

Шкуренок Иван Алексеевич

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В  
ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ. СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ  
РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА И БАРЬЕРНЫХ  
РАЗРЯДОВ.**

Специальность: 01.04.08 - Физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена на *Кафедре атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники Физического факультета Московского Государственного Университета имени М.В. Ломоносова*

Научный руководитель: *доктор физико-математических наук,  
профессор  
Рахимов Александр Турсунович*

Официальные оппоненты: *доктор физико-математических наук  
Гибалов Валентин Иванович  
(химический факультет МГУ)  
кандидат физико-математических наук  
Дятко Николай Аркадьевич  
(Троицкий институт инновационных и  
термоядерных исследований, г. Троицк)*

Ведущая организация: *Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет*

Защита состоится 27 апреля 2011 года в 16 часов 30 минут на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций *Д.501.001.45* при *Московском Государственном Университете имени М.В. Ломоносова* по адресу: *119991, Россия, г. Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 5, НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцина МГУ имени М.В. Ломоносова (19-й корпус, аудитория 2-15).*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцина МГУ имени М.В. Ломоносова.*

Автореферат разослан 23 марта 2011 года.

Ученый секретарь

совета по защите докторских и кандидатских диссертаций *Д.501.001.45*,  
кандидат физико-математических наук

*Вохник О.М.*

# Общая характеристика работы

## Актуальность работы

Неравновесная низкотемпературная плазма электрических разрядов в газах высокого (атмосферного или около атмосферного) давления более ста лет вызывает повышенный интерес как объект для изучения фундаментальных плазменных явлений, так и точки зрения многочисленных практических применений [1–3]. Плазма этих разрядов сочетает в себе низкую температуру газа и высокую температуру электронов. Различные типы разрядов, позволяющие создавать такую плазму, в настоящее время являются объектом изучения многих исследовательских групп. Основной причиной этого являются невысокая стоимость оборудования для создания таких разрядов и относительная простота использования; для создания плазмы атмосферного давления не требуется больших, дорогих и энергоемких вакуумных систем, и использование подобных устройств может проводиться в режиме реального времени. Это обуславливает широкий спектр применений таких систем - различные источники излучения, генерация озона, плазменные дисплеи, обработка поверхностей, возбуждение воздушно-топливных смесей, а также разрушение вредных веществ, загрязняющих атмосферу [3].

Достаточно общим свойством тлеющего разряда является контракция - стягивание плазмы в тонкий, яркосветящийся шнур при повышении давления и росте разрядного тока. Это явление в атомарных и молекулярных газах, их смесях, являющихся рабочими смесями газовых лазеров, имеет место в плоских каналах и цилиндрических разрядных трубках. С одной стороны, шнурование разряда является негативным явлением, которое приводит к срыву лазерной генерации, что ограничивает энергозатраты в активную среду. Выяснение природы контракции и механизмов ее развития является необходимым этапом на пути эффективной борьбы с этим негативным в физике лазеров явлением. С другой стороны, отрыв плазмы от стенок разрядной трубки является положительным фактором при решении задач спектрального анализа газовых смесей. При использовании в качестве источников возбуждения контрагированного ВЧ-разряда удается на несколько порядков повысить чувствительность и предел обнаружения в спектральном анализе. На основе контрагированного разряда разработаны инерционно-плазменные датчики, позволяющие за счет смещения плазменного шнура вырабатывать электрический сигнал, пропорциональный ускорению.

Диэлектрический барьерный разряд (БР), первоначально предложенный Сименсом в девятнадцатом веке, до сих пор является предметом активных исследований,

представляя многочисленные приложения - плазменные панели, обеззараживание в медицине, управление аэродинамическим потоком и обработка поверхности [3, 4]. Барьерный разряд является источником неравновесной низкотемпературной плазмы при атмосферном давлении, однако БР при атмосферном давлении в большинстве случаев не является однородным в пространстве. Обычно разряд состоит из множества микрозарядов (нитей) хаотично расположенных в плоскости электродов.

Тот факт, что барьерный разряд является филаментированным при атмосферном давлении, не влияет на его использование в ряде приложений, например генерации озона. Однако в последнее время были показаны перспективные применения барьерного разряда для плазменной обработки поверхностей, а также в медицине - обеззараживание и заживление ран [4, 5]. В этих работах роль одного из электродов, между которыми зажигается разряд, играет обрабатываемая поверхность, поэтому в этих случаях разряд должен гореть однородно по поверхности электродов. Это обуславливает большой интерес, который возник в последние годы к изучению процесса филаментирования разряда и созданию однородных разрядов при атмосферном давлении.

### **Цель диссертационной работы**

Численное исследование разрядов высокого давления - разряда постоянного тока и барьерного разряда, получение различных режимов горения разрядов. Исследование пространственного структурирования разрядной плазмы этих разрядов, а также определение основных механизмов образования этих структур.

### **Научная новизна**

В представленной работе проведено исследование различных режимов горения разряда постоянного тока - диффузионного, контрагированно-стратифицированного (КС) и контрагированного, с помощью разработанной численной модели разряда. Установлены механизмы, ответственные за тот или иной режим горения, а также за переходы между этими режимами. Впервые на основе численной модели изучался КС режим разряда. Без каких-либо искусственных предположений удалось получить периодические во времени колебания параметров разрядной плазмы.

Проведено исследование пространственной структуры разрядной плазмы барьерного разряда на основе созданной двухмерной модели. Исследован процесс распада разряда на отдельные микрозаряды. Установлены причины неустойчивости однородной формы горения БР при высоком давлении. Изучено влияние параметров разряда на его пространственную структуру, а также предложен метод создания

однородных БР при атмосферном давлении.

### **Практическая значимость**

Практическая значимость полученных результатов заключается в том, что созданные модели позволяют рассчитать параметры плазмы разряда постоянного тока и барьерного разряда при высоких давлениях, имеющих множество практических применений. Показано, что филаментирование барьерного разряда обусловлено неустойчивостью анодного слоя по отношению к поперечным (радиальным) возмущениям, и что использование более тонких диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью повышает устойчивость анодного слоя.

### **На защиту выносятся следующие основные результаты и положения**

- Результаты численного моделирования разряда постоянного тока в инертных газах в трех режимах горения.
- Объяснение периодических колебаний параметров плазмы в КС режиме.
- Механизмы гистерезисного перехода между диффузионным и КС режимами.
- Результаты численного моделирования БР.
- Причины филаментирования БР.
- Эффект нормальной плотности тока в филаментированном и однородном БР.
- Влияние параметров диэлектрических слоев на пространственную структуру разряда.

### **Апробация работы**

Результаты данной работы были представлены в докладах на 6 Всероссийских и Международных конференциях:

1. Всероссийская конференция "Физика низкотемпературной плазмы-2007", Петрозаводск, 24-28 июня 2007г. Устный доклад.
2. XIV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов 2007", Москва, МГУ, 10-15 апреля 2007г. Устный доклад.
3. 3rd International Workshop and Summer School on Plasma Physics, Kiten, Bulgaria, 30 June - 5 July 2008. Устный доклад.
4. The 37th international conference on plasma science, Norfolk, VA, USA, 20-24 June 2010. Устный доклад.

5. 63rd Gaseous Electronics Conference, Paris, France, 4-8 October, 2010. Постерный доклад.
6. XIII Школа молодых ученых "Актуальные проблемы физики" и IV Всероссийская Школа-семинар "Инновационные аспекты фундаментальных исследований", Звенигород, 14-19 ноября, 2010г. Постерный доклад.

### **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 11 печатных работах, из них 6 статей в рецензируемых журналах [A1–A6], 1 в сборнике трудов конференции [A7] и 5 тезисов докладов [A8–A12].

### **Личный вклад автора**

Приведенные в диссертационной работе результаты моделирования разрядов высокого давления получены лично автором. Автором созданы численные модели для описания различных режимов горения разряда постоянного тока. Также автором была создана двухмерная модель барьерного разряда, с помощью которой были численно получены структурирование плазмы и эффект нормальной плотности тока.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из трех глав. Глава 1 посвящена обзору существующей информации по разрядам атмосферного давления (разряды постоянного тока и диэлектрические барьерные разряды), их режимах горения, пространственному структурированию таких разрядов. В главе 2 приведены результаты исследования разрядов постоянного тока в инертных газах, трех режимов горения этих разрядов - диффузионного, котрагированно-стратифицированного и контрагированного, а также переходов между этими режимами. Глава 3 посвящена барьерным разрядам. Приведены результаты исследований разрядов в килогерцовом и мегагерцовом частотных диапазонах. Численно исследован процесс и механизмы филаментирования барьерного разряда в килогерцовом диапазоне. Также исследован эффект нормальной плотности тока, наблюдаемый в расчетах в двух типах разряда.

## **Содержание работы**

**Во Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

**В первой главе** представлен обзор существующей информации по разрядам атмосферного давления (разряды постоянного тока и диэлектрические барьерные разряды), их режимах горения, пространственному структурированию таких разрядов. Представлены также основные направления исследования таких разрядов.

**Во второй главе** представлены результаты численного исследования разрядов постоянного тока в инертных газах.

В разделе 2.2 представлена, разработанная модель для описания диффузионного, КС и контрагированного режимов горения разряда постоянного тока в инертных газах.

Моделируемый разряд зажигался в цилиндрической трубке, стенки которой термостатировались ( $T_0 = 300K$ ), в инертных газах (аргон и неон) при давлениях от 40 до 120 Тор.

Одномерная модель для радиальных распределений макроскопических параметров включает в себя систему следующих уравнений: уравнения непрерывности для концентраций электронов, атомарных и молекулярных ионов ( $Ar^+$ ,  $Ar_2^+$  и  $Ne^+$ ,  $Ne_2^+$ ) и возбужденных атомов (в эффективном метастабильном и резонансном состояниях), уравнения теплопроводности для газовой температуры и температуры электронов, уравнение Пуассона для радиального поля, уравнение для продольного поля (условие заданного тока). В таблице 1 приведен список реакций, использовавшихся для описания разряда в аргоне.

В разделах 2.3 и 2.4 описан метод расчета кинетических коэффициентов электронных реакций.

При большой степени ионизации ( $10^{-4} - 10^{-6}$ ) учет электрон-электронных соударений увеличивает на порядки коэффициенты скорости неупругих электрон-атомных реакций, что можно наблюдать в контрагированном режиме. Для нахождения коэффициентов скоростей ионизации и возбуждения метастабильных состояний решалось кинетическое уравнение для изотропной части функции распределения с учетом кулоновских соударений между электронами и потерь электронов на ионизацию и возбуждение атомов газа. Для описания кулоновских соударений между электронами использовался метод Розенблюта и Шкаровского. На основе решения этого уравнения была получена ФРЭЭ в локальном приближении и построены зависимости электронных коэффициентов скорости возбуждения  $k^*$  (рис. 1) и ионизации как функции локальных значений приведенного электрического поля и концентрации электронов.

Как будет показано далее, переход из контрагированного режима в диффузионный нельзя получить в локальном приближении. Эффект нелокальности энергетического

Таблица 1: Список реакций. Аргон

1. Возбуждение (мет. уровни)	$Ar + e \rightarrow Ar^m + e$
2. Возбуждение (рез. уровни)	$Ar + e \rightarrow Ar^r + e$
3. Ионизация	$Ar + e \rightarrow Ar^+ + e + e$
4. Ступечатая ионизация	$Ar^m(Ar^r) + e \rightarrow Ar^+ + e + e$
5. Конверсия	$Ar^+ + Ar + Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar$
6. Диссоциативная рекомбинация	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^m(Ar^r) + Ar$
7. Диссоциация электронным ударом	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^+ + Ar + e$
8. Трехтельная рекомбинация	$Ar^+ + e + e \rightarrow Ar^m(Ar^r) + e$
9. Радиационный распад	$Ar^r \rightarrow Ar + h\nu$
10. Перемешивание уровней	$Ar^m + e \rightarrow Ar^r + e$
11. Образование эксимеров	$Ar^m(Ar^r) + 2Ar \rightarrow Ar_2^* + Ar$
12. Тушение эксимеров	$Ar_2^* + e \rightarrow 2Ar + e$
13. Аннигиляция эксимеров	$Ar_2^* + Ar_2^* \rightarrow Ar_2^+ + 2Ar + e$
14. Радиационный распад эксимеров	$Ar_2^* \rightarrow 2Ar + h\nu$
15. Ступечатая ионизация	$Ar_2^* + e \rightarrow Ar_2^+ + e + e$

спектра электронов в данной модели был учтен приближенно путем введения двухтемпературной функции распределения.

$$f_0 = \frac{2n^e}{\sqrt{\pi}T_e^{3/2}} e^{-\varepsilon/T_e} \quad \varepsilon \leq I^* \quad (1)$$

$$f_0 = \frac{2n^e}{\sqrt{\pi}T_e^{3/2}} e^{-I^*/T_e} e^{\frac{I^*-\varepsilon}{T^*}} \quad \varepsilon > I^*$$

Здесь  $T_e$  характеризует среднюю энергию электронов (тело функции распределения),  $T^*$  - температура высокоэнергетичной части (ВЭЧ ФРЭЭ), т. е. электронов с энергией  $\varepsilon > I^*$ ,  $I^*$  - энергия нижнего возбужденного уровня атома благородного газа. Интегральное уравнение для  $T^*$  было получено из кинетического уравнения для ФРЭЭ с учетом пространственной неоднородности и электрон-электронных соударений, путем интегрирования с весом и учетом двухтемпературности ФРЭЭ.

В разделе 2.5 представлены результаты расчетов диффузионного и контрагированного режимов разряда постоянного тока в неоне, а также гистерезисного перехода между этими режимами.

В диффузионном режиме радиальный профиль концентрации электронов гладкий, гибель заряженных частиц происходит, в основном, вследствие их диффузии и



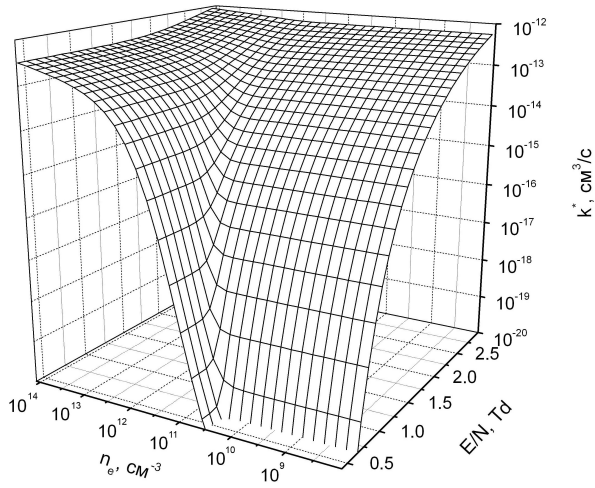


Рис. 1: Зависимость коэффициента возбуждения метастабильного уровня от приведенного электрического поля и концентрации электронов.

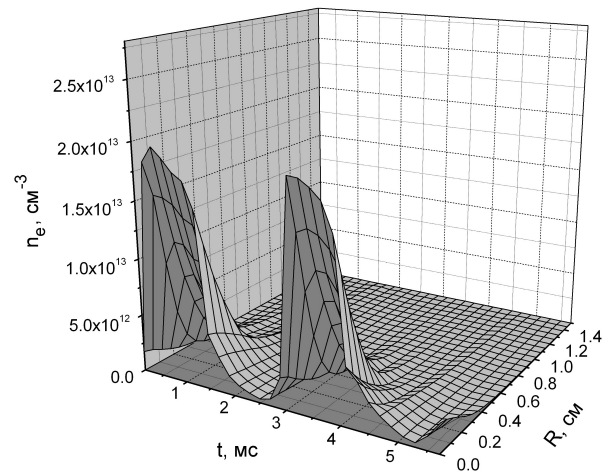


Рис. 2: Зависимость концентрации электронов от радиуса и времени.

рекомбинации на стенке. В этом режиме основным ионом является молекулярный ион. Его концентрация определяется балансом конверсии ионов и диссоциации электронным ударом (реакции 5 и 7), а радиальный профиль - диффузией к стенке. В контрагированном режиме радиальное распределение концентрации электронов сжато в узкой приосевой области, основная гибель заряженных частиц происходит в объеме разрядной области в реакции диссоциативной рекомбинации (6).

На рис. 5 изображена ВАХ положительного столба. Левая часть, до скачка соответствует диффузионному разряду, заполняющему всю трубку относительно однородно. При критическом значении тока поле и напряжение скачком уменьшаются, чему соответствует скачкообразный переход однородного столба в контрагированную форму. У оси появляется ярко светящийся шнур, а остальная часть трубки темнеет. Наблюдается явление гистерезисного характера. Во время увеличения тока переход в контрагированное состояние происходит при несколько большем токе, чем переход к диффузионному при уменьшении разрядного тока.

Основная сложность при описании гистерезиса - это переход системы из контрагированного режима в диффузионный, что обычно игнорируется в работах по изучению контракции (описывается лишь прямой переход). Расчеты показали, что обратный переход нельзя получить в локальном приближении. При уменьшении тока в локальном приближении система не выходит из контрагированного состояния - поле остается достаточно низким, а концентрация на оси высокой (что характерно для

контрагированного режима), уменьшение тока достигается за счет последовательного сужения контрагированной области. При уменьшении тока ниже значения, при котором происходит переход из диффузионного режима в контрагированный, система "помнит" параметры разрядной плазмы, которые были в контрагированном режиме. В действительности радиальная диффузия быстрых, высокоэнергетичных электронов происходит быстрее, чем низкоэнергетичных. Это изменяет ФРЭЭ во всей центральной части разрядной трубки. Когда размеры контрагированной области становятся меньше характерной длины релаксации энергии электронов - происходит переход в диффузионный режим. При описании этих эффектов, модель была модифицирована для учета нелокальных эффектов формирования ФРЭЭ путем введения двухтемпературной функции распределения. На основе этой модели было показано, что переход из контрагированного режима в диффузионный является проявлением эффекта нелокальности формирования функции распределения электронов по энергиям.

В разделе 2.6 приведены результаты моделирования КС режима горения разряда постоянного тока в аргоне, а также перехода в диффузионный режим.

На рисунке 2 представлена зависимость концентрации электронов от радиуса и времени для следующих условий  $I = 40$  и  $p = 40 \text{ Torr}$ . Видно, что данный режим разряда имеет периодические колебания во времени. Период таких колебаний составляет около 250 мкс. Это значение сравнимо с периодом страт для этого режима, найденного экспериментально [6], которое составляет 400 мкс.

Зависимости электрического поля, температуры электронов  $T_e$  и концентрации атомов в метастабильном состоянии на оси разрядной трубки от времени представлены на рисунке 3, где видна четкая периодичность колебаний. Каждое новое колебание начинается со скачка поля. Скачок поля очень большой, поэтому он вызывает практически мгновенную реакцию всех остальных величин (характерные времена электронных процессов  $\sim 10^{-10} \text{ c}$ ). В начале каждой страты видны высокие пики каждой из этих величин. Далее из-за высокой концентрации метастабильных атомов происходит быстрый рост концентрации электронов, что в свою очередь приводит к увеличению плотности тока и уменьшению поля. Температура электронов начинает падать, вследствие чего снижается и концентрация возбужденных атомов. В это время концентрация электронов достаточно высока и кулоновские соударения между электронами значительно увеличивают скорость возбуждения атомов. Это объясняет достаточно медленное изменение концентрации электронов и возбужденных атомов. На

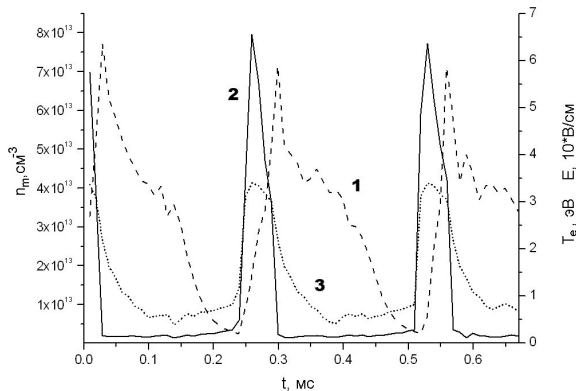


Рис. 3: Зависимость  $n^m$  (1),  $E_z$  (2) и  $T_e$  (3) на оси трубки от времени.

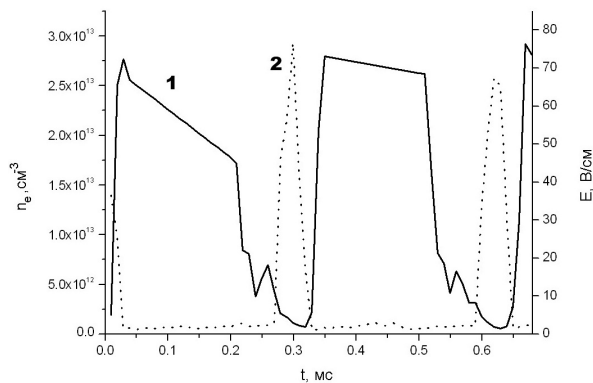


Рис. 4: Зависимость температуры электронов  $T_e$  (1) и  $T^*$  (2) от времени.

некоторое время в данной области устанавливается контрагированное состояние, но оно не является устойчивым. Это связано с тем, что поле в этом режиме очень низкое, а кулоновские соударения лишь перераспределяют энергию между электронами. Через некоторое время (длительность страты, зависит от разрядного тока и составляет  $\sim 0.2$ – $0.6$  мс) энергия, набранная электронами в области с высоким полем, растрачивается в неупругих соударениях, что приводит к резкому уменьшению скорости возбуждения и как следствие быстрому снижению концентрации возбужденных атомов и электронов. В это время происходит "распад" контрагированного состояния, уменьшается плотность тока вследствие уменьшения концентрации электронов. Это приводит к новому скачку напряженности электрического поля и т.д.

На рисунках 2, 4 представлены колебания концентрации электронов при двух значениях разрядного тока. Из приведенных рисунков видно, что при увеличении тока увеличивается период колебаний параметров плазмы. Причем увеличивается, в основном, та часть периода, где концентрация электронов высокая, в то время как область с низкой концентрацией электронов уменьшается (эти области  $t \sim 0 - 0.2$  и  $0.35 - 0.5$  мс на рисунке 4). Температура электронов при большем токе падает медленнее, чем при более низком токе. Это объясняется тем, что здесь поле выше, и электроны также получают (частично) энергию в области высокой концентрации электронов. При значении разрядного тока 180 мА, соседние области (с высокой концентрацией электронов) сливаются, образуя сплошную контрагированную область. Переход между КС и контрагированным режимами происходит гладко, без скачков.

Рисунок 6 иллюстрирует переход системы из КС режима в диффузионный. Здесь представлена зависимость концентрации электронов на оси разрядной трубки

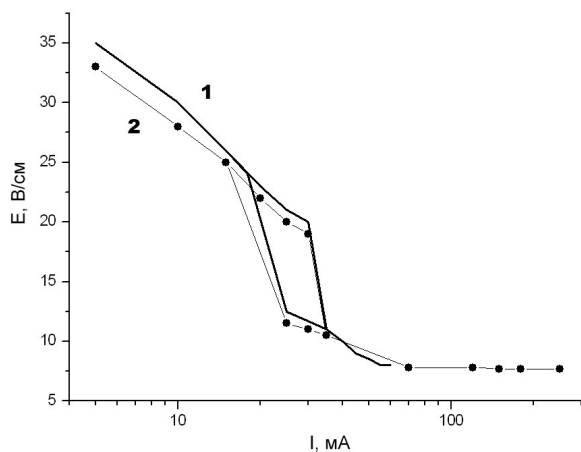


Рис. 5: ВАХ разряда постоянного тока в аргоне. 1 – эксперимент [6], 2 – расчет.

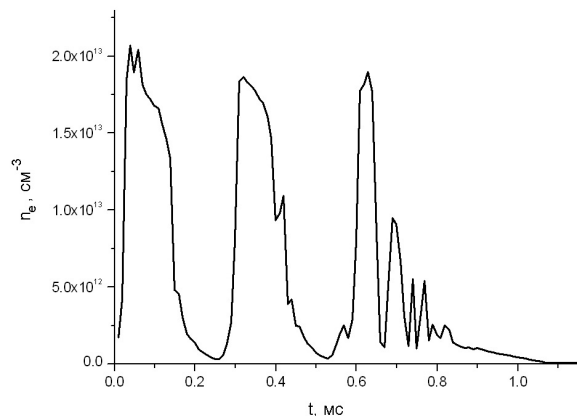


Рис. 6: Концентрация электронов на оси разрядной трубки как функция времени при переходе из КС режима в диффузионный.

от времени. Сначала система находится в КС режиме, ток 30 мА. Затем, в момент времени  $t = 0.5$  мс значение разрядного тока начинает плавно уменьшаться и в момент времени  $t = 0.75$  мс значение разрядного тока становится равным 17 мА. Видно, что в первое время, когда ток начинает уменьшаться амплитуда и период колебаний тоже уменьшаются. Чем меньше ток, тем уже центральная горячая область, где происходит ионизация. При достижении критического значения (17 мА) ширина радиального профиля  $T^*$  становится меньше длины релаксации энергии электронов. Далее профиль сжиматься уже не может. При очередном скачке поля температура  $T^*$  вырастает почти равномерно по радиусу, т.к. горячие электроны очень быстро диффундируют из центральной области. Электрическое поле при этом будет достаточно высоким. Здесь уже нет несоответствия между скоростью ионизации и энергией, получаемой от поля, т.к. скорость ионизации определяется в основном значением приведенного электрического поля (как в локальном приближении). То есть при выходе системы на стационарный режим, она приходит в диффузионный режим, где нет никаких колебаний параметров разрядной плазмы. Таким образом, был получен скачкообразный переход из КС режима в диффузионный при значении разрядного тока, отличного от значения при котором происходит переход из диффузионного режима в КС.

**В третьей главе** рассматривается барьерный разряд.

В разделе 3.1 описаны моделируемые эксперименты и основные направления исследования барьерного разряда.

В данной главе стационарный барьерный разряд с большой площадью электродов

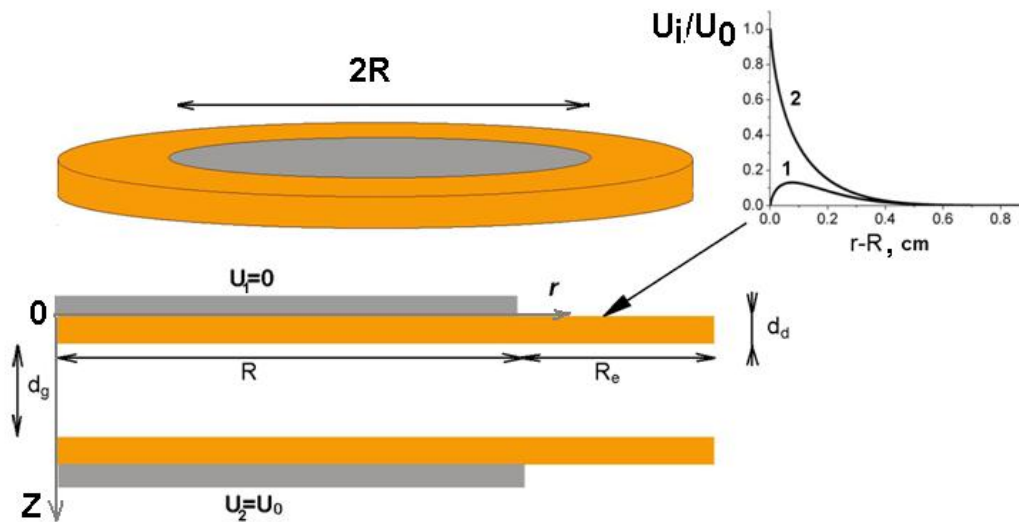


Рис. 7: Схема моделируемого разряда.

(до  $100 \text{ см}^2$ ) подробно изучен с использованием разработанной двухмерной модели. Основной целью исследования является процесс филаментирования разряда, его зависимость от тока разряда и свойств диэлектрических слоев.

В разделе 3.2 представлена схема разряда и приведено описание модели для моделирования барьерного разряда.

Схема моделируемого разряда представлена на рисунке 7. Разряд зажигается между двумя плоскими электродами (дисками). Моделируемая область состоит из цилиндрического газового промежутка ( $R + R_e, d_g$ ) и двух диэлектрических слоев (с толщиной  $d_d$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ ). Радиус электродов  $R$ . Для того, чтобы уменьшить влияние граничных условий, расчетная область была увеличена на  $R_e$ . Таким образом, справа расположена область между краем электродов и концом расчетной области.

Двухмерная модель для распределений макроскопических параметров включает в себя систему следующих уравнений: уравнения непрерывности для концентраций электронов, атомарных и ионов  $Ar^+$   $Ar_2^+$  и возбужденных атомов (в эффективном метастабильном и резонансном состояниях, эксимеров) и температуры электронов, двухмерное уравнение Пуассона.

В разделе 3.3 приведены результаты моделирования высокочастотного барьерного разряда. Исследовано пространственное распределение зарядов, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Исследован эффект нормальной плотности тока. Показано, что нестационарность границы токового канала при некоторых значениях параметров разряда приводит

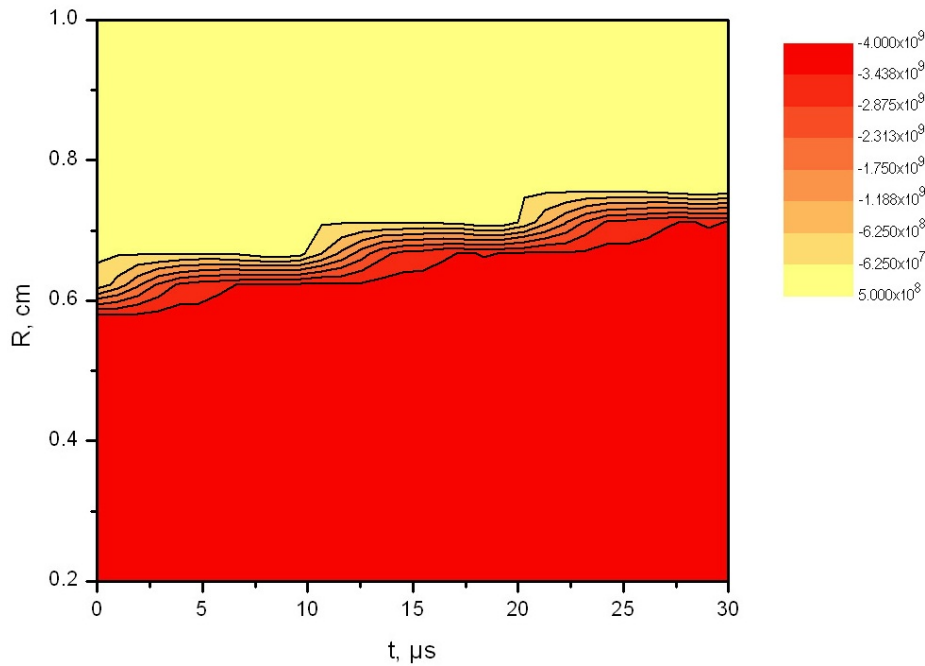


Рис. 8: Плотность поверхностного заряда ( $\text{см}^{-2}$ ) как функция времени.

к расширению или сужению токового канала. Эта нестационарность определяется поверхностной плотностью заряда на диэлектриках. При этом изменение этого заряда происходит за большое количество периодов. Когда поверхностный заряд изменяется достаточно, чтобы влиять на ионизацию в газовом промежутке, происходит смещение границы токового канала, т.е. его расширение или сужение. На рисунке 8 представлена поверхностная плотность заряда как функция времени. Здесь хорошо виден ступенчатый характер расширения.

В разделе 3.4 приведены результаты моделирования барьерного разряда в килогерцовом диапазоне.

Двухмерное моделирование разряда в таких условиях показывает, что в плазме появляется некоторая неустойчивость. В разработанной аксиально-симметричной двухмерной модели наблюдается формирование колец (полых цилиндров) в течение нескольких периодов. Типичное пространственное распределение концентрации электронов представлено на рисунке 9. Эксперименты [7] показывают, что формирование колец является первым этапом формирования нитей. Изначально однородный разряд расслаивается, создавая систему концентрических колец. И только после этого начинается второй этап – кольцо радиусом  $R_r$  распадается на некоторое число нитей расположенных на одной окружности с радиусом  $R_r$ . Таким образом, можно заключить, что разработанная двухмерная модель описывает начальный этап формирования нитей.

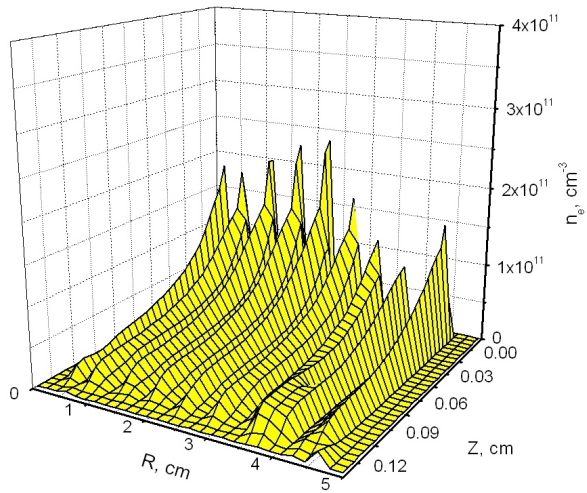


Рис. 9: Пространственное распределение концентрации электронов после пробоя  $t \approx 1/4 \cdot T$ .

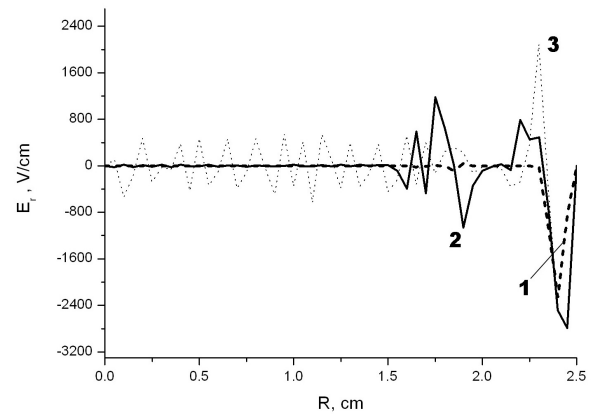


Рис. 10: Радиальные электрические поля в приодной области во время первого, второго и третьего пробоев, соответственно.

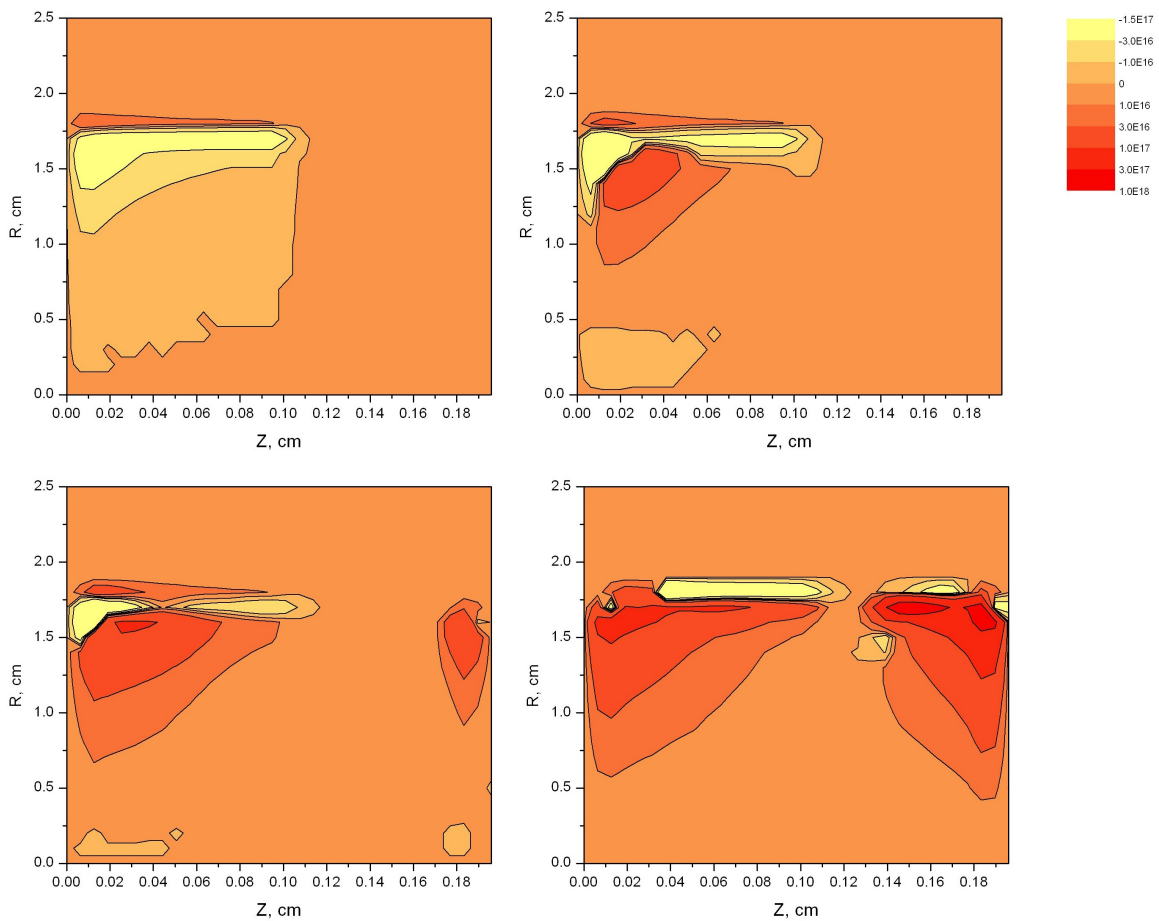


Рис. 11: Пространственные распределения радиальных потоков электронов в различные моменты времени в течение первого пробоя (3, 6, 9, 15 нс от начала пробоя, соответственно).

При описании барьерного разряда следует учитывать, что разрядная плазма, возникающая в результате предыдущего пробоя, не распадается полностью в течение следующего полупериода. Электроны движутся к аноду до пробоя, у анода появляются противоположно направленные радиальные потоки электронов. Эта неоднородность распространяется вдоль всего разрядного промежутка во время пробоя. Это приводит к появлению первого кольца с высокой концентрацией электронов на границе токового канала. Появление возмущения в прианодном слое и его движение к катоду показано на рисунке 11.

Эффект нормальной плотности тока наблюдался в расчетах барьерного разряда в килогерцовом диапазоне. Наблюдалось изменение пространственного распределения зарядов после мгновенного увеличения напряжения со стационарного состояния при 900В до 1200В. После увеличения напряжения, система концентрических колец разрушается. Соседние кольца начинают сливаться. Граница каждой нити оказывается нестационарной в таких условиях. Площадь разряда увеличивается и после этого появляется новая система концентрических колец. Ширина новых колец примерно такая же, как и до увеличения напряжения. Этот переход показан на рисунке 12, где приведено радиальное распределение концентрации электронов в центре газового промежутка как функция времени. Повышение концентрации электронов наблюдается в течение каждого пробоя. Весь процесс занимает всего несколько периодов (два пробоя происходят в течение каждого периода).

В разделе 3.5 изучено влияние разрядных параметров на пространственную структуру разряда.

На рисунке 10 показано появление возмущения и его расширение в центр токового канала. Появление таких возмущений связано с пространственным распределением зарядов в разряде во время пробоя. Как было показано в предыдущем разделе, образование концентрических колец вызвано неоднородностью радиального электрического поля рядом с поверхностью диэлектрика. Неоднородное радиальное электрическое поле искажает первоначально однородное распределение поверхностного заряда по радиусу. Неравномерное распределение поверхностного заряда увеличивает радиальное электрическое поле и способствует распространению неоднородностей электрических полей в центр ( $R = 0$ ) токового канала.

Хорошо известно, что параметры разрядной плазмы зависят от параметра  $\varepsilon/l$ . Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость и  $l$  – толщина диэлектрика. Величина поверхностного заряда и электрическое поле зависят от этого параметра.



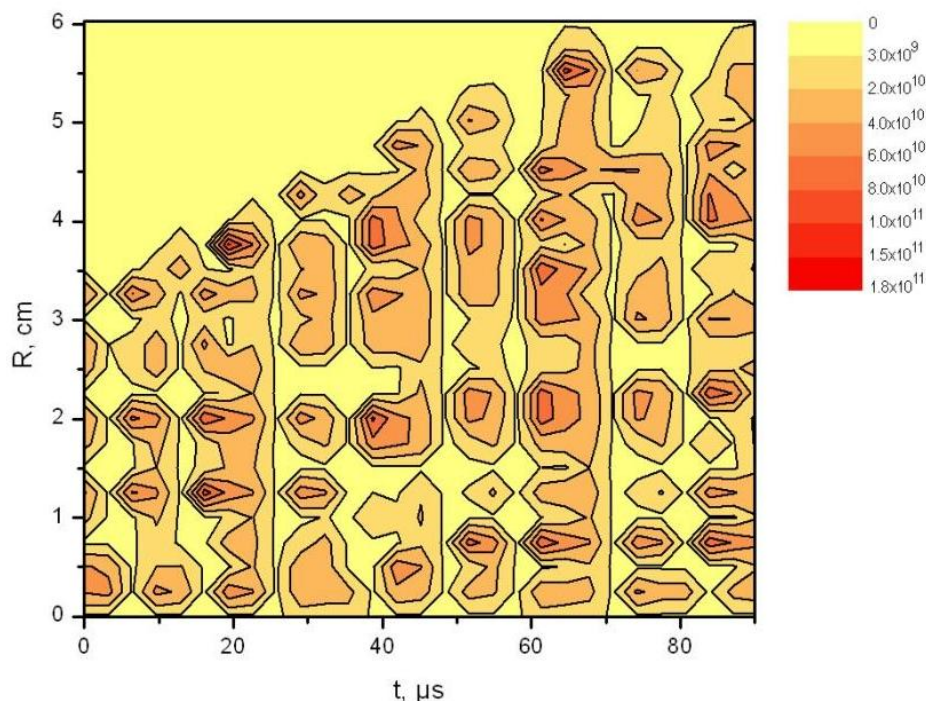


Рис. 12: Радиальное распределение  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) в центре разряда как функция времени сразу после увеличения (в момент  $t=0$ ) приложенного напряжения с 900В до 1200В.

Таким образом, толстый диэлектрик с высоким значением  $\epsilon$  эквивалентен тонкому диэлектрику с низкой диэлектрической проницаемостью. Однако расчеты показывают, что радиальная структура плазмы больше зависит от  $l$ , чем от  $\epsilon$ . На рисунке 13 представлены радиальные распределения концентрации электронов усредненные за период в разрядах с  $\epsilon = 2$ ,  $l = 0.02$  и  $\epsilon = 10$ ,  $l = 0.1$ , соответственно. Отношения  $\epsilon/l$  в обоих случаях одинаковы, но разряд более однородный в первом случае. Падение напряжения и аксиальное электрическое поле зависят только от параметра  $\epsilon/l$ , но радиальное электрическое поле зависит также от толщины диэлектрического слоя.

На рисунке 14 представлены радиальные распределения радиального электрического поля в обоих случаях. Внешняя граница находится справа ( $R = 2.5$  см). В пограничной области виден высокий пик радиального электрического поля в обоих случаях, но внутренние области сильно отличаются. В разряде с толстым диэлектриком видны высокие пики, в то время как радиальное распределение электрического поля гораздо более однородно в разряде с тонким диэлектриком. Возмущение радиального электрического поля не распространяется во внутреннюю область в разряде с тонким диэлектриком.

Таким образом, более однородные разряды (по радиусу) можно получить с использованием более тонких диэлектриков. Можно также использовать материалы

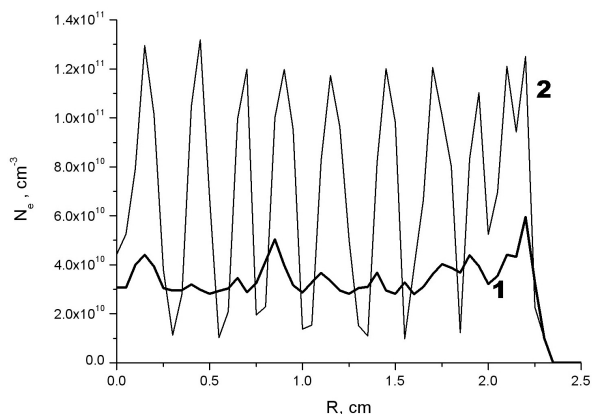


Рис. 13: Радиальные распределения концентрации электронов, усредненные за период (1 –  $\varepsilon = 2$ ,  $l = 0.02$  и 2 –  $\varepsilon = 10$ ,  $l = 0.1$ ).

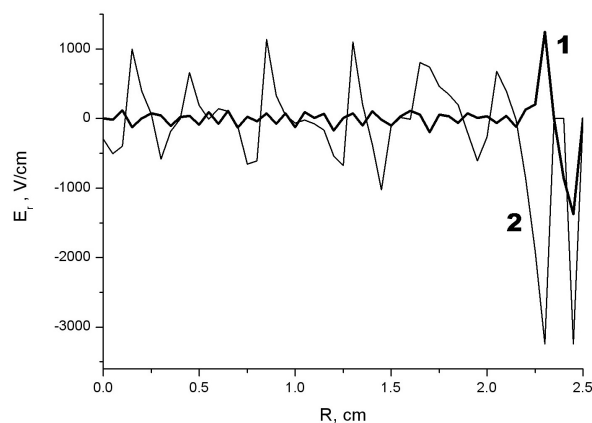


Рис. 14: Радиальное электрическое поле (1 –  $\varepsilon = 2$ ,  $l = 0.02$  и 2 –  $\varepsilon = 10$ ,  $l = 0.1$ ).

с высокой диэлектрической проницаемостью для усиления эффекта. Выполненные расчеты проводились для изучения возможности создания однородных разрядов при атмосферном давлении.

Был получен одноронный разряд при атмосферном давлении. Данный разряда зажигался при следующих условиях: толщина диэлектрических слоев составляла 0.05 мм; диэлектрическая проницаемость 15, коэффициент вторичной электрон-ионной эмиссии 0.05 и частота приложенного напряжения - 45 кГц. Электрического поля в диэлектрике около 12 МВ/м. Это очень сильное электрическое поле, но существуют некоторые материалы, такие как диоксид гафния ( $HfO_2$ ), которые могут выдерживать такие высокие поля и удовлетворяют приведенным выше условиям. Таким образом, однородные по радиусу барьерные разряды при атмосферном давлении могут быть получены с использованием соответствующих материалов.

**В Заключение** представлены основные результаты диссертации.

## Основные результаты диссертационной работы

Была разработана численная самосогласованная модель разряда постоянного тока в инертных газах для описания диффузионного, КС и контрагированного режимов горения разряда, а также гистерезисного перехода между диффузионным и КС режимами.

Без каких-либо искусственных предположений, на основе численной модели, были получены периодические во времени колебания параметров разрядной плазмы (КС режим). Было показано, что причиной этих колебаний является радиальная

неоднородность разряда.

Показано, что переход из КС режима в диффузионный является проявлением эффекта нелокальности формирования функция распределения электронов по энергии. Показано, что при уменьшении тока, контрагированная область сужается и становится меньше длины релаксации энергии электронов. Это приводит к изменению ФРЭЭ во всей центральной части разрядной трубки.

Был также исследован переход из КС режима в контрагированный. При увеличении тока период колебаний параметров плазмы увеличивается. Причем увеличивается только область с высокой концентрацией электронов. При некотором значении тока соседние такие области сливаются в одну, образуя контрагированное состояние. Переход в контрагированный режим происходит гладко (без скачков).

Была разработана двухмерная модель барьерного разряда высокого давления в аргоне. Были изучены два типа экспериментальных барьерных разрядов - разряды в мегагерцовом и килогерцовом диапазонах частот приложенного напряжения.

В кГц разряде наблюдалось пространственное структурирование разрядной плазмы - образовывалась система концентрических колец. Процесс структурирования, полученный в модели, соответствует экспериментальным наблюдениям. Кольца появляются один за другим, начиная от края токового канала и распространяются в центр разряда ( $R = 0$ ). После чего каждое из колец распадается на отдельные микроразряды. Показано, что причиной неоднородности разрядной плазмы является неустойчивость анодного слоя по отношению к поперечным (радиальным) возмущениям, что и приводит к филаментированию разряда.

Эффект нормальной плотности тока был получен численно в модели барьерного разряда как в мегагерцовом так и в килогерцовом диапазоне. Было показано, что оба явления – филаментирование разряда и эффект нормальной плотности тока определяются процессами, происходящими в анодном слое. Это является причиной нестационарности границы токового канала, что, в свою очередь, приводит к расширению или сужению токового канала. Увеличение разрядного тока в филаментированном режиме происходит за счет увеличения количества колец и в результате за счет увеличения площади разряда. Концентрация электронов и плотность тока в каждом кольце с увеличением или уменьшением внешнего напряжения не меняются.

Было изучено влияние параметров разряда на пространственную структуру плазмы. Увеличение частоты приложенного напряжения или изменение его формы

(приложенное напряжение в форме меандра) делают разряд более однородным по радиусу. Расчеты показали, что использование более тонких диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью повышает устойчивость анодного слоя по отношению к поперечным возмущениям. Таким образом, было показано, что можно получать однородные барьерные разряды при атмосферном давлении с использованием тонких диэлектриков.

## Список публикаций

- A1 И.А. Шкуренок, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова Диффузионный и контрагированный режимы разряда постоянного тока в неоне: моделирование гистерезисного перехода // Физика плазмы 2008. Vol. 34. №8. P. 1-15.
- A2 И.А. Шкуренок, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова Моделирование гистерезисного перехода между диффузионным и контрагированным режимами в аргоне. // Вестник МГУ, сер.3: физика, астрономия 2009. №2 P.77
- A3 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova Simulation of diffuse, constricted-stratified, and constricted modes of a DC discharge in argon. Hysteresis transition between diffuse and constricted-stratified modes. // Phys rev. E 2009. Vol. 79. P. 046406.
- A4 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova Diffuse, constricted- stratified and constricted modes of a DC discharge in argon. Simulation of transitions between these modes. // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. Vol. 207. P. 012028.
- A5 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova The effects of the normal current density and the plasma spatial structuring in argon DBDs. // EPJ D. 2011. Vol. 61. P. 95-105.
- A6 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova The influence of the discharge parameters on the plasma spatial structuring in argon DBDs. // EPJ D. 2011 DOI: 10.1140/epjd/e2011-10653-y.
- A7 И.А. Шкуренок, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова Моделирование диффузионного и контрагированного разрядов постоянного тока в инертных газах // Сборник тезисов, Всероссийская конференция "Физика низкотемпературной плазмы-2007"

- A8 И.А. Шкуренок, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова Моделирование диффузионного и контрагированного разрядов постоянного тока в инертных газах // Сборник тезисов, XIV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов 2007"
- A9 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova Constricted and stratified mode of a DC discharge in noble gases. Simulation of transition to diffuse and to constricted modes. // Book of Abstracts, 3rd International Workshop and Summer School on Plasma Physics, 2008
- A10 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova The effect of the normal current density and plasma spatial structuring the DBD in argon. // Book of Abstracts, The 37th international conference on plasma science, 2010
- A11 I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, T. V. Rakhimova The effect of the normal current density and plasma spatial structuring the DBD in argon. // Book of Abstracts, 63rd Gaseous Electronics Conference, 2010
- A12 И.А. Шкуренок, Ю.А. Манкелевич, Т.В. Рахимова Эффект нормальной плотности тока и структурирование плазмы в барьерном разряде в аргоне. // Сборник тезисов, XIII Школа молодых ученых "Актуальные проблемы физики" и IV Всероссийская Школа-семинар "Инновационные аспекты фундаментальных исследований", 2010

## Цитированная литература

1. Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В. Физическая химия барьерного разряда. МГУ, Москва, 1989.
2. Kogelschatz U. Collective phenomena in volume and surface barrier discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2010 Vol. 257 P.012015
3. Naude N., Cambronne J. P., Gherardi N., Massines F. Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure Townsend discharge to a filamentary discharge // J. Phys. D 2005 Vol. 38 P. 530
4. Laroussi M. Low-Temperature Plasmas for Medicine? // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009 Vol. 37 P. 0093

5. Fridman G., Shereshevsky A., Jost M. M., Brooks A. D., Fridman A., Gutsol A., Vasilets V., Friedman G. Floating Electrode Dielectric Barrier Discharge Plasma in Air Promoting Apoptotic Behavior in Melanoma Skin Cancer Cell Lines // Plasma Chem Plasma Process 2007 Vol.27 P. 163
6. Dyatko N. A., Ionich Y. Z., Kochetov I. V. and etc Experimental and theoretical study of the transition between diffuse and contracted forms of the glow discharge in argon // J. Phys. D 2008 Vol. 41 P. 055204
7. Stollenwerk L., Amiranashvili Sh., Boeuf J. P., Purwins H. G. Measurement and 3D Simulation of Self-Organized Filaments in a Barrier Discharge // Phys rev Let 2006 Vol. 96 P. 255001

Подписано к печати 21.03.11

Тираж 100 Заказ 54

Отпечатано в отделе оперативной печати  
физического факультета МГУ