

На правах рукописи

Исламов Рафаэл Шайхиевич

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ
ТОКОВЫХ СТРУКТУР В ТЛЕЮЩЕМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ
ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ШАТУРА – 2003

Работа выполнена в Институте проблем лазерных и информационных технологий РАН

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук

Битюрин В. А.

доктор физико-математических наук, профессор

Елецкий А. В.

доктор физико-математических наук, профессор

Суржиков С. Т.

Ведущая организация: ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (г. Троицк)

Защита состоится 2004 г. в часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.66 при физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ауд. 519.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан " " 200 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.66
кандидат физико-математических наук, доцент

А. П. Ершов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа посвящена теоретическому исследованию неустойчивостей с самоорганизацией упорядоченных токовых структур в тлеющем разряде повышенного давления.

Актуальность исследования. Газовый разряд можно рассматривать как открытую систему, значительно удаленную от термодинамического равновесия. Благодаря нелинейному характеру процессов и наличию приэлектродных слоев в такой системе проявляется множество неустойчивых состояний и происходит самоорганизация разнообразных диссипативных структур. Эти процессы определяются некоторыми критическими значениями управляющих параметров, зависящими от свойств среды. Развитие неустойчивостей может качественно изменить структуру разряда и приводить к контракции с разрушением электродной системы. Исследования в данном направлении стимулируются появлением ряда новых технологий, использующих газовый разряд (газоразрядные лазеры, плазменные панели, плазмохимические реакторы и т. п.), и качественным ростом математических и технических возможностей для проведения численных и аналитических исследований ранее не решенных проблем. Особый интерес к углубленному изучению тлеющего разряда связан с его использованием в мощных CO_2 -лазерах.

Получение газоразрядной плазмы с технологически оптимальными параметрами в заданной геометрии часто наталкивается на определенные ограничения. На практике наиболее актуальными являются проблема получения устойчивой однородной плазмы при повышенных давлениях, а также вопросы масштабируемости газоразрядных систем. Одна из основных причин нарушения однородности связана с тем, что в самостоятельном тлеющем разряде режим равномерного распределения плотности тока по всей поверхности электродов оказывается, как правило, неустойчивым и происходит формирование токовых пятен, нередко завершающаяся контракцией разряда.

Задача получения неконтрагированного однородного разряда при повышенных давлениях является ключевой при создании газовых лазеров. В газоразрядных камерах со сложной геометрией электродов и газового потока можно рассчитывать на получение достаточно полных представлений о свойствах активной среды и ее эффективности только при совместном применении развитых численных и диагностических методов определения пространственных распределений характеристик активной среды. Такие исследования важны, кроме непосредственной оптимизации по нескольким основным факторам, также и с точки зрения выявления и устранения причин имеющихся (особенно при повышенных энерговкладах) расхождений между теорией и экспериментом. Повышение надежности теоретической модели может существенно ускорить оптимизацию работы лазера и, за счет возможности аккуратного моделирования режимов, разработку иных конструкторских решений, не реализуемых на рассматриваемом варианте лазера.

Несмотря на накопленный обширный экспериментальный материал по исследованию токовых пятен и структур и наличие интересных численных экспериментов, физическое понимание и теоретическое осмысление полученных результатов носят непоследовательный характер и далеки от завершения. В существенной мере это связано с крайней чувствительностью рассматриваемого круга явлений к выбору физической, математической и численной моделей. Даже для наиболее простой и популярной в теории газового разряда диффузионно-дрейфовой модели отсутствуют исследования корректности постановки с определением допустимых граничных условий на электродах. Из-за существенной нелинейности задачи, важности диффузионных процессов и малости размеров приэлектродных слоев с существенно неоднородным электрическим полем разработка численной модели газового разряда повышенного давления оказалась сложной задачей и привела к существенным количественным и качественным расхождениям в известных численных экспериментах по формированию одиночного токового пятна. До настоящего времени нет достаточно ясного ответа на принципиальный вопрос о механизме формирования анодных токовых пятен и установления в них нормальной плотности тока. Имеется явный пробел в прямых (не требующих привлечения каких-либо феноменологических предположений или постулатов) теоретических исследованиях самоорганизации регулярных локализованных токовых структур и процессов их вторичной перестройки, часто имеющих сходный характер для различных газов, условий и типов разрядов.

С учетом сказанного представляются актуальными как разработка соответствующего инструментария — математически обоснованного эффективного численного алгоритма, свободного от проблем "счетной" диффузии, и самосогласованной аналитической модели самоорганизации токовых структур, асимптотически эквивалентной исходной многомерной математической модели, но позволяющей применение для ее исследования хорошо развитого аппарата теорий устойчивости и бифуркации, — так и проведение систематических исследований процессов спонтанного образования и развития уединенных, а так же и сложных упорядоченных токовых структур. Практический интерес связан с возможностью изучения механизмов стабилизирующего влияния отдельных параметров и условий, способствующих повышению предельного энерговклада и однородности разряда (в частности, роли влияния покрытия электродов или мелкомасштабной турбулизации потока). На решение этих проблем и направлены исследования, результаты которых изложены в настоящей диссертации.

Цели и задачи исследования. Целью работы является исследование физических механизмов, закономерностей и разработка численных и аналитических моделей процессов самоорганизации упорядоченных локализованных токовых структур в тлеющем разряде повышенного давления, а также анализ причин снижения выходной мощности CO_2 -лазера при повышенных энерговкладах, включая связанные с неоднородностью условий в разряде.

Конкретизация поставленной цели определила круг вопросов, которые рассмотрены в работе:

- Разработка экономичных, математически обоснованных и свободных от проблем "счетной" диффузии численных алгоритмов для исследования нестационарных газоразрядных процессов в двумерной геометрии.
- Разработка самосогласованной физической модели самоорганизации анодных токовых структур, не требующей привлечения каких-либо дополнительных данных или постулатов и позволяющей применение для ее исследования хорошо развитого аппарата теорий устойчивости и бифуркации.
- Взаимодополняющие численные и аналитические исследования закономерностей возникновения, развития и кооперативного поведения электродинамических токовых неустойчивостей тлеющего разряда повышенного давления.
- Анализ причин снижения выходной мощности CO_2 -лазера при повышенных энерговкладах, включая связанные с неоднородностью условий в разряде, на основе моделей электронной и колебательной кинетики возбуждения активной среды в поуровнево-мультиплетно-модовом приближении.
- Развитие и применение метода ИК-люминесценции для диагностики пространственных распределений характеристик активной среды технологических CO_2 -лазеров.

Объектом исследования является неравновесная газоразрядная среда.

Предметом исследования являются закономерности процессов самоорганизации в неравновесных газоразрядных средах повышенного давления.

Методологическую и теоретическую основу исследования составили классические научные труды Баранова В.Ю., Веденова А.А., Велихова Е.П., Голубева В.С., Дыхне А.М., Месяца Г.А., Напартовича А.П., Пашкина С.В., Райзера Ю.П., Хаксли Л., Энгеля А. и их учеников в области газового разряда и низкотемпературной плазмы, научные труды Гордиеца Б.Ф., Конева Ю.Б., Лосева С.А., Панченко В.Я., Шелепина Л.А. по теории молекулярных лазеров, научные труды школ Самарского А.А. и Марчука Г.И. в области численных методов, монографии Васильевой А.Б., Бутузова В.Ф. и Олвера Ф. в области асимптотических методов, научные труды Кернера Б.С., Осипова В.В., Йосса Ж., Четаева Н.Г. и Малинецкого Г.Г. в области нелинейной динамики, учебные монографии Соболева С.Л., Лионса Ж.-Л., Овсянникова В.Л. и их учеников по теории дифференциальных уравнений в частных производных.

При решении научных задач использовались следующие *методы исследований*: асимптотические методы, многомерный численный эксперимент, экономичные методы численного моделирования, линейная теория устойчивости и прямой метод Ляпунова, бифуркационный анализ, энергетические оценки в пространствах Соболева и сеточных пространствах.

Информационную базу исследования составили научные источники в виде данных и сведений из книг, журнальных статей, материалов научных конференций, семинаров.

Достоверность научных результатов и обоснованность научных положений базируется на использовании фундаментальных физических законов, положенных в основу разработанных математических моделей, математическом обосновании корректности дифференциальных и разностных постановок задач, проверке алгоритмов на тестовых задачах с известным решением, согласованности результатов численных и аналитических моделей между собой, систематичности теоретических исследований в широком диапазоне условий для различных газовых сред, соответствии результатов теоретических исследований результатам эксперимента. Доводом в пользу обоснованности результатов диссертации является также выполненный в ней тщательный анализ влияния возможных неопределенностей моделей на результаты расчетов.

Сочетание аналитических, численных и экспериментальных исследований подтверждает достоверность полученных результатов.

Научная новизна исследования. В результате проделанной работы впервые были получены следующие результаты:

- Разработана замкнутая аналитическая модель процессов самоорганизации анодных токовых пятен в самостоятельном тлеющем разряде повышенного давления, не использующая каких-либо дополнительных данных или постулатов. Переменные модели (анодное падение потенциала и "плотность тока") допускают наличие однородных стационарных состояний, из анализа устойчивости которых следует, что образование упорядоченных пространственных токовых структур можно рассматривать как следствие неустойчивости тьюринговского типа в бистабильной системе с S-образной вольт-амперной характеристикой. Получены критические условия существования и основные характеристики токовых структур в зависимости от условий и свойств среды.
- Обоснован и разработан вычислительный алгоритм для численного решения нестационарных пространственно двумерных задач газового разряда в диффузионно-дрейфовом приближении, свободный от проблем "счетной" диффузии и имеющий число арифметических действий на один узел расчетной сетки, почти не зависящий от общего числа узлов.
- Теоретически (численно и на основе аналитической модели) в рамках чисто электродинамических явлений воспроизведено экспериментально известное явление самоорганизации сложных токовых структур в самостоятельном тлеющем разряде повышенного давления, включая процессы вторичной перестройки структур и возможность возникновения структур при первоначально однородном распределении тока без внесения каких-либо специальных иницирующих возмущений.

- Установлено существование критического значения величины распределенного сопротивления анодной оксидной пленки, при превышении которой происходит полное подавление анодных токовых пятен.
- Установлено существование критического значения величины характеристической энергии электронов, зависящего от плотности тока, при превышении которого спонтанное образование анодных токовых пятен становится невозможным.
- Численно в рамках чисто электродинамических явлений показано, что при характерных значениях произведения давления на размер разрядного промежутка в несколько десятков см·Торр неустойчивость в слаботочном тлеющем разряде в N_2 и Ag зарождается в анодной области, на которую впоследствии по достижению возмущения катодной области накладывается процесс скоротечного образования катодного пятна с локализацией тока во всем разрядном промежутке.
- Показано, что основной причиной имеющихся расхождений между расчетными и экспериментальными значениями энергетических параметров CO_2 -лазеров является неоднородность (неопределенность) условий в разряде при повышенных энерговкладах, на которую накладываются существенно снижающие энергетическую эффективность процессы накопления сильных релаксантов верхнего лазерного уровня при высоких энерговкладах ($\geq 0.3 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$), трудно контролируемые в эксперименте и надежно не прогнозируемые в расчетах.

Практическая значимость работы.

- Разработана самосогласованная аналитическая модель самоорганизации анодных токовых структур, существенно расширяющая возможности исследования газового разряда за счет применимости хорошо развитого аппарата теорий устойчивости и бифуркации. Разработанные методы и подходы применимы для разработки аналогичной модели катодного слоя и разряда в целом.
- Разработана экономичная численная двумерная нестационарная модель тлеющего разряда повышенного давления, корректно описывающая процессы диффузии электронов и положительных ионов и пригодная для систематических исследований в широком диапазоне условий на подробных сетках. Разработанный численный алгоритм может также представить интерес для решения задач физики полупроводниковой плазмы.
- Результаты исследования стабилизирующего эффекта анодных оксидных пленок и диффузии могут быть полезны для устранения неоднородности плазмы в газовых лазерах, улучшения их энергетических и оптических параметров и эксплуатационных характеристик.
- Разработана кинетическая модель CO_2 -лазера, возбуждаемого самостоятельным

тлеющим разрядом при повышенных давлениях, основанная на смешанном поуровнево-мультиплетно-модовом рассмотрении кинетики мод CO_2 и N_2 , пригодная для получения результатов, количественно согласующихся с экспериментом при экстремально высоких, в том числе и импульсных, энергозатратах.

● Методика восстановления колебательных температур объединенной и асимметричной мод CO_2 молекул на основе экспериментально измеренных интенсивностей ИК-люминесценции в полосе 2.7 и 4.3 мкм, учитывающая поглощение излучения при его переносе через среду с неоднородными термодинамическими параметрами, может быть использована в качестве сравнительно простого и эффективного метода для исследования динамических и пространственных характеристик активной среды CO_2 -лазера.

● Установлено, что при больцмановском распределении заселенности уровней в мультиплете задача о колебательной релаксации в симметричной и деформационных модах CO_2 в сильно неравновесных условиях сводится к уравнениям для населенностей эффективного ангармонического осциллятора.

● Результаты детального анализа сечений элементарных процессов столкновений электронов с молекулами и атомами, определяющих функцию распределения электронов по энергиям и кинетические коэффициенты в многокомпонентных смесях, включены в базу данных системы АВОГАДРО в виде набора сечений взаимодействия электронов с молекулами CO_2 , N_2 , O_2 , CO и атомами He , Ar .

Научные положения связаны с численными и аналитическими исследованиями физических процессов в газоразрядной плазме при повышенных давлениях, включающими детальный анализ известных экспериментальных результатов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработан экономичный, математически обоснованный вычислительный алгоритм второго порядка точности по пространственным координатам для исследования динамических характеристик двумерного тлеющего газового разряда повышенного давления. Результаты его применения обосновывают достаточность только электродинамических явлений (диффузии и дрейфа заряженных частиц, нарушения квазинейтральности, ионизации и рекомбинации) для проявления процессов самоорганизации упорядоченных токовых структур в самостоятельном тлеющем разряде повышенного давления, включая процессы вторичной перестройки структур и эффект нормальной плотности тока на аноде.

2. Разработана замкнутая аналитическая модель процессов самоорганизации анодных токовых пятен в тлеющем разряде, асимптотически эквивалентная диффузионно-дрейфовой модели газового разряда. Предложенная модель вписывается в общую концепцию активных сред с диффузией в синергетике и позволяет описывать процессы самоорганизации токовых структур в анодном слое в

рамках понятий “активатора” (плотность тока) и “ингибитора” (анодное падение потенциала).

3. Образование упорядоченных токовых структур на аноде происходит вследствие неустойчивости тьюринговского типа в бистабильной системе с S-образной вольт-амперной характеристикой.

4. Существует критическое значение распределенного сопротивления анодной оксидной пленки, при превышении которого регулярная структура анодных токовых пятен в тлеющем разряде становится неустойчивой. Наличие такого критического значения распределенного сопротивления, которое тем меньше, чем больше плотность тока в центрах пятен и чем ближе расположены соседние пятна, должно приводить к формированию регулярных токовых структур в оптимальной (гексагональной или типа регулярных полос при наличии прокачки газа) геометрии и полному исчезновению пятен в системах конечного размера при достаточно больших значениях распределенного сопротивления.

5. Из-за “взрывного” характера роста пространственного периода и характерного времени развития прианодной неустойчивости с увеличением характеристической энергии электронов D_e/μ_e существует некоторое критическое значение D_e/μ_e , зависящее от плотности тока, при превышении которого спонтанное образование токовых структур становится невозможным.

6. В зависимости от величины полного тока I , протекающего через анодное пятно, можно выделить режим поднормального пятна для области малых токов $I < I_{\text{п}}$ ($I_{\text{п}}$ — критическое значение тока, зависящее от характеристической энергии электронов D_e/μ_e и коэффициента рекомбинации β) с логарифмической зависимостью плотности тока в центре пятна от тока, сильно зависящей от диффузии электронов, и режим нормального пятна для области больших токов $I > I_{\text{п}}$, для которого выполняется закон нормальной плотности тока с плотностью тока, существенно зависящей от рекомбинационных процессов.

7. Численно в рамках чисто электродинамических явлений показано, что при характерных значениях произведения давления на размер разрядного промежутка в несколько десятков см·Торр неустойчивость в слаботочном тлеющем разряде в N_2 и Ag зарождается в анодной области, на которую впоследствии по достижению возмущения катодной области накладывается процесс скоротечного образования катодного пятна с локализацией тока во всем разрядном промежутке.

8. Основной причиной имеющихся расхождений между расчетными и экспериментальными значениями энергетических параметров CO_2 -лазеров является неоднородность (неопределенность) условий в разряде при повышенных энерговкладах, на которую накладываются существенно снижающие энергетическую эффективность процессы накопления сильных релаксантов верхнего лазерного уровня при высоких энерговкладах ($\geq 0.3 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\text{атм}^{-1}$), трудно контролируемые в эксперименте и надежно не прогнозируемые в расчетах.

Личный вклад автора. Практически все результаты, изложенные в диссертации, получены автором самостоятельно. В работах, выполненных в соавторстве, теоретическую базу исследования составляют разработанные автором компьютерные модели, а общая постановка задач, анализ и обсуждение результатов выполнены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация результатов исследования и публикации. Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах ИПЛИТ РАН /1983–2003/, ФИАЭ /1994/, ФИАН /1982/, МГУ /2003/ и ИПМ РАН /1992, 2003/, X Сибирском совещании по спектроскопии /Томск, 1981/, III и VI Всесоюзной конференции "Оптика лазеров" /Л., 1982, 1990/, V Международной конференции LASERS'82 /Louisiana, USA, 1982/, Всесоюзном семинаре "Лазерная техника и технология" /Вильнюс, 1988/, IV и VII Международной конференции "Лазерные и лазерноинформационные технологии" /Шатура, 1993; Владимир-Суздаль, 2001/, IX Международном симпозиуме GCL'92 /Гераклион, Греция, 1992/, Международной конференции ESCAMPIG /Минск, 1981; Orlean, France, 1990; Санкт-Петербург, 1992/, I, II и III Международной конференции "Физика плазмы и плазменные технологии" /Минск, 1994, 1997, 2000/, VIII, IX и XI конференции "Физика газового разряда" /Рязань, 1996, 1998, 2002/.

Основные материалы диссертационной работы отражены в 64 печатных работах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 290 наименований. Общий объем работы 334 стр., иллюстрированных 89 рисунками и 15 таблицами.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели и задачи работы, научная новизна и научные положения, выносимые на защиту, а также практическая значимость полученных результатов.

В первой главе "Проблемы теории газоразрядных CO_2 -лазеров при повышенных энерговкладах" проведен последовательный анализ причин расхождения между расчетными и экспериментально измеренными параметрами газоразрядных CO_2 -лазеров при повышенных энерговкладах. Необходимость учета существенного влияния колебательного возбуждения молекул CO_2 и N_2 на процессы электронной и колебательной кинетики привела к определенному пересмотру традиционно используемых моделей и разработке модово-мультиплетно-поуровневой кинетической модели CO_2 -лазера, основанной на модели колебательных температур и ангармонической модели мультиплетов фермисвязанных мод $\text{CO}_2(v_1, v_2)$ и поуровневой кинетике асимметричной моды $\text{CO}_2(v_3)$ и N_2 , самосогласованно учитывающей влияние колебательного возбуждения молекул на скорость накачки лазерных уровней в условиях тлеющего разряда. Во внимание принималось по 30 уровней азота и асимметричной моды CO_2 . Для численного решения "жестких" скоростных уравнений был разработан эффективный численный алгоритм с использованием многошагового метода неявного интегрирования с применением

формул дифференцирования назад.

Для расчета кинетических коэффициентов плазмы и скоростей возбуждения уровней атомов и молекул в широком диапазоне значений приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация нейтральных частиц) в условиях сильного колебательного или электронного возбуждения газа была предложена эффективная методика численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) (раздел 1.2). Использование прямого (безытерационного) метода решения позволило избежать известных проблем сходимости при заметных степенях возбуждения колебательных или электронных уровней, а также при расчетах в области малых E/N , когда становится существенным нагрев электронов в соударениях с термодинамически неравновесными вращательными, колебательными или электронными состояниями.

Поуровневое описание кинетики (раздел 1.3.1) весьма эффективно для исследования нетрадиционных переходов между уровнями симметричной и деформационной мод CO_2 на длинах волн 16.4–21.6 мкм. Однако с ростом возбуждения какой-либо моды число уровней в модели, требующих своего учета, катастрофически растет. В случае традиционных CO_2 -лазеров, когда происходит существенное возбуждение только асимметричной моды, можно ограничиться совместным поуровневым описанием молекул азота и асимметричных колебаний CO_2 (раздел 1.3.4), сохраняя общепринятое модовое описание для симметричных и деформационных колебаний или, в случае заметного отрыва колебательной температуры этих мод от газовой, привлекая более общую квазиравновесную модель мультиплетов, развитую в разделе 1.3.2.

Анализ энергетических характеристик электроионизационного импульсного CO_2 -лазера [20] атмосферного давления с использованием смесей $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2\text{O}$ показал существенное отклонение населенностей уровней азота от больцмановского распределения и важность учета перераспределения вкладываемой энергии между колебательными модами молекул CO_2 и N_2 вследствие зависимости ФРЭЭ от модовых колебательных температур. Учет отклонения населенности нижнего лазерного уровня 10^00 от равновесного при возникновении генерации (в рамках развитой квазиравновесной модели мультиплетов) практически не отразился на значении энергии импульса, но приблизительно вдвое увеличил расчетную ширину пика на полувысоте. И все же экспериментальный пик был шире. Наблюдаемая задержка импульса генерации излучения зависит от удельного энерговклада слабее, чем расчетная. Это может быть связано с ухудшением структуры разряда при увеличении параметра E/N .

Расчеты показывают резкую зависимость энергии излучения не только от энерговклада, но и от E/N , при практически полном отсутствии возбуждения электронных состояний молекул в соударениях с электронами во всей области экспериментальных условий. С увеличением мощности накачки может значительно

снижаться (вплоть до нуля) эффективность генерации. В рассматриваемых условиях генерация исчезает при энерговкладе $E_{y0} \approx 0.35 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\text{атм}^{-1}$. Увеличение при расчете энерговклада всего на 20% (в пределах ошибок эксперимента) приводит к тому, что генерация исчезает уже при $E/N \approx 2.9 \cdot 10^{-16} \text{ В}\cdot\text{см}^2$ вместо прежнего значения $3.7 \cdot 10^{-16} \text{ В}\cdot\text{см}^2$. Этот эффект нельзя объяснить перенаселением нижнего уровня в результате перегрева среды. Оказалось, что наиболее существенно сказывается на результатах перераспределение доли энергии внутри колебаний азота. Снижение потерь в резонаторе, а также увеличение содержания паров воды позволяют ослабить проявление этого механизма и повысить КПД.

Анализ энергетических характеристик импульсного CO_2 -лазера [19] атмосферного давления с использованием смесей $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ показал существенное уменьшение времени существования инверсии на переходе 10.6 мкм с ростом удельного энерговклада из-за нагрева газа. Сопоставление зависимости энергии в импульсе излучения лазера от вложенной в разряд энергии, предсказываемое теорией, с данными эксперимента, где получены генерационные характеристики CO_2 -лазера высокого давления в диапазоне энерговкладов до $2 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\text{атм}^{-1}$, показали большую чувствительность расчетных характеристик к параметру E/N , при котором происходит энерговклад. Расчет по развитой модово-мультиплетно-поуровневой модели предсказывает более высокие значения энергии излучения, чем измеряемые. Однако, при больших энерговкладах дополнительными каналами потерь энергии являются диссоциация молекул и наработка сильных релаксантов верхнего лазерного уровня в разряде. Учет наработки атомарного кислорода порядка $1.2\div 1.7\%$ в смеси позволяет объяснить экспериментальные результаты.

В CO_2 -лазерах волноводного типа данные прямых измерений концентрации атомов кислорода позволили аргументированно сблизить результаты расчета по развитой модели и эксперимента [22] и в то же время убедиться, что различие все же остается значительным.

Выбор ИК-люминесцентной диагностики в качестве инструмента, позволяющего контролировать процессы в активной среде технологического CO_2 -лазера, обоснован в разделе 1.5. Развита метод ИК-люминесцентной диагностики активных сред CO_2 -лазеров, основанный на решении обратной задачи определения колебательных температур T_{12} объединенной моды $\text{CO}_2(v_1, v_2)$ и T_3 асимметричной моды $\text{CO}_2(v_3)$, исходя из экспериментально измеренных интенсивностей люминесценции в полосах колебательно-вращательных переходов молекул CO_2 в области 2.7 мкм и 4.3 мкм. Методика расчета интенсивности ИК-люминесценции, регистрируемого приемником, проводится на основе решения уравнения переноса с учетом конкретной формы линии излучения и поглощения газа и эффекта пленения излучения в приближении кусочно-однородной среды.

Развитый метод ИК-люминесцентной диагностики использовался для исследования 4-х киловаттного быстропроточного технологического CO_2 -лазера с

перекрестной системой электродов [34]. Результаты исследования пространственной структуры показывают существенную неоднородность возбуждения рабочего газа в ГРК, особенно по разрядному промежутку, что приводит к неоднородности коэффициента усиления по сечению резонатора и асимметрии структуры излучения. Распределение колебательной температуры T_3 повторяет форму ИК-сигналов, в то время как T_{12} остается практически постоянной. Двукратное уменьшение наблюдаемого времени релаксации верхнего лазерного уровня по сравнению с расчетным для данного состава газовой смеси позволяет предположить присутствие в смеси неучтенных релаксантов (вследствие плазмохимических реакций, недостаточной чистоты исходных компонент и негерметичности газодинамического тракта). Для объяснения достаточного присутствия, например, воды в количестве порядка 0.8% по отношению к полной плотности частиц.

В разделе *"ИК-люминесцентная диагностика импульсного ТЕА СО₂-лазера"* проведено сопоставление динамики колебательных температур T_3 и T_{12} , восстановленных по измеренным [16] значениям ИКЛ и рассчитанных на основе поуровнево-мультиплетно-модовой модели. Так же было проведено сопоставление динамики экспериментальных и расчетных значений ИКЛ полос 4.3 и 2.7 мкм молекул СО₂. Расчет показывает, что значительная часть регистрируемого излучения поглощается в холодных зонах. Несмотря на хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей ИКЛ от времени в полосе 4.3 мкм, в эксперименте выявлено наличие существенного пика в полосе люминесценции 2.7 мкм. Избыточный вклад в сигнал люминесценции в полосе 2.7 мкм может быть объяснен присутствием 0.3% паров воды в газовой смеси.

Анализ результатов диагностики активных сред СО₂-лазеров и исследований СО₂-лазеров по модово-мультиплетно-поуровневой модели показывает, что при повышенных энерговкладах наблюдается заметное расхождение расчетов с данными экспериментов, труднообъяснимое возможными упрощениями и приближениями модели или за счет имеющейся неопределенности констант без привлечения предположений о наличии существенной пространственной неоднородности (неопределенности) условий в разряде при повышенных энерговкладах, на которую накладываются существенно снижающие энергетическую эффективность процессы накопления сильных релаксантов верхнего лазерного уровня, трудно контролируемые в эксперименте и надежно не прогнозируемые в расчетах.

Учет пространственной неоднородности газового разряда по разрядному промежутку, связанной с наличием приэлектродных областей и продольных градиентов в положительном столбе, и неоднородности тока в поперечном к току направлении, связанной с конструктивными особенностями устройства электродной системы или проявлением токовых неустойчивостей, предполагает переход от традиционно используемых нестационарных нульмерных или квазистационарных (с прокачкой газа) одномерных моделей к многомерным моделям. Серьезной проблемой в создании замкнутой многомерной модели газоразрядных лазеров

является (наряду с отсутствием простых самосогласованных аналитических моделей разряда и недостаточной изученностью механизмов возникновения и свойств токовых неоднородностей) отсутствие адекватных эффективных алгоритмов расчета характеристик тлеющего разряда повышенного давления в реальной геометрии. Такая оценка состояния проблем в теории газоразрядных CO_2 -лазеров при повышенных энерговкладах инициировала и предопределила круг более общих вопросов теории газового разряда, рассмотренных в остальных главах диссертации.

Во второй главе *"Численная модель газового разряда"* детально описывается и обосновывается экономичный численный алгоритм второго порядка аппроксимации по пространственным координатам для моделирования двумерного тлеющего разряда повышенного давления.

В разделе 2.1 определены ограничения на нелинейные коэффициенты в граничных условиях на электродах, обеспечивающие корректность математической постановки (в смысле существования, единственности, гладкости и положительности решения) диффузионно-дрейфовой модели газового разряда. Показано, что этим условиям удовлетворяют общепринятая постановка задачи между металлическими электродами и, кроме того, постановка задачи между положительным столбом и одним из металлических электродов. В следующих разделах обсуждается конечно-разностная постановка задачи, вычисляются границы норм соответствующих дифференциальных и разностных операторов, необходимые для построения оптимального итерационного процесса, и оцениваются временные затраты на решение исходных уравнений и их следствий. Несмотря на математическую эквивалентность исходной системы и их следствий, временные затраты на их решение существенно отличаются из-за различий в границах норм соответствующих им операторов и "степени" их несамосопряженности. По результатам сравнения предложена формулировка задачи, оптимальная с точки зрения организации вычислительного процесса. Детально описан метод редукции для различных вариантов используемых граничных условий, составляющий основу разработанного алгоритма. На модельных задачах продемонстрирована пригодность найденного методом редукции потенциала φ для вычисления $\nabla\varphi$ (электрического поля), $\Delta\varphi$ (заряда), и, даже более того, для нахождения $\Delta^2\varphi$. В последнем разделе этой главы проводится сравнение с известным численным экспериментом и обсуждаются проблемы "счетной" диффузии.

В третьей главе *"Численное исследование динамики развития приэлектродной неустойчивости и формирования токовых структур в газовом разряде"* алгоритм, разработанный во второй главе, используется для исследования процессов развития электродинамической неустойчивости и формирования одиночных и упорядоченных токовых структур в осесимметричной и плоской геометриях в тлеющем разряде повышенного давления. Численное моделирование динамики развития токовых структур позволило существенно сузить круг процессов, ответственных за образование токовых структур, и изучить роль отдельных процессов в сложных

коллективных проявлениях токовых образований.

В начале главы проведен краткий обзор экспериментальных наблюдений и теорий, связанных с приэлектродной неустойчивостью разряда, падающей вольтамперной характеристикой анодного слоя и образованием анодных токовых пятен.

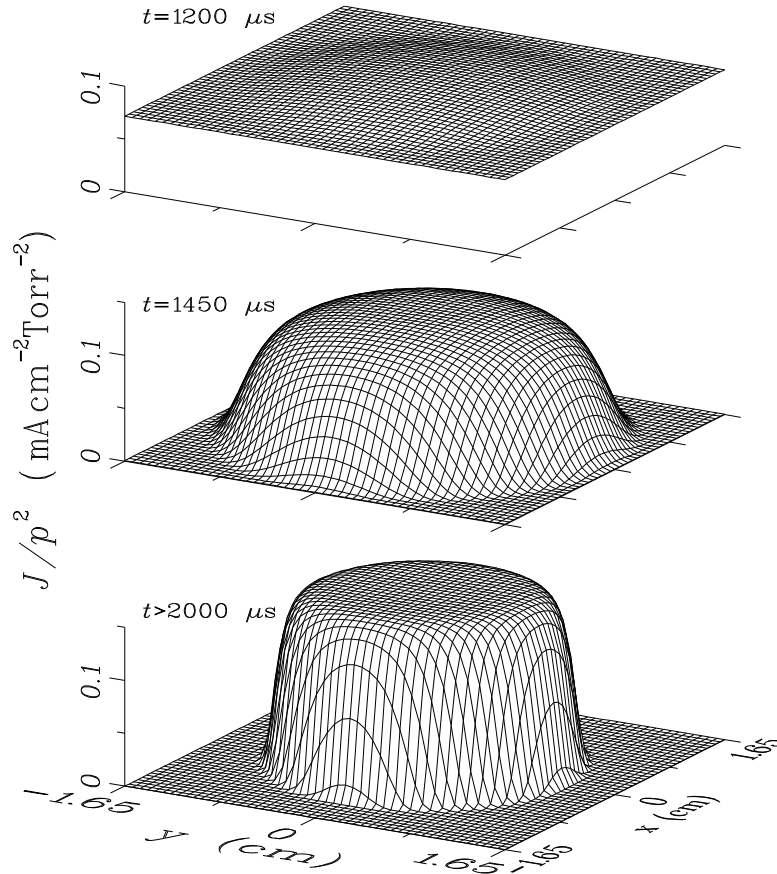


Рис. 1. Распределение приведенной плотности тока J/p^2 на аноде в различные моменты времени при давлении азота $p = 40$ Торр и полном токе $I = 1$ А. Характеристическая энергия электронов $D_e/\mu_e = 2$ эВ и коэффициент электрон-ионной рекомбинации $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с.

Детальный численный анализ формирования анодных токовых структур в осесимметричной геометрии в азоте проведен в разделе "*Численное исследование динамики развития приэлектродной неустойчивости и формирования анодных токовых структур в виде пятен или колец в тлеющем разряде*". Расчеты проводились для первоначально однородных в поперечном к току направлении распределений потенциала и концентрации заряженных частиц. Из-за конечной точности представления чисел в компьютере и ограниченной точности итерационных процедур происходило спонтанное развитие имеющихся неустойчивостей. Во всех рассмотренных случаях через характерное время порядка 1 мсек возникало нарушение радиальной однородности параметров плазмы разряда, более заметное вблизи поверхности анода. Возмущение возникало случайным образом как на оси расчетной области, формируя типичное токовое пятно (рис. 1), так и на

произвольном расстоянии от оси, формируя кольцо. Сформировавшееся токовое кольцо оказывалось неустойчивым, происходило уменьшение его радиуса и образование такого же стационарного пятна, как и в первом случае. На оси положительного столба плотность заряда $\rho \simeq 0$ и выполняется ионизационно-рекомбинационный баланс.

Расчеты показали также возможность существования сложных осесимметричных токовых структур в виде центрального пятна и кольца вокруг него, разделенных бестоковой зоной. Кольцевая структура получалась только в случае постановки граничных условий на достаточно определенном расстоянии от центра пятна, зависящем от полного тока, протекающего через разряд. Величины токов, протекающих через центральное пятно и кольцо, приблизительно равны.

Введение даже существенных локальных возмущений проводимости в объеме не приводили к заметным изменениям в динамике развития анодных пятен: эти возмущения полностью рассасывались и только потом происходило образование пятна, как описывалось выше.

Из-за наличия неоднородной поверхностной пленки возможно нарушение эквипотенциальности анода. В этом случае ситуация с развитием пятен существенно меняется. Для условий, соответствующих рис. 1, при нарушении эквипотенциальности анода на величину $\delta\varphi_a \simeq 1$ эВ время формирования первичной токовой структуры (еще нестационарного пятна или кольца) уменьшается с 800–1000 мкс для случая первоначально радиально-однородных состояний (т. е., в отсутствии каких-либо специальных начальных возмущений) до примерно 250–300 мкс.

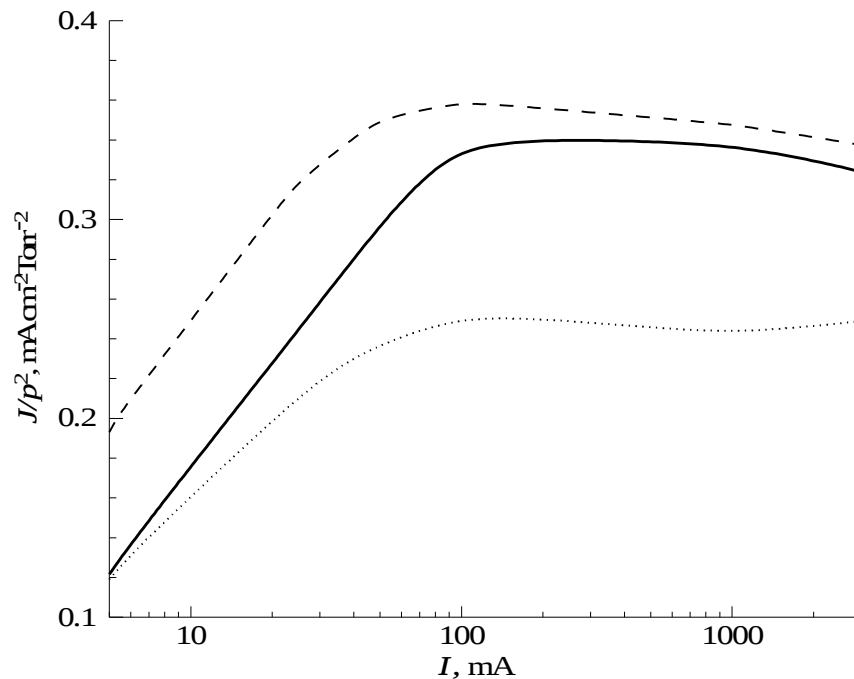


Рис. 2. Зависимость приведенной плотности тока J/p^2 в центре стационарного анодного пятна от полного тока I , протекающего через пятно при давлении азота $p = 25$ Торр. Сплошная кривая — $D_e/\mu_e = 2$ эВ, $\beta = 0.75 \cdot 10^{-7}$ см³/с; пунктир — $D_e/\mu_e = 1$ эВ, $\beta = 0.75 \cdot 10^{-7}$ см³/с; точки — $D_e/\mu_e = 2$ эВ, $\beta = 1.5 \cdot 10^{-7}$ см³/с.

На рис. 2 представлены зависимости плотности тока на аноде в центре пятна от величины полного тока I , протекающего через разряд, при нескольких значениях характеристической энергии электронов D_e/μ_e и коэффициента электрон-ионной рекомбинации β . Анализ зависимости J/p^2 от I показывает, что можно выделить два случая, в которых поведение плотности тока различно: режим слабого тока, где $J/p^2 \sim \lg I$, и режим сильного тока (область "плато"), где J/p^2 почти не зависит от I (т. е., $J/p^2 \simeq J_n/p^2 = \text{const}$, где J_n — величина нормальной плотности тока). Увеличение D_e/μ_e приводит к смещению линейной части кривой параллельно самой себе вправо, при этом изменяется значение полного тока I , при котором происходит выход на "плато", но величина J_n/p^2 меняется слабо.

В случае азота для границы этих двух режимов экстраполяция результатов расчетов дает формулу для критического значения тока $I_{\pi} \approx J_n \pi \Lambda_n^2$ с характерным радиусом пятна $\Lambda_n [\text{см}] \approx 0.45 \cdot 10^{-4} \sqrt{D_s [\text{см}^2/\text{с}] / (\beta [\text{см}^3/\text{с}] \cdot p [\text{Торр}])}$, где D_s — коэффициент амбиполярной диффузии.

В режиме сильного тока проявилась одна из давно известных основных особенностей поперечной структуры нормального тлеющего разряда (или анодной области слаботочной дуги), состоящая в том, что ток на электродах занимает определенную площадь, пропорциональную его величине (закон нормальной плотности тока). Результаты расчетов при $\beta p \simeq 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{с}^{-1} \text{Торр}$ близки к экспериментальному значению нормальной плотности тока на аноде $J_n^*/p^2 = 0.43 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2} \text{Торр}^{-2}$ [Акишев Ю.С. и др., ТВТ, 1980, т. 18, № 4, с. 873] для тлеющего разряда в азоте.

В случае, когда радиус пятна больше Λ_n , плотность тока в центре пятна остается практически неизменной при изменении диффузии. При увеличении D_e/μ_e профиль такого токового пятна становится более размытым. Уравнение для поперечного баланса заряженных частиц можно получить, интегрируя уравнения непрерывности для заряженных части по объему в узкой щели между анодом ($z = 0$) и положительным столбом ($z = H, \rho = 0$):

$$D_s \nabla_{\perp}^2 n_e + \left(\bar{\alpha} - \bar{\beta} n_i - \frac{\mu_i E_p}{H} \right) n_e \simeq 0, \quad \bar{\alpha} - \bar{\beta} n_i = \frac{E_p}{H} \int_0^H \frac{\alpha - \beta n_i}{E} dz. \quad (1)$$

где знаком $\perp$ отмечена поперечная по току часть лапласиана, n_e и n_i — концентрации электронов и ионов, соответственно. Из (1) при условии $\mu_i E_{\infty}/H > \alpha(E_{\infty})$ следует асимптотическое поведение концентрации электронов на периферии пятна при $r \rightarrow \infty$

$$n_e(r) \simeq \text{const} \exp\left(\frac{-r}{\Lambda_{\infty}}\right), \quad \Lambda_{\infty} = \left[\frac{D_s}{\mu_i E_{\infty}/H - \alpha(E_{\infty})} \right]^{1/2}, \quad E_{\infty} = E_{r \rightarrow \infty}. \quad (2)$$

Величина Λ_{∞} может рассматриваться как уточненное за счет ионизационных процессов значение характерного расстояния амбиполярного дрейфа ионов за время пролета межэлектродного промежутка $\Lambda_D \simeq (D_s H / \mu_i E_{\infty})^{1/2}$. Сравнение расчетной формы распределения $n_e(r)$ в периферийных крыльях анодных токовых пятен показало хорошее соответствие с аналитической формулой (2), что свидетельствует

также и о малости "счетной" диффузии в разработанной в главе 2 численной модели.

Наличие поперечной прокачки газа, характерное для многих технических приложений, в ряде случаев приводит к изменению геометрии токовых структур. В частности, в поперечном тлеющем разряде повышенного давления при ламинарном режиме течения газа может наблюдаться расслоение анодного свечения на вытянутые вдоль потока газа слои, расстояние между которыми слабо зависит как от конструкции газоразрядной камеры, так и от состава смеси и скорости потока. В разделе "Численное исследование формирования анодных токовых структур и их коллективного поведения в потоке газа повышенного давления" продемонстрирована возможность формирования одиночных и упорядоченных анодных токовых полос в разряде с поперечной прокачкой газа при первоначально однородном распределении тока по поверхности анода без внесения каких-либо специальных иницирующих возмущений. Расчетные пространственные характеристики (рис. 3) соответствуют наблюдаемым на аноде 4-х киловаттного технологического быстропроточного CO_2 -лазера [37], включая характерный размер структур вдоль потока, на котором происходит вторичная бифуркация с увеличением периода токовых структур из-за неустойчивости первичных токовых полос к процессам перераспределения тока между соседними полосами.

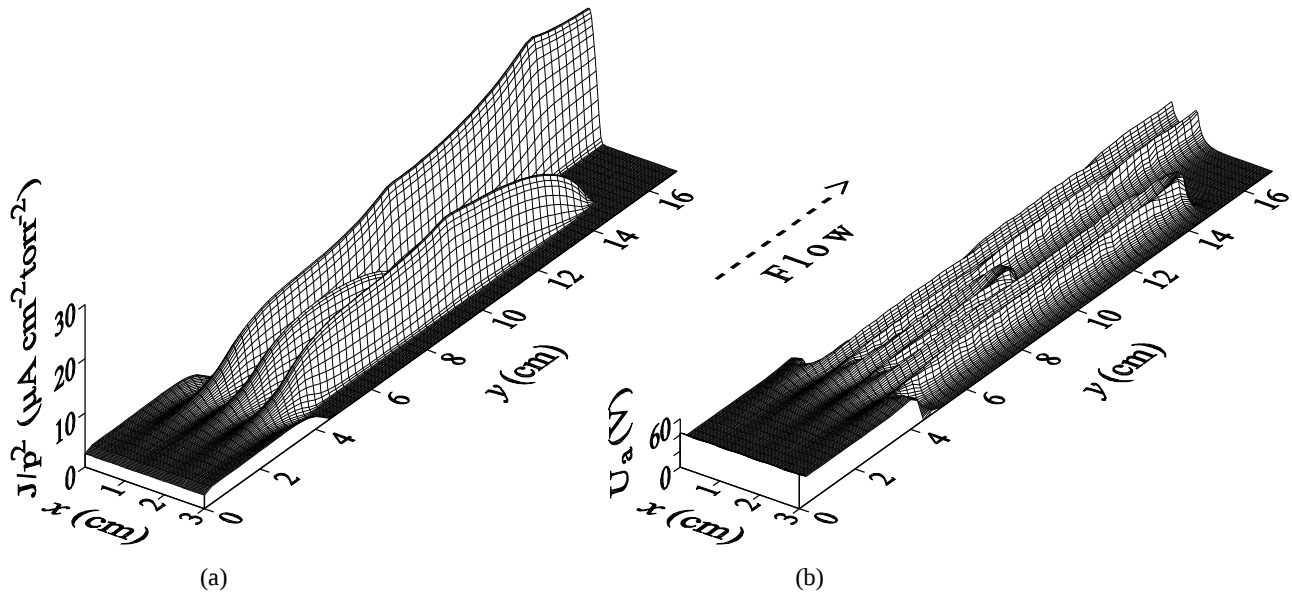


Рис. 3. Распределения приведенной плотности тока J/p^2 (a) по поверхности анода и анодного падения потенциала U_a (b) для разряда в смеси $\text{N}_2:\text{He}=1:1$ при $p = 40$ Торр, $\bar{J} = 5 \text{ mA/cm}^2$, $H = 0.45 \text{ cm}$, $D_e/\mu_e = 1 \text{ эВ}$, $\beta = 1 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{с}$ и $V = 50 \text{ м/с}$.

В разделе "Исследование влияния анодных оксидных пленок (АОП) на устойчивость стационарного тлеющего разряда в CO_2 -лазере" предложено объяснение наблюдающихся в 7-и киловаттном быстропроточном технологическом CO_2 -лазере [29] изменений однородности и устойчивости разряда при изменении состояния поверхности анода в результате окислительных процессов, основанное на чисто электродинамических явлениях (нарушение эквипотенциальности и

стабилизирующее действие АОП) задолго до проявления объемных тепловых или плазмохимических эффектов.

В эксперименте [29] после включения разряда можно выделить три стадии в изменении состояния поверхности анода и видимого свечения прианодной области. После установки механически очищенного и протертого спиртом анода в течение нескольких десятков минут наблюдается равномерное горение разряда без анодных пятен (1 стадия). В последующем однородность горения разряда нарушается и появляются анодные пятна размером порядка 1 мм, которые выстраиваются в цепочки вдоль направления потока. На этой стадии поверхность анода покрывается оксидной пленкой, периодичной поперек потока в соответствии с видимой картиной свечения, причем, аналогично эксперименту [37], в нижней части потока происходит перестройка токовых полос с увеличением их периода в ~ 1.5 раза. Однако после достаточно продолжительного времени горения разряда (порядка 30 час) анодные пятна исчезают, разряд вблизи анода становится визуально однородным по поверхности, а сам анод покрывается равномерной пленкой желтого цвета (Cu_2O) с величиной поверхностного сопротивления порядка $200 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. На этой (третьей) стадии устойчивость разряда заметно повышается и становится возможным увеличение энерговклада в 1.5–2 раза без перехода разряда в контрагированное состояние.

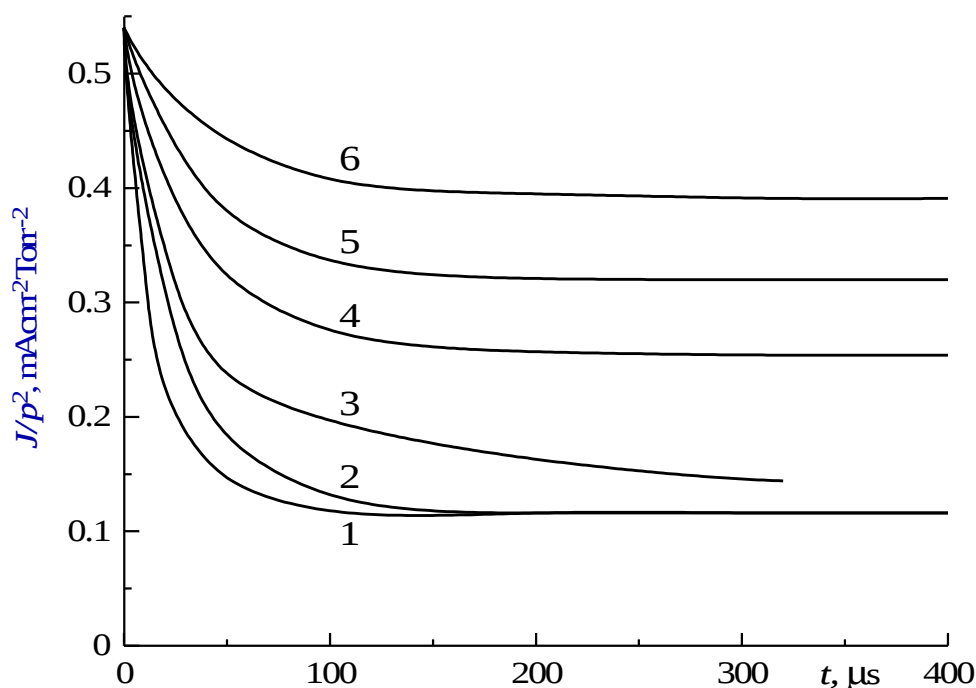


Рис. 4. Динамика изменения плотности тока в центре пятна в N_2 при давлении $p = 25$ Торр и полном токе через пятно $I = 50$ мА: $R = 200$ (1), 100 (2), 50 (3), 30 (4), 20 (5) и 10 $\text{Ом}\cdot\text{см}^2$ (6).

В численном эксперименте сначала надлежащей постановкой начальных условий формировалось устойчивое анодное пятно. Далее исследовался отклик системы на наличие слабопроводящей однородной пленки при неизменном полном токе через

пятно. На рис. 4 показано поведение во времени плотности тока в центре пятна в зависимости от величины распределенного сопротивления пленки R . Существует некоторое критическое значение R_* , такое, что при $R > R_*$ происходит рассасывание пятна (кривые 1–3). Чем больше сопротивление пленки, тем быстрее идет процесс рассасывания. При $R < R_*$ анодное пятно сохраняется, но установившаяся плотность тока в центре пятна тем меньше, чем больше R (кривые 4–6). Согласно расчетам уже при $R_* \approx 35 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ для полного тока через пятно $I = 50 \text{ мА}$ и $R_{**} \approx 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ для $I = 25 \text{ мА}$ происходит рассасывание пятен (т. е. переход в 3 стадию, когда нет пятен). Сопоставление критических размеров пятен, при котором происходит переход в однородную стадию, показывает, что этот размер заметно меньше для пятна с меньшим полным током. Однако при этом рассеиваемые мощности в центре пятна удивительно близки. По-видимому, величина критического сопротивления в заметной мере определяется энергетическими соображениями, а не только степенью заполнения пятнами поверхности анода. Выделенная роль АОП подтверждается характером наблюдаемых изменений: увеличением длительности 2 стадии и сравнительно меньшим предельным энерговкладом при ухудшении охлаждения анода (из-за существенной температурной зависимости сопротивления пленки).

В разделе *"Моделирование совместной самоорганизации анодных и катодных токовых структур в тлеющем разряде"* численно в рамках чисто электродинамических явлений показано, что при характерных значениях произведения давления на размер разрядного промежутка в несколько десятков см·Торр неустойчивость в слаботочном тлеющем разряде в N_2 и Ar зарождается в анодной области, на которую впоследствии по достижению возмущения катодной области накладывается процесс скоротечного образования катодного пятна с локализацией тока во всем разрядном промежутке.

Четвертая глава *"Аналитическое исследование самоорганизации токовых структур в анодной области тлеющего разряда повышенного давления"* посвящена аналитическим методам исследования прианодной области тлеющего разряда повышенного давления.

В первых трех разделах данной главы приводятся результаты исследования численным и асимптотическим методами приэлектродных характеристик (анодного падения потенциала и толщины анодного слоя) в самостоятельном тлеющем разряде повышенного давления. Совмещение сильных сторон каждого из этих методов при анализе характеристик анодного слоя позволило получить сравнительно простые формулы для исследуемых величин как в электроположительных, так и в электроотрицательных газах, достаточно хорошо согласующиеся в широком диапазоне условий с имеющимися в литературе экспериментальными и численными данными. В случае электроположительного газа формула для анодного падения потенциала U_a имеет вид

$$U_a = \frac{\mu_e E_a (E_a - E_p)^2}{4\pi J} (1 + \alpha_1 + 2\alpha_2 + \dots) + \frac{D_e}{\mu_e} W, \quad (3)$$

где E_a и E_p — напряженности электрического поля на аноде и положительном столбе, соответственно, W — вычисляемый параметр порядка единицы, $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ — поправки, учитывающие влияние ионизации.

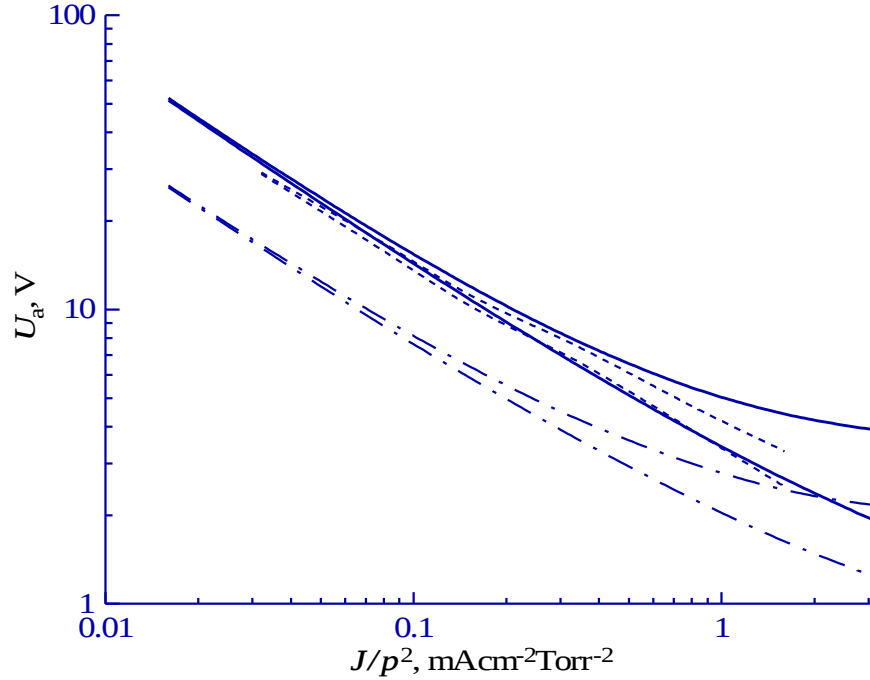


Рис. 5. Анодное падение потенциала U_a в зависимости от приведенной плотности J/p^2 для азота при $p = 25$ Торр: сплошные кривые — формула (3), пунктир — численный расчет [21], штрихпунктир — формула (3), но β увеличено с $0.75 \cdot 10^{-7}$ до $6 \cdot 10^{-7}$ см³/с. Верхние кривые соответствуют $D_e/\mu_e = 1$ эВ, нижние кривые — экстраполяция данных для $D_e/\mu_e \rightarrow 0$.

С ростом плотности тока толщина анодного слоя уменьшается и становится существенной составляющей за счет диффузионных процессов. Рекомбинация заряженных частиц заметно снижает величину анодного падения потенциала U_a и толщину анодной области X_E . Результаты аналитического исследования в N_2 в случае пренебрежения влиянием диффузии (точнее, при $D_e/\mu_e \rightarrow 0$) могут быть так же экстраполированы в виде зависимостей $X_E^0 \simeq 0.027(\beta/\beta_0)^{-1/6}(J/p^2)^{-0.80}$ см, $U_a^0 \simeq 3.0(\beta/\beta_0)^{-1/3}(J/p^2)^{-0.68}$ В, где $\beta_0 = 0.75 \cdot 10^{-7}$ см³/с, а приведенная плотность тока J/p^2 задана в мА·см⁻²Торр⁻².

В электроотрицательном газе формула для анодного падения потенциала в пренебрежении поправками за счет диффузии имеет вид

$$U_a = \frac{\mu_e E_a (E_a - E_p)^2}{4\pi(1 + \theta)J} (1 + \alpha_1 + 2\alpha_2 + \dots), \quad (4)$$

где $\theta \equiv n_-/n_e$, n_- — концентрация отрицательных ионов.

Если в формулах для анодного падения потенциала U_a (3) или (4) и характерного размера нарушения квазинейтральности в анодной области X_p пренебречь второстепенными членами, то получим соотношение

$$X_p \simeq \sqrt{\frac{U_a}{4\pi e n_i^p}}. \quad (5)$$

где n_i^p — концентрация ионов в положительном столбе. Формула (5) для X_p имеет сходный вид с формулой для дебаевского радиуса, но определяющим параметром оказывается анодное падение потенциала, а не энергия заряженных частиц.

Возможность совмещения этих же асимптотических методов и результатов с методами, развитыми для описания распределения плотности тока в периферийных областях токовых структур (см. уравнение (1)) в разделах 3.2.3 и 3.3.3 предыдущей главы оказалась ключевой при создании самосогласованной аналитической модели самоорганизации токовых структур (раздел 4.4), асимптотически эквивалентной исходной (диффузионно-дрейфовой) многомерной математической модели при выполнении условия $D_e/(\mu_e E_a) \ll X_p \ll H$.

Модель включает систему двух нелинейных дифференциальных уравнений диффузионного типа для безразмерных значений "плотности тока" n (активатора) и анодного падения потенциала u (ингибитора):

$$\frac{\partial n}{\partial t} \simeq \nabla_{\perp}^2 n + h f_u - f_n, \quad \xi \frac{\partial u}{\partial t} \simeq \nabla_{\perp} \cdot [(\vartheta + w n) \nabla_{\perp} u] - f_u, \quad (6)$$

где h , ξ , ϑ , w — параметры модели, выражающиеся через кинетические коэффициенты газа, f_u , f_n — нелинейные источники, зависящие от переменных модели n и u и безразмерного значения средней напряженности электрического поля F_s (бифуркационного параметра).

В зависимости от величины F_s меняются количество возможных решений, характер устойчивости равновесных состояний и параметры формирующихся в результате развития неустойчивости токовых структур. Принципиально важно то, что свойства модели могут быть исследованы с привлечением стандартных методов анализа устойчивости и бифуркаций, которые в общепринятой многомерной модели сложно использовать из-за сильного изменения прианодных характеристик вдоль электрического поля (т. е. отсутствия пространственно однородного решения).

Поскольку F_s пропорционально значению полного напряжения, приложенного к рассматриваемой газоразрядной системе, бифуркационные кривые на рис. 6а, по сути, отражают вольт-амперную характеристику с точностью до коэффициентов пропорциональности.

Модель допускает в определенном диапазоне изменений величины среднего электрического поля в разрядном промежутке три однородных состояния, из которых два устойчивы, и, следовательно, относится к бистабильным (триггерным) системам с S-образной ВАХ (с некоторой оговоркой из-за разрыва при $F_s \rightarrow \infty$). Наличие двух устойчивых однородных состояний (одно из которых $n = 0$) в некоторой области F_s приводит к формированию очень широких локализованных токовых структур с нормальной плотностью тока, соответствующей нижней или верхней (если нижнее пересечение оказалось в области неустойчивости Тьюринга) точке пересечения кривых a и b на рис. 6а. Область неустойчивости Тьюринга исчезает при

$$\frac{D_e}{\mu_e} \gtrsim \frac{U_a}{3} \left(1 - \frac{2E_a^2}{(E_a - E_p)B} \right) \bigg|_A, \quad (7)$$

где B — параметр в формуле для частоты ионизации $\alpha = A \exp(-B/E)$.

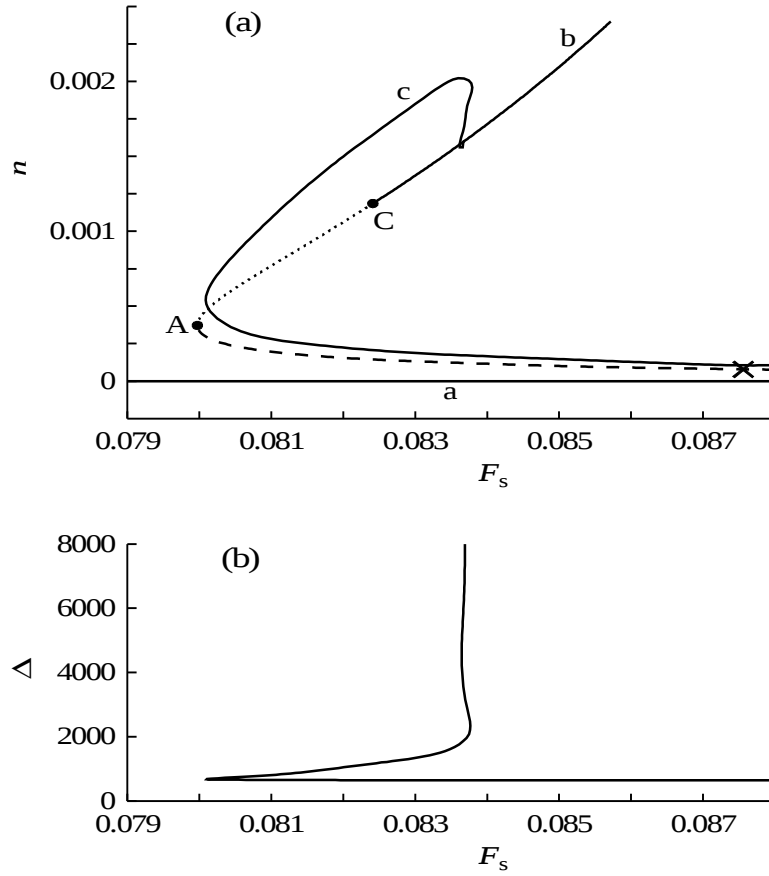


Рис. 6. (а) Бифуркационная диаграмма модели (6) в плоскости (n, F_s) . Кривые a и b показывают зависимость n от бифуркационного параметра F_s для тривиального ($n = 0$) и однородного ($n > 0$) решений, соответственно. Сплошные участки кривых отвечают устойчивым состояниям, штриховые — абсолютно неустойчивым состояниям, точечные — диффузионно неустойчивым состояниям. Область неустойчивости тривиального решения (т. е. область $F_s > F_0 = 0.09314$) лежит за пределами рисунка. Точки A и C обозначают бифуркацию седло-узел и критическую точку неустойчивости Тьюринга, соответственно. Кривая c показывает зависимость n_0 от F_s для локализованной одиночной токовой структуры, где n_0 соответствует n в середине этого образования.

(b) Зависимость безразмерной ширины Δ локализованной токовой структуры от F_s .

Модель предсказывает типичную для газов повышенного давления падающую зависимость анодного падения потенциала от плотности тока и позволяет определить динамику распределения плотности тока и анодного падения потенциала (а также напряженностей электрических полей вблизи анода и в области положительного столба) в поперечном току направлении при заданном значении средней напряженности электрического поля между плоским эквипотенциальным анодом и плоской эквипотенциальной поверхностью в положительном столбе вблизи ее

границы у темного фарадеева пространства. Модель воспроизводит основные свойства общепринятой многомерной диффузионно-дрейфовой модели, включая спонтанное возникновение, формирование и вторичную перестройку сложных токовых структур на аноде с сопоставимыми характерными пространственно-временными параметрами (рис. 7), а также нормальное и поднормальное анодные токовые пятна.

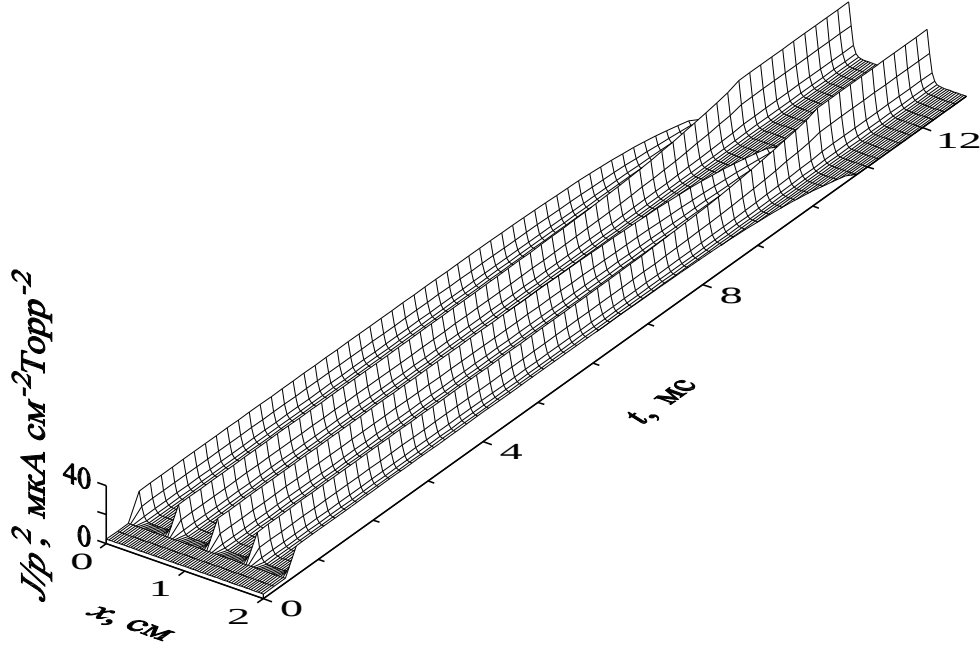


Рис. 7. Динамика развития прианодной неустойчивости. $N_2:He = 1:1$, $p = 40$ Торр, $H = 0.4$ см, $\bar{J} = 5$ мА/см², $D_e/\mu_e = 0.8$ эВ, $\beta = 1 \cdot 10^{-7}$ см³/с. Начальное однородное состояние отмечено знаком "x" на рис. 6а.

Анализ модели позволил получить ряд зависимостей в аналитическом виде, включая выражения для значений электрического поля, когда происходит изменение числа возможных равновесных состояний и характер их устойчивости, и значения тока в центре одиночного локализованного пятна в поднормальном режиме. В частности, пространственный период наиболее вероятных возмущений Λ для критической точки неустойчивости Тьюринга C описывается формулой:

$$\Lambda_C \simeq \frac{2\pi}{p} \left[\frac{2(E_a - E_p)D_s E_p H}{3\pi e \beta V} \left(\frac{e\mu_e E_a}{J/p^2} \right)^2 \right]_C^{1/4}. \quad (8)$$

Образование пространственных токовых структур можно рассматривать как следствие неустойчивости тьюринговского типа в бистабильной системе с S-образной ВАХ.

На аноде конечного поперечного размера количество формируемых структур уменьшается с ростом D_e/μ_e . Если на поверхности анода не смогут разместиться два полупериода, спонтанное образование даже одиночной локализованной структуры станет невозможным. Однако в некоторой области J все же возможно формирование

локализованной структуры в жестком режиме возбуждения (за счет внесения достаточно больших токовых неоднородностей). Эта область плотностей тока ограничена сверху кривой для нормальной плотности тока, практически нечувствительной к поперечным размерам системы L , а снизу — кривыми для значений плотности тока J_C в критической точке неустойчивости Тьюринга или (при выполнении условия (7)) значений плотности тока в области ниже точки бифуркации А, соответствующих условию равенства поперечного размера анода L ровно двум полупериодам волновых векторов (рис. 8). Высокие значения коэффициента диффузии могут быть реализованы при мелкомасштабной турбулизации газового потока в разряде.

Возможность формирования структур при больших значениях D_e/μ_e в жестком режиме возбуждения проясняет неоднозначный характер влияния турбулентной диффузии в экспериментах, где в зависимости от условий турбулизации потока устойчивость разряда могла как улучшаться, так и ухудшаться.

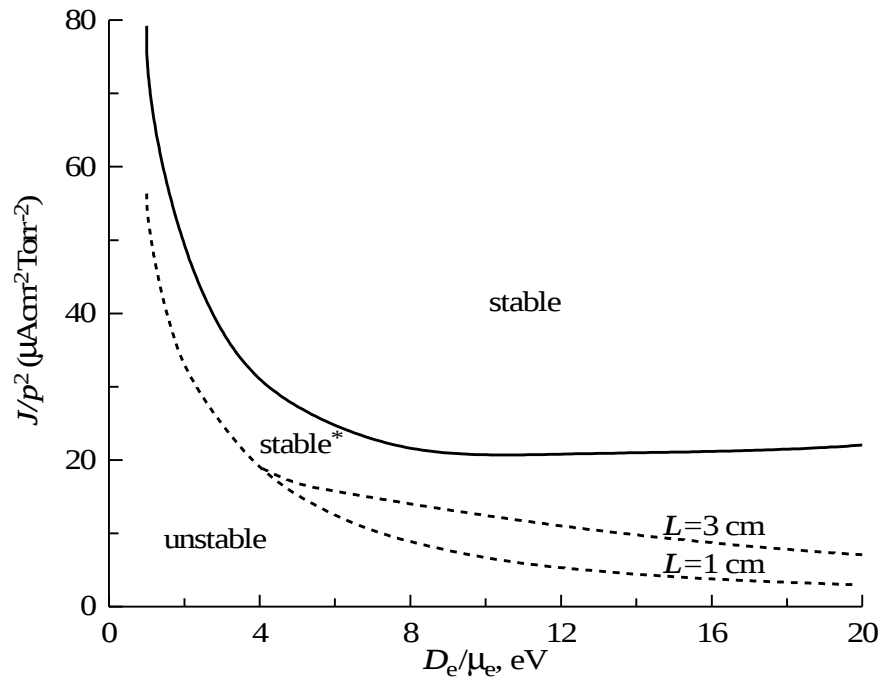


Рис. 8. Границы области с мягким и жестким режимами возбуждения в зависимости от характеристической энергии электронов D_e/μ_e для поперечного размера системы $L = 1$ и 3 см. $N_2:He = 1:1$, $p = 40$ Торр, $H = 0.45$ см, $\beta = 1 \cdot 10^{-7}$ см³/с.

В заключении отмечается, что в рамках диссертационной работы впервые разработаны численные и аналитические модели и исследованы физические механизмы и закономерности процессов самоорганизации упорядоченных локализованных токовых структур в тлеющем разряде повышенного давления, а также проведен анализ причин снижения выходной мощности CO_2 -лазера при повышенных энергозатратах, включая связанные с неоднородностью условий в разряде. На основании выполненных исследований разработаны теоретические положения, совокупность которых можно квалифицировать как новое крупное

научное достижение в области физики газового разряда.

Более подробно основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Выполнены детальные теоретические исследования самоорганизации токовых структур в самостоятельном тлеющем разряде повышенного давления, основанные на сочетании:

а) численного эксперимента с использованием разработанной численной модели газового разряда в рамках диффузионно-дрейфового приближения в теории газового разряда и

б) исследований на основе разработанной самосогласованной физической модели самоорганизации анодных токовых структур, сохранившей в явном виде все основные кинетические коэффициенты исходных уравнений диффузионно-дрейфового приближения и не требующей привлечения каких-либо дополнительных данных или постулатов.

Модель представляет собой систему двух нестационарных уравнений (для анодного падения потенциала и плотности тока) диффузионного типа, типичную для класса активных сред с диффузией в синергетике, и позволяет описать анодное пятно как стационарное уединенное собственное состояние среды, с параметрами, полностью определяющимися параметрами системы и не зависящими от вида возмущения. Принципиально важно то, что свойства модели могут быть исследованы с привлечением стандартных методов анализа устойчивости и бифуркаций, которые в общепринятой исходной модели сложно использовать из-за сильного изменения прианодных характеристик вдоль электрического поля (т. е., отсутствия пространственно однородного решения).

В результате теоретически решены следующие задачи:

а) Получены аналитические выражения для значений электрического поля, когда в анодной области происходит изменение числа возможных стационарных состояний и характер их устойчивости. Для абсолютно неустойчивых и диффузионно неустойчивых состояний определен пространственный период наиболее вероятных возмущений. Модель воспроизводит основные свойства общепринятой многомерной диффузионно-дрейфовой модели, включая спонтанное возникновение, формирование и вторичную перестройку сложных токовых структур на аноде с согласующимися характерными пространственно-временными параметрами, а также нормальное и поднормальное анодные токовые пятна.

б) Показано, что образование упорядоченных токовых структур на аноде в тлеющем разряде повышенного давления обусловлено развитием неустойчивости тьюринговского типа в бистабильной системе с S-образной вольт-амперной характеристикой и происходит на основе чисто электродинамических явлений задолго до проявления тепловых, погранслойных или плазмохимических эффектов.

в) Как численная, так и аналитическая модели воспроизводят в рамках чисто электродинамических явлений экспериментально известное явление

самоорганизации сложных токовых структур в тлеющем разряде повышенного давления, включая процесс их вторичной перестройки.

Теоретическая картина подтверждается изучением нарушения однородности анодного свечения технологических 4-х и 7-и киловаттных технологических CO_2 -лазеров, где по мере сноса газа вниз по потоку так же существуют область с однородностью, определяемой геометрией предыонизатора, и две области с различающимися (в 1.5–2 раза) периодами токовых полос.

г) Численно в рамках чисто электродинамических явлений показано, что при характерных значениях произведения давления на размер разрядного промежутка в несколько десятков см·Торр неустойчивость в слаботочном тлеющем разряде в N_2 и Ar зарождается в анодной области, на которую впоследствии по достижению возмущения катодной области накладывается процесс скоротечного образования катодного пятна с локализацией тока во всем разрядном промежутке.

д) Сделан вывод о беспороговом характере возникновения токовых структур из первоначально поперечно-однородного состояния тлеющего разряда повышенного давления.

Развитие анодной токовой неустойчивости нечувствительно к объемным возмущениям (они распадаются), но нарушение эквипотенциальности анода приводит к существенному сокращению времени образования анодных токовых структур: в случае азота с 30–40 мс·Торр для первоначально поперечно-однородных состояний (т. е. без каких-либо специальных начальных возмущений) до примерно 10–13 мс·Торр при нарушении эквипотенциальности анода на величину порядка 1 В.

Пространственный период и характерное время развития неустойчивости увеличиваются с ростом характеристической энергии электронов.

Численные исследования показали незначительное влияние учета отражения электронов от поверхности анода на процессы формирования и параметры токовых структур. Согласно аналитическим исследованиям учет деталей механизма замыкания тока электронов на анод приносит поправку в интегральные параметры разряда порядка отношения характеристической энергии электронов к анодному падению потенциала (за исключением случая почти полного отражения), которое в условиях тлеющего разряда действительно мало.

е) В зависимости от величины полного тока I , протекающего через анодное пятно, можно выделить режим поднормального пятна для области малых токов $I < I_n$ (I_n — пороговое значение тока, зависящее от характеристической энергии электронов D_e/μ_e и коэффициента рекомбинации β) с логарифмической зависимостью плотности тока в центре пятна от тока, сильно зависящей от диффузии электронов, и режим нормального пятна для области больших токов $I > I_n$, для которого выполняется закон нормальной плотности тока с плотностью тока, существенно зависящей от рекомбинационных процессов.

В случае азота для границы этих двух режимов экстраполяция результатов расчетов дает формулу для критического значения тока $I_n \approx J_n \pi \Lambda_n^2$ с характерным

радиусом пятна $\Lambda_n[\text{см}] \approx 0.45 \cdot 10^{-4} \sqrt{D_s[\text{см}^2/\text{с}]/(\beta[\text{см}^3/\text{с}] \cdot p[\text{Торр}])}$.

С ростом величины разрядного промежутка, объемной электрон-ионной рекомбинации и диффузии электронов происходит снижение нормальной плотности тока и рост нормального анодного падения потенциала. Влияние величины разрядного промежутка и диффузии электронов на параметры поднормального пятна (плотность тока и анодное падение потенциала в центре пятна) носит примерно такой же характер, но влияние объемной электрон-ионной рекомбинации в этом случае малосущественно.

ж) Предложена простая аналитическая модель, адекватно описывающая полученные в численных расчетах распределения плотности тока в периферийной области токового пятна.

2. Теоретически исследовано стабилизирующее влияние отдельных параметров на устойчивость тлеющего разряда повышенного давления, в частности:

а) Численно продемонстрирована существенная стабилизирующая роль анодных оксидных пленок. На основании двумерных расчетов предложено объяснение наблюдающихся изменений однородности и устойчивости разряда в 7-и киловаттном технологическом CO_2 -лазере ТЛ-5М, основанное на чисто электродинамических явлениях (нарушение эквипотенциальности и стабилизирующее действие АОП) задолго до проявления объемных тепловых или плазмохимических эффектов.

Высокое стабилизирующее действие наработанной на поверхности анода оксидной пленки может быть использовано как для повышения предельных энерговыкладов, так и для снижения величины балластных сопротивлений и повышения КПД газоразрядного лазера.

б) Наличие слабопроводящей пленки на поверхности анода приводит к увеличению размера анодного токового пятна и уменьшению значения нормальной плотности тока. В результате с ростом толщины АОП вероятность ее пробоя (и последующего шнурования) растет сравнительно слабо, позволяя тем самым получение однородной АОП с толщиной (точнее, с величиной критического распределенного сопротивления), достаточной для полного подавления анодных пятен.

Величина критического распределенного сопротивления для конкретного анодного пятна зависит от плотности тока в центре этого пятна и характерного расстояния до ближайших пятен. При одинаковом характерном расстоянии между пятнами, величина критического сопротивления будет меньше в том случае, в котором плотность тока в центре пятна больше (т. е., переход в однородную стадию в заметной мере определяется энергетическими соображениями). Таким образом, при увеличении полного тока через разряд подавление из-за неустойчивости близко расположенных пятен и пятен с большой плотностью тока должно приводить в соответствии с экспериментальными наблюдениями к формированию регулярных структур в оптимальной геометрии (гексагональной или в виде регулярных полос при наличии прокачки газа) и полному исчезновению пятен при достаточно больших

значениях распределенного сопротивления.

в) Показано, что увеличение величины характеристической энергии электронов D_e/μ_e приводит к росту времени формирования анодных токовых структур и характерного расстояния между ними, причем из-за "взрывного" характера этого роста неустойчивость тьюринговского типа существует только при значениях D_e/μ_e ниже некоторого критического значения, зависящего от плотности тока (порядка одной пятой анодного падения потенциала в точке бифуркации), при превышении которого спонтанное образование анодных токовых пятен становится невозможным. Заметный стабилизирующий эффект турбулизации потока (за счет мелкомасштабной турбулентной диффузии) демонстрировался ранее в ряде экспериментов.

г) Усиление рекомбинационных процессов приводит к некоторому росту времени формирования анодных токовых структур (за исключением области малых значений коэффициента рекомбинации) и характерного расстояния между ними.

3. В рамках одномерной модели продольного газового разряда, учитывающей диффузионные процессы, проведено исследование влияния скорости прокачки газа и диффузии электронов на анодное падение потенциала U_a и толщину анодной области X_a . Показано, что мелкомасштабная турбулентная диффузия должна приводить к росту анодного падения потенциала и толщины анодного слоя. При прокачке газа в направлении анода со скоростью порядка или выше дрейфовой скорости положительных ионов квазинейтральный положительный столб простирается вплоть до самого анода, и анодного падения потенциала в данном случае нет. Обнаружено наличие скачков в зависимостях U_a и X_a при прокачке газа в направлении анода со скоростью газа V порядка скорости амбиполярного дрейфа ионов ($V \simeq -\mu_i E_p [1 + (\hat{\mu}_e - \hat{\mu}_i)/(1 + \hat{\mu}_e)]$, $\hat{\mu} = \partial \ln \mu / \partial \ln E$).

Асимптотическим методом получены аналитические формулы для анодного падения потенциала и толщины анодного слоя, удовлетворительно описывающие результаты экспериментов и численных расчетов в условиях тлеющего разряда повышенного давления (включая разряд в электроотрицательных газах) в широком диапазоне токов. Для характерного размера нарушения квазинейтральности в анодной области справедливо соотношение $X_p \simeq \sqrt{U_a / (4\pi e n_+^p)}$.

4. Разработана кинетическая модель активной среды CO_2 -лазера, самосогласованно учитывающая влияние колебательного возбуждения молекул на скорость накачки лазерных уровней в условиях самостоятельного тлеющего разряда, пригодная для получения результатов, количественно согласующихся с экспериментом в широком диапазоне условий, включая случай высоких импульсных энерговкладов. Модель основана на уточненной модели колебательных температур, которая включает:

а) поуровневую кинетику N_2 и асимметричной моды $\text{CO}_2(v_3)$;

б) разработанную ангармоническую модель фермисвязанных мод $\text{CO}_2(v_1, v_2)$, учитывающую, что при бальцовском распределении заселенности уровней в мультиплете задача о колебательной релаксации в симметричной и деформационной

модах CO_2 в сильно неравновесных условиях сводится к уравнениям для населенностей уровней эффективного ангармонического осциллятора;

в) разработанный эффективный метод решения уравнения Больцмана с учетом соударений второго рода, позволяющий рассчитывать кинетические коэффициенты и скорости возбуждения уровней атомов и молекул в условиях сильного колебательного или электронного возбуждения газа в широком диапазоне значений приведенного электрического поля E/N .

На основе поуровневого подхода реализована компьютерная методика восстановления колебательных температур объединенной и асимметричной мод CO_2 молекул по экспериментально измеренным интенсивностям ИК-люминесценции в полосе 2.7 и 4.3 мкм, учитывающая поглощение излучения при его переносе через среду с неоднородными термодинамическими параметрами.

С помощью кинетической модели теоретически исследованы и сопоставлены с экспериментом (используя, в случае измерений ИК-люминесценции, упомянутую методику восстановления колебательных температур) следующие характеристики CO_2 -лазеров:

а) энергетические характеристики электроионизационного импульсного лазера на смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:9$ с добавлением паров воды при повышенных энерговкладах;

б) энергетические характеристики импульсного лазера на смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ при энерговкладах до $2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$;

в) динамики ИК-люминесценции в полосах 4.3 и 2.7 мкм и колебательных температур фермисвязанных и асимметричной мод импульсного ТЕА CO_2 -лазера;

г) пространственные распределения ИК-люминесценции в полосах 4.3 и 2.7 мкм и колебательных температур фермисвязанных и асимметричной мод CO_2 4-х киловаттного быстропроточного технологического CO_2 -лазера с перекрестной системой электродов.

Проведенный комплекс исследований характеристик активной среды CO_2 -лазеров по уточненной модели показывает, что при повышенных энерговкладах наблюдается заметное расхождение с данными экспериментов, труднообъяснимое возможными упрощениями и приближениями модели или за счет имеющейся неопределенности констант без привлечения предположения о существенной пространственной неоднородности в газоразрядной камере, на которую при высоких энерговкладах накладываются существенно снижающие энергетическую эффективность малоисследованные процессы накопления сильных релаксантов верхнего лазерного уровня. Назревшая необходимость учета пространственной неоднородности предполагает переход от традиционно нульмерных или квазистационарных (с прокачкой газа) одномерных моделей газоразрядных лазеров к многомерным моделям. Это позволило бы учесть естественную неоднородность газового разряда по разрядному промежутку, связанную с наличием приэлектродных областей и продольных градиентов в положительном столбе, и неоднородность тока в поперечном направлении, связанную с конструктивными особенностями устройства

электродов или проявлением токовых неустойчивостей. Серьезной проблемой в создании замкнутой многомерной модели газоразрядных лазеров является отсутствие эффективных алгоритмов расчета характеристик тлеющего разряда повышенного давления в реальной геометрии.

5. Обоснован и разработан экономичный вычислительный алгоритм для численного решения нестационарных пространственно двумерных задач газового разряда в диффузионно-дрейфовом приближении, имеющий второй порядок точности по пространственной координате и число арифметических действий на один узел расчетной сетки, почти не зависящее от общего числа узлов.

Показана возможность корректной (в смысле существования, единственности, гладкости и положительности решения) математической и разностной постановок рассматриваемой задачи в промежутке между металлическими электродами, между металлическим анодом и положительным столбом и между положительным столбом и металлическим катодом.

Представляются необходимыми дополнительные усилия по поиску и разработке модельной газоразрядной задачи, допускающей существенное понижение ее размерности вплоть до возможности получения точных аналитических решений, пригодной как для анализа ряда явлений в газовом разряде, так и для оценки точности численных результатов и методологически необходимой для выяснения причин количественных, а в ряде случаев и качественных расхождений в результатах расчетов разных научных групп.

Основные материалы диссертации отражены в 64 работах, среди которых:

1. *Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Певгов В.Г.* Анализ процессов взаимодействия электрона с молекулой кислорода. – М., 1977. – 27 с. (Препринт ФИАН № 169).
2. *Александров Н.Л., Высикайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г.* Функции распределения электронов в смеси $N_2:O_2 = 4:1$ // ТВТ. – 1981. Т. 19, № 1. С. 22–27.
3. *Александров Н.Л., Высикайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г.* Расчетная модель разряда в смеси $N_2:O_2 = 4:1$ // ТВТ. – 1981. Т. 19, № 3. С. 485–490.
4. *Islamov R.Sh., Konev Yu.B.* Discharge plasma kinetical coefficients calculations for mixtures of vibrationally excited CO_2 with inert gases // Proc. 15th Int. Conf.: "Phenom. Ioniz. Gasez", Minsk, 14–18 July 1981. Contrib. Pap., Part 1. S. 1, s.a. 71–72.
5. *Бункин С.Б., Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Кочетов И.В.* Эффективная методика численных расчетов кинетики в системе ангармонических осцилляторов и ее применение для исследования влияния изотопического состава молекул на характеристики активной среды на окиси углерода // Квантовая электроника. – 1982. Т. 9, № 7. С. 1442–1446.
6. *Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Шарков В.Ф.* Исследование характеристик газодинамического CO_2 -лазера с излучением на длине волны 18.4 мкм. – М., 1982. – 19 с. (Препринт ИАЭ № 3661/12).

7. Зарослов Д.Ю., Исламов Р.Ш., Карлов Н.В., Ковалев И.О., Конев Ю.Б., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. Расчет каскадной генерации на переходах $00^0_1-02^0_0-01^1_0$ молекул CO_2 при накачке в импульсном газовом разряде // Квантовая электроника. – 1982. Т. 9, № 8. С. 1721–1723.

8. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Липатов Н.И., Пащинин П.П. Теоретическое исследование характеристик активной среды на длине волны 18.4 мкм в импульсном газоразрядном CO_2 -лазере на переходе $03^1_0-10^0_0$. – М., 1983. – 20 с. (Препринт ФИАН № 192).

9. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Курносов А.К. Влияние ударов второго рода на баланс энергии электронов и характеристики генерации в смесях CO:N_2 // Квантовая электроника. – 1984. Т. 11, № 1. С. 210–212.

10. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Куликов А.О., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Шарков В.Ф. Энергетические характеристики ГДЛ на переходах между уровнями симметричной и деформационной мод молекул CO_2 // Квантовая электроника. – 1984. Т. 11, № 3. С. 551–559.

11. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б. Константы скорости кинетических процессов в системе нижних колебательных уровней молекулы CO_2 // Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 54.

12. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б. Кинетические процессы в системе нижних уровней молекулы CO_2 // ПМТФ. – 1985, № 4. С. 9–16.

13. Исламов Р.Ш. Квазиравновесная модель кинетики связанных мод молекул CO_2 // ПМТФ. – 1986, № 3. С. 16–22.

14. Акиртава Д.О., Исламов Р.Ш., Корольченко И.В., Косарчук Н.А., Панченко В.Я. Моделирование газового контура быстропроточного электроразрядного технологического CO_2 -лазера. – Шатура, 1987. – 12 с. (Препринт НИЦТЛАН № 22).

15. Абильтсмитов Г.А., Баграташвили В.Н., Гордиенко В.М., Гуламов Э.Н., Жерихин А.Н., Исламов Р.Ш., Кубышкин А.П., Панченко В.Я. ИК люминесцентная диагностика колебательно-возбужденного молекулярного газа в разряде CO_2 -лазера. – Шатура, 1987. – 31 с. (Препринт НИЦТЛАН № 31).

16. Акиртава Д.О., Акиртава О.С., Голубев В.С., Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Панченко В.Я. Исследование характеристик технологического CO_2 -лазера с накачкой в самостоятельном ВЧЕ разряде. – Шатура, 1987. – 18 с. (Препринт НИЦТЛАН № 39).

17. Гуламов Э.Н., Исламов Р.Ш. Методика ИК люминесцентной диагностики колебательно-возбужденных молекул CO_2 в многослойных средах // Лазерная технология. – Вильнюс, 1988. Вып. 6. С. 134–135.

18. Агалаков Ю.Г., Гуламов Э.Н., Исламов Р.Ш., Рубинов Ю.А. Рассмотрение кинетики возбуждения смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ по уточненным моделям колебательных температур // Квантовая электроника. – 1989. Т. 16, № 4. С. 737–741.

19. Баранов В.Ю., Бегов Р.К., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Хоменко С.В.

Причины снижения КПД импульсного CO₂-лазера с несамостоятельным разрядом при повышенных энерговкладах // Квантовая электроника. – 1990. Т. 17, № 5. С. 558–560.

20. *Исламов Р.Ш.* Расчетные характеристики анодной области продольного разряда с учетом диффузии // ПМТФ. – 1990, № 5. С. 3–5.

21. *Islamov R.Sh., Keremkulov M.A., Konev Yu.B., Ochkin V.N., Savinov S.Yu., Shotov A.P., Sobolev N.N., Spiridonov M.V., Zasavitsky I.I.* Vibration-rotational distributions of CO₂ molecules in active media of CO₂ waveguide laser // J. Sov. Laser Research. – 1990. V. 11, no. 4. P. 361–365.

22. *Исламов Р.Ш., Конеv Ю.Б., Мирзакаримов Б.А.* Сечения взаимодействия электронов с молекулами в многокомпонентных смесях и влияние колебательного возбуждения молекул на кинетические коэффициенты электронов в плазме. – М., 1991. – 54 с. (Препринт ИВТАН № 3-333).

23. *Исламов Р.Ш.* Моделирование формирования анодного пятна в самостоятельном тлеющем разряде // Журнал технической физики. – 1991. Т. 61, № 7. С. 12–15.

24. *Исламов Р.Ш.* О разрешимости диффузионно-дрейфового приближения в теории газового разряда. – Троицк, 1991. – 32 с. (Препринт НИЦТЛАН № 81).

25. *Gulamov E.N., Islamov R.Sh., Zabelin A.M.* Anodic oxide films influence on formation of anode spots and glow discharge stability // Abstr. invited contrib. papers of Conf. ESCAMPIG-92, Russia, St.Peterburg, August 25–28 1992. V. 16F. P. 429–430.

26. *Гуламов Э.Н., Забелин А.М., Исламов Р.Ш.* Стабилизирующая роль анодных оксидных пленок в стационарном тлеющем разряде // Физика плазмы. – 1992. Т. 18, № 9. С. 1222–1227.

27. *Gulamov E.N., Islamov R.Sh., Zabelin A.M.* Effect of anodic oxide films on discharge stabilization in industrial lasers // Abstr. of IX Int. Sympos. GCL'92, Heraclion, Crete, Greece, 21–25 September 1992. P. MoBP6.

28. *Gulamov E.N., Islamov R.Sh., Zabelin A.M.* Anodic oxide film influence on formation of anode spots and glow discharge stability // J. Appl. Phys. D, UK. – 1993. V. 26, no. 9. P. 1394–1397.

29. *Исламов Р.Ш.* Аналитическое исследование анодной области тлеющего разряда повышенного давления // Известия РАН: Механика жидкости и газа. – 1994, № 2. С. 172–180.

30. *Gulamov E.N., Islamov R.Sh., Zabelin A.M.* Effect of anodic oxide films on glow discharge spatial structure // SPIE proceedings. – 1994. V. 2257. P. 132–135.

31. *Гуламов Э.Н., Исламов Р.Ш.* Кольцевые анодные структуры // Конф. "Физика и техника плазмы": Материалы конф. 13–15 сентября 1994. – Минск, 1994. Т. 1. С. 151–153.

32. *Исламов Р.Ш.* Аналитическое исследование влияния электроотрицательных примесей на характеристики приэлектродных слоев // Конф. "Физика и техника плазмы": Материалы конф. 13–15 сентября 1994. – Минск, 1994. Т. 1. С. 154–157.

33. Гуламов Э.Н., Исламов Р.Ш., Кубышкин А.П., Лобастов В.Н., Новодворский О.А., Панченко В.Я. ИК люминесцентная диагностика технологического быстропотоочного CO_2 -лазера с перекрестной системой электродов // Квантовая электроника. – 1994. Т. 21, № 12. С. 1151–1156.

34. *Islamov R.Sh.* Analytic investigation of the glow discharge anode region in elevated-pressure electronegative gases // J. Appl. Phys. – 1996. V. 79, no. 11. P. 8253–8257.

35. *Исламов Р.Ш.* Самоорганизация токовых структур в приэлектродных областях тлеющего разряда с поперечной прокачкой // Межд. конф. "Физика плазмы и плазменные технологии": Материалы конф. 15–19 сентября 1997. – Минск, 1997. Т. 3. С. 463–466.

36. *Исламов Р.Ш., Новодворский О.А., Сагдеев Р.Я.* Токовые полосы на поверхности анода в тлеющем разряде в потоке и эффект удвоения их пространственного периода // Физика плазмы. – 1997. Т. 23, № 10. С. 970–976.

37. *Islamov R.Sh., Gulamov E.N.* Numerical simulation of axisymmetric anode spot formation in glow discharge at elevated pressure // IEEE Tr. on Plasma Science. – 1998. V. 26, no. 1. P. 7–13.

38. *Islamov R.Sh.* Simulation of anode instability in gas flow // IEEE Tr. on Plasma Science. – 1999. V. 27, no. 1. P. 88–89.

39. *Исламов Р.Ш.* Моделирование самоорганизации токовых структур в тлеющем разряде // Известия РАН: сер. физическая. – 2000. Т. 64, № 7. С. 1402–1406.

40. *Исламов Р.Ш.* Численное исследование переходных форм разряда от темного таундсендовского к аномальному тлеющему // Известия РАН: сер. физическая. – 2000. Т. 64, № 7. С. 1407–1410.

41. *Islamov R.Sh.* Simulation of self-organized competitive current structures in glow discharge // III Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology: Contrib. Papers 18–22 September 2000. – Minsk, Inst. of Molecular and Atomic Physics NAS of Belarus, 2000. V. 1. P. 19–22.

42. *Islamov R.Sh.* Numerical investigations of formation and realignment of regular current structures in elevated pressure glow discharge // Proceedings of SPIE, 2001. V. 4644. P. 366–368.

43. *Islamov R.Sh.* Physical model of anode glow patterns in elevated-pressure gas discharges // Phys. Rev. E. – 2001. V. 64, no. 4. P. 046405(1–13).

44. *Исламов Р.Ш.* Физическая модель анодного слоя газового разряда повышенного давления // Известия РАН: сер. физическая. – 2002. Т. 66, № 7. С. 944–948.

45. *Исламов Р.Ш.* О нормальной плотности тока на аноде в тлеющем разряде повышенного давления // Известия РАН: сер. физическая. – 2003. Т. 67, № 9. С. 1244–1248.

46. *Исламов Р.Ш.* Глобальные решения уравнений диффузионно-дрейфового приближения в теории газового разряда // Дифференциальные уравнения. – 2003. Т. 39, № 12. С. 1662–1676.

Издано в ИПЛИТ РАН.
Подписано к печати 02.10.2003. Формат бумаги 60×84/16.
Бумага для множительных аппаратов.
Усл. печ. л. 2,0. Тираж 100 экз. Заказ 7.
140700 г. Шатура Московской обл., ул. Святоозерская, д. 1.
Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН