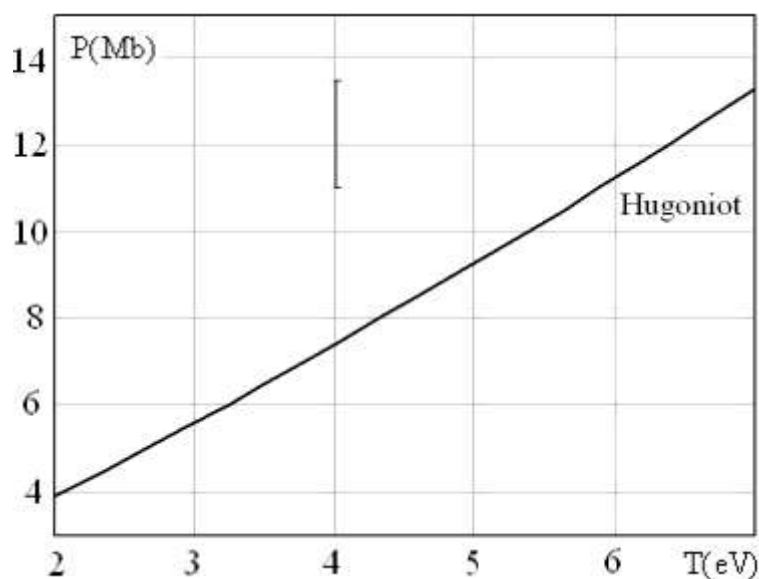


Рис. 1

Для определения оптимальных параметров нами была проведена серия численных экспериментов с использованием 2D гидрокода MULTI [13,14] с уравнениями состояния и коэффициентами поглощения, взятыми из стандартных библиотек [15-18]. Было получено, что давление в тонком слое алюминия быстро достигает первоначального давления в золоте, что в несколько раз превышает соответствующее ударное давление в алюминии для той же температуры (рис. 1) и удерживается в течение нескольких сотен пикосекунд.

А.А. благодарен ESF (SILMI, 3964) и РФФИ (12-01-96500).

Литература

- [18] А. В. Бушман, В.Е. Фортов, УФН, **140**, 180-232 (1983)
- [19] J. Lindl, Phys. Plasmas, **2**, 3933-4024 (1995)
- [20] P.M. Celliers, et al. Phys. Rev. Lett. **84**, 5564-5567 (2000)
- [21] B.A. Remington, et al. Phys. Plasmas, **7**, 641-1652 (2000)
- [22] D.H.H. Hoffmann, et al. Laser Part. Beams **23**, 47-53 (2005)
- [23] В.Е. Фортов, УФН, **177**, 347-368 (2007)
- [24] D. Batani, et al. Plasma Physics Controlled Fusion, **41**, 93-103 (1999)
- [25] D. Batani, et al. Laser and Particle Beams **17**, 265-273 (1999)
- [26] A. Pukhov, Rep. Prog. Phys. **66**, 47 (2003)
- [27] Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 632 с. (1963)
- [28] H.C Pant, et al. Laser and Particle Beams, **24**, 169-174 (2006)
- [29] D. Batani, et al., Phys. Rev. E, **63**, 046410 (2001)
- [30] R. Ramis and J. Meyer-ter-Vehn, MPQ Report 174. Garching, Germany: Max-Planck-Institut für Quantenoptik (1992)
- [31] A. Aliverdiev, et al., Phys. Rev. E, **78** 046404 (2008)
- [32] SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library, Report No. LALP-83-4 (T4 Group LANL, Los Alamos, 1983)

- [33] K.S. Holian (ed.), T-4 Handbook of Material Properties Data Bases, Vol. **1C**: Equations of State, LANL Report No. LA-10160-MS UC-34 (1984)
- [34] M.Murakami, et al. J. of X-Ray science and technology, **2**, 127-148 (1990)
- [35] Final Report of Third International Opacity Workshop & Code Comparison Study, MPI fuer Quantenoptik, Garching, March 7-11 (1994)

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТА ВИСМУТА

Абакарова Х.М., Абдулвагидов Ш.Б.
Дагестанский государственный университет

В данной статье рассмотрены материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением - сегнетомагнетики [1,2]. Связь между магнитной и электрической подсистемами в сегнетомагнетиках, проявляющаяся в виде магнитоэлектрических (М/Э) эффектов, предоставляет возможность с помощью электрического поля управлять магнитными свойствами материала и, наоборот, осуществлять модуляцию электрических свойств магнитным полем. Все это позволяет говорить о сегнетомагнетиках как о возможных материалах для создания сенсоров магнитного поля, устройств записи и считывания информации.

Среди различных сегнетомагнитных материалов один из самых привлекательных феррит висмута BiFeO_3 . Интерес к нему имеет как фундаментальный научный, так и практический аспект. Феррит висмута, благодаря своей относительно простой химической и кристаллической структуре, интересен как модельный объект для исследования из первых принципов. Кроме того, феррит висмута представляет практический интерес как основа для создания магнитоэлектрических материалов, что в значительной мере связано с рекордно высокими температурами электрического ($T_c = 1083 \text{ K}$) и магнитного ($T_N = 643 \text{ K}$) упорядочения.

Кристаллическая структура феррита висмута характеризуется ромбоэдрически искаженной перовскитовой ячейкой с параметрами (в гексагональной установке) $a = 5,58 \text{ \AA}$, $c = 13,9 \text{ \AA}$. Ранние нейтронографические исследования [3] показали, что в феррите висмута существует антиферромагнитное упорядочение G-типа, при котором каждый атом окружен шестью атомами с противоположной ориентацией спина. Более точные измерения, проведенные на времяпролетном нейтронном дифрактометре [4], выявили наличие более сложной пространственно-модулированной структуры с большим периодом $L = 620 \pm 20 \text{ \AA}$, несоразмерным с периодом кристаллической решетки. Магнитные моменты ионов железа, сохраняя локально взаимную антиферромагнитную ориентацию G-типа, поворачиваются вдоль направления распространения модулированной волны в плоскости, перпендикулярной гексагональной базисной плоскости.

Возможность сосуществования спонтанных магнитных моментов и поляризации не находится в противоречии с общими критериями возникновения ферромагнетизма и сегнетоэлектричества в отдельности. Магнитное упорядочение определяется обменным взаимодействием электронных спинов, а сегнетоэлектрическое — перераспределением зарядовой плотности в решетке.

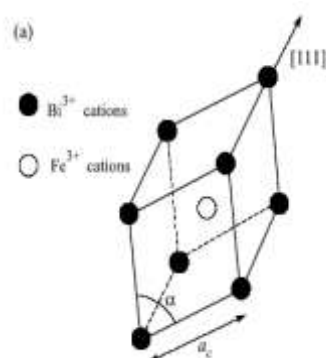
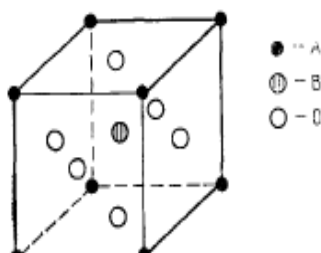


Рис.1 Идеальная структура перовскита

Рис.1 Кристаллическая структура перовскита ромбоэдрическая

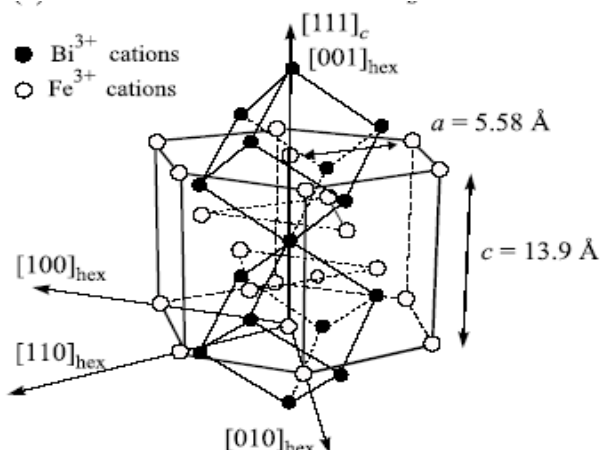


Рис.1 Кристаллическая структура перовскита гексагональная ячейка

Природа магнитоэлектрических взаимодействий. Ландау и Лифшиц указали на возможность существования в магнитоупорядоченных кристаллах равновесной электрической поляризации, пропорциональной напряженности магнитного поля, и равновесной намагниченности, пропорциональной напряженности электрического поля (линейный магнитоэлектрический эффект) [5]. С точки зрения магнитной симметрии линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект был рассмотрен Дзялошинским [6]. Магнитоупорядоченные кристаллы с линейным МЭ эффектом принято называть магнитоэлектриками. Изучению линейных (а в последние годы — и нелинейных) МЭ эффектов в магнитоэлектриках посвящено значительное число работ. Нелинейные МЭ эффекты возможны в любых телах, но обязательно магнитоупорядоченных. Сегнетомагнетик отличается от остальных веществ тем, что помимо МЭ эффектов, индуцируемых внешними полями, в нем существуют спонтанные МЭ эффекты. Они обусловлены существованием в кристалле спонтанных СЭ и магнитных моментов, наличие которых приводит к некоторым отличиям МЭ взаимодействий в сегнетомагнетиках по сравнению с магнитоэлектриками. Прежде всего, это отличие связано с величиной энергии МЭ взаимодействий (МЭ энергии).

В магнитоупорядоченных кристаллах МЭ энергия индуцируется внешними полями, слабо возмущающими спиновую систему. Если же в магнитном кристалле возникает спонтанная поляризация, то спиновая подсистема испытывает сильное воздействие со стороны возникающего внутреннего электрического поля порядка 10^6 В/см. Оценки показывают, что соответствующая таким значениям поля МЭ энергия может быть порядка обменной энергии. Существуют также экспериментальные свидетельства того, что МЭ энергия в сегнетомагнетике может быть сравнимой с величинами собственных спиновой и СЭ энергией [7,8]

Пространственная - модулированная спиновая структура. Уже с самого рождения нового вещества (BiFeO_3 был синтезирован советскими учеными Г.А.Смоленским и др. в 1960 году), его магнитная симметрия допускала существование линейного магнитоэлектрического эффекта и намагниченности (вследствие наличия слабого ферромагнетизма), которую можно было бы легко переключать полями в несколько эрстед. Однако, кристаллы вещества вели себя как полностью компенсированные антиферромагнетики, линейный МЭ эффект также отсутствовал. При проведении прецизионных нейтронографических измерений выяснилось, что причиной «исчезновения» магнитоэлектрических свойств оказалась пространственно модулированная спиновая структура (циклоида), с периодом 60 нм, наличие которой

приводило к тому, что средние по объему значения намагниченности магнитоэлектрического эффекта были равны нулю.

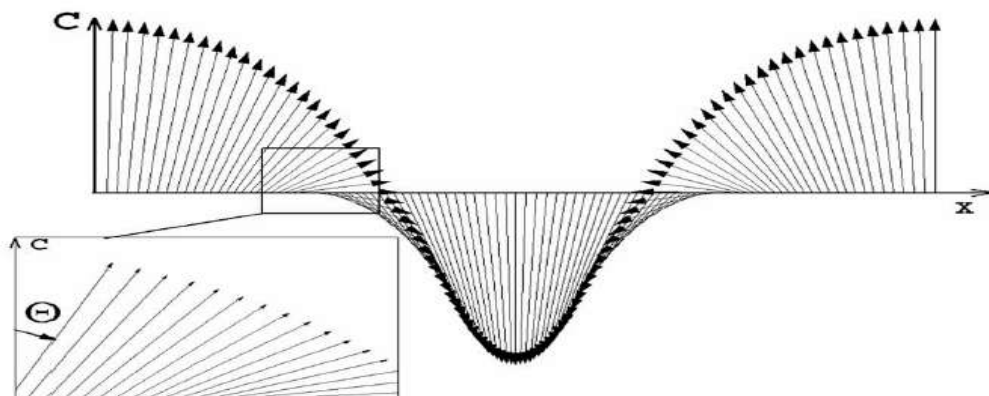


Рис.2 Распределение магнитного момента в циклоиде

Стоит отметить, что существование пространственно модулированной структуры, помимо нейтронографии, было подтверждено другим способом: наблюдением ядерного магнитного резонанса [9,10,11]. Вместо одиночного пика, соответствующего однородной структуре, наблюдалась спектральная линия сложной формы с двумя максимумами, соответствующими ориентации спинов перпендикулярно и параллельно главной оси (рис. 3). Анализ форм спектральной линии позволил не только обнаружить наличие циклоиды, но и воспроизвести распределение спинов по длине циклоиды которая оказалась при низких температурах ($T=4.2\text{K}$) существенно ангармоничным: спины большую часть периода циклоиды находятся под малым углом к оси, что проявляется в большей интенсивности высокочастотного пика.

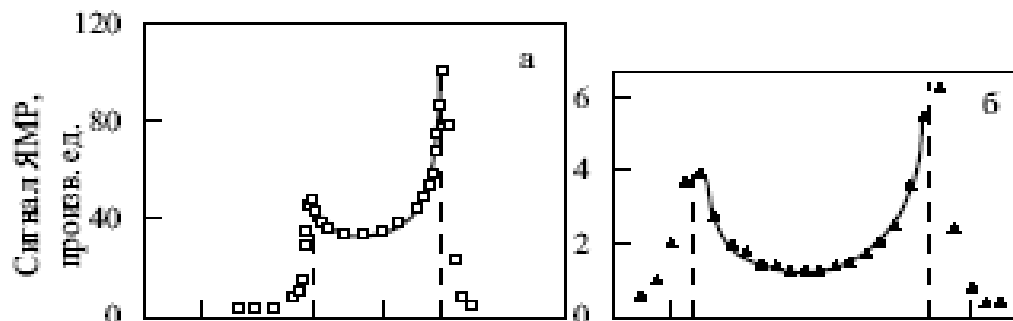


Рис.3. ЯМР спектры ядер FeBiFeO_3 при 77 K (а) и 304 K (б)

В настоящем обзоре изложены последние достижения в исследовании тепловых свойств мультиферроиков BiFeO_3 . В статье так же приведены данные о его кристаллической структуре и краткие теоретические сведения о природе взаимодействий, приводящих к сосуществованию электрического и магнитного порядков, их взаимодействию друг с другом. Необходимо отметить, что этому взаимодействию мы обязаны богатой физике различных явлений и эффектов, наблюдающихся в мультиферроиках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смоленский Г. А. Чупис И.Е. *УФН* 137 415 (1982)
2. Венецов Ю.Н. Гагулин В.В. Любимов В.Н. *Сегнетомагнетики* (М.:Наука,1982)
3. Кисилев С.В. Озеров Р. П. Жданов Г. С. *ДАН СССР* 145 1255(1962)
4. Sosnowska I. Neumaier T.P. Steichele E. *Phys. C: Solid State Phys.*(1962)
5. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* Физматгиз, 1959.

6. Дзялошинский И.Е.- ЖЭТФ, 1959, т.37, с. 881.
7. Ascher E. Rieder H. Schmid H. Stossel H.-J.Appl. Phys. 1966, v. 37, p. 1404.
8. Батуров Л. , Альшин Б.И., Ярмухамедов Ю. Н. — ФТТ,1978, т. 20, с. 2254.
9. Dongeun Lee, Min G. Kim, SangwooRyu, and Hyun M. Jang, Sang G. Lee, Epitaxially grown La-modified BiFeO₃ magnetoferroelectric thin films, Appl. Phys. Lett. 86, 222903 (2005)
10. J. Cheng, B. Ruetter, S. Dong, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L. E. Cross, and D. Viehland, Large Linear Magneto-electric Effect in Modified BiFeO₃, PHYSICAL REVIEW B 72, 104434 (2005)
11. G. L. Yuan and Siu Wing Or, Enhanced piezoelectric and pyroelectric effects in single-phase multiferroic Bi_{1-x}Nd_xFeO₃, x=0–0.15... ceramics APPLIED PHYSICS LETTERS 88, 062905 (2006)

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – МОНОСЛОЙ ГРАФЕНА – ПОДЛОЖКА $\text{SiO}_2 + n^+\text{Si}$ », КАК ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

З.З. Алисултанов¹, Р.П. Мейланов², А.К. Нухов², Г.М. Мусаев², Э.И. Идаятов²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

²Дагестанский государственный университет, 367030, Махачкала, Россия

zaur0102@gmail.com

Недавние успехи в получении графена [1], монослоя атомов углерода, образующих плотную двумерную кристаллическую структуру и открытия его уникальных электронных свойств [1-4] привлекли внимание многих исследователей. Одним из актуальных направлений стало исследование электронных свойств эпитаксиального графена [5-11]. Это обусловлено тем, что при создании приборных структур на основе графена, а также экспериментальном изучении свойств самого графена необходимо иметь металлические и полупроводниковые контакты. Кроме того, каталитический рост графена на поверхности металлов и полупроводников является одним из методов получения графена. Особый интерес представляет исследование электронных состояний системы «эпитаксиальный графен–низкоразмерная структура». Этот интерес вызван несколькими причинами. Во-первых, варьирование свойств низкоразмерных структур [12,13] дает возможность управляемого воздействия на свойства графена. Во-вторых, возможна обратная ситуация, когда с помощью графена можно варьировать свойства низкоразмерных структур, взаимодействующих с графеном. Последнее, на наш взгляд, представляет наибольший интерес с прикладной точки зрения. В данной работе, на примере системы «квантовая точка – монослой графена – подложка $\text{SiO}_2 + n^+\text{Si}$ » развиваются теоретические аспекты указанной возможности. Рассмотрение проводится в рамках модели Андерсона-Ньюнса [14,15]. В этой связи необходимо отметить, что применение этой модели для описания электронных состояний эпитаксиального графена впервые встречается в работах Давыдова (см. например [8-10]). В работах Давыдова была предложена модель эпитаксиального графена, которая заключается в том, что эпитаксиальный графен представляется в виде адсорбированных на поверхности подложки атомов углерода, выстроенных в структуре графена. Такая модель приводит к вполне адекватным результатам (см. например [8-11]). Отметим, что большинство теоретических расчетов в этом направлении делаются численными методами в рамках формализма функционала плотности.

Рассмотрим систему, состоящую из эпитаксиального графена и, сформированной на нем, квантовой точки (рис.1)

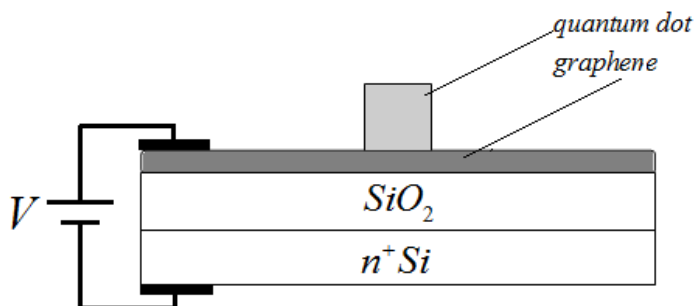


Рис.1. Структурная схема рассматриваемой системы.

Размеры графена считаются намного большими дебройлевской длины волны его электронов, так что квантовыми размерными эффектами в графене можно пренебречь. Как легко показать, плотность состояний графена вблизи точки Дирака имеет вид

$$\rho_g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\pi v_F^2 \hbar^2}, \quad (1)$$

где ε - энергетическая переменная, v_F - скорость Ферми, которая для электронов графена имеет значение порядка 10^8 см/с , индекс g означает «*graphene*». Спектральная функция системы определяется мнимой частью функции Грина $G^{-1}(\varepsilon) = \varepsilon - E_p - \Sigma_p(\varepsilon)$, где $\Sigma = \text{Re}\Sigma + i\text{Im}\Sigma$ - собственно-энергетическая часть, E_p - энергия основного состояния. Для рассматриваемой системы можно написать $\Sigma = \Sigma_1 + \Sigma_2$, где Σ_1 - собственно-энергетическая часть, обусловленная взаимодействием частиц системы между собой, Σ_2 обусловлено взаимодействием с подложкой. Здесь мы пренебрегаем перенормировкой энергии электронов, следовательно, $\text{Re}\Sigma_1 = \text{Re}\Sigma_2 = 0$. С учетом сказанного для спектральной функции $A(\varepsilon) = \pi^{-1} \text{Im} G(\varepsilon)$ квантовой точки в модели Андерсона-Ньюнса получаем

$$A(\varepsilon) = \frac{\Gamma + \pi |U|^2 \rho_g(\varepsilon)}{(\varepsilon - E_n)^2 + \Gamma + \pi |U|^2 \rho_g(\varepsilon)}, \quad (2)$$

где E_n - энергетический спектр электронов квантовой точки, U - потенциал гибридизации $\Gamma = \text{Im}\Sigma_1$ - затухание одночастичных возбуждений в квантовой точке за счет внутренних столкновительных процессов, $\pi |U|^2 \rho_g(\varepsilon) = \text{Im}\Sigma_2$. Для плотности состояний квантовой точки, соответственно, получим

$$\rho(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{n_F} \frac{\Gamma + \alpha \Omega}{\varepsilon_0 \Omega - E_n^2 + \Gamma + \alpha \Omega^2}, \quad (3)$$

где $\alpha = |U|^2 \varepsilon_0 / v_F^2 \hbar^2$, $\Omega = \varepsilon / \varepsilon_0$ - безразмерная энергия, ε_0 - некоторая характеристическая энергия, n_F - число состояний под уровнем Ферми. Квантовую точку можно представить в виде трехмерной прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками. Тогда для энергетического спектра электронов квантовой точки имеем $E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2mL^2} = E_1 n^2$, где L - линейный размер квантовой точки.

Для квантовой точки с $L = 10 \text{ нм}$ имеем $E_1 = 0.01 \text{ эВ}$. Далее, положим $\varepsilon_0 = 1 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.01 \text{ эВ}$ и $\Gamma = 0.001 \text{ эВ}$. На рис. 2. изображена зависимость плотности состояний квантовой точки, сформированной на поверхности графена от безразмерной энергетической переменной.

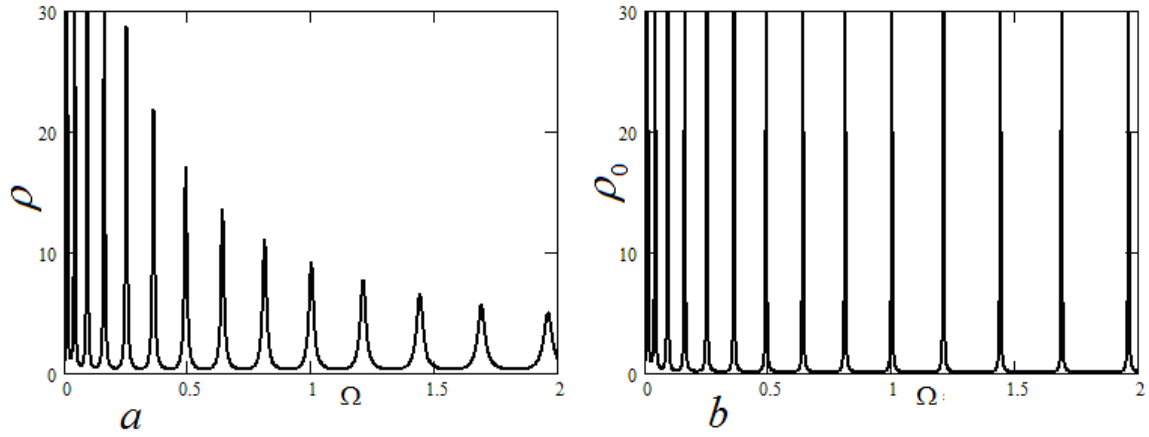


Рис.2.Плотность состояний: а) квантовой точки, сформированной на поверхности графена, б) изолированной квантовой точки.

Интегрируя (3) от нуля до $\Delta\Omega_F = E_F - \varepsilon_F / \varepsilon_0$ можно получить выражение для переходящего заряда

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{\pm} = & \pm \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \sum_{n=1}^{n_F} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n^2 + \Lambda}{E_n^2 + \Lambda} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \left[\arctg \left(\frac{\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) + \arctg \left(\frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где знак плюс соответствует переходу заряда из графена в квантовую точку ($\varepsilon_F > E_F$), а минус - переходу заряда из квантовой точки в графен ($\varepsilon_F < E_F$), $\Lambda = E_n^2 \frac{1 - 1/\alpha^2}{1 + \alpha^2}$, ε_F - энергия Ферми электронов графена, $E_F = E_{n_F}$ - энергия

Ферми электронов квантовой точки. Энергия Ферми электронов графена отлична от нуля благодаря приложенному напряжению (см. рис.1). Более того, с помощью последнего можно легко управлять энергией Ферми. Прикладывая напряжение с различной полярностью можно допировать графен как электронами, так и дырками [4]. Тем самым можно легко управлять количеством и типом носителей в графене, а, следовательно, и величиной переходящего заряда. Уровень Ферми зависит от приложенного напряжения V следующим образом [4]

$$\varepsilon_F = \nu_F \hbar \sqrt{\frac{\xi V}{ed}} \quad (5)$$

где d - толщина подложки, e - заряд электрона, ξ - диэлектрическая проницаемость подложки. Учитывая в выражении (4) зависимость (5) можно легко определить величину переходящего заряда как функцию от приложенного напряжения (рис. 3.).

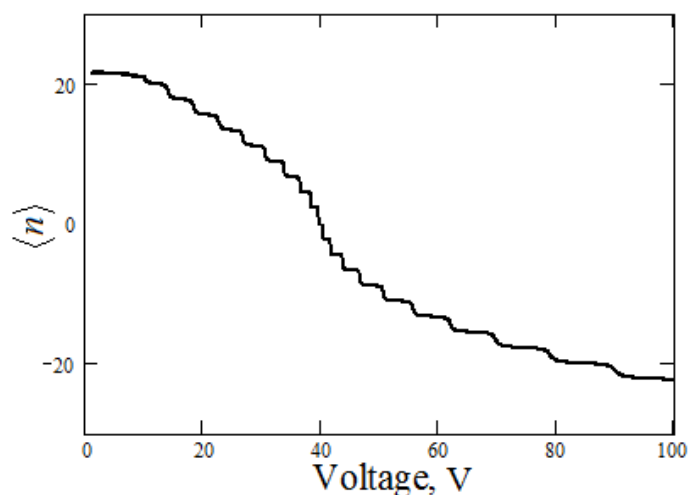


Рис.3. Зависимость величины переходящего заряда от приложенного напряжения. Кривая на рис.3. построена для подложки толщиной $d = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Кроме того, положено $E_F = 1 \text{ эВ}$. Возможность управления величиной переходящего заряда, в свою очередь, означает, что можно регулировать количеством носителей в квантовой точке. А от последнего, как известно, зависят оптические свойства квантовой точки. Возможность регулировать оптические свойства квантовых точек очень важна с прикладной точки зрения.

Литература

- [1] Novoselov K. S., Geim A. K. *et. al.*, Science 306, 666 (2004)
- [2] Novoselov K. S. *et. al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 102, 10451 (2005)
- [3] Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V. *et. al.*, Nature 438, 197 (2005)
- [4] Castro Neto A. H., Guinea F., *et. al.*, Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2008)
- [5] Berger C., Song Z., Li T. *et. al.*, J. Phys. Chem. B. 108, 19912 (2004)
- [6] Giovannetti G., Khomyakov P.A. *et. al.*, Phys. Rev. Lett. 101, 026803 (2008)
- [7] Khomyakov P.A., Giovannetti G. *et. al.*, Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 195425.
- [8] Давыдов С.Ю. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 10. С. 64-67.
- [9] Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 6. С. 629-633.
- [10] Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 8. С. 1102-1108.
- [11] Алисултанов З.З., Мейланов Р.П. // ФТТ **54**, 1398 (2012)
- [12] Лозовик Ю.Е., Волков С.Ю. // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 345
- [13] Витлина Р.З., Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 1147
- [14] Anderson P.W. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N. 1. P. 41-53.
- [15] Newns D.M. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N. 3. P. 1123
- [16] З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, А.К. Нухов, Г.М. Мусаев, Э.И. Идаятов, Письма в ЖТФ 38, 12, 1-7 (2012)
- [17] З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, ФММ 113, 1504 (2012)
- [18] З.З. Алисултанов, ФТП (2012) (в печати)
- [19] З.З. Алисултанов, Прикладная физика (2012) (в печати)

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ БИСЛОЯ ГРАФЕНА, НА КОТОРОМ АДСОРБИРОВАНЫ АТОМЫ

3.3. Алисултанов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

zaur0102@gmail.com

Можно с уверенностью утверждать, что после демонстрации возможности получения однослойного графена и экспериментального доказательства его уникальных свойств [1], исследование графена – двумерного аллотропа углерода, как теоретическое, так и экспериментальное, стало сегодня одним из самых актуальных проблем физики конденсированного состояния. Бум, связанный с графеном обусловлен возможностью наблюдения в нем как известных «экзотических» и «неуловимых» в других материалах явлений, так и принципиально новых эффектов [2]. Кроме того, благодаря своим уникальным свойствам (линейный спектр вблизи К точки зоны Бриллюэна, устойчивый относительно кулоновского взаимодействия [3]), графен может стать перспективным материалом для нанoeлектроники. Последнее обстоятельство привлекает наибольшее внимание. Большой интерес представляет исследование адсорбционных свойств графеновых слоев [4-12] (см. также литературу, приведенную в этих работах). Этот интерес обусловлен несколькими причинами. Во-первых, адсорбция различных атомов и молекул изменяет спектр графена: открывается щель, что интересно с точки зрения приложений графена. Во-вторых, графен с необычной дисперсией носителей представляет собой интересную подложку для адатомов. Наряду с монослоем, представляет интерес также и бислой графена. С теоретической точки зрения, бислой интересен тем, что электроны в нем описываются необычным уравнением, содержащим, в отличие от уравнения Шредингера, производные четвертого порядка, что дает принципиально новые решения для различных задач. С практической точки зрения бислой интересен прежде всего тем, что он может стать главным элементом электроники на основе графена. Действительно, в энергетическом спектре электронов бислоя, к которому приложено напряжение затвора (перестраиваемый бислой графена), имеется щель, шириной которой можно управлять с помощью приложенного поля.

В элементарной ячейке бислоя графена имеются четыре атома углерода. В приближении сильной связи гамильтониан бислоя может быть записан как [2]

$$H = \begin{pmatrix} U + \Delta & t_1^* & t_{\perp} & 0 \\ t_1 & U - \Delta & 0 & 0 \\ t_{\perp} & 0 & -U + \Delta & t_1 \\ 0 & 0 & t_1^* & -U - \Delta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

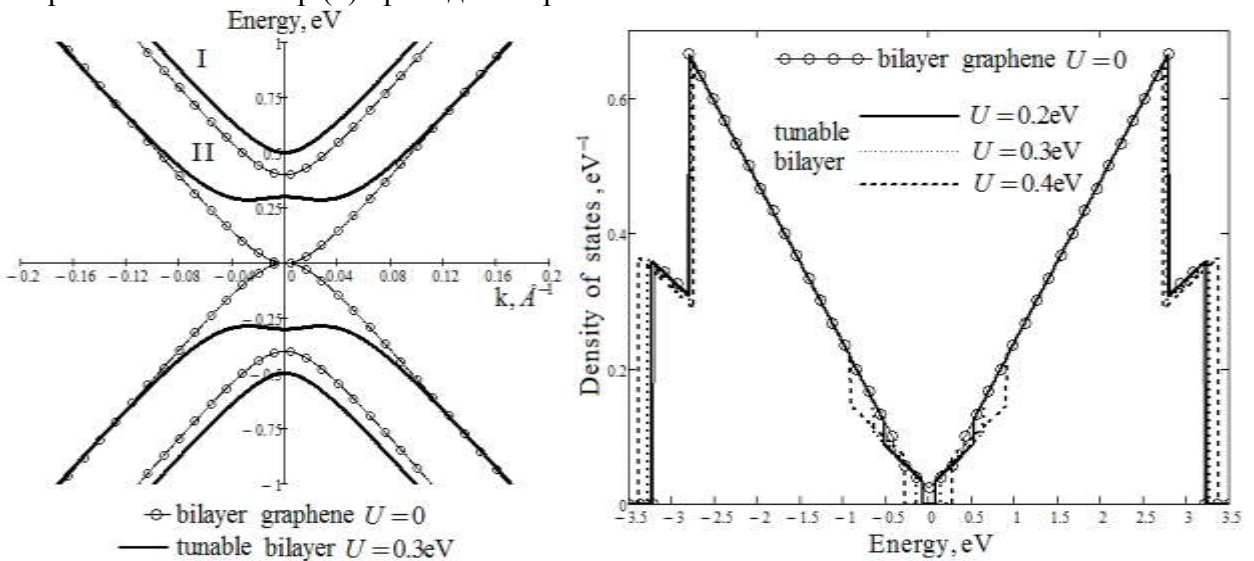
где $t_1 = t \left(e^{iq_x a} + e^{-iq_x \frac{a}{2}} e^{iq_y \frac{\sqrt{3}a}{2}} + e^{-iq_x \frac{a}{2}} e^{-iq_y \frac{\sqrt{3}a}{2}} \right)$, t – энергия перехода на ближайшие соседние

атомы в структуре монослоя графена, $\mathbf{q}$ – двумерный волновой вектор электронов, a – расстояние между ближайшими атомами в монослое графена, $t_{\perp}$ – эффективная энергия перехода между слоями, Δ – щель в спектре электронов бислоя графена, вызванная слабым нарушением симметрии между подрешетками в монослое, когда последний взаимодействует со вторым монослоем, U – запрещенная щель в спектре,

вызванная приложенным электрическим полем. Согласно существующим экспериментальным данным, а также расчетам из первых принципов: $t_{\perp} \approx 0.4 \text{ eV}$, $\Delta \approx 0.015 \text{ eV}$. Далее примем, что $t_{\perp} = 0.4 \text{ eV}$, а $\Delta = 0$. Здесь и далее будем рассматривать область импульсного пространства вблизи точки Дирака. Для этой области энергетический спектр монослоя имеет наиболее простой вид: $t_1 = \pm 3/2ta|k|$, где $k = q - Q$, $Q = 2\pi/3a, 2\pi/3\sqrt{3}a$, – волновой вектор точки Дирака, а разные знаки: «+» и «-», относятся, соответственно, к зоне проводимости и валентной зоне. Энергетический спектр находится с помощью соответствующего детерминанта и имеет вид

$$\varepsilon_{BLG} U, k = \nu_b \left[\nu_F^2 \hbar^2 k^2 + t_{\perp}^2/2 + U^2 + \nu_{sb} \left(t_{\perp}^2 + U^2 - \nu_F^2 \hbar^2 k^2 + t_{\perp}^4/4 \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

где $\nu_F = 3ta/2\hbar$ – скорость Ферми для электронов монослоя графена ($\nu_F \approx 1 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$), индекс BLG означает «*BiLayerGraphene*», $\nu_b = \pm 1$ – зонный (band) индекс: $\nu_b = +1$ соответствует зоне проводимости, $\nu_b = -1$ – валентной зоне, $\nu_{sb} = \pm 1$ – подзонный индекс (subband): $\nu_{sb} = +1$ соответствует подзоне I, а $\nu_{sb} = -1$ – подзоне II. Энергетический спектр (3) приведен на рис. 1.а.



Как видно из рис.1.а, наличие напряжения на затворе приводит к возникновению щели в спектре. Это связано с тем, что внешнее поле нарушает симметрию между двумя слоями. Для плотности состояний перестраиваемого бислоя графена имеем

$$\rho_{BLG}^0 U, \omega = \pi^{-1} \text{Im} G^0 U, \omega = \frac{S}{2\pi^2 \hbar^2 \nu_F^2} \times [F U, \alpha = 1 + F U, \alpha = -1] \quad (8)$$

$$F(U, \alpha) = \left(\omega + \frac{\alpha \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2}}{2} \right) \left[\operatorname{arctg} \frac{\alpha \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} (\omega + \omega^2 - U^2/2)}{s \alpha \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} + 2\omega} - \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \frac{\alpha \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} (\omega + \omega^2 - \xi^2 - U^2/2)}{s \alpha \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} + 2\omega} \right].$$

Плотность состояний (8) изображена на рис. 1. б.

При адсорбции атомов на графене, очевидно, изменяется электронная структура самого графена. Здесь мы рассмотрим задачу об изменении плотности состояний бислоя графена, вызванном адсорбцией атомов. Для функции Грина возмущенного бислоя графена, на котором адсорбирован атомный слой с концентрацией n , воспользовавшись уравнением Дайсона, в первом приближении получим

$$G_{kk'} = G_{kk'}^0 \delta_{kk'} + \frac{1}{N_a} G_k^0 \sum_{i,j} V_{ki} G_{ij} V_{jk'} G_{kk'}^0, \quad (18)$$

где суммирование производится по всем узлам адрешетки, а N_a – общее число узлов в адрешетке (при Т – типе адсорбции, когда атом расположен непосредственно над атомом подложки, $N_a = N$), G_{ij} – функция Грина одиночного адатома. Заметим, что мы пренебрегаем возможными взаимодействиями между адатомами (прямой и косвенный обмен электронами, дипольное взаимодействие и т.д.). Далее считается, что на один адатом приходится один атом графена. Учитывая, что функция $G_{ij} = G_a$ не зависит от расположения адатома в адрешетке, а также $V_{ki} = V$, получим

$$G_k = G_k^0 + nV^2 G_k^0 G_a G_k^0. \quad (19)$$

Для плотности состояний, окончательно имеем

$$\rho(U, \omega) = \rho^0(U, \omega) - nV^2 \rho_a(U, \omega) \times \\ \times \left(\frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} G^0(U, \omega) + \frac{\pi (\omega - \varepsilon_a - \Lambda(U, \omega))}{\Gamma(U, \omega)} \frac{\partial}{\partial \omega} \rho^0(U, \omega) \right), \quad (22)$$

$$\operatorname{Re} G_a(U, \omega) = \frac{\pi (\omega - \varepsilon_a - \Lambda(U, \omega)) \rho_a(U, \omega)}{\Gamma(U, \omega)},$$

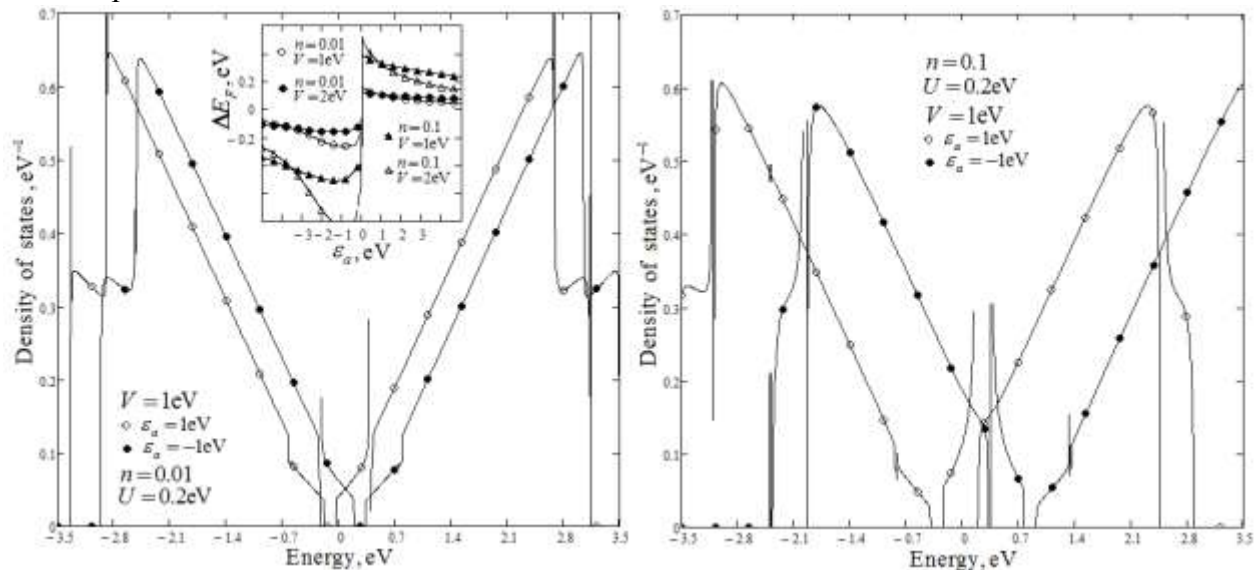
$$\rho_a(U, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(U, \omega)}{(\omega - \varepsilon_a - \Lambda(U, \omega))^2 + \Gamma^2(U, \omega)},$$

$$\Lambda(U, \omega) = -\frac{2V^2}{\xi^2 - t_{\perp}^2 - \xi - \omega_1 + \omega_1^2} [D_+(U, \omega) + D_-(U, \omega)],$$

$$D_{\pm}(U, \omega) = (\omega \pm \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2})/2 \ln \left| \frac{\pm \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} (\omega + \omega^2 - U^2/2 - \xi^2)}{\pm \sqrt{t_{\perp}^2 + U^2} (\omega + \omega^2 - U^2/2)} \right|$$

$$\Gamma(U, \omega) = \pi V^2 \rho_{BLG}^0(U, \omega), \quad \varepsilon_a = E_a + \mathcal{G} n_{a-\sigma}, \quad n_{a\sigma} = \langle a_{\sigma}^{\dagger} a_{\sigma} \rangle,$$

E_a – энергия атомного электрона в состоянии $|a\sigma\rangle$, $\mathcal{J}$ – внутриатомное кулоновское отталкивание электронов с противоположными спинами,
 V – потенциал гибридизации. на рис. 6. представлены кривые плотности состояний бислоя графена, возмущенного адсорбцией атомов при различных значениях концентрации адатомов.



Литература

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov et al., Nature **438**, 197 (2005)
2. A.H. Castro Neto, F. Guinea et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2008)
3. E. G. Mishchenko, Phys. Rev. Lett. **98**, 216801 (2007)
4. K. T. Chan, J. B. Neaton, and M. L. Cohen, Phys. Rev. B **77**, 235430 (2008)
5. A. Lugo-Solis and I. Vasiliev, Phys. Rev. B **76**, 235431 (2007)
6. M. Klintenberg, S. Lebegue et. al., Phys. Rev. B **81**, 085433 (2010)
7. K.-H. Jin, S.-M. Choi, and S.-H. Jhi, Phys. Rev. B **82**, 033414 (2010)
8. T. O. Wehling, M. I. Katsnelson et. al., Phys. Rev. B **80**, 085428 (2009)
9. H. Sevincli, M. Topsakal, E. Durgun et. al., Phys. Rev. B **77**, 195434 (2008)
10. H. Johll, H. C. Kang, and E. S. Tok, Phys. Rev. B **79**, 245416 (2009)
11. M. Wu, E.-Z. Liu et. al., Appl. Phys. Lett. **94**, 102505 (2009)
12. X. Liu, C. Z. Wang, M. Hupalo, et al. Phys. Rev. B **82**, 245408 (2010)
13. 3.3. Алисултанов, ФНТ (2012) (в печати)
14. 3.3. Алисултанов, А.К. Нухов, Р.П. Мейланов, Письма в ЖТФ (2012) (в печати)

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ АКТИВАЦИЯ БИНАРНОЙ СМЕСИ $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$

С.М.Гаджиев, О.М.Шабанов, А.С.Гаджиев, Г.С.Эфендиева, С.С.Бабаева, Б.З.Мехтиев
Дагестанский государственный университет

Интерес представляет изучение характера высоковольтного конденсированного разряда в бинарных смесях твердых электролитов и их расплавов. В первую очередь, это относится к исследованию временных и энергетических характеристик высоковольтного импульсного разряда (ВИР) в ионных расплавах и твердых электролитах. Нами проведен подробный анализ осциллограмм ВИР в протонных твердых электролитах (ПТЭ) бинарной смеси гидросульфатов щелочных металлов и их расплавов различных составов.

Эксперименты проводились по методике, описанной в работах [1,2]. Исходные соли были синтезированы путем медленного выпаривания водных растворов гидросульфатов щелочных металлов, содержащих их эквимольные количества, и концентрированной серной кислоты классификации «хч». Солипредварительно сушили при медленном повышении температуры в интервале 373 – 423 К. Осциллографирование процесса разряда осуществлялось с помощью цифрового импульсного запоминающего двухканального осциллографа АКТАКОМ АСК-3106 с выходом на ЭВМ.

Осциллограммы показывают, что продолжительность импульсов составляет десятки микросекунд, что исключает привнесение в электролит продуктов электролиза и перегрев его в сколько-нибудь заметной степени. Электрический разряд в бинарных смесях ПТЭ при амплитудах импульсного напряжения более 1,5 кВ, в основном, происходит с пробоем, а в их расплавах - без пробойных явлений с экспоненциальным стеканием заряда. В наших экспериментах, при прочих равных условиях, вследствие уменьшения сопротивления (роста проводимости) твердого электролита и его расплава с ростом напряженности электрического поля (НЭП) это время уменьшается.

Характерные осциллограммы тока и напряжения без пробойных явлений в расплавах на примере бинарной смеси $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$ эквимольного состава при 455 К приведены на рис.1. По осциллограммам тока и напряжения через каждые 0,1 мкс были измерены напряжение $U(t)$ и ток $I(t)$. По ним вычислялось сопротивление электролита $R(t)$ в процессе разряда, определяемое как $U(t)/I(t)$. Сопротивление электролита со временем, измеренное по осциллограммам в процессе разряда, практически достигает наименьшего значения в момент достижения квазистационарного тока, когда $dI/dt = 0$. Время установления минимального значения сопротивления в канале, при прочих равных условиях, оказывается зависимым от амплитуды импульсного напряжения, приложенного к образцу. Чем больше амплитуда напряжения, тем меньше это время. На рис.2 показана зависимость относительного измерения проводимости бинарной смеси $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$ от амплитуды импульсного напряжения в момент достижения квазистационарного тока. Видно, что с ростом амплитуды импульсного напряжения проводимость расплава возрастает и достигает насыщения. На рис.3 приведено изменение сопротивления электролита во времени в процессе разряда на примере расплава $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$ эквимольного состава при 455 К. Исходное низковольтное сопротивление электролита составляло 1298 Ом.

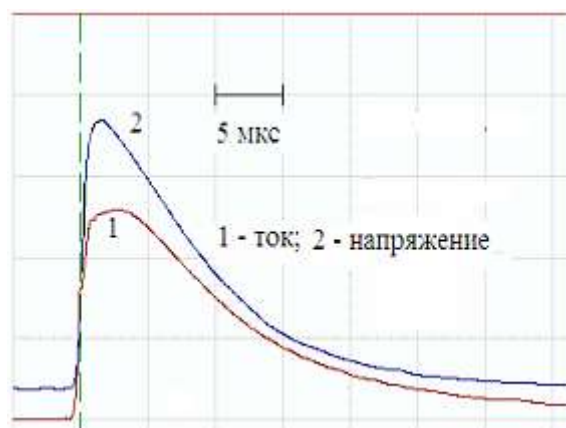


Рис.1. Характерные осциллограммы тока и напряжения в расплавах бинарных смесей гидросульфатов щелочных металлов.

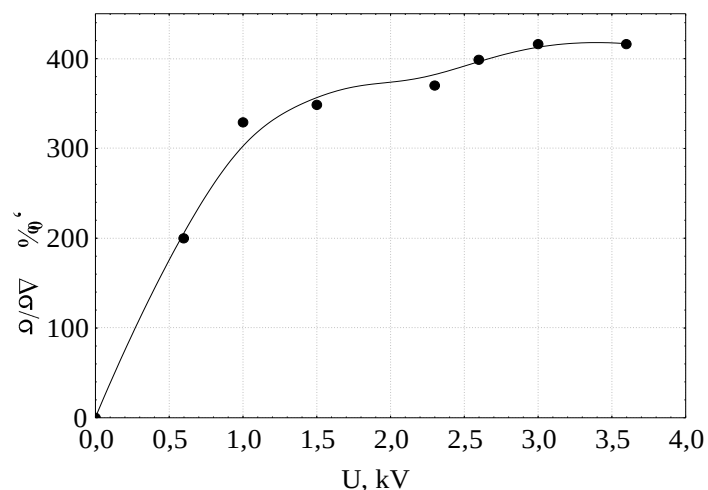


Рис.2.

Зависимость

относительного изменения проводимости бинарной смеси $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$ эквимольного состава при 455 К от амплитуды импульсного напряжения.

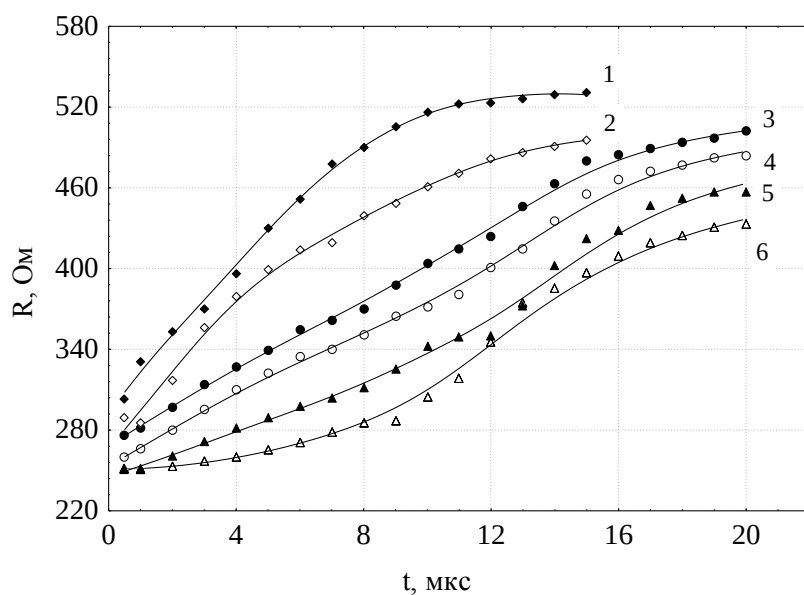


Рис.2.

Изменение

сопротивления расплава $\text{NaHSO}_4 - \text{CsHSO}_4$ в процессе разряда при различных амплитудах импульсного напряжения: 1 – 1,0; 2 – 1,5; 3 – 2,3; 4 – 2,6; 5 – 3,0; 6 – 3,6 кВ ($T = 455 \text{ K}$, сопротивление электролита до ВИР 1298 Ом).

Рассчитанное по осциллограммам сопротивление электролита оказывается минимальным в момент достижения стационарного тока (около 0,5 мкс от начала процесса разряда, рис.3). Как видно, оно с ростом амплитуды импульсного напряжения уменьшается и достигает предельного минимального значения, подобно эффекту Вина в растворах электролитов. При этом установившееся минимальное сопротивление в 5,2 раза меньше исходного (рост проводимости составляет 416 %, рис.2). В дальнейшем сопротивление электролита в процессе разряда начинает увеличиваться и через 20 мкс стабилизируется, не достигая исходного сопротивления. Следовательно, можно утверждать, что активация электролита осуществляется именно в процессе импульсного разряда. Уровень активации тем выше, чем больше амплитуда импульсного напряжения. Максимальная ВИР – активация при этом составляет 210 %. Такое активированное состояние сохраняется длительное время со временем релаксации порядка 10^4 с [1].

Процесс активации ПТЭ и их расплавов, в основном, обусловлен двумя причинами: ростом подвижности носителей заряда за счет снятия релаксационного торможения и увеличением концентрации носителей заряда за счет частичного разрыва Н – связей. В ПТЭ и их расплавах в сильных импульсных электрических полях происходит частичная ионизация (разрыв Н – связей) и появляются дополнительные неравновесные носители заряда – протоны, так как прямых экспериментальных данных об участии ионов натрия и цезия в проводимости в твердой фазе пока нет. Помимо увеличения концентрации протонных дефектов при наложении ВИР возможно возрастание подвижности носителей зарядов из-за снятия релаксационного эффекта торможения, связанного с наличием ионной атмосферы в расплавах. В работе [2] показано, что вклад других возможных причин, приводящих к росту проводимости электролита (появление электронной составляющей проводимости вследствие автоэлектронной и термоэлектронной катодной эмиссии; привнесение электронов в электролит за счет восстановления на катоде металла или водорода; нагрев электролита; фазовый переход в ионных кристаллах; разложение электролита), не является существенным. Существенным является тот факт, что ВИР – активация электролита происходит непосредственно в процессе высоковольтного разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-08-00141- а, №11-08-00316-а и № 12-03-96500 р_юг_а).

Литература

1. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Магомедова А.О., Джамалова С.А. // Электрохимия. 2003. Т. 39. № 10. – С. 1212.
2. 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.

О МЕТОДАХ АКТИВАЦИИ ТВЕРДЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Бабаева С.С., Мехтиев Б.З.

Дагестанский государственный университет

Увеличение ионной проводимости твердых электролитов имеет большое значение не только для разработки теории ионного переноса в кристаллах, но и находит непосредственное практическое применение в различных областях электрохимического приборостроения. Твердые электролиты давно используются при создании новых систем преобразования, хранения и передачи информации (хемотронные приборы, сенсоры, таймеры, кулонометры, электрохимические датчики, химические источники тока и т.д.). Эффективность работы этих приборов (надежность, долговечность, быстрота действия, повышение полезных удельных характеристик, снижение энергетических затрат и др.) зависит от величины удельной проводимости применяемых в них твердых электролитов. Поэтому задача активации твердых электролитов – одна из важнейших проблем современной науки и техники.

Наиболее известным способом активации ионных соединений является метод ионного замещения изовалентными или гетеровалентными ионами, т.е. метод легирования ионных кристаллов. Так, например, для получения хорошо проводящей керамики из оксида алюминия к последнему в небольших количествах добавляется оксид гетеровалентного металла, например, оксида натрия [1]. В случае оксидов циркония и гафния роль стабилизирующих добавок играет 12 мол. % CaO , который придает образующимся твердым электролитам структуру флюорита [1,2]. При этом образуются разупорядоченные (дефектные) структуры, содержащие достаточно большое количество катионных или анионных вакансий, и поэтому обладающие высокой ионной проводимостью. Однако величина проводимости образующейся керамики, помимо концентрации стабилизирующих добавок, зависит также от качества спекания, размеров зерен. Кроме того, синтез керамики является очень трудоемким процессом, так как его осуществляют путем смешивания различных порошков, последующего их прессования и многократного спекания при достаточно высоких температурах. В процессе спекания состав керамики и ее физико-химические характеристики от опыта к опыту меняются. Достаточно высокая проводимость разупорядоченных структур наблюдается не при всякой концентрации легирующих добавок, а при вполне определенном (порою очень узком) интервале концентраций. Поэтому для установления состава, при котором достигается максимальная проводимость электролита, необходимо предварительно исследовать зависимость проводимости от концентрации легирующих добавок, что занимает много времени.

Вторым наиболее распространенным методом активации твердых электролитов (особенно протонных твердых электролитов) является обработка некоторых классов неорганических соединений (оксидов, гидроксидов, кислот, в том числе и гетерополиоксидов и их солей) во влажной атмосфере. Большинство электролитов, активированных этим способом, содержащих в своем составе кристаллизационную воду, показывают неустойчивые и не воспроизводимые результаты протонной проводимости, так как значение последней зависит от степени гидратации соединения, что, в свою очередь, заметно уменьшается с увеличением температуры окружающей среды [3]. Для примера отметим, что электропроводность гидратов сурьмяной кислоты состава $\text{Sb}_2\text{O}_5 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ($x = 3 - 5$) зависит от содержания воды в образцах и изменяется в пределах $10^{-1} - 10$ См/м при 298 К, что связано, главным образом, с температурным режимом. При 333 К происходит дальнейшее понижение проводимости, обусловленной частичной потерей воды. Поэтому такие протонные твердые электролиты (ПТЭ)

малопригодны для их практического применения, особенно в условиях умеренных и высоких температур [3].

Сильная зависимость протонной проводимости от степени гидратации наблюдается и в случае гетерополикислот (например, фосфорно-вольфрамовой кислоты состава $H_3PW_{12}O_{40} \cdot xH_2O$) и их солей [4]. Таким образом, для создания ПТЭ с достаточно высокой проводимостью необходимо поддерживать определенное значение степени гидратации соединения, что не всегда удобно и возможно. В сухой атмосфере проводимость этой группы ПТЭ практически падает до нуля, что накладывает определенные ограничения на их применение в электрохимической технологии.

Известно, что с целью активации ионных соединений (например, LiI , AgI , $AgCl$, CaF_2 и т.д.) производят (влажным или сухим методом) однородное смешивание порошков ионных проводников с такими мелкодисперсными оксидами, как: Al_2O_3 , SiO_2 , CeO_2 и т.д. [5]. Получаемые таким способом гетерогенные твердофазные системы, обладающие высокой ионной проводимостью, получили название композитных электролитов [199] или распределенных структур [200]. В композите состава $LiI - Al_2O_3$ было обнаружено увеличение проводимости на 2 – 3 порядка по сравнению с проводимостью индивидуальных исходных компонентов.

Следует отметить, что композитные материалы, имея определенные преимущества, также обладают целым рядом недостатков. Отметим, что увеличение проводимости у большинства композитов наблюдается, главным образом, при низких температурах, при высоких же температурах их проводимость (например, $AgCl - SiO_2$, $LiI - Al_2O_3$, $CuCl - Al_2O_3$) и соответствующих чистых компонентов становится практически одинаковой [5]. Этот факт свидетельствует о том, что проводимость подобных композитов является примесной, т.е. обусловленной образованием дефектов в кристаллической решетке основного компонента, а не связана с образованием нового ионопроводящего соединения. Исключение составляют композиты составов $CaF_2 - Al_2O_3$ и CaF_2CeO_2 , для которых увеличение проводимости (по сравнению с чистым фторидом кальция) наблюдается в широком диапазоне температур [5]. Кроме того, предварительно необходимо экспериментально определить состав композита, так как максимум проводимости обычно наблюдается при определенной концентрации инертной фазы. Обнаружено также, что в случае применения в качестве инертной фазы предварительно осушенного оксида алюминия относительное увеличение проводимости композита незначительно. Следовательно, при высоких температурах (при которых происходит обезвоживание гидратированного оксида алюминия) применение таких композитов почти невозможно. Более того, проводимость композитов зависит и от других факторов таких, как размер частиц дисперсной фазы, температура спекания композита и т.д. Необходимо также учитывать тот факт, что при добавлении к ионному кристаллу оксида металла возможно появление электронной составляющей проводимости, что является весьма нежелательным, например, при применении такого композита при создании электролитических конденсаторов (из-за возможности утечки зарядов).

При формировании распределенных структур на основе твердых электролитов максимальная проводимость композита отвечает составу смесей, при котором происходит образование проводящего кластера [6]. Поэтому предварительно необходимо экспериментально определить точный состав, отвечающий максимальной проводимости. Это также усложняет методику изготовления композитов, состоящих, по меньшей мере, из двух или трех компонентов.

Приведенный краткий анализ существующих методов активации твердых электролитов показывает, что возникает необходимость в использовании более

универсального, лишённого указанных выше недостатков, способа активации твердых электролитов путем высоковольтных импульсных разрядов (ВИР – активация).

Исследования высоковольтного поведения индивидуальных, бинарных и тройных взаимных систем гидросульфатов щелочных металлов (например [7,8]) показывают, что в них относительное увеличение проводимости аномально высокое, достигая 600 и более %. Интересным с точки зрения практики является тот факт, что наведенная сильным электрическим полем активированное состояние электролита сохраняется длительное время (более 10^4 с). Изучена динамика релаксационных процессов в индивидуальных, бинарных и тройных взаимных системах гидросульфатов щелочных металлов в твердой и жидкой фазах после ВИР. Уровень активации тем выше, чем выше амплитуда импульсного напряжения. Наибольшее изменение избыточной проводимости происходит в самом начале после ВИР. В протонных твердых электролитах (ПТЭ) оно выражено более ярко, чем в расплавах. На рис.1 на примере бинарной эквимольной смеси ПТЭ $\text{KHSO}_4\text{-CsHSO}_4$ приведены экспериментальные результаты изменения избыточной проводимости в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0) = f(t)$ после ВИР. Как видно, уровень активации (степень роста проводимости) электролита тем выше, чем больше амплитуда импульсного напряжения. Релаксационные кривые показывают, что наиболее резкое уменьшение избыточной проводимости происходит сразу же после завершения ВИР в электролите, причем оно более резкое в ПТЭ.

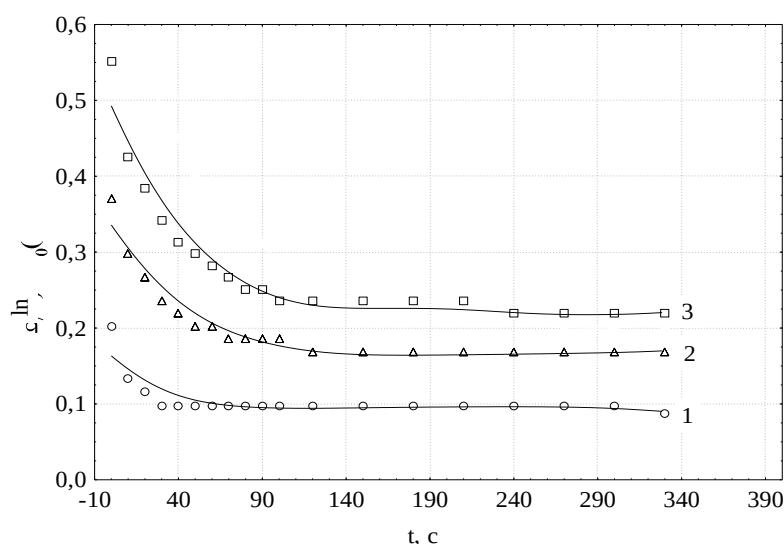


Рис.1. Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ во времени в бинарной эквимольной системе $\text{KHSO}_4\text{-CsHSO}_4$ при 384 К (ПТЭ) после ВИР: 1- 0,8; 2- 1,2; 3-1,4кВ

На начальном участке релаксация проводимости происходит по гиперболическому закону и подчиняется кинетическому уравнению реакции второго порядка. Через 2 – 3 минуты (в зависимости от величины ВИР и температуры) возвращение системы к равновесному состоянию, в основном, происходит по экспоненциальному закону и подчиняется уравнению реакции первого порядка. На линейном участке релаксационных кривых методом наименьших квадратов определено время жизни неравновесных носителей заряда (следует отметить, что на этом участке релаксационный процесс все же носит колебательный характер с уменьшающейся амплитуды флуктуаций).

Таким образом, метод ВИР – активации применим как к индивидуальным, так и композитным электролитам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-08-00316-а и № 12-03-96500 р_юг_а).

1. Укше Е.А., Букун Н.Г. Твердые электролиты. – М.: Наука, 1977, 175 с.
2. Чеботин В.Н. Химическая диффузия в твердых телах. – М.: Наука, 1989, 208 с.
3. Хайновский Н.Г., Хайретдинов Э.Ф. – Изв. СО АН СССР, хим. науки, 1986, № 17, вып. 6, с. 84 – 89.
4. Коростолева А.И., Леонова Л.С., Укше Е.А. – Электрохимия, 1987, т. 23, № 10, с. 1349 – 1353.
5. Шукла А.К. Ионный перенос в композитных материалах. – Изв. СО АН СССР, хим. науки, 1987, т. 19, вып. 6, с. 62 – 73.
6. Федер Е. Фракталы. – М.: Мир, 1991, с. 113.
7. Гаджиев С.М., Гусейнов Р.М., Гебекова З.Г., Гаджиев А.С. – Электрохимия, 1998, т. 34, № 1, с. 106 – 110.
8. 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.

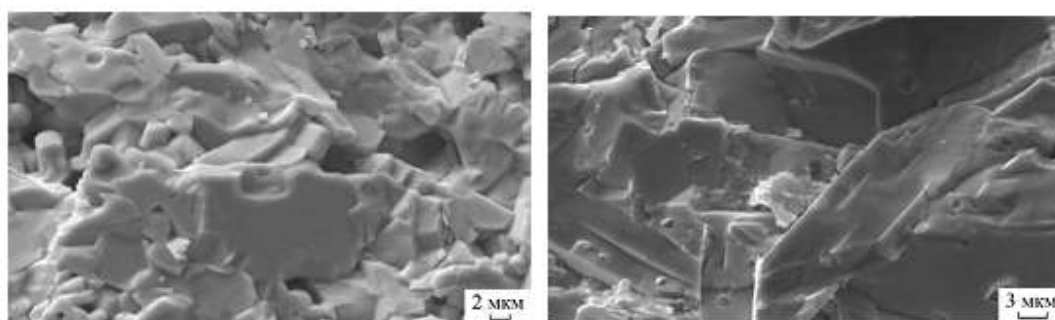
СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Фараджева М.П., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х.,
Гаджимагомедов С.Х., Мурлиев Э.К.

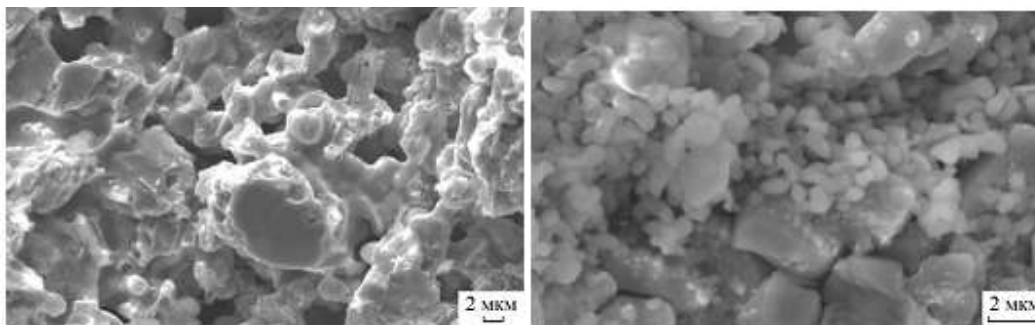
Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
e-mail: darkusch@mail.ru

Нами исследовались структура и свойства одной из партий образцов на основе $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ [1,2], в которых вплоть до $x=0,65$ наблюдался сверхпроводимость, о чем свидетельствует эффект Мейснера. Синтез образцов $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $x=0\div 1$ проводился при температуре 915°C и длительности ~ 12 часов, а спекание – от 920°C до 1100°C по 5 часов через 10°C . На микрофотографиях (см. рисунок 1) приведены результаты исследования морфологии. Плотность образцов возрастает в основном за счет уменьшения их пористости, структура – поликристаллическая с размерами зерен 1 – 20 мкм. Зерна приобрели такие размеры в процессе рекристаллизации в результате многократного обжига по 5 часов при различных температурах в ходе выбора оптимальной температуры. Структурными исследованиями установлено, что при замещении бария бериллием в этих соединениях происходит разупорядочение кислородных вакансий, чем обусловлен переход от ромбической к тетрагональной фазе. Ромбическая фаза для данной партии образцов сохраняется до значений $x \geq 0,65$.

В результате исследования температурных зависимостей электросопротивления образцов составов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $Y(Ba_{0,7}Be_{0,3})_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y(Ba_{0,45}Be_{0,55})_2Cu_3O_{7-\delta}$, обладающих свойствами ВТСП, установлено, что при комнатных температурах повышение содержания бериллия снижает электросопротивление по абсолютной величине на два порядка. При этом изменяется характер температурной зависимости электросопротивления от металлического к полупроводниковому. После насыщения кислородом образца состава $Y(Ba_{0,45}Be_{0,55})_2Cu_3O_{7-\delta}$ абсолютное значение электросопротивления при комнатной температуре уменьшается на порядок, а температурная зависимость проводимости возвращается к металлическому характеру.



аб



62

Рис. 1. Микрофотографии сколов керамик составов: а) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; б) $\text{Y}(\text{Ba}_{0,7}\text{Ve}_{0,3})_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; в) $\text{Y}(\text{Ba}_{0,45}\text{Ve}_{0,55})_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; г) $\text{YVe}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Температурные зависимости теплоемкости и термодиффузии образца состава $\text{Y}(\text{Ba}_{0,9}\text{Ve}_{0,1})_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, характерны для исследуемых соединений вблизи температуры сверхпроводящего перехода. Вблизи T_c наблюдается изменение наклона температурных зависимостей этих свойств. Согласно данным по электросопротивлению, переход в сверхпроводящее состояние этого образца наблюдается в интервале от 97К до 87К. Излом на зависимости теплоемкости приходится на температуру $\sim 97\text{К}$. Особенность в виде излома на температурной зависимости термодиффузии наблюдается при $\sim 87\text{К}$, а при $\sim 97\text{К}$ такая же особенность едва заметна.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Госзадание 2.2172.2011 и Госконтрактов № 16.740.11.0149 и № 02.740.11.0397).

Литература

1. Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., и др. Патент № 2109712, (1998).
2. Палчаев Д.К., Мурлиев А.К. Патент № 2109712, (2006).

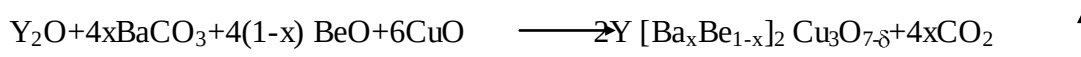
ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$

Гамматаев С.Л., Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х.,
Гаджимагомедов С.Х., Палчаев Н.А.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
e-mail: darkusch@mail.ru

Для получения материалов с заданными характеристиками необходим детальный анализ природы формирования их структуры и свойств в процессе синтеза и спекания. Данная проблема может быть решена путем систематических и тщательных исследований, а также интерпретации многократных измерений с вариацией состава и технологий. В лаборатории кафедры физики твердого тела Дагестанского госуниверситета на основе соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ были получены новые сверхпроводящие материалы $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ при замещении бария бериллием, где $x=0\div 1$. Эти материалы обладают широким спектром электрических свойств от ВТСП до полупроводника. В образцах при замещения бария бериллием вплоть до $x=0,65$ наблюдается эффект Мейснера. Новые керамические материалы выгодно отличаются повышенной влажостойкостью и прочностью, последнее имеет особую ценность в плане практического применения ВТСП.

Образцы $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ со значениями x в пределах от 0 до 1 изготавливались методом твердофазного спекания [1,2]. Исходные порошки Y_2O_3 , $BaCO_3$, BeO , CuO тщательно перемешивались в спирте и прессовались под давлением 10 атм. Твердофазная химическая реакция получения керамики состава $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ записывается следующим образом:



Синтез исходных порошков оксидов (смешанных в соответствующих пропорциях) проводился при температуре 915°C и длительности ~ 7 часов. Такая температура синтеза образцов, а также его длительность оказались достаточными для формирования орторомбической (сверхпроводящей) структуры.

Плотность образцов после синтеза составляла ~ 4 г/см³. С целью повышения плотности до ~ 6 г/см³ (плотность монокристалла данного состава составляет 6,2 г/см³), эти образцы подвергались многократному обжигу по ~ 7 часов с повышением температуры каждого последующего обжига на 5°C. Это позволило подобрать оптимальные температуры обжига для каждого состава и получить материалы с воспроизводимыми свойствами и структурой. Увеличение содержания бериллия, как правило, повышает оптимальную температуру обжига. За оптимальную температуру обжига принималась температура, после которой плотность керамики существенно не изменялась. В настоящее время установлено, что для получения плотных образцов $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ по обычной керамической технологии, оптимальная длительность обжига, при соответствующей температуре из интервала 900-1000°C, составляет примерно 20 часов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 2.2172.2011 и Госконтрактов № 16.740.11.0149 и № 02.740.11.0397).

Литература

1. Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., и др. Патент № 2109712, (1998).
2. Палчаев Д.К., Мурлиев А.К. Патент № 2109712, (2006).

ИМПЕДАНСМЕТРИЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР С НЕСВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Билалова З.О., Гираев М.А., Ханикалов Х.Б.

Геометрическая поверхность кристалла – неустранимый дефект решетки. В электрических измерениях через эту поверхность осуществляется контакт с объемом кристалла. Более того, заряды, постоянно присутствующие на ней (поверхностные заряды, ПЗ), с одной стороны способны автономно участвовать в электрических процессах, с другой – они непосредственно под поверхностью в объеме кристалла создают область пространственного заряда (ОПЗ). Толщина ОПЗ порядка дебаевской длины, а электрическое сопротивление управляемо плотностью и знаком ПЗ. Область пространственного заряда из-за пониженной концентрации носителей заряда имеет существенно более высокое сопротивление по сравнению с объемом полупроводника, причем, чем выше положительное смещение, тем шире ОПЗ и, следовательно, больше сопротивление.

Таким образом, во всех электрических измерениях, кристалл с его ОПЗ и поверхностью, следует рассматривать системно – как многослойную структуру со своими значениями удельных сопротивлений и диэлектрических проницаемостей [1,2]. Очевидно, доля каждого слоя в общей электропроводности системы при этом будет определяться соотношением между геометрической поверхностью кристалла и его объемом (S/V). Случай, когда $S/V \gg 1$ особенно интересен для тех, кто занимается физикой тонких пленок.

Существуют различные методы изучения слоистых структур, например, эффект поля. Но, эта методика дает не очень правильные результаты, если на поверхность кристалла наложены внешние условия, например, поверхность контактируется с жидкой или другой проводящей средой. Свободен от таких недостатков метод измерения полного сопротивления по переменному току (импедансметрия). Современная техника позволяет делать их с достаточно высокой точностью в импульсном или переменноточном режимах. Их естественное достоинство – возможность проведения импедансных измерений в широкой области частот.

В импедансметрии существует проблема интерпретации опытных данных – нет разработанных методик, позволяющие однозначно их интерпретировать. В настоящему времени для этих целей наиболее часто используют метод построения годографа импеданса на комплексной плоскости $\text{Im}Z$, $\text{Re}Z$ ($\text{Im}Z$ и $\text{Re}Z$ – мнимая и реальная составляющие импеданса Z) с последующим выбором электрической эквивалентной схемы (ЭЭС) адекватно отображающей исследуемую структуру. К сожалению, метод построения годографов обладает тем недостатком, что для одних и тех же экспериментальных данных требуется рассмотрение ряда вариантов ЭЭС, причем, чем сложнее исследуемая структура, тем она сложнее. Положение еще сильнее усугубляется, если поверхность электрода контактируется с проводящей средой или исследуемый электрод поликристаллический.

Один из возможных вариантов решения этой проблемы, как нам представляется, связан с использованием метода линейных диаграмм (ЛД-метод) разработанного Субашиевым и Тучкевичем для задач, связанных с изучением неоднородных полупроводниковых материалов [3].

Сущность метода состоит в том, что если прохождение переменного тока через неоднородные или слоистые структуры не сопровождается изменением концентрации носителей тока и условий диффузии, то для частотного хода импеданса в координатах

$R(1/C)$ наблюдается линейный участок, чей наклон к оси абсцисс определяется удельным сопротивлением слоя. При низких частотах экспериментальные точки практически ложатся на прямую соответствующую слою высокого удельного сопротивления, а при высоких – на прямую, соответствующую слою более низкого удельного сопротивления.

Для образца со структурой из нескольких отличающихся по удельному сопротивлению слоев на $R(1/C)$ диаграммах наблюдается несколько линейных участков, для которых всегда справедливо

$$\tau_i = R_i C_i = \varepsilon \varepsilon_0 \rho, \quad (1)$$

где R_i и C_i – параметры i - слоя, измеряемые с помощью моста переменного тока по последовательной схеме замещения; τ_i – время релаксации i - слоя; ε_0 – электрическая постоянная; ε_i – относительная диэлектрическая проницаемость и ρ_i – удельное сопротивление i - слоя.

Соотношение (1) позволяет по линейным участкам, их наклонам к оси абсцисс находить значения ρ и ε . Основная сложность при этом связана с разрешимостью линейных изломов на $R(1/C)$ графиках.

Если исследуемый образец состоит из нескольких отличающихся по удельным сопротивлениям слоев, то получается ряд линейных отрезков с разными наклонами и длинами. При этом, чем больше отличаются друг от друга удельные сопротивления слоев, тем резче изломы. Монотонно без изломов снижающейся кривой соответствует случаю, когда исследуемая структура состоит либо из множества подструктур, удельные сопротивления которых изменяются непрерывно от максимума до минимума, либо ε_i , ρ_i частотнозависимы, либо проявляется преобладающее действие ПЗ.

Преимущество ЛД-метода в импедансметрии заключается в том, что он позволяет отделить эффекты, вызванные возникновением (или наличием) промежуточных слоев и определить некоторые их параметры (удельное сопротивление ρ , толщину слоя d), а также те параметры, в которых не требуется точных сведений о геометрических размерах образца. Заметим, ЛД-метод не исключает возможности других методов, а лишь дополняет их в смысле получаемой информации.

ЛД – метод оказался весьма удобным инструментом для изучения слоистых структур с несвободной поверхностью, т.е. когда поверхность электрода контактируется с проводящей средой, например, для изучения системы полупроводник/электролит. Результаты, полученные нами для различных полупроводниковых материалов (Te, CdS, SiC, BaTiO₃)/электролит, для иллюстрации приведены ниже на рисунке.

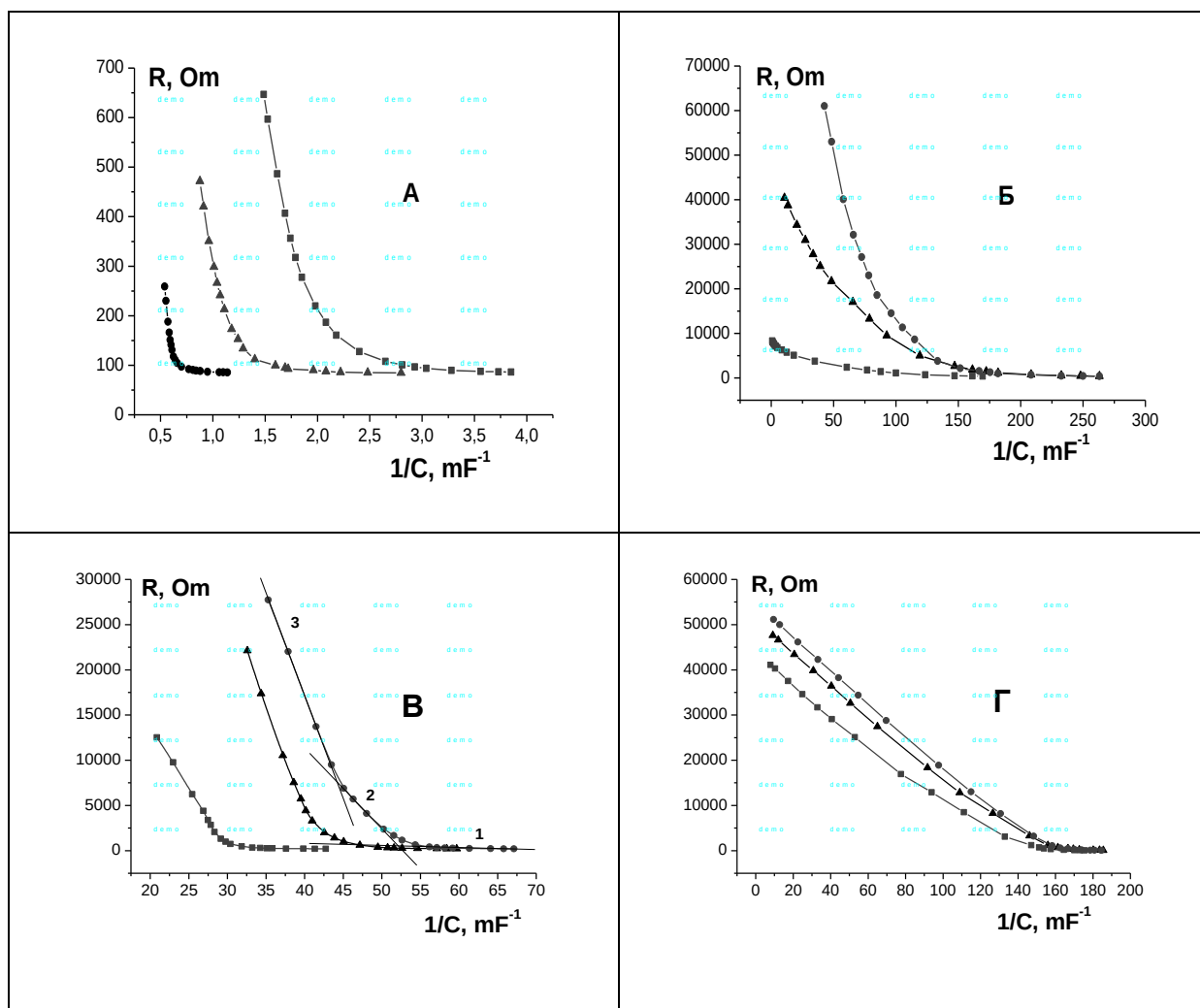


Рис. 1. ЛД- диаграммы для гетеросистем:

А – Te/KCl; Б – CdS/NaOH; В – SiC/H₂SO₄; Г – BaSrNiO₃/NaOH

▲ – в равновесных условиях, ● – в анодной и ■ – катодной областях

Первый шаг к обработке $R(1/C)$ графиков связан с определения «уровня отсчета» - некоторого «объемного» сопротивления, R_b . Например, для межфазной границы (МФГ) металл/электролит оно всецело определяется сопротивлением раствора электролита, тогда как для системы полупроводник/электролит R_b складывается из сопротивления раствора электролита (R_3), омического сопротивления токоподводящего контакта к электроду (R_k) и объемного сопротивления, отсчитываемого от омического контакта до ОПЗ (R_0). Из-за искривления энергетических зон при поляризации, R_0 не может быть постоянной величиной. В результате R_b становится вариативной величиной, определяемой их суммой ($R_b = R_3 + R_k + R_0$).

Требования к точности определения R_b особенно повышаются при анализе спектра импеданса на сравнительно высоких частотах. В этом случае небольшая ошибка в определении R_b может сильно исказить результаты графических обработок[3].

В наших экспериментах критерием «правильного» выбора R_b , как и в [4,5], служила линейность R от f^{-n} (n – дробное число) в области относительно высоких частот.

Следующий шаг к обработке (1/C, R) графиков связан с нахождением уравнений для соответствующих линейных участков и определением координат точек их пересечений между собой и с осями Ох и Оу. Далее, полученные данные использовались для нахождения электрических параметров слоев. Эта, трудоемкая часть работы выполнялась с помощью ПК, используя многоуровневую программу «ИСА», составленную нами для этих целей.

В качестве примера, в таблице приведены результаты обработки (1/C, R) графиков, по данным на рисунке (В) для SiC/H₂SO₄.

Система SiC/H₂SO₄. $\varepsilon(\text{SiC}) = 7$, $\varepsilon(\text{H}_2\text{SO}_4) = 84$

U, В (нкэ)	Rb, Ом	координаты пересечения линейных участков 1/C, 1/мФ R, Ом	тангенс угла наклона линейного участка	удельное сопротивлен. слоя, Ом см	толщина слоя, см
1.4	198.3	Rb с 1 лин. участком 68.11 198.3	5.95·10 ⁽⁻⁶⁾	5.31·10 ⁽⁸⁾	0.26·10 ⁽⁻⁹⁾
		1 и 2 линейные участки 52.58 290.5	8.85·10 ⁽⁻⁴⁾	1.97·10 ⁽⁹⁾	0.21·10 ⁽⁻⁹⁾
		2 и 3 линейные участки 43.88 7982.5	2.42·10 ⁽⁻³⁾	1.85·10 ⁽¹⁰⁾	0.1·10 ⁽⁻⁹⁾

Литература

- [1]. Гираев М.А. //Электрохимия. 1983, Т. 19. С.244 – 246
- [2]. Субашиев В.К., Тучкевич В.М. // ЖТФ. 1947. Т.12. С. 177 – 194.
- [3]. Гираев М.А., Османов О.М. //Вестник ДГУ. Естественные науки. 2006. №6. С.45-57
- [4]. Dutoit E.C., VanMeirhaeghe R.L., Cardon F., Gomes W.P. // Ber. Bunseges. Phys. Chem. 1975. Bd.79. S. 1206 – 1217.
- [5]. Гираев М.А. Вестник ДГУ. Естественные науки. 2001, №4. С.110 – 115.

СВОЙСТВА ПРИЖИМНЫХ И НАПЫЛЕННЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ

Гусейханов Магомедбаг Кагирович, Гуйдалаева Таисия Абакаровна

taisyiy@yandex.ru

Омические контакты получали к эпитаксиальным пленкам оксида цинка, выращенным на пластинах Al_2O_3 методом химического транспорта, описанном в работе [1]. Исследовались на омичность как прижимные контакты из Pt , WC , W , Mo , так и напыленные контакты из Ag , Al , Ni , Sn , In , полученные термическим испарением в вакууме ($P=10^{-3}$ Па). Концентрация носителей заряда в пленках, в зависимости от условий получения, изменялась от $2 \cdot 10^{22}$ до $6 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, а их подвижность – от $50 \cdot 10^{-4}$ до $120 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Свойства прижимных контактов зависели от величины прижима, но влияния природы прижимаемого металла на свойства контакта мы не заметили. Увеличение давления прижима уменьшает коэффициент выпрямления, при сильном прижиге ВАХ контактов становится линейной. На поверхности оксида цинка, отожженной в вакууме при температуре выше 470К, контакты при любом прижиге имеют омические характеристики. Было отмечено, что отжиг ZnO в вакууме сопровождается десорбцией кислорода с его поверхности и образованием у поверхности слоя с избыточной концентрацией носителей заряда, который способствует формированию омического контакта со структурой $\text{Me-n}^+-\text{n}$.

Если выдержать ZnO в вакууме при температуре выше 800°К в течении 15-20 минут и на его поверхность напылить металл, то такие контактные системы Me-ZnO также обладают линейной ВАХ независимо от природы металла. Значения удельных переходных сопротивлений напыленных контактов, полученных на образцах оксида цинка с удельным сопротивлением $\rho=2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Сравнительно большие удельные переходные сопротивления контактов $\rho_c \approx 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ объясняются влиянием сопротивления растекания тока и малой концентрацией основных носителей в объеме полупроводника.

Последующая термообработка в инертной среде напыленных в вакууме контактов при температурах 350-400°С улучшает контактные свойства (рис.1). Дальнейшее повышение температуры термообработки приводит к повышению удельного переходного сопротивления, хотя удельное поверхностное сопротивление окиси цинка в исследованном диапазоне температур термообработки (до 700°С) в инертной среде не изменяется (рис.1). Это справедливо также и для контактных систем In-ZnO ; Sn-ZnO ; Al-ZnO ; Au-ZnO . Оптимальная температура последующей термообработки, необходимая для формирования омических характеристик напыленных контактов, лежит в интервале 350-450°С. Термообработка контактов в инертной среде при температурах выше 450°С приводит к повышению удельных контактных сопротивлений.

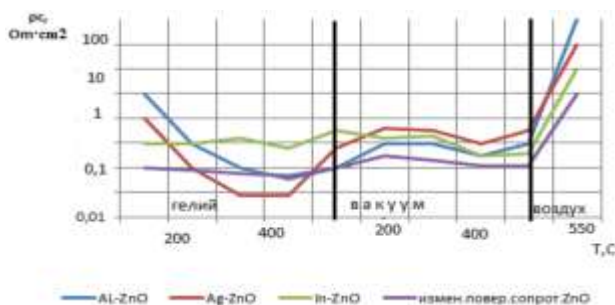


Рис1. Зависимость удельного контактного сопротивления от температуры термообработки в разных средах

Термообработка напыленных контактов в вакууме при температурах выше 200°С приводит к уменьшению удельного переходного сопротивления контактов, что объясняется соответственным уменьшением поверхностного сопротивления

пленок оксида цинка. Уменьшение поверхностного сопротивления оксида цинка при температурах термообработки их в вакууме при температуре более 200°C, как отмечалось нами выше, связано с формированием на поверхности ZnO слоя с повышенной концентрацией основных носителей заряда. При напылении металла на предварительно подогретые в вакууме при температуре выше 200°C пленки ZnO получают омические контакты с линейными ВАХ и более низким значением удельного переходного сопротивления. При этом оптимальной температурой предварительной обработки поверхности пленок является 300°C.

Термообработка на воздухе (в атмосфере кислорода) приводит к резкому повышению поверхностного сопротивления пленок оксида цинка и соответственному росту сопротивления контактов. Температуры термообработки, при которых

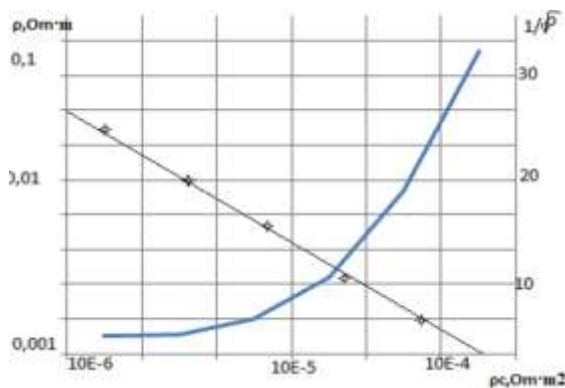


Рис.2 Зависимость удельного сопротивления контакта ρ_c – $Ni - ZnO$ от поверхностного сопротивления пленок ZnO

происходит рост ρ и ρ_c при отжиге на воздухе и уменьшение их при отжиге в вакууме, совпадают, что объясняется одним механизмом, ответственным за эти изменения.

При увеличении температуры окружающей среды от 20 до 200°C удельное переходное сопротивление контактов увеличивается от $\rho_c = 7 \cdot 10^{-2}$ до $1,6 \cdot 10^{-1}$ Ом·см². Так как одновременно наблюдается такой же рост удельного поверхностного сопротивления, то можно

предположить, что наблюдаемые изменения ρ_c и ρ обусловлены адсорбцией кислорода на поверхность ZnO , а не изменением контактных свойств. На рис.105 приведена зависимость удельного переходного сопротивления контакта $(In-Ni)-ZnO$ от сопротивления пленок оксида цинка. Линейная зависимость $\ln \rho_c$ от $1/\rho^{1/2}$ (рис.2) и слабая температурная зависимость удельного переходного сопротивления контактов характерна для туннельного механизма переноса тока в омических контактах.

Таким образом, результаты исследований показали, что омические контакты имеют структуру $Me-n^+-n$ и перенос тока через них обусловлен туннельным механизмом. Образование обогащенного поверхностного слоя (n^+ -слоя) происходит за счет десорбции кислорода с поверхности и образования приповерхностного слоя со сверхстехиометрическим цинком Zn^+ , который в ZnO является донором с малой энергией активации $E=0,05$ эВ. Поэтому для формирования низкоомных омических контактов к оксиду цинка необходимо предварительной термообработкой при температуре выше 300°C создать обогащенный слой на поверхности, затем нанести металл с высоким сродством к кислороду (Al , Sn , In , Ti и др.) и последующей термообработкой при температуре 350-400°C в вакууме или инертной среде формировать омические контакты. Предполагается, что такая структура и характер формирования омических контактов будут характерны и для других оксидных полупроводников, что позволит применить эти закономерности к ним.

Список публикаций

- [1] Рабаданов Р.А., Семилетов С.А., Магомедов З.А. Структура и свойства монокристаллических слоев ZnO. // ФТТ, №12, -С1431 (1970).
- [2] Laar Y. Yan, Scheer Y.Y. Influence of band bending on photoelektrik emission from silicon single crystals // Philips Res. Reports. -v. 7. №2. -p. 101-104, (1962).
- [3] Бонч-Бруевич В.А., Калашиников С.Г.. Физика полупроводников. - М.: Наука, -672с (1978).
- [4] Верещагин И.К., Электролюминесценция кристаллов. -М.: Наука, -280с (1974).
- [5] Гусейханов М.К., Мадоян С.Г.. Измерение удельных переходных сопротивлений омических контактов к тонким слоям полупроводников. // Изв. вузов СССР, Физика, № 6. -С 80-83 (1976).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ СТРУКТУР В АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

Ж.Г.Ибаев¹, А.К.Муртазаев^{1,2}

¹ Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия
e-mail: ibaev77@mail.ru

² Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия
e-mail: akai20005@mail.ru

В природе помимо материалов с простыми ферромагнитными или антиферромагнитными структурами существует широкий класс материалов с новым типом магнитного упорядочения – длиннопериодические модулированные структуры [1]. Интерес к исследованию таких веществ обусловлен не только их необычными физическими свойствами, но и расширением их технического применения в качестве термопластичных материалов и шаблонов наноструктур [2]. Изучению этих свойств посвящены как экспериментальные, так и теоретические работы [1, 3], а в последнее время в их исследовании значительно возросла роль методов вычислительной физики, в частности методов Монте-Карло и молекулярной динамики [4-7].

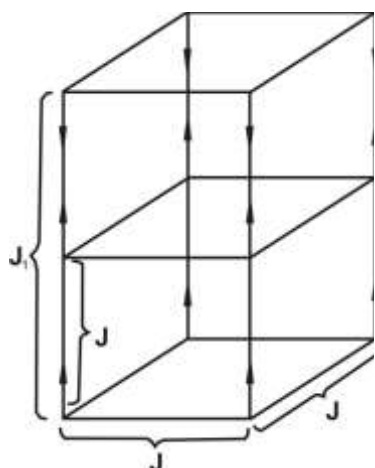


Рис. 1. ANNNI-модель

Длиннопериодические модулированные структуры могут быть исследованы с помощью модели Изинга с анизотропными конкурирующими взаимодействиями соседей, следующих за ближайшими. Это так называемая ANNNI-модель (рис. 1), которая описывается гамильтонианом [8]:

$$H_{ANNI} = -J \sum_{i,j} s_i s_j + J_1 \sum_i s_i s_{i+2}, \quad (1)$$

где первый член описывает ферромагнитное взаимодействие ближайших пар спинов с интенсивностью $J > 0$, а второй – конкурирующее взаимодействие спинов, следующих за ближайшими вдоль оси Z, параметр этого взаимодействия $J_1 < 0$, $s_i = \pm 1$.

Фазовая диаграмма этой модели, полученная методами Монте-Карло, представлена на рис. 2 [5]. Отличительной особенностью данной модели является наличие на ее фазовой диаграмме мультикритической точки Лифшица и широкой области с модулированными фазами [5, 6]. Хотя модулированный режим является центральной особенностью данной модели, именно он изучен меньше всего.

При исследовании фазовых переходов одной из основных задач является правильный выбор параметра порядка. Как известно, при теоретическом, экспериментальном и численном исследовании магнитных материалов в качестве параметра порядка выбирают намагниченность системы (в случае ферромагнетика), намагниченность подрешетки, (в случае антиферромагнетика, ферримангнетика) либо какой-нибудь другой параметр, если структура упорядочения имеет более сложный вид. Такой выбор параметра порядка не подходит для исследования модулированных структур, поскольку они усредняются и обращаются в ноль в модулированной фазе, не позволяя определить природу и характер переходов в этом режиме [2]. Поэтому нам представляется необходимым подобрать параметр, отражающий свойства модулированных структур. Эти структуры характеризуются такими параметрами, как длина волны (волновой вектор), амплитуда и фаза. Наиболее подходящим и простым параметром, характеризующим наличие упорядочения, на наш взгляд, является амплитуда волны модуляции.

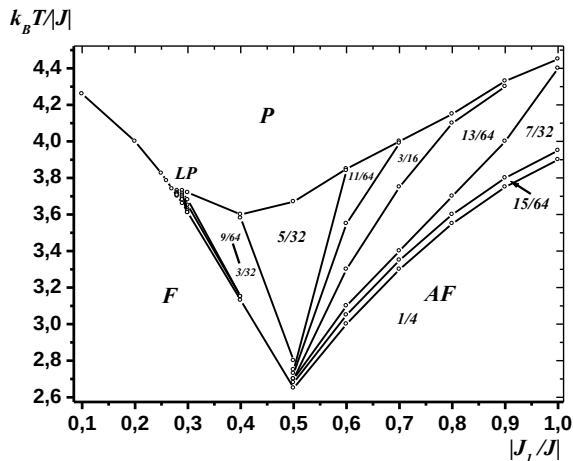


Рис. 2. Фазовая диаграмма ANNNI – модели. (LP-точка Лифшица, F, P, AF – ферромагнитная, парамагнитная и антиферромагнитная фазы соответственно, дробные числа указывают значения волновых чисел модулированной фазы)

Для проверки пригодности амплитуды модулированной структуры в качестве параметра порядка нами исследовались системы кубической формы с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L=30 \div 64$ (эффективное число спинов $N=27000 \div 262144$). Расчеты проводились вдоль Марковской цепи длиной $\tau=100\tau_0$ ($\tau_0=10^5$ МКшагов/спин – неравновесный участок цепи, который отбрасывается). Для изучения модулированной области мы рассчитывали величину:

$$M_z = \frac{1}{L_x L_y} \sum_{i=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{L_y} S_{ij}, \quad (2)$$

представляющую собой усредненную намагниченность слоя, перпендикулярного оси Z (L_x, L_y – линейные размеры системы вдоль осей X и Y соответственно, $z = 1, 2, \dots, L_z$).

Модулированные структуры, возникающие в анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями в первом приближении 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 мы в качестве параметра порядка рекомендуем использовать величину:

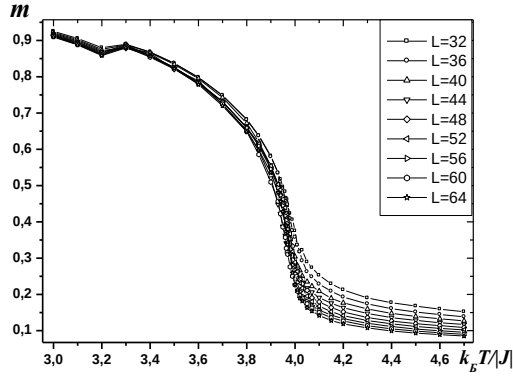


Рис. 3. Зависимость параметра порядка от температуры при $|J_1/J|=0,7$

$$m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |A_i|, \quad (4)$$

представляющую собой среднее значение максимальных и минимальных значений амплитуд A_i волновой структуры по всей длине образца, n – общее число амплитуд A_i .

Температурные зависимости выбранных таким образом параметров порядка m , для систем с разными линейными размерами L представлены на рис. 3. Общий вид этих кривых очень близок к характерному для магнитных систем виду температурной

зависимости суммарной намагниченности системы (подрешеточной намагниченности). Высокотемпературные «хвосты» параметра порядка обусловленные конечными размерами изучаемых систем уменьшаются с ростом L и характерны для такого рода исследований. Обращает на себя внимание особенность зависимости m от T в окрестности температуры $T \approx 3,2$. очевидно, что это связано с близостью к температуре фазового перехода из антиферромагнитной фазы (рис. 4) в модулированную.

Для того чтобы проверить, насколько хорошо используемый параметр порядка m подходит для расчета других термодинамических параметров нами были рассчитаны значения восприимчивости и кумулянты Биндера четвертого порядка

Температурные зависимости восприимчивости демонстрируют хорошо выраженные максимумы в области температуры фазового перехода $T \approx 3,976(3)$ из модулированной в разупорядоченную фазу. Отметим, что максимумы восприимчивости для систем с достаточно большими линейными размерами $L > 40$ приходятся на одну и ту же температуру и эта температура совпадает со значением, на которую приходится максимальная крутизна падения m на рис. 3.

Особенность, связанная с фазовым переходом из антиферромагнитной в модулированную фазу на зависимости восприимчивости от температуры проявляется очень слабо.

Такие же зависимости наблюдаются и для температурной зависимости теплоемкости. Ход зависимости теплоемкости, восприимчивости и параметра порядка от температуры характерен для фазовых переходов второго рода. Для определения особенностей фазового перехода из модулированной фазы в разупорядоченную и более точного определения критической температуры мы использовали метод кумулянтов Биндера (рис. 4):

$$U_k = 1 - \langle m^4 \rangle / 3 \langle m^2 \rangle^2, \quad (5)$$

$$U_L = 1 - \langle U^4 \rangle / 3 \langle U^2 \rangle^2, \quad (6)$$

Известно, что для фазовых переходов первого рода усредненная величина U_L стремится к некоторому нетривиальному значению U^* согласно выражению:

$$U_L = U^* + bL^{-d}, \quad (7)$$

при $L \rightarrow \infty$ и $T = T_c$, где величина U^* отлична от $2/3$, а минимальная величина $U_{\min}$ расходится при $L \rightarrow \infty$. В случае фазового перехода второго рода кривые температурной зависимости U_k имеют четко выраженную точку пересечения, а усредненная величина U_L стремится к некоторому нетривиальному значению $U^* \rightarrow 2/3$ при $L \rightarrow \infty$. Такое

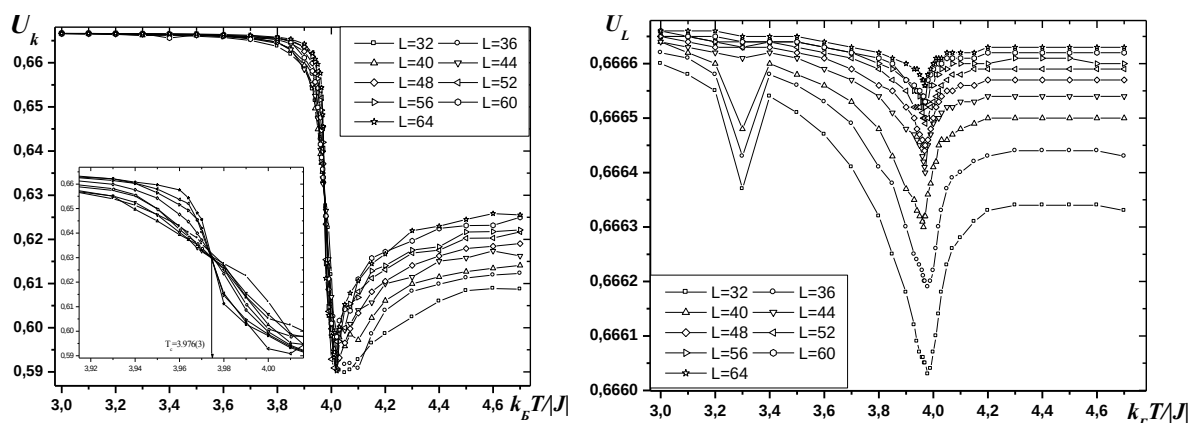


Рис. 4. Температурная зависимость кумулянтов Биндера при $|J_1/J|=0,7$

поведение кумулянтов Биндера показывает, что фазовый переход из модулированного состояния в разупорядоченное является переходом второго рода.

Работа поддержана грантом РФФИ (12-02-96504, 10-02-00130) и выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (Госконтракт №П559 и №02.270.11.03.97), «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России» на 2007-2013 годы (Госконтракт № 16.552.11.7051).

Литература

1. Ю.А. Изюмов, В.М. Сыромятников. Фазовые переходы и симметрия кристаллов, Наука, Москва (1984).
2. K. Zhang, P. Charbonneau, Phys. Rev. Lett. **104**, 195703 (2010).
3. М.А. Анисимов, Е.Е. Городецкий, В.М. Запрудский УФН **133**, 103 (1981).
4. R.J. Elliot Phys. Rev. **124**, 346 (1961)
5. А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев ФНТ **35**, 1011 (2009).
6. A.K. Murtazaev, J.G. Ibaev Solid state communications **152**, 177-179 (2012).
7. А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев ЖЭТФ **140**, 123-130 (2011).
8. W.Selke Phys. Rep. **170**, 213 (1988).

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА АРАМИДНЫХ ВОЛОКОН

Ибатуллина А.Р., Сергеева Е.А.

420015, г. Казань, ул. К. Маркса, 68

В современной технике существует тенденция интенсивного использования композиционных материалов (КМ) в качестве конструкционных. В этой связи существует необходимость создания нового поколения материалов. Успешная реализация больших потенциальных возможностей КМ в значительной степени зависит от выбора компонентов.

Перспективными являются волокнистые композиты, содержащие высокопрочные компоненты в виде тонких волокон и пластичный компонент – матрицу, занимающий пространство между волокнами. Наибольший интерес в этой области представляют арамидные волокна, обладающие высокой прочностью при растяжении, высоким модулем упругости, термостойкостью, позволяющей эксплуатировать волокна в широком температурном интервале, хорошей защитной стойкостью при ударе, негорючестью, повышенными усталостными и диэлектрическими свойствами. Уникальные свойства арамидных волокон предопределили широкое их использование в различных областях техники в виде специальных изделий [1].

Основными областями применения арамидных волокон являются:

1. КМ для авиационной, космической и оборонной техники в виде конструкционных сверхпрочных намоточных изделий с экстремальными температурно-силовыми полями.
2. Технические баллистические ткани и защитные системы при разработке индивидуальных средств защиты от высокоскоростного огнестрельного оружия различного калибра, против повреждений от воздействия осколков, порезов, проколов.
3. Рабочие костюмы сварщиков, спасателей, пожарных.
4. Теплозащитные нетканые материалы, звукоизоляционные негорючие материалы.
5. Армирующие наполнители подшипников, канаты.

Однако, прочности исходных волокон и их стабильности еще недостаточно для получения качественного КМ, так как прочностные характеристики КМ зависят от свойств компонентов и от процессов, проходящих на межфазной границе наполнитель-матрица. Таким образом, актуальной является задача увеличения адгезионной способности арамидных волокон. Существенного улучшения смачивающей способности арамидных волокон можно достичь путем модификации их поверхности. Способ модификации должен учитывать технологический процесс изготовления волокон.

В силу разных причин традиционные технологии модификации могут приводить к необратимым потерям прочности волокон, а, следовательно, и органопластиков. Одним из методов, позволяющих улучшить свойства КМ, является модификация поверхности арамидных волокон плазмой высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда.

Для улучшения смачиваемости арамидного волокна была использована плазменная модификация. Обработка образцов волокон осуществлялась на экспериментальной ВЧЕ плазменной установке, по методике, аналогичной описанной в работе [2].

В качестве плазмобразующего газа использовался аргон. Модификация проводилась при следующих постоянных входных параметрах ВЧ разряда: тип нагрузки – емкостной, давление (P) – 26,6 Па, расход плазмобразующего газа (G) – 0,04 г/с. Варьировались следующие параметры: сила тока на аноде (Ia) от 0,2 до 0,8 А, напряжение на аноде (Ua) от 2,5 до 6,5 кВ, время обработки (t) от 90 до 210 сек.

Проведены сравнительные исследования смачиваемости многофиламентных арамидных волокон материалом матрицы (ЭД-20 с отвердителем ПЭПА) до и после их обработки в неравновесной низкотемпературной плазме (ННТП) пониженного давления. Арамидные волокна использовались в качестве армирующих наполнителей при получении элементарной ячейки КМ. Волокна применяли в исходном состоянии и после плазменной обработки.

Смачиваемость волокон оценивалась по высоте поднятия капиллярного столба материала матрицы по волокну. Результаты сравнительных испытаний приведены в таблице.

Таблица – Влияние плазменной обработки на смачиваемость арамидных волокон эпоксидной матрицей

Волокно	№ режима	Параметры обработки			Смачиваемость до модификации, мм	Смачиваемость после модификации	
		Напряжение, В	Ток, А	Время, с		мм	%*
Кевлар	1	3,5	0,3	90	6,0	11,0	183,3
	2	3,5	0,3	150		8,3	138,3
	3	4,5	0,4	150		7,7	128,3
	4	3,5	0,5	90		6,7	111,7
Русар-С	1	3,5	0,4	90	5,5	6,7	121,8
	2	3,5	0,4	210		6,3	114,5
	3	3,5	0,5	90		7,7	140,0
	4	4,5	0,5	150		7,0	127,3

* - значение капиллярности в процентном соотношении к капиллярности необработанного волокна.

Результаты экспериментов подтверждают, что применение плазменной обработки улучшает смачиваемость различных марок арамидных волокон. Для волокна марки Кевлар смачиваемость удалось увеличить на 83,3%, для волокна марки Русар-С поднятие капиллярного столба смеси эпоксидной смолы с отвердителем увеличилось на 40,0%.

Улучшение адгезионных свойств полимерных материалов под воздействием плазмы связано не только с очисткой поверхности от различного рода загрязнений, но и с образованием гидрофильных групп различной химической природы, обеспечивающих высокие адгезионные свойства модифицированных поверхностей. Воздействие ВЧЕ разряда пониженного давления в среде инертного газа (аргон) приводит к образованию активных свободных радикалов, которые на воздухе превращаются в гидроперекисные и перекисные, а затем – в стабильные кислородсодержащие полярные группы.

Полученные данные наглядно демонстрируют увеличение смачиваемости арамидных волокон, что указывает на универсальность плазменной модификации при обработке арамидных волокон различных марок, независимо от свойств исходного волокна и его отделки. Это позволяет рекомендовать плазменную модификацию

aramидных волокон для использования в процессе создания сверхпрочных термоустойчивых КМ.

Внедрение плазменной обработки возможно на различных стадиях. В случае наличия собственного производства арамидных волокон рекомендуется проводить плазменную обработку после этапа формования. При этом могут быть разные варианты аппаратного оформления технологического процесса. В случае закупки исходного сырья (aramидных волокон) при изготовлении КМ для увеличения их адгезионной способности обработку следует проводить непосредственно перед внедрением армирующих волокон в материал матрицы.

Модификация арамидных волокон ВЧ плазмой пониженного давления позволит создавать материал с уникальными свойствами: одновременно высокими жесткостью и пластичностью, а так же с высокой устойчивостью к ударным нагрузкам и термической стабильностью.

1. Перепёлкин, К. Е. Современные химические волокна и перспективы их применения в текстильной промышленности / Российский химический журнал. - 2002, т. XLVI, № 1. – с. 31-48

2. Сергеева, Е.А. Влияние обработки неравновесной низкотемпературной плазмой на свойства текстильных кордов / Е.А. Сергеева, Л.А. Зенитова // Дизайн. Материалы. Технология. - № 3 (14). - С. 64-68.

ОЦЕНКА РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО СПИНОВОГО СПЕКТРА ФЕРРОМАГНЕТИКА

Нухов А.К., Мусаев Г.М., Фадель Х.К.

Дагестанский государственный университет, 367025, Махачкала, Россия

nukhov1984@mail.ru

Важной проблемой низкоразмерного магнетизма, как и, впрочем, всей физики низкоразмерных структур, является исследование релаксационных свойств. Это связано с тем, что низкоразмерные системы отличаются существенной неоднородностью распределения носителей заряда. Неоднородное распределение зарядовой плотности сопровождается также неоднородным распределением спиновой плотности. Как следствие этого, поверхностные эффекты в низкоразмерных структурах играют существенную роль [1-7].

В недавней нашей работе [8], в рамках классической теории спиновых волн, было получено выражение для части обменной энергии, соответствующей влиянию поверхности. Это выражение имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta E_{s2} = & -i \cdot \frac{\alpha^2 A}{I_0 d^2} \cdot \sum_k \left(\int \text{Im}(D_n^+(k, k)) dr \right) \cdot q_k^+ q_k + \\ & + \frac{\alpha^2 A}{I_0 d^2} \cdot \sum_{k, k'} \left(\int [D_n(k, k) \cdot e_{kk'}^- + D_n^+(k, k) \cdot e_{kk'}^-] \cdot dr \right) q_k^+ q_{k'}, \end{aligned} \quad (1)$$

где функции $D_n(k, k')$ и $e_{k, k'}^\pm$ определены следующим образом

$$D_n(k, k') = -(n_l(k^l - k'^l)) \cdot (n_j k^j) + i \cdot [(\nabla^l n_l) \cdot (n_j k^j) + (\nabla^l n_j) \cdot (n_l k^l)],$$

$$D_n^+(k, k') = (D_n(k, k'))^+,$$

$$e_{k, k'}^- = \sum_{x_j, t} \exp\{-i[(\omega(k) - \omega(k')) \cdot t + (k^j - k'^j) x_j]\},$$

$$e_{kk'}^+ = (e_{kk'}^-)^+, \quad e_{kk}^+ = e_{kk}^- = 1,$$

I_0 - самопроизвольная намагниченность невозмущенной системы, d - среднее расстояние между ближайшими соседними ионами кристалла, A - постоянная обменного взаимодействия соседних узлов, $\alpha = (2\mu I_0 / V)^{1/2}$ - нормировочный фактор, $\mu = g\hbar / 2mc = g\mu_b$ есть z проекция спинового магнитного момента атомного носителя намагниченности с магнетомеханическим отношением g и спиновым квантовым числом s (Строго говоря, под μ следует понимать средний магнитный момент, приходящийся на узел решетки), l, j - соответствующие направления. Применяя процедуру диагонализации к канонической форме для «поверхностной» части обменной энергии, и используя некоторые математические выкладки, был вычислен спектр элементарных возбуждений системы в нулевом приближении по взаимодействию спиновых волн между собой, что имеет смысл, строго говоря, лишь в области достаточно низких температур, когда плотность возбуждений очень мала. Таким образом, были получены соотношения, полностью определяющие «поверхностный» спектр системы в рассматриваемом нулевом приближении по спин-спиновому взаимодействию (см. [8]):

$$\text{Im}(\Delta E_{s_2}) = \left(\frac{\alpha^2 AV}{I_0^2 d^2} \right) \cdot \sum \lambda_n(k, \bar{r}), \quad \Delta E_{s_2} = i \cdot \text{Im}(\Delta E_{s_2}). \quad (2)$$

Функция $\lambda_n(k, \bar{r})$ определена как (см. [8])

$$V \cdot \lambda_n(k, \bar{r}) = 2 \cdot \text{Im}(L_0^-(k, \bar{r})) - \int \text{Im}(D_n^+(k, k')) \cdot dr,$$

Как видно из (1), эта функция задаёт закон дисперсии, который в развёрнутом виде представляется следующим уравнением (при выборе нормировочной константы

$$\alpha = (2\mu I_0 / V)^{1/2}, \quad B^{-1} \cdot \omega_{s_2}(k) = \sum_{m_1, m_2} |g_{m_1}^{jl}(k, k)| \cdot \delta^{ll'} \cdot \tilde{F} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (r), \quad (3)$$

с «поверхностными» функциями:

$$\tilde{F} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (r) = 2\tilde{P} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (r) - \tilde{S} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (r), \quad \tilde{S} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (\bar{r}) = \frac{1}{V} \int_V r_l^{m_1} r_j^{m_2} dr,$$

и константой $B = 2dA/\hbar$, ($l, j = 1, 2, 3$)

Оценим некоторые основные параметры спинового спектра (1). Общее смещение частотного спектра спиновых волн, равное $\Delta\omega(k) = \Delta\omega_R(k) + i \cdot \Delta\Gamma(k)$, отражает только мнимое смещение, так как $\Delta\omega_R(k) = 0$ [8]. Мнимая составляющая $\Delta\Gamma(k)$, позволяет нам найти выражение для времени поверхностной релаксации τ_s :

$$\tau_s = \frac{1}{B \cdot \lambda_n(k, \bar{r})}, \quad (4)$$

где $\mathbf{r} = \bar{\mathbf{r}}$ - характеристическая вектор-функция. Перепишем второй сомножитель в знаменателе (4) в виде [6]:

$$\lambda_n(k, \bar{r}) = k^j \cdot G(\bar{r}) = \sum_{m_1, m_2} k^j \cdot (1 + m) \cdot (1 + \kappa(l, j)) \cdot \delta^{ll'} \cdot (\beta_{m_1})_l \cdot (\beta_{m_2})_j \cdot \tilde{F} \left\{ \begin{matrix} m_1, m_2 \\ l, j \end{matrix} \right\} (\mathbf{r}), \quad (5)$$

где коэффициенты $(\beta_{m_1})_l = (\beta_{m_1})_l(r_0)$ понимаются в векторном смысле, как проекция данного вектора $\beta_m(\mathbf{r}_0)$ на l -ое направление ($l, j = 1, 2, 3$), а $\beta_m(\mathbf{r}_0)$ - коэффициенты разложения в тейлоровский степенной ряд функции поверхностных нормалей [8]. С учётом последнего выражения, обнаружим для времени релаксации следующую оценку:

$$\tau_s \sim \frac{\hbar}{6\pi AG}, \quad (6)$$

или, в численной форме, с учётом того, что $A \approx k_B \Theta$, $\Theta \sim 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ (Θ - температура Кюри ферромагнетика), для обычных ферромагнетиков, имеем:

$$\tau_s \cong 4,04 \cdot 10^{-16} \cdot G^{-1} \text{сек}. \quad (7)$$

Как непосредственно видно из (7), численное значение времени релаксации параметрически зависит от геометрического фактора G , который, как легко заметить из (5), полностью определяется только локальной поверхностной геометрией через коэффициенты β и функцию $\tilde{F}(\mathbf{r})$. Таким образом, в данной теории фактор G оказывается именно тем параметром, который определяет численное значение рассматриваемых физических величин устанавливает их зависимость от поверхностной геометрии системы. Результат (7) является следствием того, что как

видно из (5), фактор G задаёт квазиимпульс $\lambda_n(k)$ приобретаемый «объёмной» спиновой волной с исходным квазиимпульсом k при наличии поверхностного ограничения ферромагнитной системы с линейными размерами $\bar{l}$.

Для выяснения особенностей характера кинетики «поверхностных» спиновых волн, численную оценку (7) необходимо сопоставлять с характерными частотами исходного спинового спектра. Оценивая верхний предел частотного спинового спектра как $\bar{\omega} \approx 5,2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, получаем, что $\bar{\omega} \tau_s \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot G^{-1}$.

Следовательно, при значениях $G \sim 1$ и $\bar{\omega} \tau_s \ll 1$ и влияние поверхности на спиновый спектр оказывается весьма незначительным. В области же значений, когда $G \sim 10^{-3}$ и $\bar{\omega} \tau_s \sim 1$, расчёт показывает резонансное поглощение энергии спиновых волн поверхностью (условия, при которых это возможно, даются ниже), причём максимум поглощённой энергии будет приходиться на верхний край спиновых частот. При дальнейшем уменьшении геометрического фактора $G < 10^{-3}$, должно наблюдаться сползание области резонансного поглощения за край частотного спектра в область более низких значений спиновых частот. В таких условиях в спиновом спектре частот возможно образование энергетической щели с дополнительными верхними и нижними частотами $\bar{\omega}_1$ и $\underline{\omega}_1$ соответственно $\underline{\omega}_1 < \bar{\omega}_1 < \bar{\omega}$, $\Delta\omega_1 = \bar{\omega}_1 - \underline{\omega}_1 \sim (\Delta\Gamma)^{-1}$, обусловленной непосредственным взаимодействием поверхности со спиновыми волнами системы. Здесь, под непосредственным поверхностным взаимодействием следует, по-видимому, понимать обмен энергией и импульсом между спиновыми волнами системы и внутренней энергией поверхностной подсистемы, осуществляемый, в свою очередь, посредством полевого взаимодействия магнонов и колебаний решётки на поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Катанин, В.Ю. Ирхин, УФН **177**, 639 (2007)
2. R. J. Birgeneau et al., Phys. Rev. B **38**, 6614 (1988)
3. Ю.Е. Лозовик, С.Ю. Волков, ФТТ **45**, 345 (2003)
4. Р.З. Витлина, А.В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **78**, 1147 (2003)
5. Р.П. Мейланов, Б.А.Абрамова, Г.М. Мусаев и др., ФТТ **46**, 1076 (2004)
6. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, А.К. Нухов, Г.М. Мусаев, Э.И. Идаятов, Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып. 12
7. З.З. Алисултанов, А.К. Нухов, Р.П. Мейланов, Письма в ЖТФ (2012) (в печати)
8. А.К. Нухов, Г.М. Мусаев, К.К. Казбеков, ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. В 3, 8 (2011)

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ $(1-x)\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbTiO}_3$

С.Н.Каллаев¹, А.Р.Билалов¹, З.М. Омаров¹, С.А. Садыков², К.Борманис³

¹Институт физики Дагестанского научного центра
Российской академии наук

²Дагестанский государственный университет

³Институт физики твердого тела Латвийского университета

Проведены исследования температурной зависимости диэлектрической проницаемости и теплоемкости смешанной системы $(1-x)\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbTiO}_3$ (где $x=0.3, 0.4, 0.5$) в широком интервале температур 290- 700К. Соединение PNN относится к семейству кислородных керамических соединений и является представителем материалов с релаксаторным поведением [1] и мультиферроиком [2].

Исследования системы $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ с помощью структурных и электрических методов проводилось в ряде работ [3-5]. Однако остается много нерешенных вопросов, касающихся природы фазовых переходов и аномального поведения физических свойств в этом соединении в широком температурном диапазоне. Более того, структура кристалла и ее изменения с температурой в настоящее время является предметом обсуждения. Все это стимулирует и делает актуальными дальнейшие подробные исследования смешанных релаксаторных сегнетоэлектриков. В частности, исследования теплоемкости бинарной системы $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ не проводилось. Калориметрические исследования позволяют регистрировать аномалии теплоемкости любой природы и получить важную информацию о характере физических явлений в исследуемых материалах.

В данной работе представлены результаты исследований диэлектрической проницаемости и теплоемкости смешанной системы $(1-x)\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbTiO}_3$ (где $x=0.3, 0.4, 0.5$) в широком интервале температур 250- 700К и анализ их поведения с учетом структурных данных.

Образцы для исследований PNN-PT приготавливались с использованием обычной керамической технологии в Институте физики твердого тела Латвийского университета. В качестве исходных материалов использованы оксиды: PbO—чистота 99,5%, NiO—99,0%, Nb₂O₅ -99,9%, TiO₂—99,9%.

Измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости проводилось стандартным методом с помощью измерительного моста LCR-17 фирмы «Intek» на частотах от 0,1 КГц до 10,0 КГц. Образец для измерения диэлектрических свойств представлял собой пластину диаметром 5мм и толщиной 1мм. На поверхность образца наносилась электрода из серебряной пасты, которая обжигалась при температуре 800°C в течение 1 часа. Измерение теплоемкости проводилось на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 204 F1 Phoenix фирмы NETZSCH (Германия). Скорость изменения температуры образца составляла 5 К·мин⁻¹. Точность измерения теплоемкости не превышала 3%.

На рис. 1 и 2 приведены результаты исследований температурной зависимости диэлектрической проницаемости ϵ и теплоемкости C_p пьезокерамики $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ различных составов. Температуры фазовых переходов, определенные по максимуму диэлектрической проницаемости ϵ и аномалиям удельной теплоемкости C_p , системы $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ с различным содержанием компоненты PbTiO₃ ($x=0.5, 0.4, 0.3$) равны $T_m \approx 455, 385, 315\text{K}$, соответственно. Как видно из рисунков 1 и 2 с уменьшением величины

x (т.е. компоненты PbTiO_3) температура фазового перехода существенно смещается в область низких температур, причем величина диэлектрической проницаемости в области T_m растет и увеличивается температурная область размытия фазового перехода.

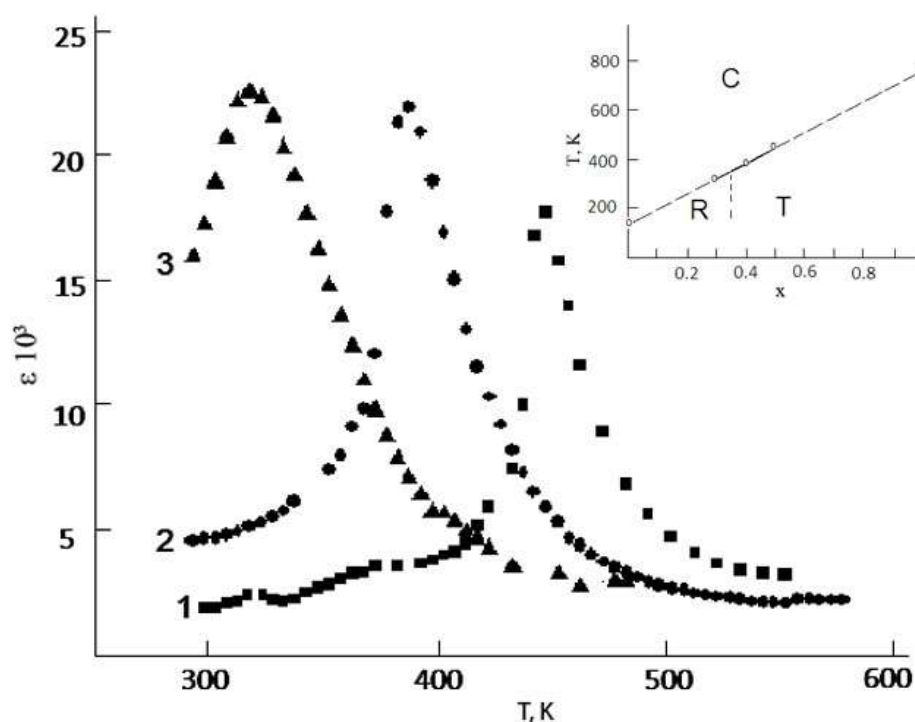


Рис.1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости пьезокерамики $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$: 1- $x=0,5$; 2- $0,4$; 3- $0,3$. На вставке: концентрационная фазовая диаграмма.

Согласно работам [3-5] для составов $0.65\text{PNN}-0.35\text{PT}$ и $0.66\text{PNN}-0.34\text{PT}$ при T_m наблюдается фазовый переход в тетрагональную фазу, а для составов с $x=0.30$ и 0.29 - в ромбоэдрическую фазу. На основании полученных результатов исследования и структурных данных, приведенных другими авторами [4-6], на вставке рисунка 1 приведена фазовая диаграмма T_m от x (где C- кубическая, T-тетрагональная и R-ромбоэдрическая фазы).

На температурной зависимости теплоемкости сегнетокерамики $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ при температуре $\approx 520\text{K}$ (рис.2) наблюдается аномалия, характерная для фазового перехода. Следует отметить, что высокотемпературная аномалия на зависимости $C_p(T)$ при $T \approx 520\text{K}$, которая наблюдается для всех составов (вставка на рис.2), обнаружена впервые.

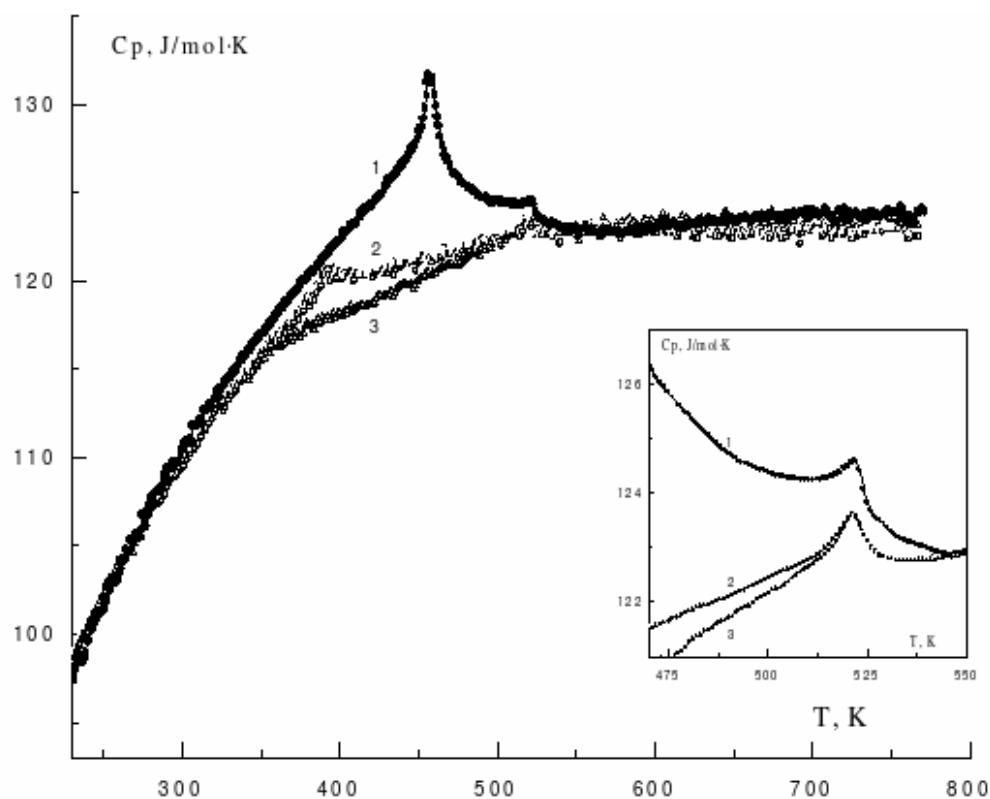


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости пьезокерамики $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$: 1- $x=0,5$; 2- $0,4$; 3- $0,3$.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлена зависимость T_m от x системы $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$. Показано, что состав с $x=3$ является сегнеторелаксором. На температурной зависимости теплоемкости для всех исследованных составов обнаружена аномалия, характерная для фазового перехода.

Литература

1. G. A. Smolenskii, and A. I. Agranovskaya. Sov. Phys. Tech. Phys. 3, 1380 (1958).
2. T. Shirakami, M. Mituskawa, T. Imai, and K. Urabe, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2, **39**, L678 (2000).
3. 3C. Lei, K. Chen and X. Zhang, J. Wang. Sol. St. Comm., 123, (2002), 445-450.
4. S. Singh, A. Kumar Singh, and D. Pandey. Phys. Rev., B **76**, 054102 (2007).
5. B. Fang, D. Wu, Qingbo Du, L. Zhou, Y. Yan. Materials Sciences and Applications, 1, (2010), 66-71.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Наука и научно-педагогические кадры инновационной России» и РФФИ

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$

С.Н.Каллаев¹, З.М. Омаров¹, С.А. Садыков², Р.Г. Митаров³

¹Институт физики Дагестанского научного центра
Российской академии наук

²Дагестанский государственный университет

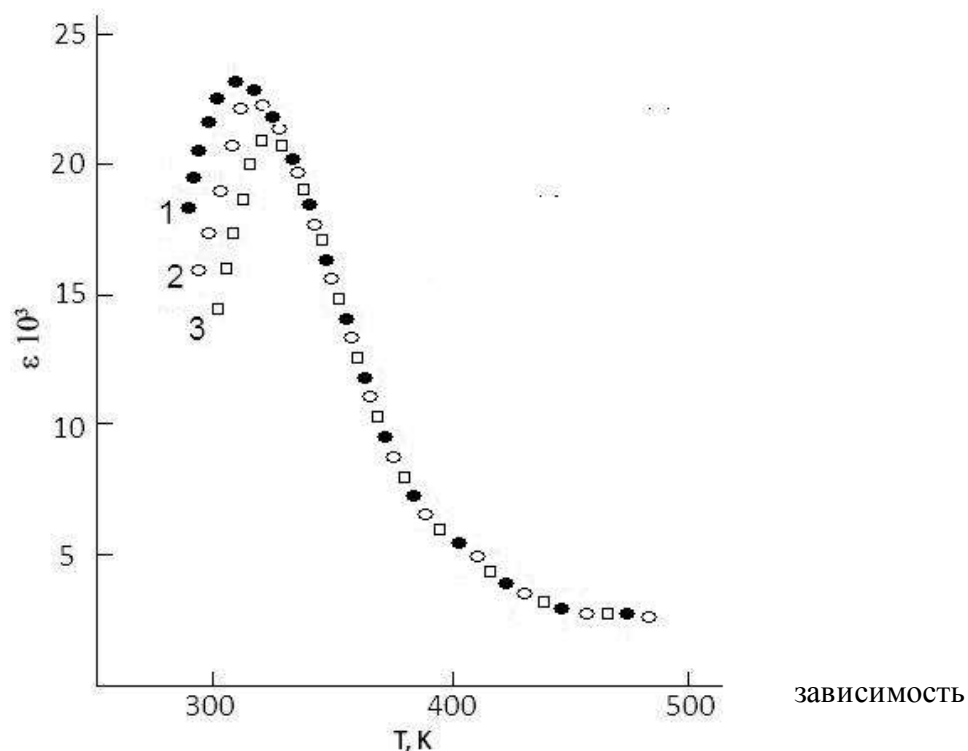
³Дагестанский государственный технический университет
e-mail:kallaev-s@rambler.ru

В данной работе представлены результаты исследований теплоемкости смешанной системы $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$ в широком интервале температур 150- 800K и анализ их поведения с учетом диэлектрических и структурных данных. Соединение $\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PNN) относится к семейству оксидных керамических соединений с релаксаторным поведением [1] и мультиферроиком [2]. Согласно [1,2] в керамике PNN при температурах $T_m \approx 153\text{K}$ и $T_N \approx 5\text{K}$, соответственно, реализуются размытый фазовый переход в ромбоэдрическую фазу (с частотно-зависимым пиком диэлектрической проницаемости ϵ_m) и антиферромагнитный переход. Титанат свинца PbTiO_3 (PT) является типичным сегнетоэлектриком, в котором при температуре сегнетоэлектрического перехода из кубической в тетрагональную фазу $T_c \approx 490\text{K}$ наблюдается острый частотно-независимый пик ϵ_c . При добавлении PT к PNN появляется морфотропная область, где могут реализоваться несколько фаз (кубическая, псевдокубическая, тетрагональная и ромбоэдрическая) в зависимости от содержания x [3,4].

Следует отметить, что все еще остается много нерешенных вопросов, связанных с природой фазовых переходов и аномальным поведением физических свойств бинарных сегнеторелаксоров в широком температурном диапазоне. Более того, структура таких соединений и ее изменения с температурой в последнее время является предметом обсуждения. Все это стимулирует и делает актуальными дальнейшие подробные исследования смешанных релаксаторных сегнетоэлектриков. В частности, исследования теплоемкости бинарной системы $(1-x)\text{PNN}-x\text{PT}$ не проводилось. Калориметрические исследования позволяют регистрировать аномалии теплоемкости любой природы и получить важную информацию о природе физических явлений в исследуемых материалах.

Для определения температуры T_m данного образца керамики проведены диэлектрические исследования, которые представлены на рис.1. Как видно из рисунка в керамике $0.7\text{PNN}-0.3\text{PT}$ при температуре $T_m \approx 315\text{K}$ наблюдается максимум диэлектрической проницаемости ϵ , который имеет характерный для релаксоров частотно-зависимый характер. Причем, максимум диэлектрической проницаемости с увеличением частоты смещается в область высоких температур и уменьшается по величине.

Рис.1.
Температурная



диэлектрической проницаемости пьезокерамики $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$, измеренные на различных частотах: 1- 0,2; 2- 1,0; 3-10 кГц.

Результаты исследования теплоемкости C_p релаксорной керамики $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$ в интервале температур 150-800К, включая область размытого фазового перехода, представлены на рис.2. На кривой температурной зависимости теплоемкости образца не наблюдается ярковыраженной аномалии, характерной для традиционных фазовых переходов. Однако в области температур 250-650К на зависимости $C_p(T)$ наблюдается широко размытая особенность теплоемкости.

На температурной зависимости теплоемкости при температуре $T \approx 225\text{K}$ наблюдается характерная для фазового перехода λ - аномалия C_p . Согласно работе [5] при этой температуре в керамике $0.65\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.35\text{PbTiO}_3$ (близкому по составу к исследуемой нами системе) реализуется фазовый переход, при котором в тетрагональной сегнетофазе появляются области (кластеры) с моноклинной фазой.

При анализе экспериментальных данных по теплоемкости в широком интервале температур необходимо учитывать ангармонический вклад в фононную теплоемкость, который может приводить к заметному различию C_p и C_v в области высоких температур. Эту компоненту теплоемкости можно вычислить по экспериментальным данным сжимаемости (K_T) и коэффициента теплового расширения (α): $C_p - C_v = V\alpha^2 T / K_T$ где V – молярный объем.

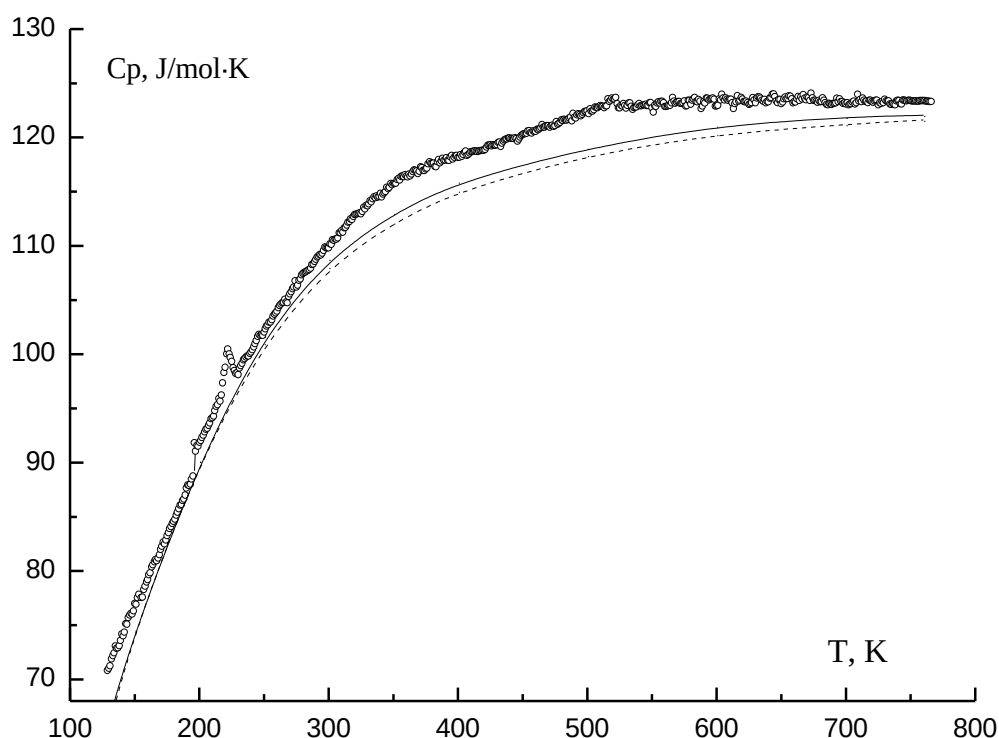


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости пьезокерамики $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$: точки - эксперимент, штриховая линия аппроксимация фононной теплоемкости в рамках модели Дебая, сплошная линия результаты расчета фононной теплоемкости комбинацией функций Дебая и Эйнштейна.

Данные по тепловому расширению и сжимаемости $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$ в литературе отсутствуют, поэтому для вычисления ангармонического вклада в фононную теплоемкость использованы данные коэффициента теплового расширения для PMN [6] и модуля объемной сжимаемости сегнетокерамики $\text{PrZr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}\text{O}_3$ [7], родственных PNN-PT. На основании указанных данных ангармонический вклад в фононную теплоемкость $0.7\text{PNN}-0.3\text{PT}$ при 700K составил примерно 1 Дж/мольК, т.е. менее одного процента общей теплоемкости. Поэтому, в силу малости этой величины, при дальнейшем анализе температурной зависимости фононной теплоемкости различие между C_p и C_v можно не принимать во внимание. Малая величина ангармонического вклада обусловлена достаточно низким коэффициентом теплового расширения оксидной керамики.

В большинстве случаев для количественного анализа температурной зависимости теплоемкости и разделения фононного и аномального вкладов используется простая модель, описывающая фононную теплоемкость соединений суммой функций Дебая и Эйнштейна

$$C_p^0 \sim [D(\Theta_D/T) + E(\Theta_E/T)],$$

где Θ_D и Θ_E - характеристические дебаевская и эйнштейновская температуры. Результаты анализа наших данных по теплоемкости $0.7\text{PNN}-0.3\text{PT}$ дают величины $\Theta_D \approx 498\text{K}$ и $\Theta_E \approx 386\text{K}$. Результаты расчета фононной теплоемкости в рамках модели Дебая и комбинацией функций Дебая и Эйнштейна показаны на рис.2 штриховой и сплошной линией, соответственно. В интервале температур 250–650K наблюдается отклонение экспериментальных точек от рассчитанной фононной теплоемкости, которое

свидетельствует о наличии избыточной теплоемкости (рис.2). В интервале 120 - 250К теплоемкость с понижением температуры уменьшается почти линейно (рис.2). Такая зависимость теплоемкости от температуры характерна для большого числа кристаллов [8] и это обусловлено особенностями реальных функций распределения частот при низких температурах.

Таким образом, на основании полученных результатов работы и литературных данных можно предположить следующее. В керамике $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$ при понижении температуры при температуре Бернса $T_d \approx 650\text{K}$ происходит фазовый переход с образованием в неполярной кубической фазе нанообластей с локальной поляризацией (ромбоэдрической структуры), которые распределены случайным образом, и макроскопическая поляризация в образце не возникает вплоть до комнатных температур.

Характер температурной зависимости теплоемкости сегнеторелаксора $0.7\text{PbNi}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - 0.3\text{PbTiO}_3$ свидетельствует об отсутствии термодинамического фазового перехода в области температуры максимума диэлектрической проницаемости.

Литература

1. G. A. Smolenskii, and A. I. Agranovskaya. Sov. Phys. Tech. Phys. 3, 1380 (1958).
2. T. Shirakami, M. Mituskawa, T. Imai, and K. Urabe, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2, 39, L678 (2000).
3. S.Takahashi, S.Miyao, S.Yoneda, M. Kuwabara. Jpn. J. Appl.Phys., 32, (1993), 4245-4248.
4. C. Lei, K. Chen and X. Zhang, J. Wang. Sol.St. Comm., 123, (2002), 445-450.
5. S.Singh, A.Kumar Singh, and D.Pandey. Phys. Rev., B 76, 054102 (2007).
6. L.A.Shebanov, P.P. Kpostins, and J.A. Zvirgzs, Ferroelectrics 56, 53 (1984).
7. J. Ronguette, J. Haines, V. Bornand, M. Pintard, and Ph. Papet, Phys. Rev. B: Condens. Matter 65, 214102 (2002).
8. Б.А. Струков, К.А. Минаева, Т.Л. Скороморохова и др. ФТТ, 8, 972 (1966).

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы и РФФИ

КИНЕТИКА ФОТОАДСОРБЦИИ КИСЛОРОДА НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Р. Н. Гасанова., М. А. Магомедов.

Дагестанский государственный университет

Изучена кинетика фотоадсорбции кислорода на эпитаксиальных слоях CdS, в интервале температур 298-373К и оценены энергии активации заряженной (E_{A3}) и нейтральной (E_A) форм адсорбции, а также значения коэффициента прилипания (C_{so}) и "эффективного" сечения захвата (C_N) молекул кислорода адсорбционными центрами на поверхности пленок сульфид кадмия в процессе фотоадсорбции.

Фотоадсорбция кислорода на поверхности сульфид кадмия исследована в ряде работ [1,2]. Приведенные в них данные о величинах фотоадсорбции носят оценочный характер, поскольку получены косвенными методами или же в случае использования прямого метода измерения выполнены на поликристаллических образцах [1]. Более полная информация о параметрах фотоадсорбции может быть получена путем прямых измерений кинетики фотоадсорбции на эпитаксиальных слоях полупроводников.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для измерения кинетики фотоадсорбции в настоящей работе использован метод резонансных кварцевых весов [3]. Исследуемые монокристаллические пленки наносились на грани кварцевого резонатора АТ-среза из парогазовой фазы. Монокристалличность пленок проверялась рентгенографическими и морфологическими исследованиями. После выращивания образцы переносились в рабочую камеру, где подвергались длительному (2.5 ч) вакуумному ($p = 1.3 \times 10^{-5}$ Па) отжигу ($T = 450-520$ К). Такая обработка приводит к полной очистке поверхности исследуемых пленок от ранее адсорбированных молекул [4]. Кислород, полученный разложением в вакууме $KMnO_4$ ("х. ч.") впускался в криостат. Давление кислорода варьировалось в интервале $1.3 \times 10^{-2} - 6.5 \times 10^3$ Па. Освещение образцов производилось после насыщения темновой адсорбции при соответствующей температуре галогенной лампы в собственной полосе поглощения. Инфракрасное излучение отфильтровывалось водяным фильтром. Кинетика фотоадсорбции исследовалась в интервале температур 298-373 К. Величина фотоадсорбции относилась к истинной площади пленок, вычисляемой из низкотемпературной изотермы адсорбции аргона по уравнению БЭТ. Чувствительность измерения составляла 4×10^{11} молек./см².

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как следует из [5], адсорбция кислорода на поверхности эпитаксиальных слоев сульфид кадмия происходит в заряженной форме. Легко заметить, что в отсутствие внешнего возбуждения, способного вызвать перераспределение электронной подсистемы проводника, энергия активации адсорбции в заряженной форме (E_{A3}) определяется энергией активации захвата молекулы адсорбата поверхностным адсорбционным центром (E_A) и энергией активации заряжения образовавшегося адсорбционного состояния (E_{AS}) за счет захвата носителя из объема полупроводника на это состояние. В зависимости от конкретных условий та или иная энергетическая величина лимитирует процесс адсорбции. Перевод системы в неравновесное состояние может независимо от механизма генерации электронно-дырочных пар привести к

"неактивационному" заряджению адсорбционных поверхностных состояний в результате захвата на них электронов из С-зоны (рис. 1). Особенно отчетливо это проявляется в области высокого уровня фотовозбуждения в полупроводниках типа CdS, где неравновесные дырки предпочтительно захватываются на г-центры, которые обладают большой асимметрией сечений захвата ($s_{nr} = 10^{-20} \text{ см}^2$, $s_{pr} \sim 10^{-13} \text{ см}^2$) [6]. Отметим, что сечение захвата дырки отрицательно заряженным поверхностным состоянием, связанным с адсорбированным на CdS кислородом принимает значение из интервала 10^{-20} - 10^{-23} см^2 [7]. В результате неравновесного заряджения адсорбционных поверхностных состояний энергия активации адсорбции заряженной форме E_{A3} скачкообразно уменьшится на величину E_{AS} , и адсорбция переходит в облегченную форму, где энергия фотоадсорбции E_{AF} всецело определяется энергией активации захвата молекулы адсорбционным центром E_A .

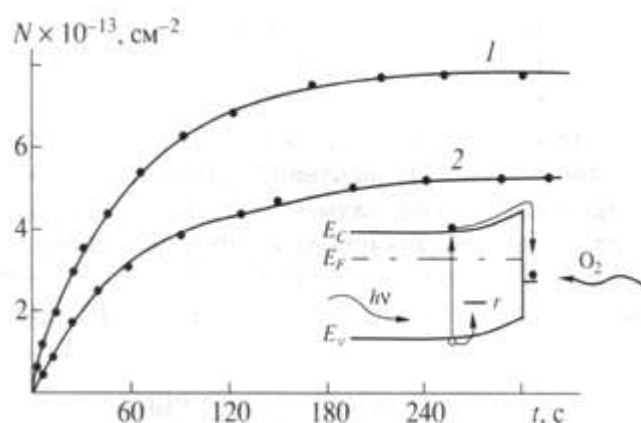


Рис.1. Схема электронных переходов с участием адсорбционных поверхностных состояний в полупроводнике, пребывающем в неравновесных условиях и кинетические кривые фотоадсорбции кислорода монокристаллических слоев сульфида кадмия при 298 (1) и 373 К (2); $p = 1.3 \times 10^3 \text{ Па}$, $j = 5 \times 10^{15} \text{ квант}/(\text{см}^2 \text{ с})$.

Исследование кинетики фото- и "темновой" адсорбции при различных температурах позволяет в соответствии с изложенным непосредственно оценить энергии активации адсорбции в нейтральной и заряженной формах. На рис. 1 приведен начальный участок кинетической кривой фотоадсорбции кислорода на поверхности эпитаксиальных слоев CdS для крайних значений исследованного температурного интервала.

Температурные зависимости скорости "темновой" и фотоадсорбции O_2 на поверхности эпитаксиальных слоев CdS (рис. 2) в начальной стадии заполнения поверхности $\Theta = \sim 1 \times 10^{-3}$ ($\Theta = N_A/N^*$, $N^* = 6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ отвечают монослойному покрытию поверхности молекулами). Прямые линии в таком полулогарифмическом масштабе указывают на экспоненциальную зависимость от температуры не только скорости "темновой" адсорбции [8], но и скорости фотоадсорбции. Определенные из наклона этих кривых величины энергии активации фото- и "темновой" адсорбции системы CdS + O_2 принимают значения $E_{AF} = 0.17 \text{ эВ}$ и $E_{AT} = 0.42 \text{ эВ}$.

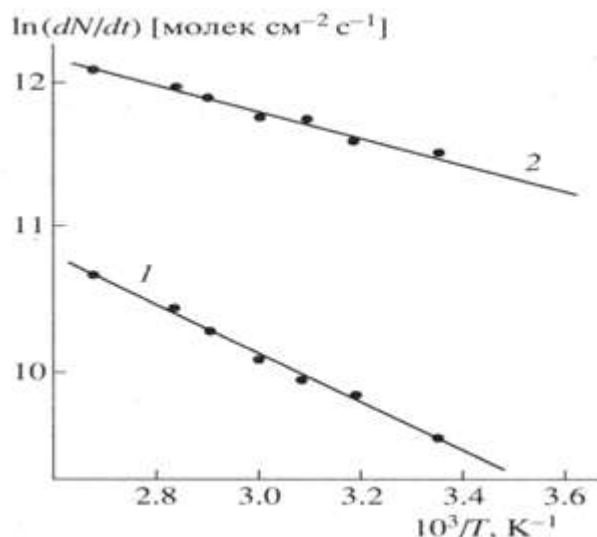


Рис. 2. Температурные зависимости скорости "темновой" (1) и фотоадсорбции (2) O_2 на эпитаксиальных слоях CdS.

Фотоадсорбция так же, как и "темновая", протекает в две стадии. За первую стадию фотоадсорбции ответствен процесс захвата молекул ад-сорбата на поверхностные адсорбционные центры, а за вторую - процессы захвата на них фотоэлектронов (рис. 1), которые являются не-активационными. Поэтому энергию активации фотоадсорбции O_2 на CdS ($E_{AF} = E_A = 0.17$ эВ) следует отнести к первой стадии, а именно стадии захвата молекул кислорода адсорбционными центрами на поверхности CdS. Отсюда следует, что скорость фотоадсорбции лимитируется первой стадией. Вторая же носит быстрый характер, в связи с чем достигается присутствие на поверхности достаточного для развития фотоадсорбции (в соответствии со статистическими закономерностями) числа электронов.

Что же касается "темновой" адсорбции, то обе ее стадии носят активационный характер и поэтому $E_{AT} = E_A + E_{AS}$. Поскольку $E_A = 0.17$ эВ для системы CdS + O_2 , то $E_{AS} = E_{AT} - E_A = 0.25$ эВ, по-видимому, следует приравнять величине потенциального барьера образующегося на поверхности пленок CdS после "темновой" адсорбции кислорода. Почти равные значения (E_A -0.16-0.18 эВ) для энергий активации захвата молекул кислорода адсорбционными центрами на поверхности CdS, CdSe, n-CdTe свидетельствуют о том, что эти центры имеют общую физико-химическую природу.

Кривые на рис. 1 могут быть описаны с помощью кинетического уравнения

$$dN/dt = (2nmkT)^{-1/2} pC_s,$$

где p - давление, m - масса молекулы, C_s - коэффициент прилипания. В начальной стадии заполнения ($\Theta = 0.005$) $C_{s0} = 3.8 \times 10^{-9}$. Из значений C_{s0} определено "эффективное" сечение захвата молекулы кислорода в случае фотоадсорбции адсорбционным центром $C_N = C_{s0}/N^*$; для CdS + O_2 , CdSe + O_2 и n-CdTe + O_2 значение $C_N = 6.1 \times 10^{-24}$, 2.8×10^{-23} и 3.1×10^{-23} см².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котельников И.А. // Докл. АН СССР. 1964. Т. 155. С. 654.
2. Katz M.J., Haas K.J. // Surf. Sci. 1970. V. 19. № 2. P. 380.
3. Бажанова А.Е., Савельева З.И. // Журн. физ. химии. 1969. Т. 43. № 6. С. 1618.
4. Ризаханов М.А., Магомедов М.А., Магомедов Х.А. // Поверхность (физика, химия, механика). 1982. Т. 1. № 3. С. 128.
5. Магомедов М.А., Магомедов Х.А. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 3. С. 53.
6. Мэни А. // Новое в исследовании поверхности твердого тела. М.: Мир, 1977. С. 306.
7. Курбанов А.М., Магомедов М.А., Гасанова Р.Н. // Журн. неорганич. матер. 2001. Т. 37. № 1. С. 21-23.
8. Гасанова Р.Н., Магомедов М.А., Магомедов Х.А. // Журн. физ. химии. 1988. Т. 62. № 1. С. 139.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТИЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Букина Ю.А., Сергеева Е.А.

420015, г.Казань, ул.Карла Маркса, 68, ybuki@mail.ru

Основным и наиболее перспективным направлением расширения ассортимента и улучшения свойств текстильных материалов различного состава является не столько разработка новых видов химических веществ для производства текстильных волокон, сколько модификация уже существующих волокон и готовых текстильных материалов с целью придания им новых свойств. Активно проводятся исследования в области наноматериалов на основе серебра. Использование пропитки тканей наночастицами серебра дает возможность получать текстильные материалы, обладающие антибактериальными свойствами. Большое внимание уделяется функциональной активности наночастиц серебра с точки зрения придания как бактерицидных, так и бактериостатических свойств различным материалам и изделиям. Эти свойства делают незаменимыми данные модифицированные текстильные материалы для производства спортивной одежды и экипировки, термобелья, а также текстиля медицинского назначения.

В связи с актуальностью данного направления по модификации текстильных материалов были проведены исследования возможности изменения поверхностных свойств трикотажных материалов смесового состава с целью дальнейшего нанесения на их поверхность наночастиц серебра и получения текстильных материалов с антибактериальными свойствами.

Одним из перспективных направлений изменения поверхностных свойств текстильных материалов является применение плазменной обработки. Обработка текстиля смесового состава плазмой высокочастотного емкостного разряда приводит к гидрофилизации поверхности, что дает возможность пропитки плазмоактивированного текстиля коллоидным раствором наночастиц серебра.

Плазма высокочастотного емкостного разряда обладает следующими преимуществами: эффективно и устойчиво изменяет поверхностные свойства образца, не ухудшает объемных (в том числе физико-механических) характеристик, не нагревает материал до температуры, вызывающей его расплавление или деструкцию. Изменяя параметры разряда и вид плазмообразующего газа можно управлять составом химически активных частиц и, следовательно, характером воздействия ВЧЕ разряда на текстильный материал.

Кроме того, модификация текстильных материалов с применением плазменной обработки, в отличие от других технологий, дает возможность получать антибактериальные текстильные материалы, обладающие не только различными бактерицидными свойствами, но и высокой гидрофильностью, в частности способностью поглощать влаговыведения тела, что является важным гигиеническим показателем и особенно актуально для материалов, имеющих в составе синтетические волокна.

Экспериментально полученные результаты свидетельствуют, что обработка неравновесной низкотемпературной плазмой позволяет активировать поверхность трикотажного полотна. Для трикотажного полотна, имеющего в своем составе полипропиленовые волокна (34,7%), значение капиллярности после плазменной обработки увеличивается в среднем на 70%, а значение времени растекания капли

уменьшается на 90% по сравнению с исходным образцом. Для трикотажного полотна, содержащего полиэстер (35,6%) также был экспериментально найден оптимальный режим обработки плазмой высокочастотного емкостного разряда, после обработки в котором, высота подъема жидкости по капиллярам увеличивается от 0 (значение капиллярности исходного образца) до 165 мм, а время растекания капли составляет 20с.

В результате анализ полученных экспериментальных данных влияния параметров плазменной обработки на поверхностные свойства материала позволили установить наиболее оптимальные режимы обработки текстильных полотен, способствующие максимальной активации поверхности, что позволяет произвести пропитку текстиля коллоидным раствором наночастиц серебра и предоставляет возможность дальнейшего получения антибактериальных текстильных материалов с распределенными наночастицами серебра в поверхностном слое материала.

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ ТРЕХВЕРШИННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

А.К. Муртазаев^{1,2}, А.Б. Бабаев^{1,3}, Г.Я. Атаева¹

¹Институт физики ДагНЦ Российской академии наук 367003, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет 367025, Махачкала, Россия

³Дагестанский государственный педагогический университет
367003, Махачкала, Россия

Современная теория фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1,2]. Несмотря на серьезные результаты, полученные при исследовании ФП и КЯ в трехмерных спиновых системах, низко размерные системы все еще остаются слабо изученными. В частности, много вопросов вызывают критические свойства двумерных спиновых решеточных систем описываемых моделями Поттса. Отметим, что успехи, достигнутые в последние годы при изучении ФП и КЯ в спиновых системах, во многом связаны с применением методов вычислительной физики [2,3].

В данной работе методом Монте-Карло (МК) исследованы фазовые переходы в 2D ферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке.

При построении такой модели необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах решётки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний, энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно), и равна $|J|$, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях.

Микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде:

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

где J - параметр обменного ферромагнитного - ($J > 0$) взаимодействия,
$$\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$$

Нами исследовались системы с линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L = 20 - 120$. Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины были упорядочены вдоль оси Z . Для вывода системы в равновесное состояние вычислялось время релаксации τ_0 соответствующее для каждой системы с линейными размерами L . Затем усреднение проводилось по участку марковской цепи длиной $\tau = 150\tau_0$. Кроме того, проводилось усреднение по 10 различным начальным конфигурациям.

Для анализа характера фазового перехода нами использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [4,5]:

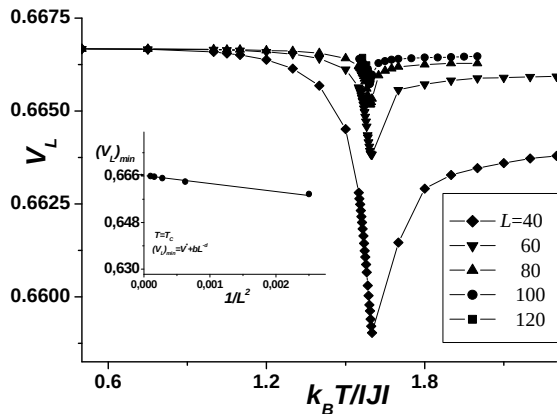


Рис.1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T)$ для 2D ферромагнитной модели Поттса с $q=3$.

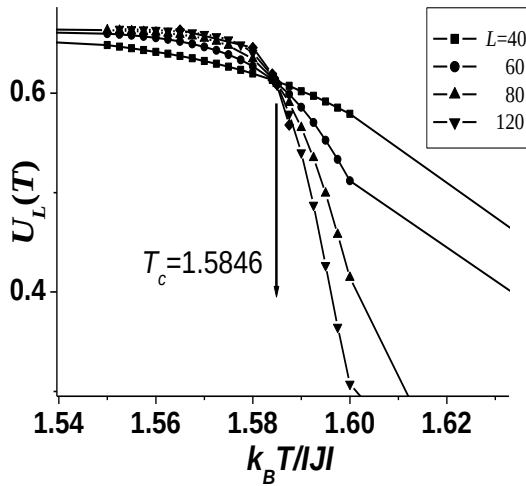


Рис.2. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $U_L(T)$ для 2D ферромагнитной модели Поттса с $q=3$.

$$V_L(T) = 1 - \frac{\langle E^4 \rangle_L}{3 \langle E^2 \rangle_L^2}, \quad (2)$$

$$U_L(T) = 1 - \frac{\langle m^4(T, L) \rangle_L}{3 \langle m^2(T, L) \rangle_L^2}, \quad (3)$$

где E - энергия и m - намагниченность системы с линейным размером L . Применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо тестировать тип фазового перехода в системе. Фазовые переходы первого рода характеризуются следующими отличительными особенностями [6]: усредненная величина $V_L(T)$ стремится к некоторому нетривиальному значению V^* согласно выражению

$$V(T) = V^* + bL^{-d} \quad (4)$$

при $L \rightarrow \infty$ и $T = T_c(L)$, где V^* отлична от $2/3$, а минимальная величина $V_{L,\min}(T = T_{\min})$ расходится $V_{L,\min}(T = T_{\min}) \rightarrow -\infty$ при $L \rightarrow \infty$. В случае ФП второго рода кривые температурной зависимости кумулянтов Биндера $U_L(T)$ имеют четко выраженную точку пересечения. Характерные зависимости кумулянтов Биндера $V_L(T)$ для 2D ферромагнитной модели Поттса от температуры для систем с разными линейными размерами L приведены на рис. 1. Как видно из рис. 2 в критической области наблюдается четко выраженная точка пересечения, что и свидетельствует

о ФП второго рода.

Для всех рассмотренных систем, в которых наблюдается ФП второго рода на основе теории конечно-размерного скейлинга (КРС) рассчитывались статические критические индексы (КИ). Методика определения КИ на основе теории КРС подробно описана в работах [7,8]. Значения основных КИ, полученных нами для 2D модели Поттса с $q=3$ представлены в табл. 1. Здесь же приведены имеющиеся в литературе данные [9,10,11]. Критический индекс восприимчивости γ для этой модели, по-видимому, определен впервые нами. Заметим, что критическая температура $T_c=1.5846(9)$ определенная в данной работе практически совпадает с точным теоретическим значением, полученным Бакстером [9,10] для вершинных моделей на треугольной решетке.

Полученные нами данные, однозначно свидетельствуют о том, что в 2D ферромагнитной модели Поттса с $q=3$ на треугольной решетке происходит фазовый переход второго рода и критическое поведение описывается индексами, значения которых представлены в первой строке таблицы 1.

Таблица 1. Критические индексы 2D ферромагнитной модели Поттса с $q=3$ на треугольной решетке, определенные на основе теории КРС.

Критический параметр	$k_B T_C / J$	$1/\nu$	ν	α/ν	α	γ/ν	γ	$\beta'\nu$	β
Наши данные	1.5846(9)	1.1723	0.8530	0.3519	0.3002	1.7047	1.4541	0.1245	0.1060
[9]	1.88503		1.3(2)		0.31(1)				0.10(1)
[10, 11]	1.5849				0.3333				0.1111

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 10-02-00130-а), грантом ФЦП

"Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (госконтракт №554) и грантом ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно технического комплекса России на 2007-2013 годы (госконтракт №16.552.11.7051).

1. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов М.: Наука, (1982).
2. В.С. Доценко. УФН **165**, 5, 481 (1995).
3. Р. Фольк, Ю. Головач, Т. Яворский. УФН **173**, 175 (2003).
4. K. Binder, Phys. Rev. Lett. **47**, 693 (1981).
5. K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209 (1996).
6. D. Loison, K.D. Schotte, Eur. Phys. J. B **5**, 735 (1998).
7. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev. J. Mag. Mag. Mat. **321**, 2630 (2009).
8. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова. ЖЭТФ **136**, 3, 516 (2009).
9. Y. Saito, J. Phys. A: Math. Gen. **15**, 1885 (1982).
10. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. **54**, 235 (1982).
11. Р. Бэкстер, Точно решаемые модели в статистической механике, Москва (1985).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СДВИГИ ПОЛОС ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ CdS<K>

Хамидов М.М., Магомедбеков У. Г., Рабаданов М.Х., Магомедов Н.Н*, Хамидов М-д.
М., Шахбанов Г.М., Али Р.М.

Дагестанский государственный университет,
Дагестанский государственный технический университет
hamidov06@mail.ru

В настоящем сообщении представлены результаты исследования фотохимических реакций (ФХР) в кристаллах CdS легированных калием, которые являются экспериментальными подтверждениями низкотемпературных фотостимулированных преобразований примесно-дефектной подсистемы кристалла играющих роль центров прилипания и (ЦП).

Кристаллы CdS выращенные из паровой фазы имели темновую проводимость $G \cong 10^{-1} - 10^0 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Легирование кристаллов примесью К производилась в процессе активирующего отжига ($T=920 \text{ К}$, $t= 20\text{-}60 \text{ мин}$) в инертной среде азота образцов с предварительно нанесенным слоем металла. Отжиг приводил к переходу кристаллов в высокоомное ($G_T \cong 10^{-8} - 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) и фоточувствительное ($G_{\text{ф}} / G_T \cong 10^5 - 10^6$) состояние.

Параметры ЦП электронов в кристаллах CdS<K> определялись методами примесной, индуцированной примесной фотопроводимости (ПФ, ИПФ). С целью изменения дефектной структуры кристалла, в процессе охлаждения кристаллы непрерывно или при определенной температуре в течение фиксированного времени облучались собственным светом. Во всех случаях перед охлаждением кристаллы CdS<K> подвергались дезактивации – нагреву в темноте до 360 К.

Как показали предварительные измерения, активированным таким путем кристаллам была свойственна зависимость интенсивности парметров полос ПФ и ИПФ (в спектральной области $\lambda \cong 0.6 - 6 \text{ мкм}$) от режима их охлаждения в темноте или на собственном свету, что свидетельствует о реализации в кристаллах CdS<K> ФХР.

Спектры ПФ в кристаллах CdS<K> при комнатной температуре состоят из двух полос с красной границей соответственно $E_0 \cong 1,0$ и $1,2 \text{ эВ}$. Согласно данным исследования кинетики ПФ, эти центры характеризуются сечением захвата электрона $S_n \cong 10^{-15} \text{ см}^2$ и относятся к нейтральным ЦП. В кристаллах охлажденных до 90 К, в темноте, наблюдается дополнительная низкоэнергетическая полоса ИПФ с максимумом $h\nu_m \cong 0,7 \text{ эВ}$. и красной границей $h\nu_{кр} \cong 0,5 \text{ эВ}$ (рис.1). В зависимости от уровня дополнительной подсветки светом из области собственного поглощения, максимум и красная граница этой полосы ИПФ испытывают низкоэнергетический сдвиг. Сечение захвата этого центра, оцененное на основе анализа кинетики ИПФ, имеет значение $S_n \cong 10^{-14} \text{ см}^2$, характерная для притягивающих центров.

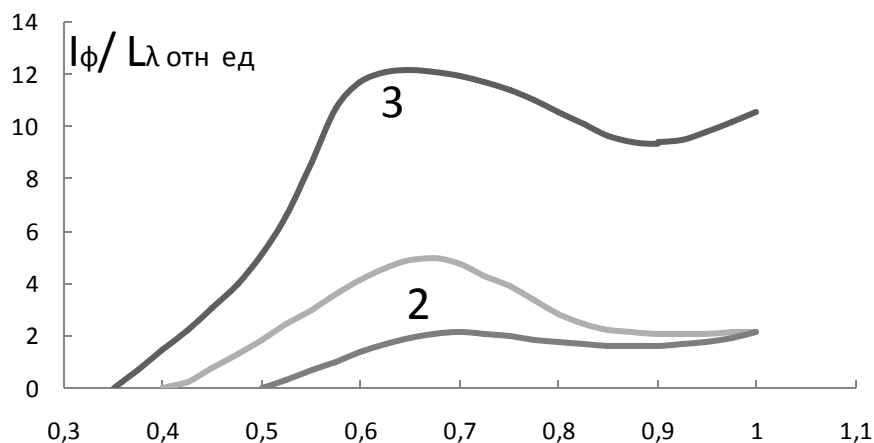


Рис. 1 Спектры ИПФ в кристаллах CdS<K>(T=90 K) в зависимости от уровня собственного фототока (подсветки); $1 \cdot 10^{-8}$, $2 \cdot 10^{-7}$, $3 \cdot 10^{-6}$ А..

Фотовозбуждение кристаллов CdS<K> светом из области собственного поглощения в температурной области, где возможен только однократный захват электронов на ЦП K_i^0 ($T_{\text{exp}} < 250$ K), не приводит к изменению спектров ПФ. Смещение температурного диапазона фотовозбуждения в область, в которой возможна многократная перезарядка этих ЦП ($T_{\text{exp}} > 250$ K), сопровождается уменьшением интенсивности K_i^0 - полосы более чем на порядок и появлением в спектрах ИПФ новой полосы с максимумом $h\nu_m \approx 0,95$ эВ. Максимум полосы ИПФ фотохимического происхождения в CdS<K> снятие в зависимости от уровня фонового возбуждения зонно-зонным светом, (рис. 2.) испытывает высокоэнергетический сдвиг.

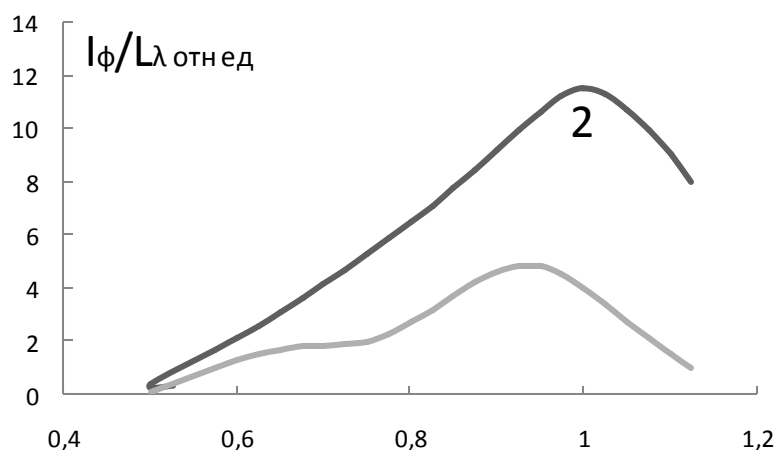


Рис. 2 Спектры ИПФ в CdS<K> после протекания ФХР при T=90 K в зависимости от уровня собственного фототока (подсветки); $1 \cdot 10^{-8}$, $2 \cdot 10^{-7}$ А.

Анализ экспериментальных данных приведенных выше приводят к установлению следующих особенностей в фотохимически активных кристаллах CdS<K>

а. В результате протекания ФХР, интенсивность и спектральное положение полос ПФ, ИПФ и ОГФ, а также интенсивность ТСТ испытывают существенные изменения.

б. С ростом уровня собственного фототока, максимум и красная граница

низкоэнергетической полосы ИПФ испытывают низкоэнергетический сдвиг тогда, как новая полоса образованная в следствии ФХР, в тех же условиях сдвигается в сторону коротких длин волн.

Поскольку измерения собственного фототока до и после протекания ФХР не обнаруживает изменения времени жизни основных носителей заряда, то в качестве основной причины вариации интенсивности спектров ПФ, ИПФ и появление новой полосы ИПФ можно рассмотреть изменение концентрации электронных и дырочных ЦП и их комплексов.

Основной причиной низкоэнергетических спектральных сдвигов полос ИПФ является последовательное заполнение, захватом неравновесных электронов, донорных подуровней распределенных по межатомным расстояниям донорно-акцепторных пар с ростом уровня собственного фототока так же как в [1].

Причиной изменения направления спектрального сдвига новой полосы ИПФ с ростом уровня собственной фотопроводимости, после протекания ФХР, является переключение канала захвата дырок с подуровней глубокого акцепторного центра, вследствие его разрушения, на подуровни более близкого к валентной зоне акцептора в составе донорно-акцепторных пар. Последующая зарядовая нейтрализация, по мере заполнения акцепторных подуровней дырками и потеря кулоновского взаимодействия между компонентами ДАП приводит к уменьшению энергетической ширины акцепторных и донорных подуровней и смещению вследствие этого края и максимума поглощения в сторону больших энергий характерных для нейтральных центров.

Литература

1. Ризаханов М.А., Хамидов М.М. Экспериментальное доказательство существования двухэлектронного центра захвата в ZnS. // ФТП.- 1979.- т. 13.- № 8.- С. 1517-1522.

К ВОПРОСУ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПЛАЗМЫ В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.М. Хасбулатов.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия.

Плазма твердых тел, и в частности 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 и полуметаллов является более высокая концентрация носителей заряда ($10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [1].

Особое место среди полупроводников занимает класс бесщелевых полупроводников (БП)-веществ с равной нулю запрещенной зоной, где 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, у которых дну зоны проводимости и вершине валентной зоны соответствуют волновые функции, принадлежащие одному и тому же неприводимому представлению пространственной группы симметрии кристаллов, относятся серое олово, халькогениды ртути, в т.ч. теллурид ртути HgTe , а также сплавы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0,16$) и т.д. Эти БП имеют инверсную зонную структуру, по сравнению с типичными прямозонными полупроводниками (германий Ge и антимонид индия InSb). 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 вольт-амперной характеристики (ВАХ) в БП [2]. 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 $E > 1 \text{ В/см}$ вызывает генерацию неравновесных тока-электронов и дырок путем ударной ионизации через энергетическую щель $E_g(H)$ и приводит к уменьшению сопротивления. В магнитном поле H континуум состояний в энергетических зонах электронов и дырок бесщелевого полупроводника расщепляется в дискретные квантовые состояния (уровни Ландау). В результате, образуется запрещенная щель $E_g(H)$ между низшим электронным и верхним дырочным уровнями, величина которой растет с увеличением поля H . 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 подвижные носители заряда (электроны) становятся горячими, когда их средняя кинетическая энергия превышает среднюю тепловую энергию kT . При низких температурах $T < T_D$ -температуры Дебая средняя энергия, приобретаемая электроном в электрическом поле, пропорциональна квадрату напряженности E^2 , и в полях $E > 1 \text{ В/см}$ разогрев носителей уже значителен. Сильное электрическое поле может приводить к увеличению числа подвижных носителей тока путем индуцирования переходов

электронов с заполненных зон или примесных уровней в незаполненные зоны. Энергетическая щель может преодолеваться одним из двух способов: туннелированием через уменьшающийся в сильном электрическом поле барьер (эффект Зинера) или ударной ионизацией. В узкощелевых полупроводниках величины пороговых полей, при котором наступает зинеровский пробой и начинается ударная ионизация отличаются на два порядка [3]. 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 бесщелевом полупроводнике 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 электрон-дырочных пар с излучением оптических фононов $\hbar\omega_0$, скорость которой резонансно возрастает каждый раз, когда энергетический зазор между наинизшим уровнем Ландау электронов и одним из уровней дырок совпадает с энергией оптофонона $\hbar\omega_0$. При этом концентрация падает и на магнитосопротивлении появляются магнитофононные пики, и таким образом наблюдается магнитофононный резонанс концентрации (МФРК)[4]. Магнитофононные 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 .

Литература

- 1.Марч Н.,Паринелло М.Коллективные эффекты в твердых телах и жидкостях, М.,1986.
- 2.Цидильковский И.М. Бесщелевые полупроводники-новый класс веществ.- М..Наука,1986.
- 3.Кроткус А.,Добровольский З. Электропроводность узкощелевых полупроводников. - Вильнюс,1988.
- 4.Хасбулатов А.М. Магнитофононный резонанс на горячих носителях в $Cd_xHg_{1-x}Te$ //Изв. вузов.Физика-1994-№12, с.33-36.

СИНТЕЗ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА, ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ В УФ-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Мусаева М.М., Исмаилов А.М., Гасанова Р.Н.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, ул. Гаджиева 43 а

Актуальным направлением твердотельной электроники является создание фотоприемников, работающих в УФ-области спектра ($\lambda=0.01-0.38$ мкм) [1]. Например, для военных целей необходимы так называемые солнечно-слепые фотодетекторы, которые «видят» цель (факель ракеты), которая заходит со стороны Солнца. С регистрацией ультрафиолетового излучения связан и ряд гражданских применений ультрафиолетовых фотопреобразователей (контроль разлива нефти на воде и на суше, контроль содержания озона в атмосфере, мониторинг возгораний и пожаров, обнаружения процессов гниения в продуктах питания и т.д.)

Оксид цинка (ZnO) относится к одному из перспективных полупроводниковых материалов для создания фотоприемников в УФ-области спектра. По сравнению с другими материалами преимущество оксида цинка является его прозрачность в видимой области спектра, а также высокая термическая и химическая стойкость. В данной работе сообщается о результатах по синтезу пленок ZnO, фоточувствительных в УФ-области спектра, на базе которых могут быть изготовлены приборные структуры твердотельной фотоэлектроники.

Пленки ZnO осаждали на аморфные подложки (термически окислений кремний, плавленый кварц) методом магнетронного распыления керамической мишени в атмосфере кислорода.

Получены пленки ZnO с темновым удельным электрическим сопротивлением 10^6 Ом м и фоточувствительные в области 385 нм. По электронографическим данным (вытянутые рефлексy при наличии сильного аморфного фона) установлено, что фотопроводящими являются пленки, состоящие из кристаллитов пластинчатой формы, сопряженных друг с другом протяженными межкуристаллитными границами. Плоскость кристаллитов (0001) параллельна поверхности подложки. Поскольку аксиальный угол разориентации кристаллитов практически равен нулю, то следует ожидать квазикристаллическую структуру межкуристаллитной части пленки. Для объяснения фотопроводимости пленок ZnO использована модель, согласно которой пленка состоит из микрокристалликов, погруженных в "межкуристаллитную" матрицу. Установлено, что за фотопроводящие свойства ответственна упорядоченная межкуристаллитная область пленок с пластинчатой формой кристаллитов. В высокоомных пленках ZnO с аксиальным углом разориентации кристаллитов $> 10^0$ фотопроводимость отсутствует.

Литература

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. –М.: Физматкнига, 2010. – 128 с.

ТЕРМОДИНАМИКА 2D КВАНТОВОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА СО СПИНОМ $S = 1/2$

М.А. Магомедов^{1,2}, Ф. Гулхиева²

¹ *Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия*
e-mail: magomedov_ma@mail.ru

Исследование термодинамических свойств спиновых систем с учетом квантового характера их поведения является одной из важных задач современной физики конденсированного состояния. Однако, в отличие от классических систем, при исследовании квантовых спиновых систем сталкиваются с серьезными трудностями. В настоящее время ведется интенсивное исследование низкоразмерных (1d и 2d) квантовых систем. Эти исследования также стимулируются большим количеством экспериментальных работ на квазиодномерных и квазидвумерных магнитных системах. Следует отметить, что теоретическое исследование этих систем чрезвычайно затруднено, в то время как различные подходы, основанные на квантовом методе Монте-Карло (МК), являются весьма мощными средствами для получения численных данных о поведении этих систем.

К настоящему времени имеются два разных подхода к использованию процедуры МК в задачах такого рода: подход Хэндсcombe, и подход, основанный на формуле Сузуки-Троттера для разложения экспоненциального оператора [1]:

$$\exp\left(\sum_{i=1}^p A_i\right) = \lim_{m \rightarrow \infty} e^{A_1/m} \times e^{A_2/m} \times \dots \times e^{A_p/m} \quad (1)$$

где m – целое положительное число (число Троттера).

Формула Сузуки-Троттера переводит любую d -мерную квантовомеханическую систему в $(d + 1)$ -мерную классическую общего типа.

В данной работе приводятся результаты компьютерного моделирования двумерной антиферромагнитной модели Гейзенберга со спином $S = 1/2$. Исследования проведены высокоэффективным петлевым (Loop) алгоритмом квантового метода Монте-Карло с использованием подхода Сузуки-Троттера [2].

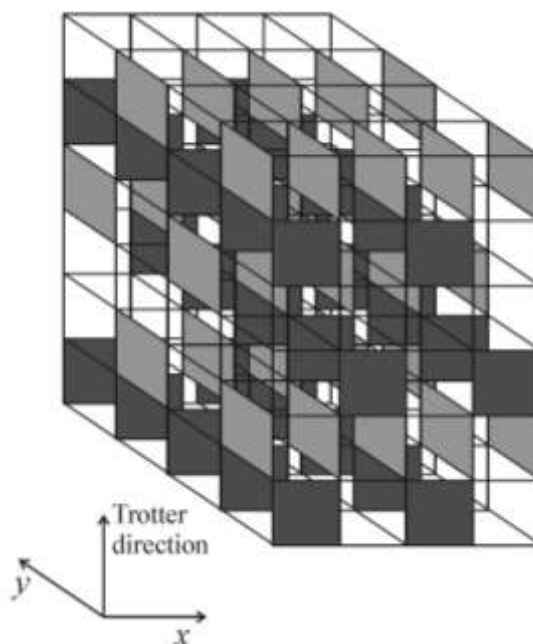
Расчеты проводились для систем с линейными размерами $L \times L \times 4m$ (m – число Троттера), с $L = 32$ и $m = 8, 16, 32$ и 64 . Таким образом, число спинов в системе составляло $N = 32768, 65536, 131072$ и 262144 . Следует отметить, что эти размеры достаточно большие для такого рода исследований. На систему в реальных и троттеровском направлениях накладывались периодические граничные условия.

Все исследованные нами модели входят как частные случаи в более общую XXZ-модель, гамильтониан которой может быть представлен в следующем виде [3, 4]:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i^x \mathbf{S}_j^x + S_i^y S_j^y + \Delta S_i^z S_j^z, \quad (2)$$

где $J > 0$, а показатель Δ может принимать следующие значения: $\Delta = 0$ (XY-модель), $\Delta = 1$ (ферромагнитная модель Гейзенберга), $\Delta = -1$ (антиферромагнитная модель Гейзенберга) и $\Delta = \pm 0.5$ («промежуточные» модели) [3, 4].

Следует отметить, что в случае антиферромагнитной модели Гейзенберга напрямую применить формулу Сузуки-Троттера не удастся из-за так называемой проблемы отрицательных статистических весов: веса некоторых состояний в $(d+1)$ -мерной классической системе, получающейся в результате применения формулы Сузуки-Троттера, оказываются отрицательными. В случае двухподрешеточных систем эту проблему удастся решить поворотом каждого второго спина (т.е. в одной из подрешеток) вокруг оси z на 180 градусов ($S_i^x \rightarrow -S_i^x$ и $S_i^y \rightarrow -S_i^y$). В результате такого преобразования положительные веса остаются неизменными, а отрицательные веса меняют знак, при этом, не изменяясь по величине. Уравнение (2) записано с учетом такого унитарного преобразования.



Одно-кластерный вариант петлевого алгоритма для двумерной антиферромагнитной модели Гейзенберга со спином $S = \frac{1}{2}$ можно представить в следующем виде [6]:

1. Задать начальную конфигурацию спинов.
2. Выбрать случайным образом начальный узел $x(i_0, j_0, r_0)$. Этот узел является общим для двух плакетов (вершин) и в зависимости от значения спина (± 1) стрелка в узле является входящей для одной из вершин и выходящей для другой вершины. Нас интересует вершина, для которой стрелка является входящей.
3. Для построения петли нам следует двигаться вдоль направления стрелок, перемещаясь от вершины к вершине пока не вернемся в исходный узел $x(i_0, j_0, r_0)$. На каждом плакете (закрашенном на рисунке 1. Прямоугольнике, обозначающем четырехспиновое взаимодействие) имеются две выходящие стрелки, и нам соответственно следует с некоторой вероятностью выбрать одну из них (см. рис.1). От этого выбора зависит, какой шаг на плакете мы сделаем: вертикальный или горизонтальный. Пусть выбирается горизонтальный шаг с вероятностью:

$$p = \begin{cases} 0, & S_p = \begin{pmatrix} + & + \\ + & + \end{pmatrix} \text{ или } \begin{pmatrix} - & - \\ - & - \end{pmatrix} \\ \tanh\left(\frac{\beta}{2m} J\right), & S_p = \begin{pmatrix} + & - \\ + & - \end{pmatrix} \text{ или } \begin{pmatrix} - & + \\ - & + \end{pmatrix} \\ 1, & S_p = \begin{pmatrix} - & + \\ + & - \end{pmatrix} \text{ или } \begin{pmatrix} + & - \\ - & + \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (3)$$

4. В противном случае совершаем вертикальный шаг. Отметим также, что кластер в нашем случае состоит из одной петли. Пример построенной таким образом петли показан на рисунке 1.
5. Переворачиваем полученную петлю. Переворачивание петли заключается в изменении знака всех спинов, лежащих в узлах, которые входят в петлю.
6. Проанализировать полученную конфигурацию и сохранить рассчитанные величины для последующего усреднения.
7. Повторить шаги 2 – 6 необходимое число раз.
8. Вычислить средние значения термодинамических величин.

Основные термодинамические характеристики системы могут быть вычислены по следующим флуктуационным соотношениям [3-5]:

$$E^m = \langle F^m \rangle, \quad (4)$$

$$C^m T^2 = \langle F^{m^2} - G^m \rangle - \langle F^m \rangle^2, \quad (5)$$

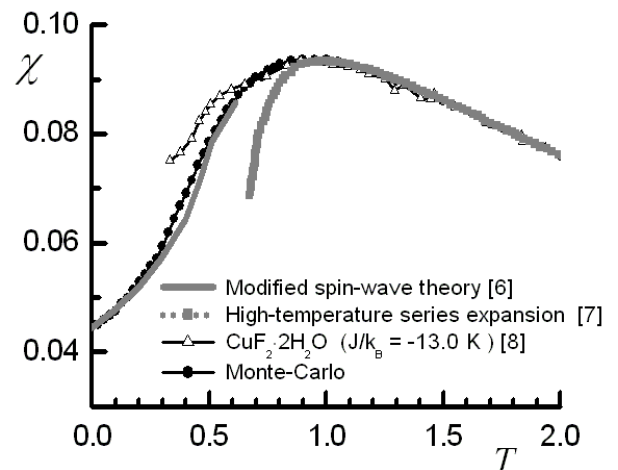
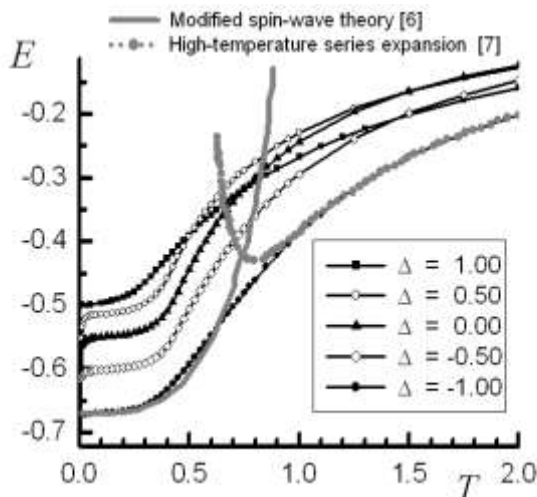
$$\chi^m = \beta \langle M^{m^2} \rangle - \langle M^m \rangle^2, \quad (6)$$

где T – температура, $\beta = 1/T$, $N_C^{(m)}$ – размер кластера. Значения $F^{(m)}$, $G^{(m)}$ даны, к примеру, в работах [3-5].

Вычисляемые по флуктуационным соотношениям (4 – 6) средние величины будут соответствовать точным значениям при ($m \rightarrow \infty$), а при конечном m будут содержать некоторую погрешность. Особенно сильно это проявляется при низких температурах. Для определения точного значения мы использовали квадратичную аппроксимацию [3, 4]:

$$E^m = E^{\infty} + a/m^2 + b/m^4. \quad (7)$$

Вычисленные таким образом значения энергии для различных двумерных моделей приведены на рисунке 2. Также приведены и аналитические данные, полученные на основе модифицированной теории спиновых волн [6], и высокотемпературного разложения в ряд до десятого порядка [7].



На рисунке 3. представлена зависимость восприимчивости χ от температуры для $2d$ антиферромагнитной модели Гейзенберга. На рисунке приведены также экспериментальные данные для квазидвумерной системы [8]. Здесь же представлены и аналитические данные, полученные на основе модифицированной теории спиновых волн [6], и высокотемпературного разложения в ряды [7].

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (Госконтракты № П554).

1. M. Suzuki Prog. Theor. Phys. **56**, 1454 (1976).
2. H.G. Evertz Cond-mat/9707221
3. Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi Phys. Rev. B. **34**, 7896 (1986).
4. Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 4351 (1988).
5. John.J. Cullen, D.P. Landau, Phys. Rev. B. **27**, 297 (1983).
6. M. Takahashi, Phys. Rev. B. **40**, 2494 (1989).
7. Rushbrooke G.S., Baker G.A., et al., In Phase Transitions and Critical Phenomena, (Academic, New York, 1974), Vol. 3, Chap. 5.
8. L.J. De Jongh, A.R. Miedema, Advances in Physics. **23**, 1 (1974).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $MnTe$ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

М.А. Магомедов^{1,2}, А.К. Муртазаев^{1,2}

¹ Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия

² Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: magomedov_ma@mail.ru

В последние годы большое внимание уделяется исследованию методами Монте-Карло (МК) моделей реальных магнитных материалов, в которых наряду с обменным взаимодействием учитываются и другие усложняющие факторы, присущие реальным системам, но не учитываемые в моделях первого приближения (в таких моделях как классическая модель Изинга, Гейзенберга и т.д.). К ним могут быть отнесены: анизотропия и примеси, многоспиновый обмен, диполь-дипольное взаимодействие, учет колебаний решетки и ряд других. Строгое исследование таких систем на основе микроскопических гамильтонианов методами современной теоретической физики – задача чрезвычайно сложная.

Нами, используя высокоэффективный гибридный алгоритм метода Монте-Карло, основанного на сочетании стандартного алгоритма Метрополиса и одно-кластерного алгоритма Вульфа [1, 2], выполнены высокоточные исследования статических критических свойств модели реального двухподрешеточного антиферромагнетика $MnTe$. Исследование проводилось для систем кубической формы с линейными размерами $L = 10 \div 60$ и числом спинов $N = 1000 \div 216000$. При проведении исследований учитывались все кристаллографические особенности реальных макрообразцов $MnTe$ [3, 4].

Для снятия эффектов, связанных с малостью размеров моделируемых систем, при проведении исследований на систему накладывались периодические граничные условия. Начальные конфигурации задавались таким образом, что все спины упорядочены вдоль оси z , причем спины в одной подрешетке направлены противоположно спинам в другой подрешетке. На ЭВМ генерировались марковские цепи длиной до 5×10^8 МК шагов/спин. Для вывода системы в равновесное состояние отсекались неравновесные участки марковской цепи длиной до 10^7 МК шагов/спин.

$MnTe$ имеет кристаллографическую структуру, изображенную на рисунке 1. С учетом всех особенностей реального материала гамильтониан модели $MnTe$ может быть представлен в следующем виде [4]:

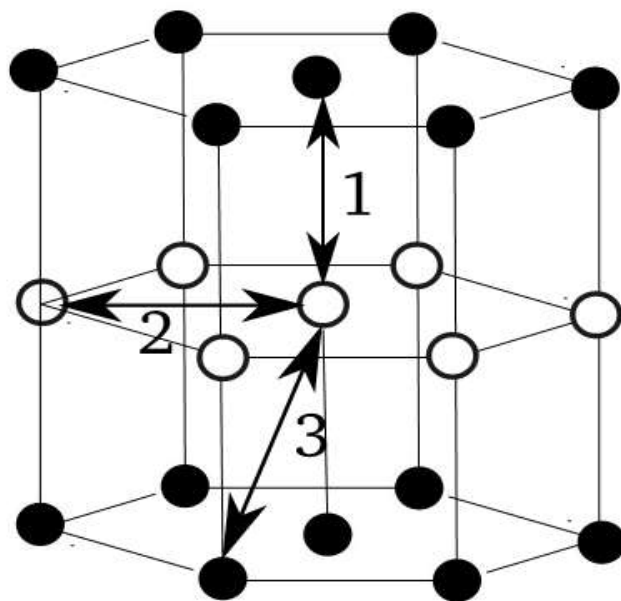


Рис.1. Магнитная структура

$$H = -\frac{1}{2} J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - \frac{1}{2} J_2 \sum_{\langle k,l \rangle} S_k S_l - \frac{1}{2} J_3 \sum_{\langle m,n \rangle} S_m S_n - D \sum_i S_i^z, \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где первый член учитывает антиферромагнитное обменное взаимодействие ионов Mn (первых ближайших соседей) вдоль оси c ($J_1 < 0$), второй – ферромагнитное взаимодействие между ионами Mn внутри одной плоскости (вторых ближайших соседей), ($J_2 > 0$ и $|J_2|/|J_1| = 0.031$), третий – антиферромагнитное взаимодействие третьих ближайших соседей вдоль оси c ($J_3 < 0$ и $|J_3|/|J_1| = -0.133$), четвертый – анизотропию типа «легкая плоскость» ($D/|J_1| = -0.012$).

Согласно данным лабораторных экспериментов значения обменных интегралов и анизотропии в данном материале равны:

$$\begin{aligned} J_1/k_B &= -21.5 \pm 0.3 \text{ K}, & J_2/k_B &= 0.67 \pm 0.05 \text{ K}, \\ J_3/k_B &= -2.87 \pm 0.04 \text{ K}, & D/k_B &= -0.26 \pm 0.03 \text{ K}. \end{aligned}$$

Таким образом, нами при моделировании MnTe эти величины были нормированы и использовались следующие величины:

$$\begin{aligned} J_1/k_B &= -1, & J_2/k_B &= 0.031, \\ J_3/k_B &= -0.133, & D/k_B &= -0.012. \end{aligned}$$

При вычислении термодинамических характеристик системы, таких как параметр порядка q , теплоемкость C , восприимчивость χ использовались следующие флуктуационные соотношения;

$$q = \langle m_1 - m_2 \rangle = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i \in A} S_i - \sum_{i \in B} S_i \right\rangle, \quad (2)$$

$$C = NK^2 \left[\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right], \quad (3)$$

$$\chi = NK \left[\langle q^2 \rangle - \langle q \rangle^2 \right], \quad (4)$$

где $K = |J_1|/k_B T$, m_1, m_2 – магнитные моменты подрешеток.

Рассчитанные таким образом значения параметра порядка q и теплоемкости C приведены на рисунках 2 и 3. Значения температуры приведены в относительных единицах (в единицах обменного интеграла $|J_1|$). Как видно из рисунка 2, параметр порядка q в низкотемпературной области практически не зависит от размеров системы, в то время как при высоких температурах для систем малых размеров наблюдаются характерные для Монте-Карло результатов высокотемпературные “хвосты”, которые, однако, с ростом размеров системы заметно уменьшаются. Отметим также, что здесь и далее погрешность данных не превышают размеры использованных на рисунках символов.

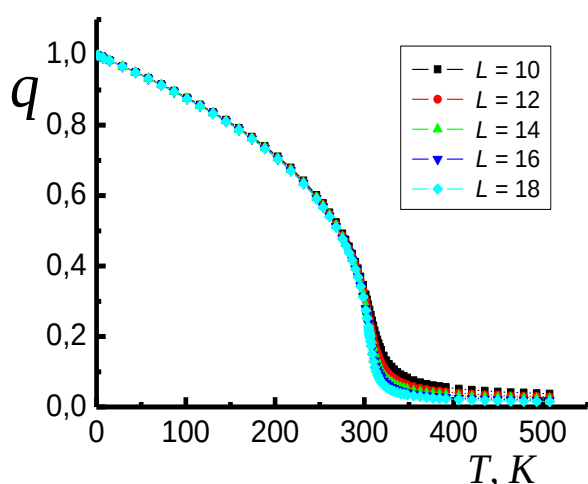


Рис.2. Температурная зависимость параметра порядка q .

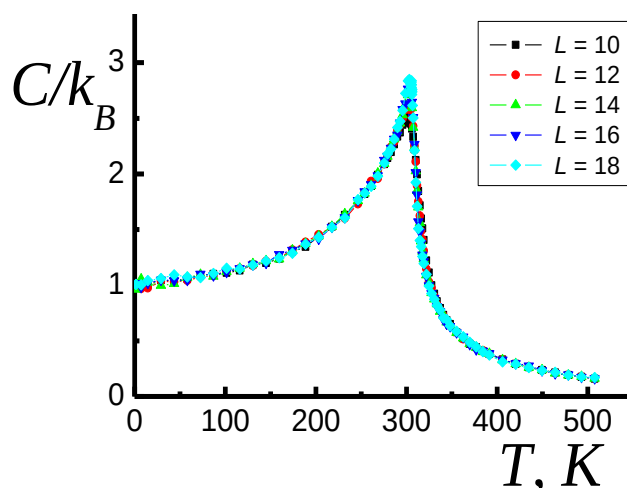


Рис.3. Зависимость теплоемкости C/k_B от температуры T .

При определении критических индексов системы на основе теории конечно-размерного скейлинга большое значение имеет точность определения критической температуры. Нами для определения температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера [5]:

$$U_L(q) = 1 - \frac{\langle q^4 \rangle_L}{3 \langle q^2 \rangle_L^2}, \quad (5)$$

Отметим, что если в системе происходит фазовый переход первого рода, то вместо параметра порядка в (5) фигурирует энергия системы E :

$$U_L(E) = 1 - \frac{\langle E^4 \rangle_L}{3 \langle E^2 \rangle_L^2}, \quad (6)$$

Рассчитанные таким образом кумулянты для систем с различными линейными размерами приведены на рисунке 4.

Кумулянты Биндера также позволяют судить о типе фазового перехода. Если в системе происходит фазовый переход первого рода, то кумулянты Биндера по энергии $U_L(E)$ имеют ярко выраженный минимум, который не исчезает с увеличением линейных размеров исследуемых систем, а кумулянты по параметру параметру порядка $U_L(q)$ в области фазового перехода принимают отрицательные значения. В случае фазового перехода второго рода минимум в кумулянтах $U_L(E)$ с увеличением линейных размеров системы исчезает, а $U_L(q)$ в точке фазового перехода не зависит от линейных размеров системы (т.е. $U_L(q)$ для различных размеров пересекаются в одной точке).

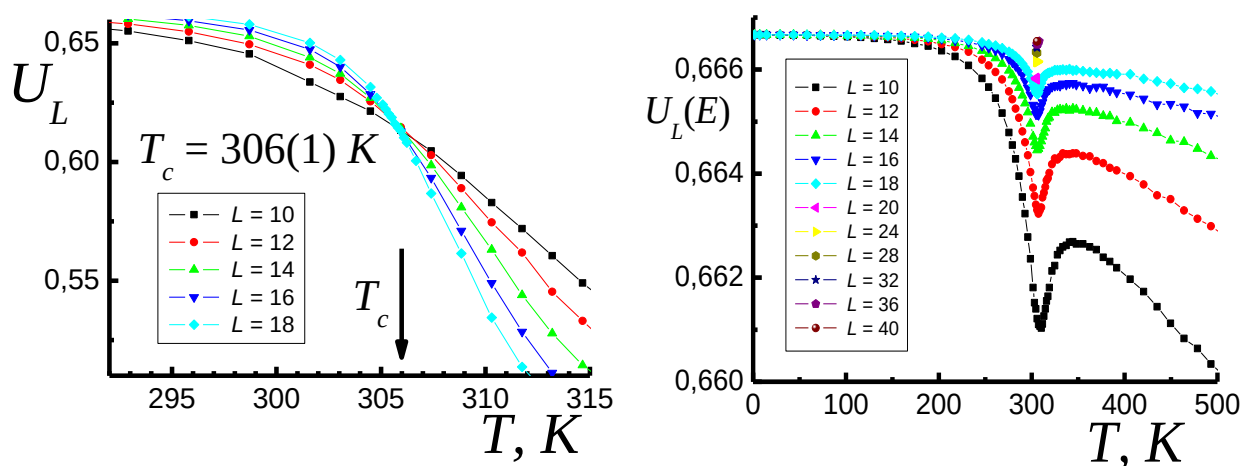


Рис.4. Температурная зависимость Кумулянтов Биндера $U_L(q)$ и $U_L(E)$.

Как видно из рисунков, в данном материале происходит фазовый переход второго рода, и рассчитанная по кумулянтам критическая температура для модели *MnTe* составила $T_N = 306(5)K$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными $T_N = 310K$.

Таким образом, наши данные, полученные комбинацией модифицированного одно-кластерного алгоритма Вульфа и стандартного алгоритма Метрополиса, свидетельствуют о высокой эффективности данного метода. Рассчитанные термодинамические характеристики находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и свидетельствуют о возможности и применимости кластерных алгоритмов для исследования сложных моделей реальных магнитных материалов.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (Госконтракты № П554).

1. U. Wollf, Phys. Rev. Lett. **62**, 361 (1989).
2. И.К. Камилов, А.К. Муртазаев, М.А. Магомедов, ЖЭТФ **120**, 1535 (2001).
3. L.J. De Jongh, A.R. Miedema, Adv. Phys. **23**, 1 (1974).
4. W. Szuszkiewicz, E. Dynowska, B. Witkowska, et al, Phys. Rev. B. **73**, 104403 (2006).
5. K. Binder, E. Luijten, Physics Reports **344**, 179 (2001).

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА MnF_2 МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

М.А. Магомедов

Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: magomedov_ma@mail.ru

В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании проблемы фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ). Наиболее плодотворными в построении теории ФП оказались методы ренормализационной группы и ε -разложения, а также применение гипотезы скейлинга и универсальности [1-4]. При помощи этих методов удалось установить основные закономерности, наблюдающиеся в области фазового перехода, рассчитать значения критических индексов (КИ), а также получить соотношения между КИ. Идеи, лежащие в основе этих методов, внесли значительный вклад в наше понимание природы фазовых переходов и критических явлений.

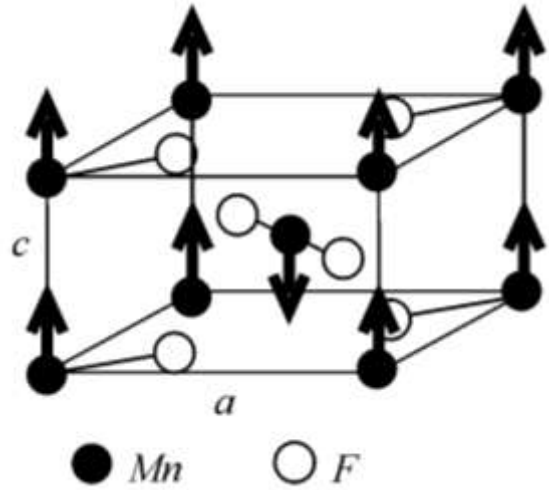
Тем не менее, в теории конденсированного состояния на сегодняшний день не разработана строгая, последовательная микроскопическая теория фазовых переходов и критических явлений. Строгое исследование реальных трехмерных систем на основе сложных микроскопических гамильтонианов методами современной теоретической физики – задача чрезвычайно сложная. В связи с этим на современном этапе значительно возрастает роль и актуальность методов вычислительной физики – различных вариантов метода Монте-Карло (МК), которые позволяют успешно исследовать критические свойства систем со сложными реалистичными гамильтонианами [3, 4].

К настоящему времени исследование ФП и КЯ методом МК проведены в основном на классических моделях, в которых не учитываются слабые релятивистские взаимодействия, такие как одноосная анизотропия, диполь-дипольные взаимодействия и т.д.. В то же время большое количество экспериментальных работ, проведенных на материалах такого рода, показывают, что эти силы могут оказать значительное влияние на характер критического поведения. Примерами таких материалов являются: EuO , EuS , $RbMnF_3$, FeF_2 и MnF_2 . Все эти материалы имеют величину спина $S \geq 2$ и могут быть хорошо описаны классической моделью Гейзенберга с обменным взаимодействием между ближайшими соседями (в некоторых случаях и со вторыми ближайшими соседями), причем обменное взаимодействие в некоторых материалах носит конкурирующий характер. Величина анизотропии в EuO , EuS и $RbMnF_3$ незначительна, в то время как в FeF_2 и MnF_2 принимает достаточно большие значения и в этих системах может наблюдаться смена гейзенберговского критического поведения на изинговское.

В настоящей работе нами проведены высокоточные исследования критических свойств модели антиферромагнетика MnF_2 . При построении модели MnF_2 учитывались все кристаллографические, магнитные и другие особенности этого материала. Полученные численные данные свидетельствуют об определенном характере влияния одноосной анизотропии на критическое поведение этой системы. Значения критических индексов, рассчитанных на основе теории конечно-размерного скейлинга, соответствуют модели Изинга.

При построении модели MnF_2 нами учитывались следующие особенности этого материала [5]:

1. MnF_2 имеет объемно-центрированную тетрагональную структуру, которая изображена на рисунке 1. ($a = 4.87 \text{ \AA}$; $c = 3.31 \text{ \AA}$).
2. Основными обменными взаимодействиями в этом материале является слабое ферромагнитное взаимодействие вдоль направления $[001]$ ($J_2 = 0.3 \pm 0.1 \text{ K}$) и антиферромагнитное взаимодействие вдоль направления $[111]$ ($J_1 = -1.76 \text{ K}$). Обменное взаимодействие вдоль направлений $[100]$ и $[010]$ близко к нулю. Таким образом, ферромагнитное взаимодействие между ближайшими соседями (вдоль оси c) оказывается намного меньше, чем антиферромагнитное взаимодействие центрального спина со спинами в углах решетки.



3. Существенную роль в MnF_2 может играть сильная одноосная анизотропия типа "легкая ось".

С учетом всех этих особенностей гамильтониан модели MnF_2 может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_1 \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \frac{1}{2} \sum_{\langle k,l \rangle} J_2 \mathbf{S}_k \mathbf{S}_l - D_A \sum_i S_i^z, \quad |S_i| = 1, \quad (1)$$

где первый член учитывает обменное взаимодействие ионов Mn находящихся в центре и в углах элементарной ячейки ($J_1 < 0$), второй – взаимодействие между ближайшими соседями вдоль оси c ($J_2 > 0$ и $|J_2|/|J_1| = 0.170$), третий – одноосную анизотропию ($D_A/|J_1| = 1.6 \times 10^{-2}$) [5].

Расчеты проводились для образцов с линейными размерами $L \times L \times L$ ($L = 10 \div 40$), при этом число спинов в системе составило $N = 2000 \div 128000$. Для снятия эффектов, связанных с малостью размеров моделируемых систем, при проведении исследований на систему накладывались периодические граничные условия. Начальные конфигурации задавались таким образом, что все спины упорядочены вдоль оси z , причем спины в одной подрешетке направлены противоположно спинам в другой подрешетке (см. Рис.1.). На ЭВМ генерировались марковские цепи длиной до 5×10^8 МК шагов. Для вывода системы в равновесное состояние отсекались неравновесные участки марковской цепи длиной до 10^7 МК шагов.

При вычислении термодинамических характеристик системы, таких как параметр порядка q , теплоемкость C , восприимчивость χ использовались следующие флуктуационные соотношения;

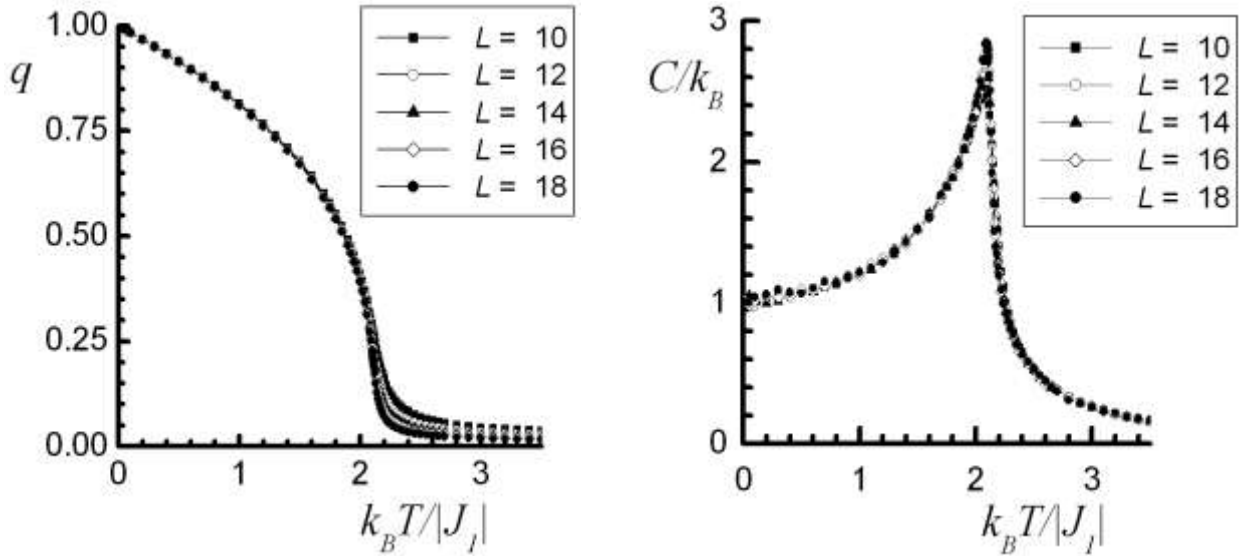
$$q = \langle m_1 - m_2 \rangle = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i \in A} S_i - \sum_{i \in B} S_i \right\rangle, \quad (2)$$

$$C = N K^2 \left[\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right], \quad (3)$$

$$\chi = N K \left[\langle q^2 \rangle - \langle q \rangle^2 \right], \quad (4)$$

где $K = |J_1|/k_B T$, m_1 , m_2 – магнитные моменты подрешеток.

Рассчитанные таким образом значения параметра порядка q и теплоемкости C приведены на рисунках 2 и 3. Значения температуры приведены в относительных единицах (в единицах обменного интеграла $|J_1|$).

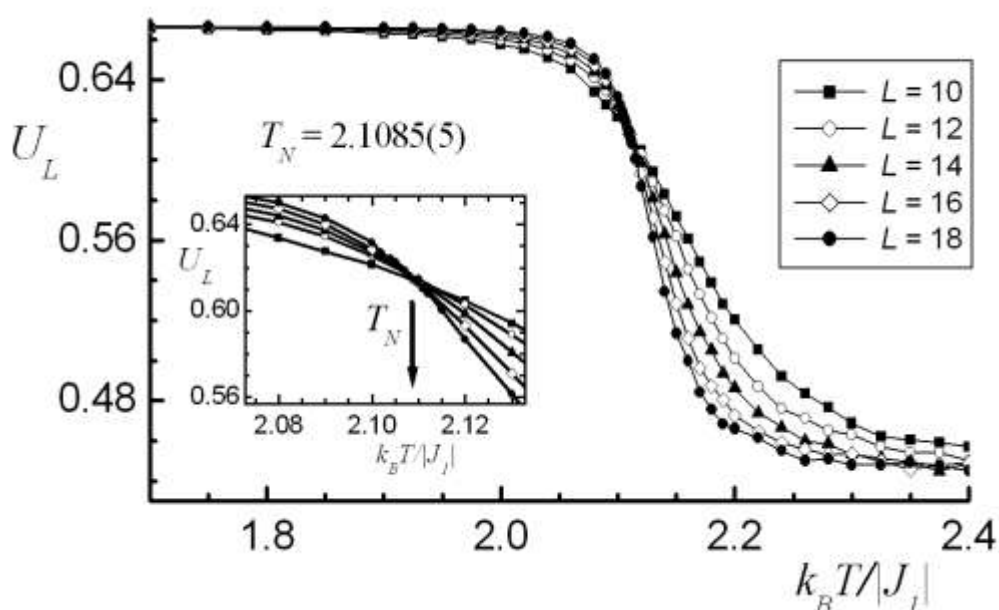


Как видно из рисунка 2, параметр порядка q в низкотемпературной области практически не зависит от размеров системы, в то время как при высоких температурах для систем малых размеров наблюдаются характерные для Монте-Карло результатов высокотемпературные “хвосты”, которые, однако, с ростом размеров системы заметно уменьшаются. Отметим также, что здесь и далее погрешность данных не превышает размеры использованных на рисунках символов.

При определении критических индексов системы на основе теории конечно-размерного скейлинга большое значение имеет точность определения критической температуры. Нами для определения температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера:

$$U_L = 1 - \frac{\langle q^4 \rangle_L}{3 \langle q^2 \rangle_L^2}. \quad (5)$$

Согласно теории конечно-размерного скейлинга кумулянты U_L для систем с различными линейными размерами рассчитанные по формуле (5) должны пересекаться в точке фазового перехода. Вычисленные таким образом кумулянты для систем с различными линейными размерами приведены на рисунке 4. Вставка на этом рисунке



демонстрирует насколько точно можно определить критическую температуру. Как видно из рисунка, рассчитанная по кумулянтам критическая температура для модели MnF_2 составила $T_N = 2.1085(5)$.

Таким образом, наши данные, полученные комбинацией модифицированного одно-кластерного алгоритма Вульфа и стандартного алгоритма Метрополиса метода Монте-Карло, свидетельствуют о высокой эффективности данного метода. Полученные данные свидетельствуют о возможности и применимости кластерных алгоритмов для исследования сложных моделей реальных магнитных материалов.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (Госконтракты № П554).

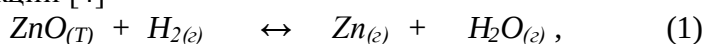
1. Паташинский А.З., Покровский В.А. Флуктуационная теория фазовых переходов.— М.: Наука, 1982.
2. Камилов И.К., Муртазаев А.К., Алиев Х.К. // УФН.— 1999.— Т.169.— №7.— С. 773–795.
3. Камилов И.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А. // ЖЭТФ.— 2001.— Т.120.— №6.— С. 1535–1543.
4. Методы Монте-Карло в статистической физике / Под. ред. К. Биндера.— М.: Мир, 1982.— 400 с.
5. De Jongh L.J., Miedema A.R. // Adv. Phys.— 1974.— V.23.— No.1.— P. 1–260.
6. Wolff U. // Phys. Rev. Lett.— 1989.— V.62.— No.4.— P. 361–364.
7. Ferrenberg A.M., Swendsen R.N. // Phys. Rev. Lett.— 1988.— V.61.— No.23.— P. 2635–2638.
8. Chen K., Ferrenberg A.M., Landau D.P. // Phys. Rev. B.— 1993.— V.48, No.5.— P.3249–3256.
9. Binder K., Luijten E. // Physics Reports.— 2001.— V.344.— P.179–253.

АКТИВАЦИЯ СОБСТВЕННОЙ ПОЛОСЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ОКСИДЕ ЦИНКА

Аль-Обайди Н.Дж., Рабаданов М.Х., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М.

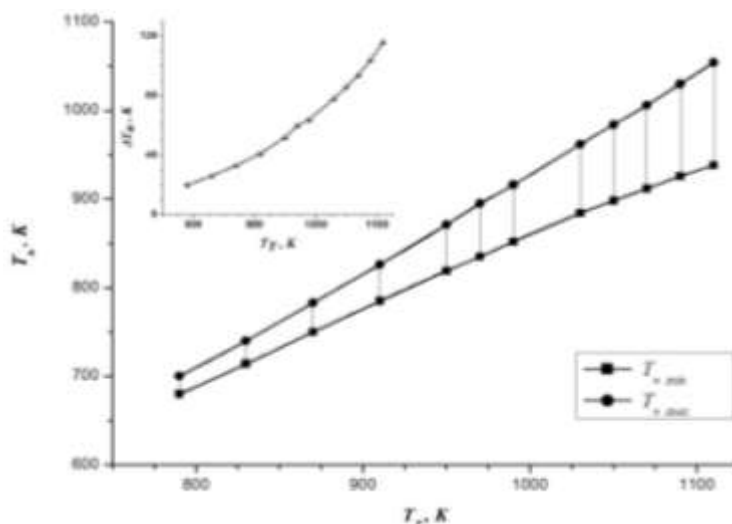
Дагестанский государственный университет, nadph73@yahoo.com

Разработка и исследование новых тонкопленочных материалов диктуется потребностями быстро прогрессирующих современных нанотехнологий. Широкозонные материалы привлекательны для создания тонкопленочных светоизлучающих диодов и лазеров для ультрафиолетовой области спектра. Среди них оксид цинка обладает рядом существенных достоинств таких, как прозрачность в видимой области, большая энергия связи экситонов (60 мэВ), высокая радиационная стойкость, термо- и химическая стабильность [1]. Эти преимущества позволяют создавать УФ излучатели и детекторы, работающие при высоких температурах, газовые сенсоры, приборы прозрачной электроники [2,3]. Для создания стабильных и надежных устройств квантовой электроники необходимы эпитаксиальные пленки с максимальной фотолюминесценцией (ФЛ), высоким кристаллическим совершенством и минимальным удельным сопротивлением [2]. Эпитаксиальные слои ZnO со свойствами, близкими к указанным, можно получить при использовании обратимой окислительно-восстановительной реакции [4]



которая позволяет управлять процессом роста кристаллов изменяя в системе давление рабочего газа, температуры зоны источника и подложки, разбавляя водород инертным газом или парами воды [5]. Изучением влияния условий осаждения на кристаллическую структуру пленок ZnO на плоскостях Al_2O_3 разной ориентации было установлено существование определенной температурной области ориентированного роста, пределы которой при давлении водорода в системе $1,7 \cdot 10^5 \text{ Па}$ даны на рис.1.

Рис.1 Зависимость интервала температур подложек T_{II} , при котором наблюдается ориентированный рост пленок ZnO на подложках сапфира (Al_2O_3), от температуры тигля T_T при фиксированном давлении водорода в системе ($1,7 \cdot 10^5 \text{ Па}$). На вставке дана зависимость ширины интервала эпитаксиального роста ($T_{II,max} - T_{II,min}$) от температуры тигля T_T .

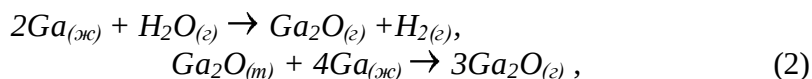


Вне этой области стабильно наблюдается осаждение поликристаллических пленок. Путем исследования зависимостей подвижности электронов в слоях ZnO от температур тигля и подложки, а также давления водорода в системе, были установлены оптимальные условия получения наиболее совершенных по кристаллической структуре

слоев: давление водорода в реакторе— $p_{H_2} = 1,7 \cdot 10^5$ Па, температура источника(тигля)— $T_T = 990$ К, температура в зоне подложки— $T_{II} = 880$ К [5].

О совершенстве слоев, полученных в данных условиях свидетельствуют наблюдаемые максимумы подвижности электронов и электронографические исследования образцов. Слои, полученные в данных условиях, обладали при 300 и 80 К интенсивной зеленой люминесценцией и сравнительно слабой полосой излучения в УФ-области [6]. Считается, что зеленая полоса является результатом рекомбинации электронов на вакансиях кислорода в решетке, а УФ-полоса возникает за счет излучения свободных экситонов в оксиде цинка [3].

С целью значительного уменьшения концентрации вакансий кислорода в решетке ZnO, а следовательно, и интенсивности зеленой полосы, и активации УФ-полосы слой, получаемое в оптимальных технологических условиях, были легированы галлием путем введения его в виде оксида Ga_2O_3 в исходный порошок в концентрациях 1, 3 и 6 ат. %Ga. В среде влажного водорода оксид галлия Ga_2O_3 превращается в закись галлия Ga_2O при температуре $T > 960$ К по реакции



транспортируется в зону роста ZnO и легирует его. Оксид цинка, легированный таким образом, обладает удельной проводимостью $\sigma \approx 8 \cdot 10^5$ Ом⁻¹м⁻¹ (нелегированных образцов $\sigma \approx (1-8) \cdot 10^2$ Ом⁻¹м⁻¹).

Для возбуждения фотолюминесценции слоев ZnO:Ga/(0001)Al₂O₃ использовалась ксеноновая лампа ДКсШ-150 мощностью 200 Вт, совмещенная с монохроматором МДР-206. Для регистрации и анализа ответных фотосигналов служили монохроматор/спектрограф и ФЭУ-модуль, совмещенные с помощью предусилителя и двухканального АЦП с персональным компьютером. Как видно из рисунка 2.а, спектр нелегированного слоя ZnO при 300К (кривая 1) состоит из интенсивной зеленой полосы с максимумом $\lambda_m = 493$ нм ($E_m = 2,515$ эВ) и полушириной $\Delta\lambda = 92$ нм ($\Delta E_m = 0,462$ эВ), которую можно связать с рекомбинацией электронов на кислородных вакансиях. При охлаждении образца до 80К интенсивность зеленой полосы увеличиваются в 15 раз, ширина её уменьшается до $\Delta\lambda = 76$ нм ($\Delta E_m = 0,379$ эВ), и максимум наблюдаются при $\lambda_m = 499$ нм ($E_m = 2,845$ эВ), т.е. незначительно (на 30 мэВ) смещается в низкоэнергетическую сторону.

На кривой 1 (нелегированный слой) 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), которую можно заметить при увеличении (вставка к рисунку). При 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 70 мэВ в высокоэнергетическую сторону.

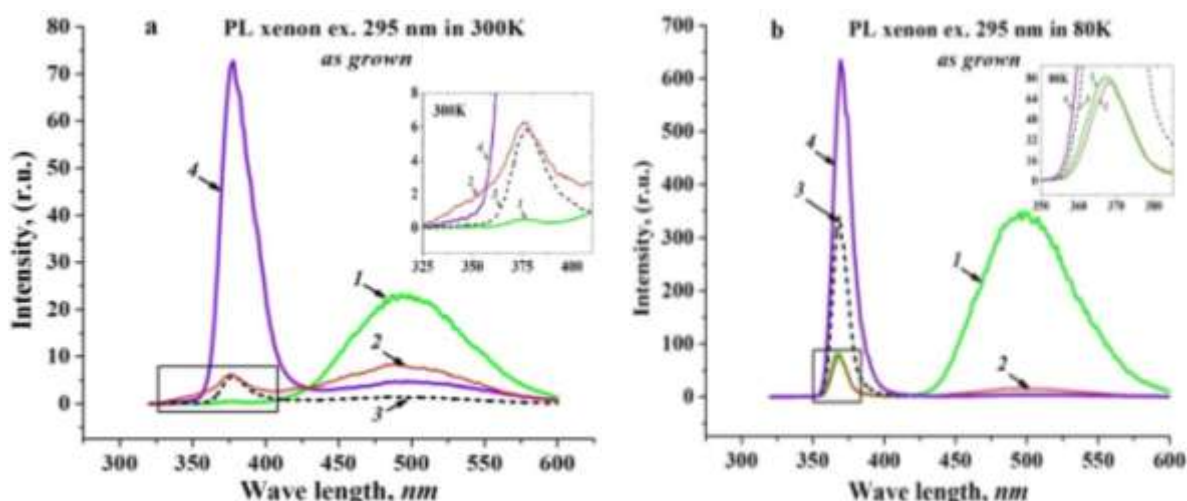


Рис.2. Спектры ФЛ слоев оксида цинка (а- при 300К, б- при 80К): кривая 1- нелегированного образца и легированных галлием до концентраций 2-1ат.%, 3-3ат.% и 4- 6 ат.%. Возбуждение линией 295 нм ксеноновой лампы ДКсШ 150, значения интенсивностей даны в абсолютных единицах (мкВт/см²)/нм. Вставки к рисунку дают увеличенное изображение участков, выделенных прямоугольником.

Согласно литературным данным, например, обзорам [7,8] и [3] узкая УФ-полоса при $\lambda_m = 367 \text{ нм}$ (80 К) возникает за счет излучательной рекомбинации свободных экситонов в **ZnO**. По видимому, слабое выражение экситонной люминесценции при **300 К** связано с температурным тушением и подавленностью её из-за переключения энергии излучения на видимую область.

Изучение спектров ФЛ легированных слоев **ZnO:Ga/(0001)Al₂O₃** (рис. 2,а,б) показывает, что с ростом уровня легирования слоев от 0 до 3 ат.%Ga интенсивность зеленой полосы в максимуме уменьшается при 300 К более 15 раз, а при азотных температурах – около 77раз. Спад интенсивности видимого излучения можно связать с донорными ионами Ga^{3+} , замещающими ионы Zn^{2+} в узлах кристаллической решетки и с уменьшением, в связи с этим, концентрации вакансий кислорода. При этом интенсивность в максимуме экситонной полосы растет с увеличением уровня легирования от 0 до 6% при 300 К около 140 раз, а при 80 К – 8 раз.

Как видно, легирование не приводит к существенному смещению максимумов полос ФЛ: при 300 К это смещение для обеих полос составляет 3 нм, а при 80 К – 6 нм (видимой) и 2 нм (УФ) в длинноволновую сторону. Полуширина полос ФЛ с легированием растет: зеленой- на 0,17эВ (при 300К) и 0,10 эВ (80К) и ультрафиолетовой- соответственно на 0,034 и 0,003 эВ. Так как при возбуждении фотонами излучение поглощается в поверхностных слоях образца, то можно заключить, что легирование слоев **ZnO** атомами галлия не изменило природы центров свечения на их поверхности. Таким образом, в спектре фотолюминесценции нелегированных пленок оксида цинка, осаждаемых химическим переносом в атмосфере водорода наблюдается зеленое свечение с максимумом при 2,51эВ (при 300 К) и очень слабое экситонное свечение с максимумом при 3,31эВ. Слои обладают n-типом проводимости ($\sigma \approx (1-8) \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) благодаря преобладанию собственных дефектов Zn_i и V_o донорного типа связанных с избытком цинка в кристаллической решетке. Легирование **ZnO** донорными примесями галлия позволяет существенно увеличить электронную проводимость ($\sigma \approx 8 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) и трансформировать

интенсивность фотolumинесценции из примесной (зеленой) области в собственную (УФ-область).

Излучение слоев ZnO:Ga при 300 К, возбуждаемое фотонами ксеноновой лампы ($\lambda=295$ нм), находится в ближней УФ – области спектра в интервале длин волн 375 – 378 нм, тогда как в видимой области спектра излучение практически отсутствует. Слои оксида цинка, приготовленные данным способом, могут быть использованы для разработки на их основе не только излучателей УФ области спектра, но и сцинтилляторов с улучшенными характеристиками, так как обладают коротким временем высвечивания (10^{-8} - 10^{-9} сек.), обусловленное механизмом люминесценции ZnO за счет излучательной рекомбинации экситонов. Сцинтилляционная оптическая керамика, созданная на основе ZnO, будет пригодна для детектирования нейтронов и альфа частиц, для регистрации гамма и рентгеновских квантов.

Список литературы

1. Du Ahn B. et al. // Thin Solid Films. 2008. Vol. 516. №7. P. 1382.
2. Заламай В. Оптические свойства тонких слоев и наноструктур на основе GaN и ZnO. // Дис. ... док. физ. мат. наук. – Кишинев, 2006. С.174.
3. Родный П.А. Стрыганюк Г.Б., Ходюк И.В. Люминесценция кристаллов ZnO:Ga при возбуждении в вакуумной ультрафиолетовой области // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, №2. С. 245-247.
4. Семилетов С. А. Рабаданов Р. А. Способ получения монокристаллических слоев. // А. С. 334922 (СССР). Заявл. 23. 07. 70.
5. Рабаданов Р.А., Алиев И.Ш., Абдусаламов Г.А. Получение кристаллов и пленок оксида цинка газотранспортным методом. // Неорганические материалы. 1988. Т. 24, №10. С. 1661-1665.
6. Аль-Обайди Н.Дж., Рабаданов Р.А., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М. Влияние условий синтеза на электрические и люминесцентные свойства слоев оксида цинка // Вестник ДГУ, Естественные науки. 2012, в.1, с. 22-27.
7. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. – М.: «Наука», 1984, с. 111 – 114.
8. Бутхузи Т. В., Георгобиани А.Н., и др. Сб. «Люминесценция широкозонных полупроводников» - Люминесценция Монокристаллических слоев окиси цинка п- и р- типа проводимости. // Труды ФИАН, 1987, т. 182, с.140 – 187.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ZnO, ЛЕГИРОВАННЫХ ГАЛЛИЕМ

Аль-Обайди Н.Дж., Рабаданов М.Х., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

Процессы легирования являются основой полупроводниковых технологий и могут сильно зависеть от спектра собственных точечных дефектов, таких как вакансии, междоузельные атомы и антиструктурные дефекты. Подобные дефекты могут вызывать, например, самокомпенсацию: при легировании акцепторами (для получения материала р-типа) могут спонтанно образоваться определенные внутренние дефекты, действующие подобно донорам и компенсировать вводимые акцепторы. Нелегированные образцы ZnO обладают n-типом проводимости, что объясняется многими авторами наличием собственных дефектов - кислородных вакансий, междоузельных атомов цинка [1-5].

На основе теоретических исследований энергии миграции и образования точечных дефектов в ZnO авторы [6,7] пришли к выводу, что кислородные вакансии являются скорее глубокими, а не мелкими донорами и имеют большую энергию образования в ZnO. Междоузельные атомы цинка являются мелкими донорами, но их энергия образования в ZnO также высока и, обладая низким энергетическим барьером диффузии (0,57 эВ), они легко перемещаются, поэтому маловероятно, что они будут стабильны. Антиструктурные дефекты цинка, также являются мелкими донорами, но большая энергия образования (даже при насыщении цинком) делает их нестабильными при равновесных состояниях. По их мнению вакансии цинка являются глубокими акцепторами, действующими как компенсирующие центры в n-ZnO и, возможно, связаны с часто наблюдаемой зеленой люминесценцией.

Таким образом, несмотря на большое количество опубликованных экспериментальных и теоретических работ, характер влияния отдельных дефектов на электронные свойства ZnO все еще остается предметом обсуждения. Нами было проведено легирование пленок оксида цинка галлием введением добавки Ga₂O₃ в исходный порошок ZnO в концентрациях 0, 0.05, 1, 3, и 6 ат. % и исследовано влияние этой примеси на электрические и люминесцентные свойства. Как известно, галлий является наиболее подходящим для легирования ZnO элементом из металлов третьей основной группы таблицы Менделеева по кристаллохимическим (ионный радиус), энергетическим (величина сродства к электрону), и технологическим (летучесть Ga₂O₃) параметрам [8]. Осаждение эпитаксиальных слоев ZnO на плоскостях (0001)Al₂O₃ проводился методом ХТР в замкнутом реакторе с вертикальным расположением зон тигля и подложки. С помощью электронографических, холловских и люминесцентных исследований были установлены оптимальные условия осаждения наиболее совершенных по кристаллической структуре слоев ZnO на подложках (0001)Al₂O₃: температура в зоне источника 990 К, температура подложки 880 К и давление водорода в системе $1,7 \cdot 10^5$ Па.

Измерения удельного сопротивления ρ слоев при 300К (рис.1) показали, что резкое уменьшение сопротивления от $\rho \sim 1$ Ом·см (нелегированный образец) до $\rho \sim 10^{-2}$ Ом·см наблюдается в образцах при умеренном легировании их (до 1 ат.% Ga). Дальнейший рост уровня легирования галлием не приводит к существенному изменению удельного сопротивления (кривая 1), что можно объяснить ростом плотности дислокаций, связанных, например, с неоднородностью распределения

примеси в объеме слоя. Отжиг на воздухе при атмосферном давлении и температуре 750 °C продолжительностью 50 мин не изменил величину ρ (кривая 2), а термообработка в водороде при давлении 1.5 ат (550°C, 10 мин.) приводит к уменьшению удельного сопротивления почти на порядок величины (кривая 3). Известно, что водород является мелким донором в ZnO[2,9], но заметная диффузия его в объем материала наблюдается только при $T > 600$ К. При таких температурах ионы водорода с кислородом решетки и его вакансиями должны образовать донорные безызлучательные комплексы типа $(V_o^+ - H)$ и $(O-H)$, которые приводят к уменьшению удельного сопротивления слоев и спаду интенсивности зеленой люминесценции, что подтверждается и результатами нашей предыдущей работы[10].

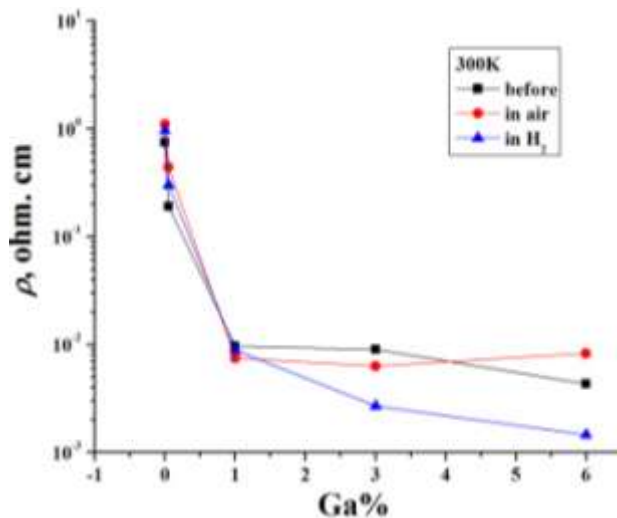


Рис.1. Зависимость удельного сопротивления слоев ZnO:Ga от концентрации Ga до отжига(1), после отжига в воздухе(2) и в водороде(3).

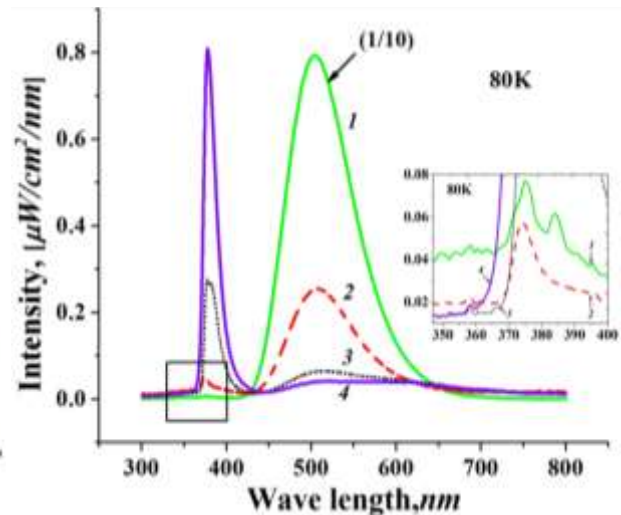


Рис.2. Спектры КЛ ZnO при 80К: кривая C_{Ga} :1-0 ат.%, 2-1 ат.%, 3-3 ат.% и 4- 6 ат.%. На вставке - участок спектра, выделенный прямоугольником, в увеличенном виде.

На рис.2 приведены зависимости интенсивности катодолуминесценции (КЛ) от длины волны слоев ZnO:Ga на подложках $(0001)Al_2O_3$ с концентрацией атомов Ga: 1-0 ат. %, 2 - 1 ат.%, 3 - 3 ат.% и 4- 6 ат.%, снятые при температуре 80 К. Толщина слоев составляла ~ 40 мкм, ток электронного пучка 1 мкА, ускоряющее напряжение 75 кэВ, значения интенсивностей даны в абсолютных единицах ($мкВт/см^2$)/нм.

Спектр нелегированного слоя ZnO при 80К состоит из интенсивной зеленой полосы с максимумом $\lambda_m = 503,37$ нм ($E_m = 2,463$ эВ) и полушириной $\Delta\lambda = 90$ нм. Для удобства сравнения с другими полосами значения интенсивности видимой полосы на рисунке (кривая 1, нелегированный слой) уменьшены в десять раз. На кривой 1 при 80 К выявляется УФ полоса очень слабой интенсивности с максимумом около 375 нм ($\Delta\lambda = 17,2$ нм), которая в увеличенном виде показана на вставке к рисунку. Согласно литературным данным [11], основной максимум при 374,75 нм (3,3088 эВ) должен отвечает первому фоновому повторению свободного экситона A1-LO, второй пик при 384,245 нм (3,227 эВ) – второму фоновому повторению. При концентрации $C_{Ga} = 1$ ат.% появляется заметная УФ полоса и при комнатной температуре при $\lambda_m = 388,98$ нм, которая отсутствовала в нелегированных образцах. Пик вблизи 380 нм, наблюдаемый в пленках ZnO:Ga, связывается авторами [12] с аннигиляцией экситона, связанного 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. При 300К интенсивность зеленой полосы уменьшается в два раза за счет увеличения вероятности безызлучательных переходов при более высоких температурах, ширина её увеличивается до $\Delta\lambda = 113,6$ нм и максимум наблюдаются при $\lambda_m = 508,65$ нм ($E_m = 2,438$ эВ), т.е. смещается незначительно в низкоэнергетическую область спектра.

Опыт показывает, что 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 видимого излучения можно связать с донорными ионами Ga^{3+} , замещающими ионы Zn^{2+} в узлах кристаллической решетки и с уменьшением, в связи с этим, концентрации вакансий кислорода.

Таким образом, изменением концентрации атомов Ga в слоях ZnO, полученных методом ХТР в вертикальном замкнутом реакторе умеренного давления ($p_{H_2} \sim 1,7$ ат), можно управлять их электрическими и люминесцентными свойствами. Резкое уменьшение удельного сопротивления от $\rho \sim 1$ Ом·см (нелегированный образец) до $\rho \sim 10^{-2}$ Ом·см при 300 К наблюдается в слоях при умеренном легировании их (до 1 ат.% Ga). Термообработка в водороде при давлении 1.5 ат (550°C, 10 мин.) приводит к уменьшению удельного сопротивления еще на порядок величины.

Катодолюминесценция нелегированных пленок ZnO/(0001)Al₂O₃ характеризуется интенсивным пиком в окрестности 500 нм, связанным с вакансиями кислорода, и пренебрежимо слабой люминесценцией в ультрафиолетовой области. В образцах, легированных галлием до 6 ат.%, наблюдаются узкая полоса краевой люминесценции при комнатной температуре и почти полностью подавлена видимая полоса, что свидетельствует о резком уменьшении концентрации вакансий кислорода в объеме, т.е. легирование галлием приводит к переключению интенсивности катодолюминесценции с видимой полосы на ультрафиолетовую.

Список литературы

1. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. М., Наука, 1984.-166 с.
2. Hutson A.R.. Hall Effect Studies of Doped Zinc Oxide Single Crystals. Physical Review, 108(2):222–230, 1957.
3. Thomas D. G., J. Phys. Chem. Solids 3, 229 (1957)
4. Hausmann A. and Utsch B., Z. Phys. B 21, 217 (1975).
5. Kroger F.A, The Chemistry of Imperfect Crystals (North- Holland, Amsterdam, 1974).
6. Janotti A. and Chris G. Van de Walle Native point defects in ZnO Phys. Rev. B 76, 165202 (2007)
7. Ching-Ting Lee. Fabrication Methods and Luminescent Properties of ZnO Materials for Light-Emitting Diodes. // Materials 2010, 3, 2218-2259
8. Физико-химические свойства элементов. Справочник под ред. Самсонова Г.В. – Киев, 1965. 807с.
9. Thomas D.G. and Lander J.J.. Hydrogen as a Donor in Zinc Oxide. The Journal of Chemical Physics, 25:1136, 1956.
10. Рабаданов М.Х., Аль-Абайди Н.Дж.и др. Влияние водорода на электрические и люминесцентные свойства слоев оксида цинка. // Естест. и техн. Науки. М.: изд. "Спутник+", №2(58) 2012, с. 52-55.

11. Бутхузи Т. В., Георгобиани А.Н., и др. Сб. «Люминесценция широкозонных полупроводников» - Люминесценция Монокристаллических слоев окиси цинка п- и р- типа проводимости. // Труды ФИАН, 1987, т. 182, с.140 – 187.
12. Новодворский О. А., Горбатенко Л. С. и др. Оптические и структурные характеристики пленок ZnO:Ga // ФТП, 2009, т. 43, в. 4. с. 439-444.

МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В СИСТЕМЕ SiC-ALN

Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Шабанов С.Ш.

Дагестанский государственный университет

Керамические материалы в системе SiC-ALN имеют большое практическое значение [1]. Известно, что в этой системе образуются непрерывные твердые растворы [2], а сведения из диаграммы состояния системы SiC-ALN [3], свидетельствуют о том, что компоненты должны в равновесных условиях взаимно растворяться с образованием различных политипов.

Исследованию теплофизических и механических свойств керамики на основе SiC-ALN посвящено немного работ, хотя теплопроводность карбида кремния и нитрида алюминия изучена хорошо.

В данной работе рассматриваются механические и тепловые свойства керамики на основе твердых растворов SiC-ALN в зависимости от температуры и содержания добавки.

Для получения керамики SiC-ALN использовался зеленый порошок карбида кремния дисперсностью 2,4 мкм, и порошок нитрида алюминия дисперсностью – 1 мкм.

Порошки смешивались в следующих соотношениях (0,9SiC- 0,1AlN; 0,7SiC- 0,3AlN; 0,5SiC- 0,5AlN; 0,3SiC- 0,7AlN; 0,1SiC- 0,9AlN) и подвергались процессу горячего прессования при температуре 2170-2420 К, давлении горячего прессования до 35 МПа. Процесс горячего прессования проводился в среде N₂ в течении 1 часа. 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, B в концентрации ≤ 1 вес.%. В образцах с малым содержанием AlN (≤ 30 вес %) в основном наблюдались политипы 15 R и 6H, а при концентрации AlN более 50 % вес – политипы 4H, 2H, и реже 8H. Кажущаяся плотность (пористость) измерялась методом гидростатического взвешивания. Полученные результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1.

	$\rho \cdot \text{г/см}^3$	Политип	T, К	Вес % AlN
0	3,165 $\pm$ 2	6H,15R	2170	10
0	3,212 $\pm$ 1	6H,15R	2170	30
0	3,217 $\pm$ 1	2H,4H	2150	50
0	3,221 $\pm$ 1	2H	2150	70
0	3,223 $\pm$ 20	2H	2150	90

Видно, что плотность образцов в интервале составов от 30 вес. % до 90 вес. % AlN остается практически постоянной и составляет теоретическую плотность, что указывает на неизменность макроструктуры образцов и достаточно высокую стабильность технологии их получения.

На рис. 1 представлена температурная зависимость теплопроводности керамики составов (SiC, SiC_{0,5}-AlN_{0,5}, AlN). Видно с увеличением концентрации AlN и температуры теплопроводность керамики на основе твердых растворов SiC-AlN падает. Уменьшение теплопроводности от SiC к AlN обусловлено ростом ангармоничности тепловых колебаний от SiC к AlN, ослаблением межатомных связей. На это также указывает линейный рост КТР $W = W/\alpha T$ (рис.2)

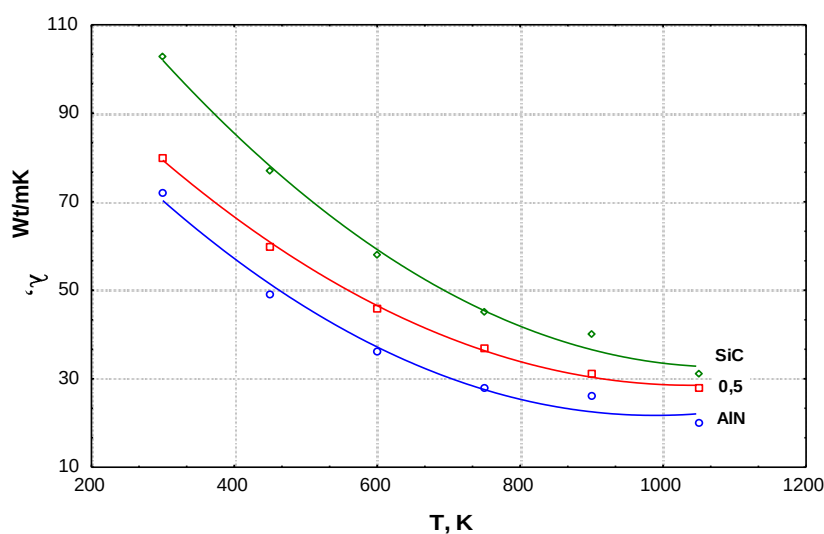


Рис.1. Температурная зависимость теплопроводности (SiC, SiC_{0,5}-AlN_{0,5}, AlN).

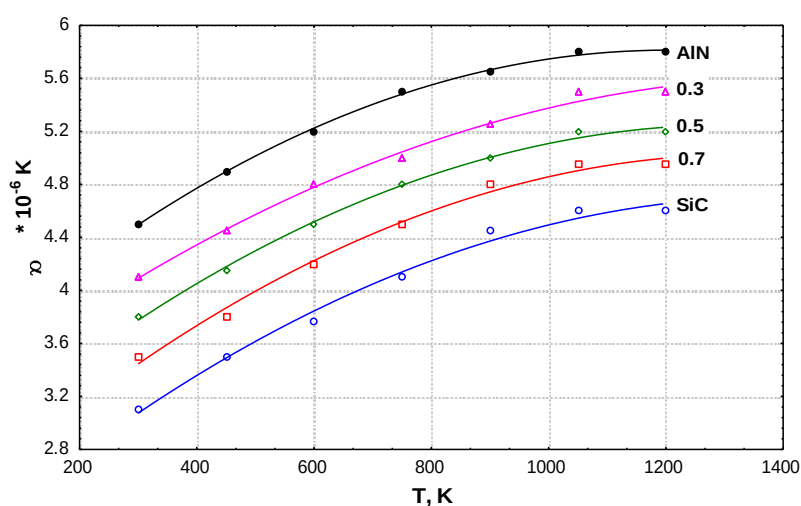


Рис.2. Температурная зависимость КТР (SiC)_{1-x}(AlN)_x.

На рис. 3 представлены изотермы концентрационной зависимости модуля Юнга керамики на основе твердых растворов SiC-AlN. Наши данные по модулю Юнга удовлетворительно согласуются с данными [4]. То, что данные [4] полученные статическим методом, лежат выше наших, может быть связано с дисперсией скорости УЗВ. Зависимость модулей упругости наших образцов от концентрации AlN практически линейна.

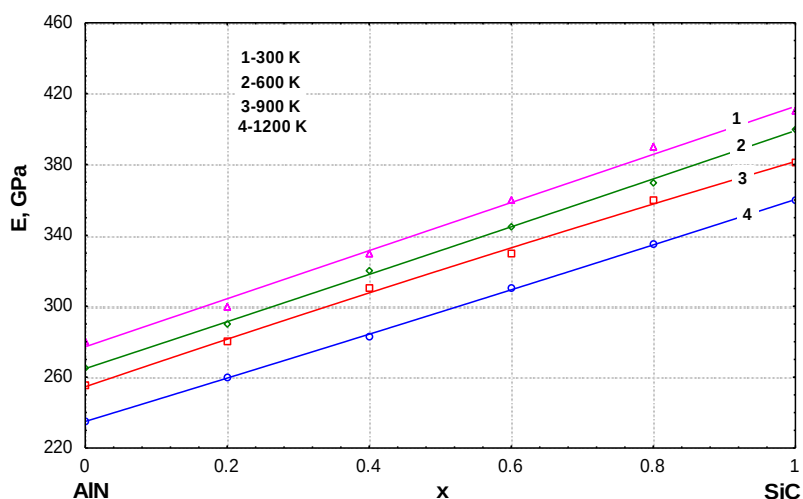


Рис.3. Изотермы концентрационной зависимости модуля Юнга $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$

Литература

1. Казанов В.К., Мельникова В.А., Дуб С.Н., Мильнев В.И. Механические свойства материалов на основе карбида кремния и нитрида алюминия // Сверхтвердые материалы 1987 № 6, с.29-32.
2. Сафаралиев Г.К. Таиров Ю.М. Цветков В.Ф. Широкозонные твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ // Физика и техника полупроводников 1991, том 25, вып.8, с.1437-1447.
3. Zangvil, Ruh R. Phase relationships in the silicon carbide – aluminum nitride system // I. Amer. Ceram. Soc. 1988. V.71 № 10, p.884-890.
- [4] Rafaniello W., CHOK., Virkar A.V. Fabrication u characterization of SiC –AlN alloys // I. Mater. Sci, 1981, V 16., № 12, p 3479 – 3488.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Наука и научно-педагогические кадры инновационной России»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ ИЗ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

Курбанов М.К.

Дагестанский государственный университет

Емкостные методы исследования свойств полупроводников широко применяются для изучения совершенства гомо- и гетеропереходов и определения ряда параметров р-п-переходов. В настоящее время стало общепринятым определять из емкостных измерений концентрацию легирующей примеси в активном слое различных полупроводниковых приборов на основе гомо- и гетеропереходов, высоту потенциального барьера на р-п-переходе, толщину р-п-перехода, значение электрического поля в р-п-переходе, а также параметры глубоких примесных уровней.

Емкостные измерения особенно перспективны для изучения широкозонных полупроводников, таких как ZnO, GaN, SiC и твердых растворов на их базе.

Концентрацию легирующей примеси в активном слое р-п-перехода (базе) определяется на основе зависимости $C_{\sigma}^{-Z}(U)$, где $2 \leq Z \leq 3$. При этом если зависимость $C^{-Z} = f(U)$ ложится на прямую линию при $Z=2$, то считается что р-п-переход резкий, примесь в менее легированной его части распределена равномерно, а наклон прямой дает концентрацию этой примеси. Отсечка на оси напряжений, получаемая экстраполяцией этой прямой, дает величину контактной разности потенциалов U_k . Если же зависимость $C^{-Z} = f(U)$ ложится на прямую линию при $Z=3$, то считается что переход плавный, по наклону прямой определяют градиент концентрации примеси в менее легированной части р-п-перехода.

В докладе приведены результаты экспериментальных исследований емкостных свойств анизотипных гетеропереходов $\text{n-SiC-p-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$ и расчета на их основе концентрации примесей в твердом растворе $\text{p-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$.

Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) гетеропереходов $\text{n-SiC-p-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$ измерялись на установке на базе автоматического цифрового измерителя Е7-8. Зависимости $C = f(U)$ измерялись по параллельной схеме замещения. Погрешность измерения емкости не превышала 1%.

Измерения проводились на меза-структурах, изготовленных ионно-плазменным травлением через маску. Маской для травления служил осажденный в глубоком вакууме на установке ВУП-4 методом термического распыления слой алюминия. Этот слой также использовался в качестве омического контакта к $\text{p-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$. К базовому слою (тыльной поверхности подложки n-6H-SiC) омический контакт наносили путем вплавления индия после электроискровой обработки.

Проведенные измерения на "омичность" металлических контактов к п-и областям гетеропереходов показывали удовлетворительные результаты. Исследуемые меза-структуры при измерениях помещались в специальную 2-х зондовую ячейку.

Для изучения ВФХ были отобраны р-п-структуры, у которых измеряемая емкость не зависела от частоты вплоть до 50 кГц, а построенные в координатах $C^{-2} - U$ характеристики были линейны в интервале напряжений $-10 \div 0$ В. Кроме этого, в отобранных структурах в этом диапазоне напряжений величина токов утечек не превышала 10^{-5} А.

На рисунке 1 приведены результаты измерений барьерной емкости в зависимости от приложенного обратного напряжения на гетеропереходах с различным содержанием AlN в эпитаксиальном слое (ЭС) твердого раствора.

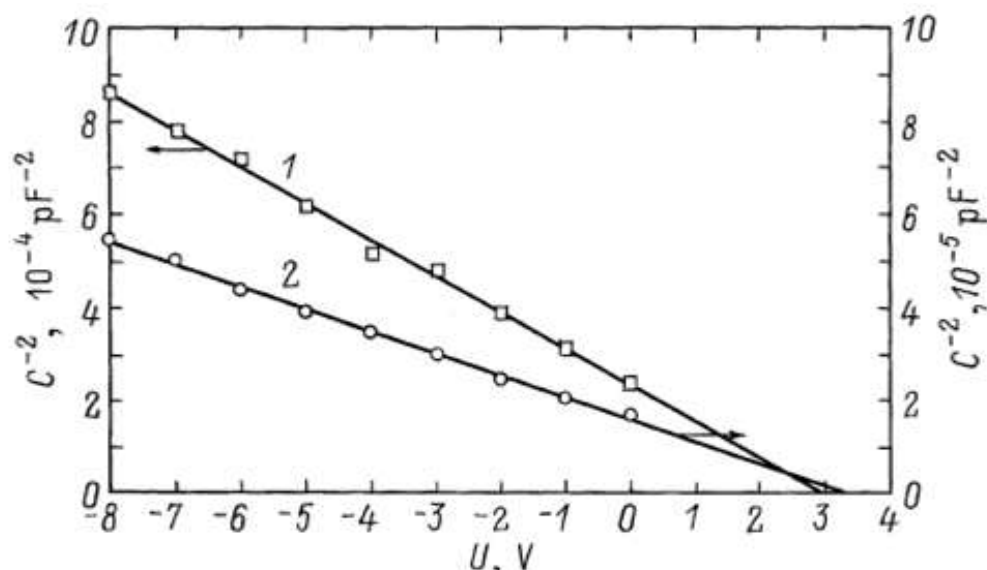


Рис.1. ВФХ двух гетеропереходов $n\text{-}6\text{H-SiC-p-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$ с содержанием AlN x : 1- 0,13; 2- 0,56, измеренные при комнатной температуре.

Для гетероперехода $n\text{-}6\text{H-SiC-p-(SiC)}_{0,87}(\text{AlN})_{0,13}$ прямая экстраполированная до пересечения с осью положительных напряжений отсекает на оси абсцисс отрезок, равный 2,95В, а для гетероперехода $n\text{-}6\text{H-SiC-p-(SiC)}_{0,44}(\text{AlN})_{0,56}$ - отрезок равный 3,35В, которые соответствуют контактным разностям потенциалов U_k в них.

Для сравнения скажем, что в р-п- гомопереходах на базе SiC значения контактной разности потенциалов U_k , определенные из ВФХ и ВАХ составляет примерно 2,7В [1].

Измерения показывают возрастание значения U_k с увеличением концентрации AlN в ЭС $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, что, вероятно, связано с ростом ширины запрещенной зоны ЭС. Также на полученных C^{-2} -U зависимостях наблюдается уменьшение наклона с увеличением концентрации AlN в ЭС, т.е. зависимость емкости от напряжения становится слабой.

Знание U_k на гетерогранице позволяет вычислить работу выхода для твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$. Как известно величина потенциального барьера на переходе (qU_k) равна разности работ выхода Φ_1 и Φ_2 контактируемых материалов. Зная Φ для одного из них, можно определить работу выхода в другом материале по формуле: $\Phi_2 = qU_k + \Phi_1$.

Работа выхода из грани (0001) для 6H-SiC при 300К составляет 4,5 эВ [2]. Используя значения U_k , полученные по ВФХ определена работа выхода $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ р – типа проводимости с различным содержанием AlN. Так для твердого раствора $(\text{SiC})_{0,87}(\text{AlN})_{0,13}$ значение работы выхода составляет 7,45эВ, а для $(\text{SiC})_{0,44}(\text{AlN})_{0,56}$ - 7,85эВ.

По зависимости барьерной емкости от приложенного напряжения в некоторых случаях можно найти концентрацию примесей и их распределение в гетеропереходе. имеем

В случае если гетеропереход является достаточно резким, и оба материала от перехода легированы однородно, зависимость емкости от напряжения, полученная с

помощью уравнения Пуассона, выражается формулой, представляющей обобщение результата для гомопереходов [3]. :

$$\frac{C}{S} = \left[\frac{qN_{D1}N_{A2}\varepsilon_1\varepsilon_2}{2\varepsilon_1N_{D1} + \varepsilon_2N_{A2}} \cdot \frac{1}{U_K - U} \right]^{1/2} \quad (1)$$

где S - площадь гетероперехода. N_{D1} и N_{A2} - концентрация доноров и акцепторов в соответствующих материалах. ε_1 , ε_2 -абсолютные диэлектрические проницаемости соответствующих материалов.

Согласно этой формуле C^{-2} является линейной функцией приложенного напряжения U. Дифференцируя величину C^{-2} как функцию U, полученную из (1) определяем наклон прямой $C^{-2}(U)$;

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial U} = \frac{2\varepsilon_1N_{D1} + \varepsilon_2N_{A2}}{a^2qN_{D1}N_{A2}\varepsilon_1\varepsilon_2} \quad (2)$$

Пользуясь значениями констант ε_1 , ε_2 , ε_0 , q, а также измеренными величинами A , N_{D1} , $\partial C^{-2} / \partial U$, можно вычислить концентрацию акцепторов в p-(SiC)_{1-x}(AlN)_x.

Используя представленные на рисунке 1 зависимости $C^{-2}(U)$ для гетеропереходов n-6H-SiC-p-(SiC)_{0,87}(AlN)_{0,13} и n-6H-SiC-p-(SiC)_{0,44}(AlN)_{0,56} определены величины акцепторной примеси в твердом растворе (SiC)_{1-x}(AlN)_x.

В использованных нами в качестве подложек для эпитаксиального наращивания твердых растворов (SiC)_{1-x}(AlN)_x монокристаллических пластинах 6H-SiC концентрация некомпенсированных доноров (азот) составляет $N_D - N_A \sim 6 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для представленных на рисунке 1 двух гетеропереходов концентрация примесей в подложках, определенная предварительно из ВФХ барьеров Шоттки составляла $\sim 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Низкочастотная относительная диэлектрическая проницаемость 6H-SiC при ориентации $E \parallel C$ и $T = 300\text{K}$ равна 10,03 [4]. Значения относительной диэлектрической проницаемости твердых растворов (SiC)_{1-x}(AlN)_x найденные из фотоэлектрических измерений на контакте металл - полупроводник, при $0,1 < x < 0,6$ лежат в пределах $\sim 9,4 \div 9,8$. При расчетах нами использовалось усредненное значение относительной диэлектрической проницаемости 9,6.

Площадь p-n- переходов меза- структур, созданных ионно- плазменным травлением, составляла $2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. $\partial C_0 / \partial U$, определенные из наклонов прямых на рисунке 1 соответственно, составляют $8 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{17} \text{ F}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$.

Подставляя эти значения и значения констант $\varepsilon_1 = 10,03 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F} \cdot \text{см}^{-1}$, $\varepsilon_2 = 9,6 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F} \cdot \text{см}^{-1}$, $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, а также измеренные величины $S = 0,02 \text{ см}^2$, $N_{D1} = 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в (2) определены значения N_{A2} .

Для гетероперехода n - 6H - SiC - p -(SiC)_{0,87}(AlN)_{0,13}

$$N_{A2} = \frac{2\varepsilon_1N_{D1}}{S^2qN_{D1}\varepsilon_1\varepsilon_2 \cdot \partial C^{-2} / \partial U - 2\varepsilon_2} =$$

$$= \frac{2 \cdot 8,87 \cdot 10^{-13} \cdot 9 \cdot 10^{17}}{4 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 9 \cdot 10^{17} \cdot 8,87 \cdot 10^{-13} \cdot 8,49 \cdot 10^{-13} \cdot 8 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 8,49 \cdot 10^{-13}} = 9,02 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

Для гетероперехода n-6H-SiC- p- (SiC)_{0,44}(AlN)_{0,56}

$$N_{A_2} = \frac{2 \cdot 8,87 \cdot 10^{-13} \cdot 9 \cdot 10^{-17}}{4 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 9 \cdot 10^{17} \cdot 8,87 \cdot 10^{-13} \cdot 8,49 \cdot 10^{-13} \cdot 0,5 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 8,49 \cdot 10^{-13}} =$$

$$= 7,98 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

Аналогично определены концентрации примесей в р- и n- областях гетеропереходов с различным содержанием AlN в твердом растворе $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$. Полученные результаты показывают, что с увеличением значения компоненты x в р- $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ концентрация акцепторных примесей N_A в них уменьшается. Этот вывод подтверждает и тот факт, что зависимость емкости от напряжения (наклон ВФХ) гетеропереходов становится слабой с увеличением компоненты x , что свидетельствует о том, что ЭС р- $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ являются высокоомными и большая часть области объемного заряда сосредоточена в слое твердого раствора.

Список литературы.

1. Абдулвагабов М.Ш., Курбанов М.К., Сафаралиев Г.К., Давыдов А.А. Структуры р-п-типа на основе карбида кремния для светодиодов голубого свечения // Изв. ВУЗов. «Приборостроение». Т.38. №3-4. 1995. -С.44-46.
2. Дмитриев А.П., Евлахов Н.В., Фурман А.С. Расчет зонной структуры твердых растворов SiC-AlN методом псевдопотенциала // ФТП. Т.30. В.1. 1996.- С.106-116
3. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. //-М., "Высшая школа". 1987. -С. 239.
4. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Корицкого Ю.В., Пасынкова В.В., Тареева Б.М.. Т.3, //-Л., Энергоатомиздат. 1988.- С.726.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ПАЙКИ ПОГРУЖЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОСХЕМ

Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Мусаев Л.П., Абдуразаков А.А., Архипов А.В., Билалов А.Б.

Дагестанский государственный технический университет, г. Махачкала
(bil-bilal@yandex.ru)

При пайке ПИМС, которые чувствительны к высокой температуре, возникает опасность, что процесс пайки может отрицательно сказаться на «работоспособности» этих функциональных узлов. Поэтому при пайке погружением необходимо соблюдать два основных условия:

1. Нагрев печатной платы и связанное с ним поглощение количества тепла должны быть достаточно велики, чтобы обеспечить хорошую спайку выводов ПИМС с токопроводящими линиями на печатном основании.

2. Чувствительность ПИМС с повышением температуры вынуждает ограничивать их нагрев определенным допустимым для них пределом.

Временную характеристику температуры, зависящую от перечисленных выше факторов, снимали с помощью медно-константанового термоэлемента. Объектами экспериментирования были, с одной стороны, многослойные печатные платы размером 160×200мм и толщиной нанесенного на них слоя флюса от 15 до 25 мк, а другой - ПИМС.

Перед пайкой многослойные печатные платы нагревали до 45°C. Это соответствует условиям, имеющимся в паяльной машине, где платы, находящиеся вблизи от ванны, нагреваются сами или их помещают в камеру подогрева. Пайку вели путем погружения плат в ванну с припоем ПОС-61.

Рассмотрим факторы, влияющие на нагрев платы с ПИМС. Температура паяльной ванны Θ_v и время пайки $t_{п}$ находятся между собой в определенной зависимости. Исследовано 4 случая:

1. $\Theta_v = 230^\circ\text{C}$; $t_{п} = 5\text{сек}$
2. $\Theta_v = 250^\circ\text{C}$; $t_{п} = 3,5\text{сек}$
3. $\Theta_v = 265^\circ\text{C}$; $t_{п} = 2\text{сек}$
4. $\Theta_v = 280^\circ\text{C}$; $t_{п} = 1,2\text{сек}$

Из рис.1 видно, что максимальный нагрев выводов t_v вблизи корпуса ПИМС почти независимо от названных условий происходит через 6-9 секунд. Это явление можно объяснить тем, что вследствие относительно низкой теплопроводности цинковой проволоки тепло вначале концентрируется в капле припоя и на конце вывода. Отсюда оно в течение нескольких секунд распространяется на всю длину вывода.

Из того же рисунка 1 видно, что выводы у корпуса ПИМС охлаждаются медленно. Для выяснения причин этого явления необходимо рассмотреть тепловые характеристики платы (рис.2). Из-за плохой теплопроводности текстолита максимальная температура отмечается на плате лишь через 20 секунд после начала пайки погружением. Это явление также зависит от условий пайки. Максимальный нагрев наблюдается при температуре ванны порядка 250°C и времени пайки 3,5 секунды, минимальный – при температуре ванны около 280°C и времени пайки 1,2 секунды. На рис. 3 приведены температурные характеристики корпуса ПИМС и платы со стороны, на которой укреплены ПИМС. Сопоставление этих характеристик позволяет выяснить причину замедленного охлаждения корпуса ПИМС.

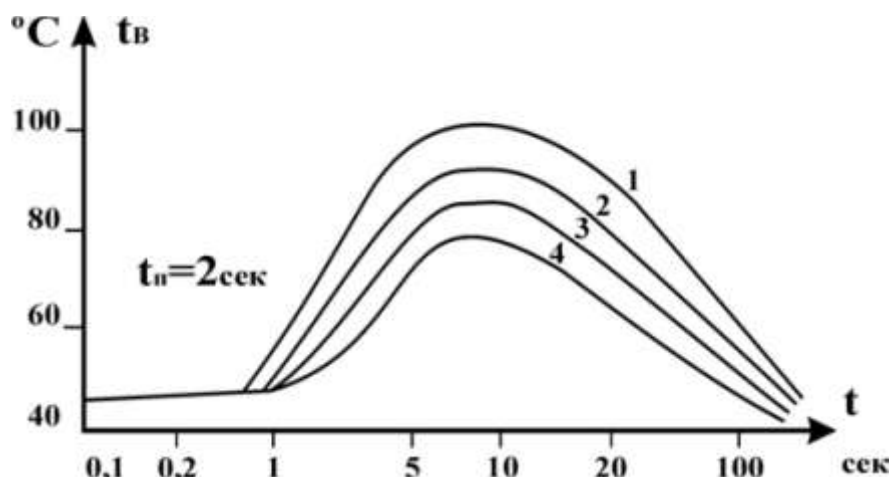


Рис. 1. Температурные характеристики выводов корпуса ПИМС в зависимости от времени t при $\Theta_b = 265^\circ\text{C}$, $t_n = 2$ сек. и длине выводов корпуса: 1-5 мм; 2-15 мм; 3-20 мм; 4-25 мм.

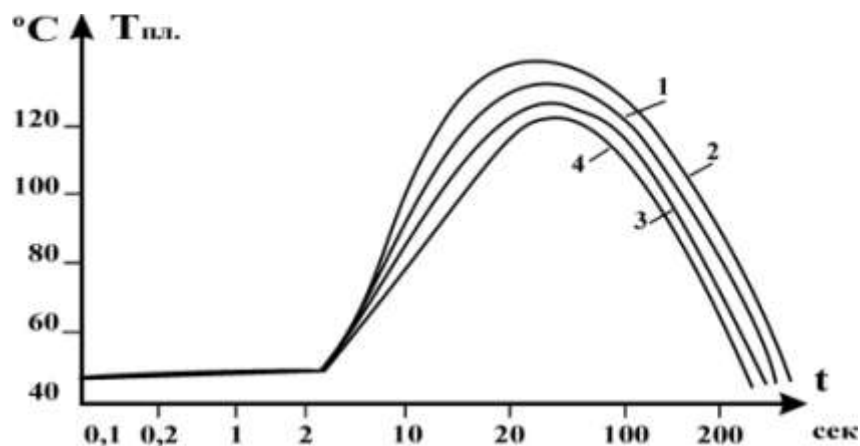


Рис.2. Температурные характеристики платы в зависимости от времени t :

1. $\Theta_b = 230^\circ\text{C}$; $t_n = 5$ сек;
2. $\Theta_b = 250^\circ\text{C}$; $t_n = 3,5$ сек;
3. $\Theta_b = 265^\circ\text{C}$; $t_n = 2$ сек;
4. $\Theta_b = 280^\circ\text{C}$; $t_n = 1,2$ сек.

Благодаря высокой удельной теплоемкости текстолит поглощает относительно большое количество теплоты, которая медленно поглощается ПИМС и окружающим воздухом. Таким образом, плата становится нежелательным источником тепла и препятствует быстрому охлаждению ПИМС.

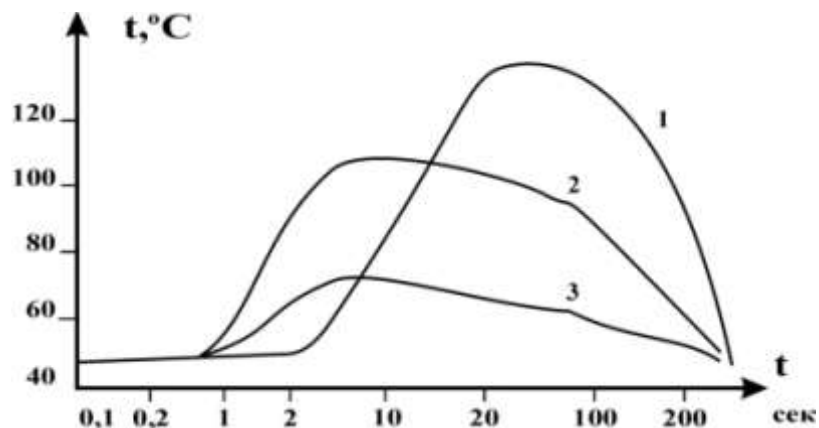


Рис.3. Сравнение температурных характеристик платы и корпуса ПИМС при одинаковых условиях пайки погружением:

- 1 – печатная плата;
- 2 – вывод корпуса ПИМС длиной 5 мм;
- 3 – вывод корпуса ПИМС длиной 25 мм.

Из трех исследованных случаев (рис.3), оптимальным является третий – при $\Theta_v = 265^\circ\text{C}$ и $t_{\text{п}} = 2\text{сек}$. Причем ввиду подверженности оловянного припоя окислению следует избегать очень высокой температуры ванны.

Из рис.4. видно, что во втором из исследованных случаев температурной платы свыше 100°C держалась в течении 160 секунд, а свыше 75°C – около 225 секунд. С увеличением длины выводов продолжительность сохранения тепла нагрева свыше 100°C и 75°C резко сокращается. Температуру паяльной ванны Θ_v и время пайки $t_{\text{п}}$ надо выбирать таким образом, чтобы обеспечить минимальный нагрев с соблюдением достаточной надежности пайки.

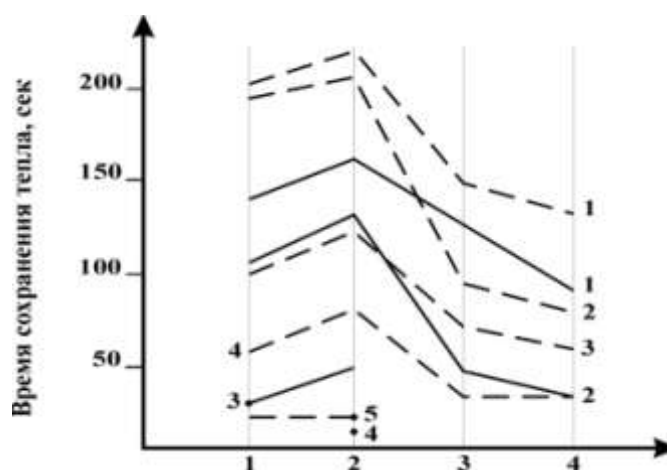


Рис.4. Зависимость продолжительности нагрева от условий пайки погружением:

1 – печатная плата без ПИМС; печатная плата с ПИМС, имеющими выводы длиной: 2 – 5мм; 3 – 15мм; 4 – 20мм; 5 – 25мм.

- температура пайки свыше 100°C
- - - температура пайки свыше 75°C

Цифры внизу соответствуют температурным характеристикам платы в зависимости от времени (см. рис.2)

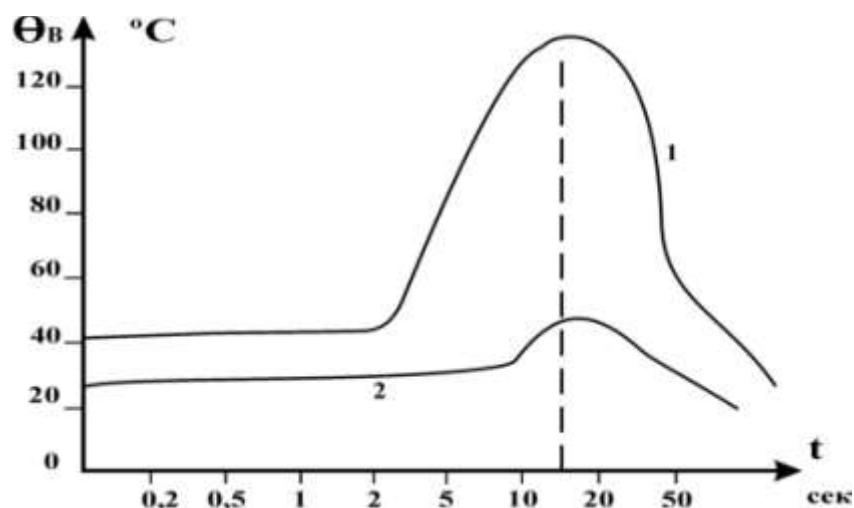


Рис.5. Температурные характеристики при пайке погружением с последующим охлаждением:

1 – печатная плата; 2 – ПИМС, на выводы которого надет зажим для отвода тепла (длина выводов 20мм). Условия пайки: $\Theta_{\text{в}} = 265^{\circ}\text{C}$; $t_{\text{п}} = 2\text{сек}$, поток воздуха с температурой 22°C .

Из рис. 5 видно, что отвод тепла значительно понижает максимальный нагрев корпуса ПИМС и плата быстрее охлаждается до температуры окружающей среды.

Список литературы

1. Буловский П.И., Миронов В.М. Технология радиоэлектронного аппаратостроения. «Энергия», М., 1971.
2. Березин А.С., Мочалкина О.Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. М.: Радио и связь, 1983.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПАЙКИ НА ПРОЧНОСТЬ СЦЕПЛЕНИЯ ПЕЧАТНЫХ ПРОВОДНИКОВ С ОСНОВАНИЕМ

Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Мусаев Л.П., Ахмедов Р.Р.,* Магомедова З.С.,*
Магомедова Д.К.*

Дагестанский государственный технический университет, г. Махачкала

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

[\(bil-bilal@yandex.ru\)](mailto:bil-bilal@yandex.ru)

Температурные режимы при пайке в том числе и микросхем, функциональных узлов во многом определяют качество и надежность печатного монтажа. В процессе пайки происходит взаимное растворение и диффузия припоя и основного металла, чем и обеспечивается механическая прочность соединения после затвердевания припоя.

Для качественного соединения требуется некоторое время для завершения процесса диффузии и достаточно высокая t° в течение довольно длительного промежутка времени оказывает непосредственное влияние на прочность сцепления печатных проводников с основанием. Кроме того, прочность сцепления зависит от состояния и структуры поверхности диэлектрика. Поэтому выбор режимов пайки должен производиться с учетом основных свойств металлов, диэлектрика, припоя и флюса. Многочисленность исходных факторов не позволяет установить режимы расчетным путем. Их выбор должен быть проведен на основании экспериментальных данных.

За критерий оптимальности также может быть принято максимальное удельное отрывное усилие σ .

В настоящей работе в качестве диэлектрика использовался текстолит с теплостойкостью 125°C .

Температура жала паяльника изменилась в пределах $170\text{--}350^{\circ}\text{C}$ путем изменения напряжения, подаваемого на паяльник. Для этой цели использовалась схема, показанная на рис.1.

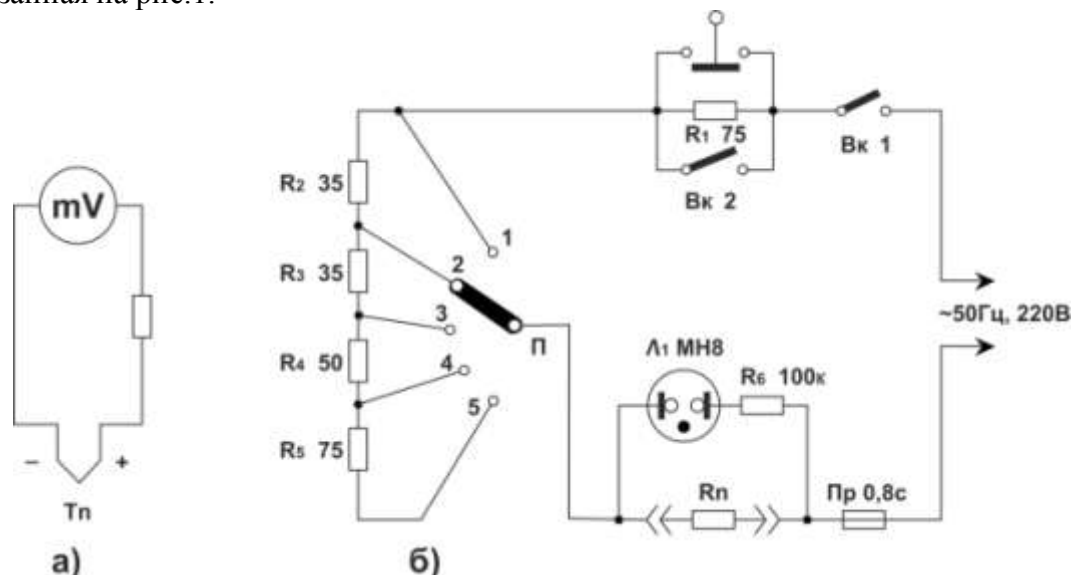


Рис.1. Схема для измерения (а) и регулировки t° паяльника (б)

Зависимость t° паяльника от приложенного к нему напряжения видна из табл.1.

Табл.1.

U(v)	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230
t°c	190	205	220	235	255	270	290	310	330	350

При переходе с одного температурного режима на другой паяльник выдерживался в течение 15 мин. для исключения влияния переходного процесса. t° паяльника измерялась непосредственно после припайки наконечника (для изменения отрывного усилия).

Весь диапазон t° разбивался на интервалы, например от 170° до 200°С, от 200 до 230°С и т.д. в каждом диапазоне производилось 5 измерений t° и соответственно удельного отрывного усилия, а затем находились их средние значения.

Результаты эксперимента приведены на графиках (рис.2 и 3).

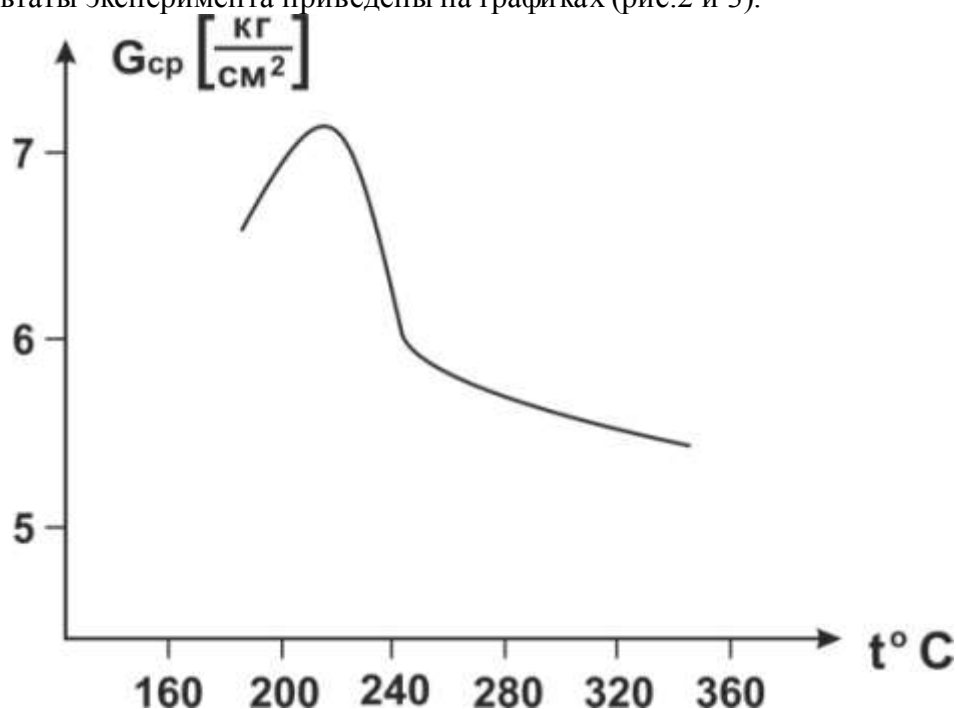


Рис. 2. Зависимость прочности сцепления печатных проводников с основанием от t° пайки (без покрытия)

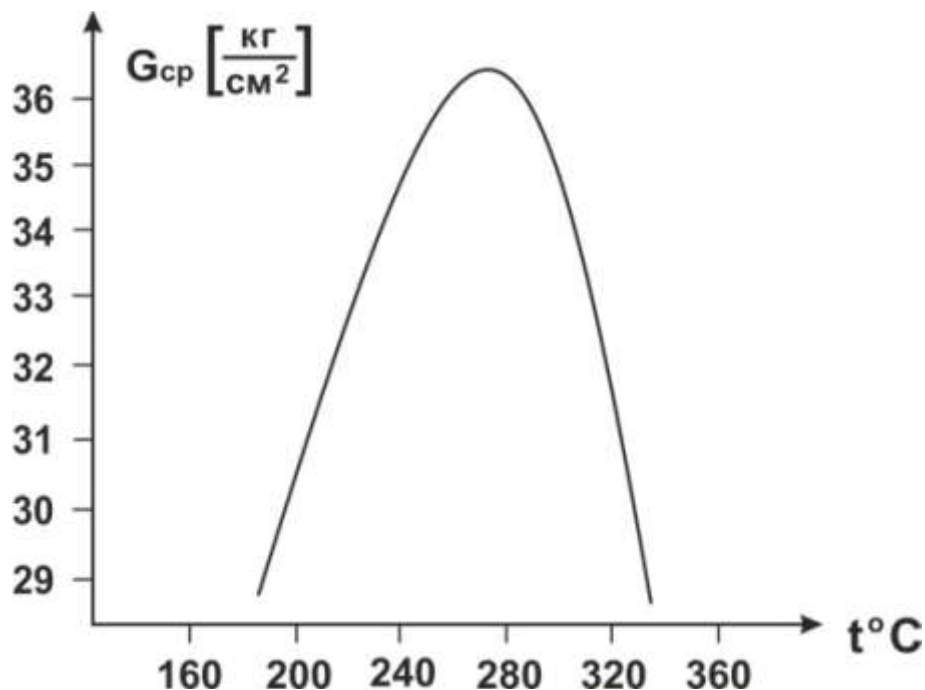


Рис. 3. Зависимость прочности сцепления печатных проводников с основанием, покрытым эпоксидной смолой, от t° пайки.

Исследования показали, что температурная зависимость прочности сцепления печатного проводника с основанием имеет на исследуемом диапазоне один экстремум. Характер зависимости может быть объяснен следующим образом.

При возрастании t° в поверхностном слое диэлектрика выделяется большое количество смолы, что при остывании обеспечивает более прочное сцепление (известно, что сцепление со смолой более надежное). Дальнейшее повышение t° разрушает смолу и наполнитель и снижает прочность сцепления. Максимум удельного отрывного усилия соответствует оптимальному режиму пайки.

Полученные результаты могут быть использованы при установлении оптимальных режимов групповых методов пайки.

Список литературы

1. Белевцев А.Т. Технология производства радиоаппаратуры. М., «Энергия», 1971.
2. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л., «Энергия», 1978.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

ТОЧНОСТЬ НАСТРОЙКИ РЕЖИМОВ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ГИБРИДНО-ПЛЕНОЧНЫХ МИКРОСХЕМ

Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Абдуразаков А.А., , Ахмедов Р.Р.,* Магомедова З.С.,*
Магомедова Д.К.,* Петросянц И.В.*

Дагестанский государственный технический университет, г. Махачкала

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

[\(bil-bilal@yandex.ru\)](mailto:bil-bilal@yandex.ru)

При правильной настройке режима процесса кривая распределения параметров ИМС, полученных при данной настройке, не должна выходить за предельные положения I и II, показанные соответственно на рис.1 ($N_{\max}$, $N_{\min}$ - предельные значения параметров согласно ТУ).

К вопросу о том, как оценить выполнение этого условия в момент настройки, когда имеется лишь несколько пробных ИМС, можно подойти на основе следующей предпосылки.

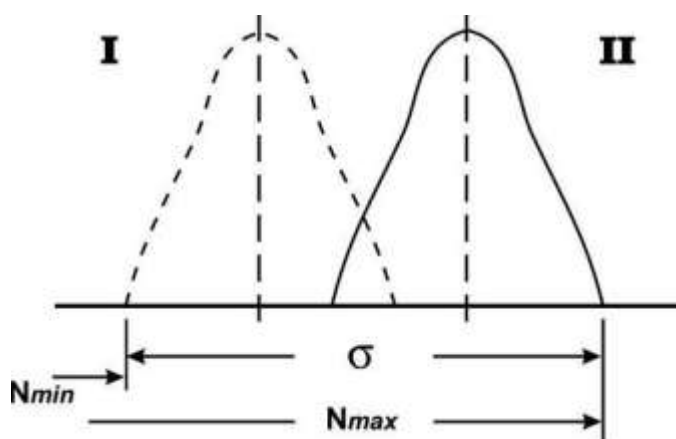


Рис.1. Кривая распределения параметров ИМС

Предположим, что имеется партия ИМС, причем кривая распределения параметров этих ФУ представляет собой кривую нормального распределения с данным σ .

Разобьем эту партию на группы по n ИМС в группе и определим для каждой из групп среднее арифметическое параметров ФУ.

Построив кривую распределения групповых средних мы получим кривую нормального распределения со средним квадратичным отклонением

$$\frac{\sigma}{\sqrt{n}}.$$

Для оценки точности настройки измерения n пробных ИМС и вычисляется среднее арифметическое $N_{\text{ср}}$ из действительных параметров этих ИМС. Если это среднее арифметическое находится в интервале MN (рис.2), то кривая распределения параметров ИМС не будет выходить за предельные положения I и II.

Однако при этом возникает ряд трудностей, вызванных тем, что пределы допустимых колебаний среднего арифметического $N_{\text{ср}}$, обуславливающие собой своего рода допуск на точность настройки, получаются слишком узкими.

Поэтому было, принято несколько иное условие, а именно: в любой момент процесса изготовления вероятность того, что действительный параметр ИМС будет выходить за пределы допуска, должна быть ничтожно мала.

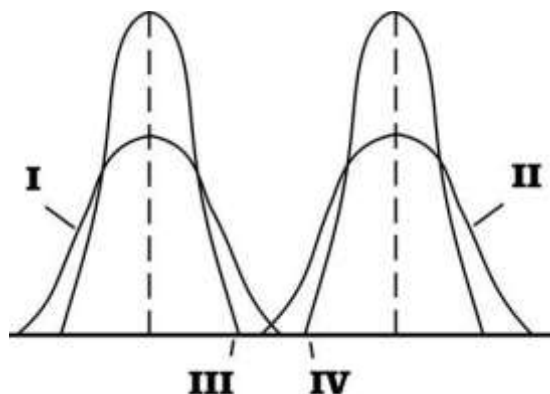


Рис.2. Кривая распределения параметров ИМС

Допустим, что процесс изготовления характеризуется точностной диаграммой, показанной на рис.3.

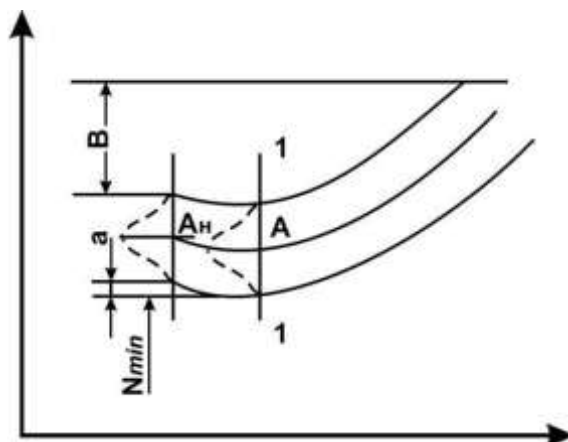


Рис.3. Диаграмма

Указанное выше условие правильности настройки рассмотрим вначале в отношении возможности выхода действительного параметра ИМС за наименьший $N_{\min}$ предельный параметр на ТУ.

Эта возможность появляется в том случае, если грамма сместиться вниз по отношению к положению, показанному на рис.3, т.е. если центр группирования параметров ФУ при настройке будет меньше, чем

$$N_{\min} + 3\sigma_n + a$$

(где σ_n - средне-квадратическое отклонение в момент настройки; a – зависит от систематического изменения параметров). Если центр группирования при настройке сместится вниз от точки A_n на какую-то величину, то на эту же величину сместится от точки A вниз и центр группирования параметров в наиболее неблагоприятный момент времени изготовления 1-1.

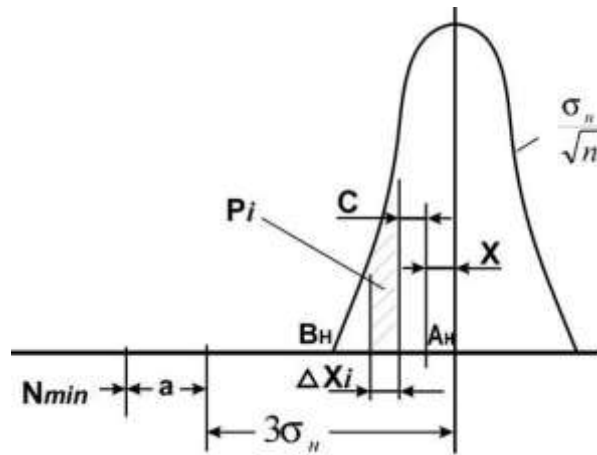


Рис. 4. Диаграмма

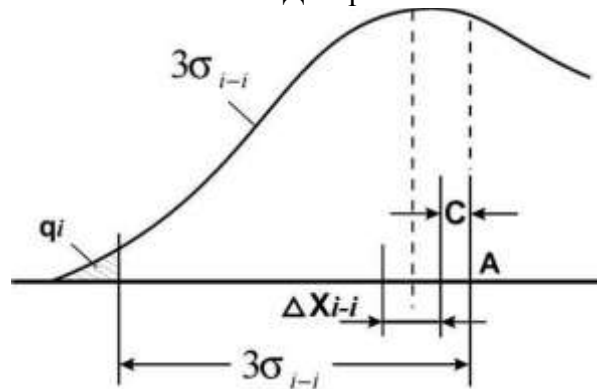


Рис. 5. Диаграмма

Допустим, что мы измерили n пробных ИМС и что среднее арифметическое из их параметров равно L_{cp} (рис.4). Центр группирования при настройке может

отклониться от L_{cp} не более чем на $\pm \frac{3\sigma n}{\sqrt{n}}$. Разобьем участок $A_n B_n$ на n интервалов.

Вероятность P_i того, что центр группирования окажется в пределах одного какого-либо из этих интервалов Δx_i , характеризуется заштрихованной площадью и может быть определена из выражения:

$$P_i = 0,5 \left[\Phi \left(\frac{x + c + \Delta x_i}{\frac{\sigma_n}{\sqrt{n}}} \right) - \Phi \left(\frac{x + c}{\frac{\sigma_n}{\sqrt{n}}} \right) \right]; \text{ где } z_1 = \frac{x + c + \Delta x_i}{\frac{\sigma_n}{\sqrt{n}}}; z_2 = \frac{x + c}{\frac{\sigma_n}{\sqrt{n}}}.$$

Если центр группирования при настройке находится в интервале Δx_i , то в момент 1-1 (рис.3) он окажется в интервале Δx_{i-1} (рис.5). Благодаря этому в указанный момент обработки появится вероятность q_i того, что действительный параметр ФУ окажется меньше предельного N_{min}

Вероятность q_i можно определить из выражения: $q_i = 0,5 [i - \Phi(z)]$;

в котором

$$z = \frac{3\sigma_{i-1} - C - \frac{\Delta x_{i-1}}{2}}{\sigma_{i-1}}$$

где σ_{i-1} - характеризует рассеяние параметров в момент $i-1$.

Таким образом, вероятность того, что действительный параметр ФУ окажется меньше, чем $L_{\min}$, потому что центр группирования при настройке находится в интервале Δx_i , является вероятностью сложного события и равна поэтому $p_i \cdot q_i$.

Действительный параметр ИМС может оказаться меньше, чем $N_{\min}$, если центр группирования при настройке находится не только в интервале Δx_i , но и в любом другом из интервалов, на которые мы разбили участок $A_n B_n$.

Поэтому полная вероятность того, что действительный параметр ИМС окажется

меньше, чем $N_{\min}$, равна $\sum_{i=1}^u p_i \cdot q_i$.

Список литературы

1. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. «Наука», М., 1971.
2. Бушминский И.П., Даутов О.Ш. и др. Технология и автоматизация производства радиоэлектронной аппаратуры. «Радио и связь», М., 1989.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Алфавитный указатель авторов

Абакарова Х.М.	221	Гусейханов М.К.	248
Абдулвагидов Ш.Б.	221	Гуйдалаева Т.А.	248
Аливердиев А.А.	215,218	Гулхиева Ф.	283
Алисултанов З.З.	225,229	Депутатова Л.В.	78
Амирова А.А.	218	Дедзулиан Р.	215,218
Анисимов В.Ф.	42	Джабраилова Х.Р.	200
Арсланбеков М.А.	10	Еремин Е.И.	87
Атаева Г.Я.	197	Журавлев О.А.	87
Ашурбеков Н.А.	36,59,63,115,119	Зеленецкая Е.П.	107
	137,207	Ибаев Ж.Г.	251
Ахмедов Р.Р.	314,317	Ибатуллина А.Р.	255
Баранов А.Е.	96	Ивченко А.В.	87
Багомедов М.Б.	127	Идаятов Э.И.	225
Бабаев А.Б.	197	Иминов К.О.	36,115,119
Бадиев М.К.	211	Иминов Г.М.	119
Батани Д.Д.	215,218	Исакаев Э.Х.	123
Бабаева С.С.	233,236	Исмаилов А.М.	200,282,295
Бельский Д. П.	42	Кавыршин Д.И.	123
Билалова З.О.	244	Каллаев С.Н.	261,264
Билалов А.Р.	261	Karimov M.	141
Билалов Б.А.	310,314	Karimov K.	141
Борманис К.	261	Кардашова Г.Д.	310,314
Букина Ю.А.	272	Киселев В.И.	100
Василяк Л.М.	67,71,74,78,82,92	Котов А.В.	96
	133	Козлов А.В.	96
Ветчинин С.П.	74,82	Костюченко С.В.	111
Винчи Т.	215	Красночуб А.В.	92,104
Владимиров В.И.	78	Кудрявцев Н.Н.	111
Власов В.А.	107	Курбанисмаилов В.С.	10,45,164
Гаджиев А.М.	143	Курбанисмаилов М.В.	45,146
Гаджиев С.М.	233,236	Курбанова Д.Р.	211
Гаджиев А.С.	233	Курбанов М.К.	306
Гаджиев М.Х.	45,146	Левченко В.А.	133
Гамматаев С.Л.	242	Луценко Ю.Ю.	107
Гасанова Р. Н.	268		
Гираев М.А.	244		
Гираев К.М.	207		

Магомедов М. А.	137,207,268,287	Аль-Тхуаели С.А.	200
Магомедов Н.Н.	277	Фараджева М.П.	205,240
Мейланов Р.П.	225	Фадель Х.К.	258
Мехтиев Б.З.	186,233,236	Фортов В.Е.	78
Митаров Р.Г.	264	Хамидов М-д. М.	277
Молотков В.И.	78,82	Хамидов М.М.	277
Моисеенко Т.А.	133	Хан М.	218
Муртазаев А.К.	197,211,251,274	Ханикалов Х.Б.	244
Муртазаева А.А.	207	Хасбулатов А.М.	280
Мусаев Г.М.	225	Чиннов В.Ф.	123
Мусаева М.М.	282	Шабанов О.М.	233
Мурлиева Ж.Х.	205,240,242	Шабанов С.Ш.	303
Нухов А.К.	225	Шабанов Ш.Ш.	303
Аль-Обайди Н.Дж.	295,299	Шахбанов Г.М.	277
Омаров О.А.	10,45,127,143	Шахсинов Г.Ш.	36,59,63,115
	164,173	Шурупов А.В.	96
Омарова Н.О.	36	Шумова В.В.	71
Палчаев Д.К.	205,240,242	Шунков Ю.Е.	111
Петров А.В.	96	Эльдаров Ш.Ш.	127,143,173
Печеркин В.Я.	74,78,82	Эфендиев А.З.	179,186
Попов О.А.	38	Эфендиев К.А.	179,186
Полищук В.П.	96,100	Юдаев Ю.А.	42
Поляков Д.Н.	71,74		
Prokorev E.P.	90		
Рабаданов М.Х.	200,205,277,295		
Рагимханов Г.Б.	45,146		
Рамазанов А.Р.	36,59,63,119		
Садыков С.А.	261,264		
Самойлов И.С.	100		
Саргсян М.А.	123		
Сафаралиев Г.К.	303		
Сергеева Е.А.	255		
Собур Д.А.	111,133		
Соколов Д.В.	111,133		
Сон Э.Е.	74		