

На правах рукописи

Ландль Николай Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО
ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ КАТОДОМ В УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ
ЖЕСТКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.13 – электрофизика, электрофизические установки

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук
Институте сильноточной электроники
Сибирского отделения РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Королев Юрий Дмитриевич
(ИСЭ СО РАН, г. Томск)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Сухинин Геннадий Иванович
(Институт теплофизики СО РАН,
г. Новосибирск)

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Орешкин Владимир Иванович
(ИСЭ СО РАН)

Ведущая организация: Учреждение Российской Академии наук
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского
отделения РАН, г. Новосибирск.

Защита состоится «26» октября 2010 г. в 16:00 часов на заседании диссертационного совета Д 003.031.02 при Институте сильноточной электроники СО РАН по адресу: 634055, г. Томск, пр. Академический 2/3.

Автореферат разослан «24» сентября 2010 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института сильноточной электроники СО РАН.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор технических наук

Г. Ю. Юшков

Общая характеристика работы

Актуальность темы

В последнее время наблюдается значительный интерес к источникам излучения на основе газоразрядной плазмы в окрестности длины волны 13,5 нм (жесткого УФ излучения). Одним из перспективных направлений применения жесткого УФ излучения является фотолитография. Использование жесткого излучения по сравнению с более длинноволновым УФ излучением позволяет существенно уменьшить характерный размер элементов интегральных схем.

Традиционно проблема генерации жесткого УФ излучения и мягкого рентгеновского излучения решалась с помощью плазменного фокуса, капиллярного разряда или Z-пинча в установках с высокой энергией, запасенной в накопительной емкости (более 1 кДж). Эти установки обычно работают в режиме одиночных импульсов. Однако применительно к фотолитографии появилась потребность в источниках излучения, способных работать при небольшой энергии в одиночном импульсе, но с высокой частотой следования импульсов. Одним из новых подходов является применение так называемого псевдоискрового разряда или, более точно, применение системы электродов и схемы питания псевдоискрового разрядника.

Здесь излучение генерируется в области плазмы с высокой концентрацией и температурой, которая в некоторых режимах горения может формироваться в окрестности катодного отверстия. Например, для разряда в ксеноне при давлениях $(5 - 6) \cdot 10^{-2}$ Тор излучающий плазменный сгусток имеет 10 – 11 кратную степень ионизации и, соответственно, в диапазоне длин волн (10 – 18) нм излучают многозарядные ионы ксенона.

Следует отметить, что принцип работы источника излучения на основе псевдоискрового разряда отличается как от установок на основе классических пинчей, так и от работы разрядников в качестве коммутирующих приборов. В частности, любой разрядник является прибором, предназначенным для коммутации тока, и потери мощности в нем должны быть минимальными. И наоборот, в приборе, предназначенном для генерации излучения, должны быть обеспечены условия, при которых вклад энергии в плазму разряда максимален.

Для удовлетворения требований, предъявленных к источникам жесткого УФ излучения, частота следования импульсов в источнике на основе псевдоискрового разряда должна достигать несколько десятков килогерц. Однако уже при частоте более 1 кГц для разряда в ксеноне обнаружилась проблема стабильного срабатывания разряда. Напряжение пробоя основного разрядного промежутка снижается существенным образом и флуктуирует от импульса к импульсу. В общем случае это связано с тем, что после импульсного пробоя плазма от предшествующего импульса не успевает рекомбинировать к моменту прихода последующего импульса напряжения на промежутки.

Данный эффект хорошо известен для любых импульсных газоразрядных устройств, работающих с высокой частотой следования импульсов. Хотя в некоторых публикациях приведены технические решения для подавления эффекта как применительно к источникам жесткого УФ излучения, так и к псевдоискровым разрядникам, процесс восстановления электрической прочности основного разрядного промежутка остается не выясненным до конца.

В псевдоискровом разряднике имеет место ряд явлений, крайне нежелательных для источника жесткого УФ излучения. Например, пучок электронов, распространяющийся вдоль оси системы на начальной стадии развития разряда, может повредить диагностическую аппаратуру. Также в разрядниках имеет место явление срыва тока разряда. Исходя из общих соображений, срыв тока должен сопровождаться генерацией пучка электронов с высокой энергией в направлении от катода к аноду. В разрядниках явление срыва тока приводит к оплавлению анода, но принципиально не нарушает работу прибора. В источнике излучения этот фактор может препятствовать работе системы вывода излучения и его необходимо устранять. Однако в литературе исследований процесса срыва тока на предмет генерации пучка электронов не приводится.

В настоящее время в различных экспериментальных группах достигнуты определенные результаты по созданию излучающих установок. Тем не менее, не имеется общепринятых механизмов для интерпретации многообразных разрядных явлений и природы возникновения излучающей плазменной области в условиях псевдоискрового разряда при умеренной энергии, запасаемой в накопителе (на уровне до 10 Дж).

Наиболее распространенный подход при интерпретации причины возникновения излучающей области в псевдоискровом разряде основан на концепции магнитной компрессии плазмы газового разряда, развитой ранее для Z-пинчей с экстремально высокой энергией. В некоторых экспериментах наблюдается срыв тока и генерация излучения при быстром приближении к максимуму тока. Считается, что физическим обоснованием нагрева плазмы является термализация кинетической энергии сжимаемого столба плазмы на оси разряда, а срыв тока происходит вследствие резкого увеличения эффективного сопротивления зазора, обусловленного индуктивным падением напряжения вдоль узкого сжатого канала. Однако модель не позволяет описать весь спектр явлений, наблюдаемых в экспериментах.

Между тем в литературе существует другой подход к объяснению явления срыва тока в псевдоискровых разрядниках. Срыв тока объясняется резким уменьшением проводимости столба разряда. В основе этого подхода лежит модель, описывающая механизм переноса тока на различных временных стадиях разряда. Модель основывается на предположении, что основным компонентом тока на катоде является ток ионов. Несмотря на наглядность модели и возможность проводить оценки некоторых параметров катодного слоя, описание перехода от плотного к сверхплотному

разряду носит качественный характер. Остается открытым вопрос о распределении областей разряда на стадии сверхплотного тлеющего разряда. Модель требует дополнительных исследований, необходимых для более полного описания процессов в разряде и механизма перехода из одной стадии в другую.

Цель работы

Исследование процессов в сильноточном импульсном разряде низкого давления с полым катодом в режимах типичных для генерации жесткого УФ излучения в диапазоне длин волн (10 – 20) нм.

Из общей цели вытекают **основные задачи** диссертационной работы:

1. Провести исследования структуры пучков электронов на различных временных стадиях разряда и явления срыва тока разряда.
2. Развить имеющиеся модели переноса тока в псевдоискровом разряде на различных стадиях, включая стадии формирования пучка электронов и срыва тока разряда.
3. Выявить причину возникновения излучающей области. Исследовать влияние магнитного сжатия столба плазмы на процесс формирования излучающей области.
4. Разработать и испытать методы повышения напряжения пробоя основного разрядного промежутка в режиме высокой частоты следования импульсов и дать физическое обоснование этим методам.

Защищаемые положения

1. На стадиях плотного и сверхплотного тлеющего разряда между плазмами в катодном отверстии и в основном промежутке имеется двойной электрический слой. Для бесстолкновительного режима движения частиц в плазмах разряда, по аналогии с классическим тлеющим разрядом, плазма в катодной полости представляет собой область отрицательного свечения, а плазма в основном промежутке – положительный столб. Ввод мощности в плазму положительного столба производится электронами, эмитируемыми из области отрицательного свечения, ускоренными падением напряжения на двойном слое.
2. Срыв тока разряда происходит вследствие разрушения структуры потенциальной ловушки в основном промежутке, когда отрицательный потенциальный барьер вблизи анода исчезает. В результате длина двойного электрического слоя между плазмой в катодном отверстии и плазмой в основном промежутке увеличивается, что ведет к росту омического компонента сопротивления промежутка. Высокое напряжение в процессе срыва тока прикладывается как к двойному слою, так и к катодному слою.
3. Режим генерации жесткого УФ излучения соответствует условиям, когда полностью ионизованная плазма формируется уже в ранних временных стадиях. При этом на всех стадиях развития разряда падение напряжения на катодном слое и на двойном слое на выходе из катодного отверстия соизмеримо с индуктивным падением либо превышает его. Основным каналом ввода мощности в плазму является рассеяние энергии электронного и ионного пучков, формирующихся в двойном слое. Этот

механизм ввода мощности способствует формированию на оси разряда излучающей области.

4. В системе с блокирующим электродом в паузе между импульсами носители заряда извлекаются на электроды в виде тока несамостоятельного разряда. Режимы, когда плазма в основном промежутке и катодной полости полностью исчезает, и обеспечивается прекращение тока несамостоятельного разряда, позволяют достичь максимальных частот повторения импульсов. Измерение тока несамостоятельного разряда в паузе между импульсами позволяет оценить максимально возможную частоту, при которой пробой основного промежутка будет происходить при напряжениях выше статического пробивного.

Научная новизна

1. В системах с внешним инициированием разряда при переходе к стадии сверхплотного тлеющего разряда зарегистрирован пучок электронов, распространяющийся вдоль оси от катода к аноду, и дана интерпретация механизма возникновения пучка.
2. Разработана уточненная модель, описывающая механизмы переноса тока в различных стадиях псевдоискрового разряда. В основе модели лежат представления о наличии двойного слоя между плазмой в катодном отверстии и в основном промежутке. Модель позволяет объяснить причину срыва тока, и причины переходов между различными временными стадиями разряда.
3. Предложен метод исследования процесса рекомбинации плазмы в основном промежутке и в катодной полости на основе измерения тока несамостоятельного разряда в паузе между импульсами и получены соответствующие результаты по распаду плазмы в системах с блокирующими электродами.
4. Показано, что на всех стадиях развития разряда резистивное падение напряжения на промежутке соизмеримо с индуктивным падением либо превышает его. Резистивное падение определяется главным образом напряжением на катодном слое и на двойном слое на выходе из катодного отверстия.
5. Показано, что уже на ранних стадиях развития разряда плазма в катодном отверстии и в основном промежутке является полностью ионизованной. Переход к полностью ионизованной плазме для условий генерации жесткого УФ излучения, происходит при уровне тока разряда около 1 кА.

Научно-практическая ценность

1. Предложенные методы повышения напряжения пробоя основного промежутка и исследования процесса рекомбинации позволяют оценить максимально возможную частоту следования импульсов, при которой пробой промежутка будет проходить при напряжениях выше статического пробивного.
2. Показано, что моделирование динамики разряда для оптимизации источника излучения должно осуществляться с учетом геометрии разрядного промежутка, сопротивления столба разряда и сопротивления катодного и двойного слоев.

3. Показано, что двойной слой, образующийся между плазмой в катодном отверстии и плазмой в основном промежутке на стадии формирования разряда, продолжает существовать и в других стадиях разряда. Данный факт вносит определяющий вклад в механизм переноса тока в псевдоискровом разряде.

Апробация результатов.

Материалы работы доложены на следующих конференциях.

1. 14th International Conference on High Power Particle Beams and 5th International Conference on Dense Z-pinches (Albuquerque, New Mexico, 2002).
2. International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. (20th Symposium, Tours, France, 2002; 21th Symposium Yalta, Crimea, 2004; 22th Symposium, Matsue, Japan, 2006).
3. International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. (6th Conference, Tomsk, Russia, 2002; 7th Conference, Tomsk, Russia, 2004).
4. International Conference on Micro- and Nanoelectronics – 2003 (Moscow – Zvenigorod, 2003).
5. International Conference on Physics of Low Temperature Plasma (Kyiv, Ukraine, 2003).
6. 26th International Power Modulator Symposium and 2004 High Voltage Workshop (San Francisco, USA, 2004).
7. Всероссийская конференция по физике низкотемпературной плазмы (Петрозаводск, Россия, 2004).
8. International Symposium on High Current Electronics. (13th Symposium, Tomsk, Russia, 2004; 14th Symposium, Tomsk, Russia, 2006; 15th Symposium, Tomsk, Russia, 2008).
9. XXVIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Eindhoven, the Netherland, 2005).
10. 3-я Всероссийская Конференция Молодых Ученых (Томск, Россия, 2006).
11. 4-я всероссийская конференция молодых ученых “Материаловедение, Технологии и экология в 3-м тысячелетии” (Томск, Россия, 2009).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем составляет 184 страницы, включая 63 рисунка, 3 таблицы, и список литературы из 180 наименований.

Содержание работы

Во введении приводится краткое обоснование актуальности темы исследований, сформулирована цель, основные задачи работы, методы исследований, достоверность, научная новизна, научная ценность и практическая значимость полученных результатов. Перечислены выносимые на защиту положения. Дано краткое содержание работы.

В первой главе приведен обзор литературы применительно к специфическим условиям горения разряда в системах для получения УФ излучения.

Вначале приводится общее описание псевдоискровых разрядников, применяющихся для коммутации больших токов. Разрядник представляет собой

устройство с холодным катодом на основе газового разряда низкого давления в системе полых электродов. Электроды размещаются внутри диэлектрического цилиндра. Обычно катод и анод разрядника выполнены в виде полостей, сообщающихся между собой посредством одного, а чаще нескольких отверстий. Для внешнего инициирования разряда в основном промежутке в полости катода располагается узел запуска. Суть работы узла запуска состоит в создании плазмы внутри катодной полости в заданный момент времени. Рассматривается принцип работы разрядника для случаев инициирования разряда в основном промежутке посредством узлов запуска на основе поверхностного разряда и на основе вспомогательного тлеющего разряда. Приводятся различные схемы запуска.

Особенность разрядника состоит в том, что узлы запуска располагаются в полости заземленного катода, а анод находится под высоким потенциалом. Показано, что в отличие от разрядника, в системах генерации излучения узел запуска необходимо располагать на потенциальном электроде. Это вносит существенное изменение как в конструкцию устройства в целом, так и в особенности протекания разрядных явлений.

Во втором параграфе рассматривается механизм процессов в предпробойной стадии. На данной стадии происходит формирование плазмы в катодной полости (катодной плазмы). Посредством потенциала анода электроны с поверхности катодной плазмы вытягиваются в основной промежуток. Под действием этого пучка электронов происходит ионизация газа вблизи анода, что ведет к появлению анодной плазмы. Вблизи анода формируется отрицательный потенциальный барьер, а анодный потенциал выносится на катодную границу плазмы. Таким образом, можно говорить о появлении двойного электрического слоя между анодной и катодной плазмами. В дальнейшем анодная плазма распространяется в направлении катода в виде волны ионизации, толщина слоя уменьшается со временем, а ток пучка электронов увеличивается. Считается, что, в конечном итоге, двойной слой исчезает, катодная и анодная плазмы соединяются, и происходит переход в сильноточную стадию разряда, которой посвящен третий параграф.

Сильноточные стадии включают в себя стадию плотного тлеющего разряда, сверхплотного тлеющего разряда и дуговую стадию. На стадии плотного тлеющего разряда ток замыкается на внутреннюю поверхность полого катода, причем большую часть тока на катоде составляет ток ионов. Стадия сверхплотного тлеющего разряда характеризуется более низкими напряжениями горения, и более высокими плотностями тока на катоде. При этом ток однородно замыкается в области катодного отверстия, где наблюдаются многочисленные катодные пятна первого рода. В последующем на поверхности катода возникают пятна второго рода, и разряд переходит в дугу. В параграфе приведена модель, позволяющая оценить некоторые параметры плазмы в стадии плотного тлеющего разряда. На качественном уровне описан механизм перехода к стадии сверхплотного тлеющего разряда и подходы к объяснению механизма срыва тока в разряде.

В четвертом разделе приведен анализ имеющихся источников жесткого УФ излучения на основе плазмы разрядов низкого давления, а именно: плазменный фокус, капиллярный разряд, Z-пинч. Показано, что при умеренной энергии в накопительной емкости (менее 10 Дж), плазма псевдоискрового разряда является эффективным источником излучения в области 13,5 нм. Типичный подход к объяснению процесса формирования излучающей области и наблюдаемого в процессе генерации срыва тока разряда основан на концепции магнитного сжатия, развитой ранее для Z-пинчей и плазменного фокуса с чрезвычайно высокой энергией в накопительной емкости. Считается, что срыв тока на стадии генерации излучения происходит вследствие резкого увеличения эффективного сопротивления зазора, обусловленного индуктивным падением напряжения вдоль узкого сжатого канала.

Также показано, что при работе источника жесткого УФ излучения в системе электродов псевдоискрового разрядника имеется проблема стабильной работы источника при частоте более 1 кГц для разряда в ксеноне. Напряжение пробоя основного разрядного промежутка снижалось существенным образом. В литературе это связывают с тем, что после пробоя плазма к приходу последующего импульса не успевает рекомбинировать. Тогда последующий импульс приходит не на "пустой" разрядный промежуток, а на промежуток, в котором присутствует плазма, и последующий пробой происходит при напряжении ниже статического пробивного. Несмотря на то, что в литературе приведены технические решения для подавления этого эффекта как применительно к источнику жесткого УФ излучения, так и к псевдоискровым разрядникам, процесс восстановления электрической прочности основного разрядного промежутка остается непонятым.

Во второй главе описаны экспериментальное оборудование и методики экспериментов. Схематическое изображение экспериментальной установки приведено на рис. 1. Полый катод 1 и анод 2 представляют собой основной разрядный промежуток. Расстояние между плоскими частями электродов 1 и 2, диаметр отверстия в катоде, и толщина плоской части катода приблизительно равны друг другу и составляют (4 – 6) мм.

Питание разряда в основном промежутке осуществляется от емкости C_0 , которая заряжается импульсно. Минимальная величина индуктивности контура составляла $L_0 = 27$ нГн и в ряде экспериментов искусственно увеличивалась вплоть до 370 нГн. Для зарядки емкости C_0 в экспериментах использовались два различных генератора импульсного напряжения для работы в режиме низкой и высокой частоты следования импульсов. В первом случае основная емкость величиной $C_0 = (16 – 130)$ нФ заряжалась до напряжения $V_0 \leq 20$ кВ за время $t_{ch} \approx (1,5 – 5)$ мкс. Максимальная частота следования импульсов в этом случае составляла 50 Гц. Во втором случае питание емкости производилось от генератора со следующими характеристиками: максимально возможная частота повторения импульсов генератора $f_{max} = 2,5$ кГц, время нарастания напряжения $t_{front} = 5$ мкс, полная длительность импульса напряжения $t_p = 70$ мкс.

Внешнее инициирование разряда осуществлялось посредством узла запуска, расположенного в полости катода под высоким потенциалом. Эксперименты проводились в ксеноне, кислороде и смесях кислород-ксенон при рабочем давлении $p = (0,1 - 7) \cdot 10^{-2}$ Тор.

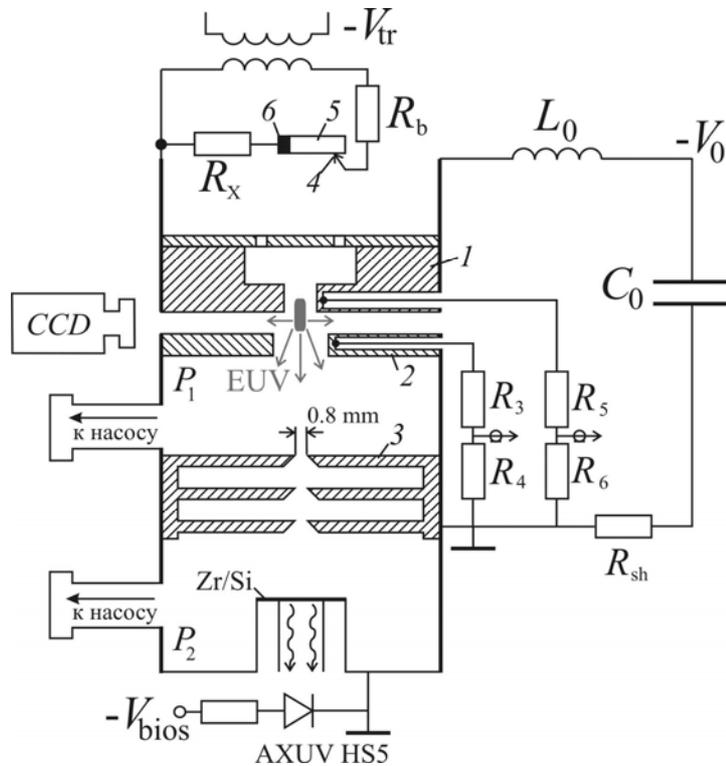


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки; 1 – катод, 2 – анод, 3 – диафрагмы, позволяющие обеспечивать дифференциальную откачку узла регистрации излучения, 4 – многоточечный контакт, 5 – полупроводниковый цилиндр, 6 – графитовый контакт узла запуска.

Узел инициирования основного разряда расположен в полости катода. Отличительная особенность данной установки состоит в том, что анод предназначен для размещения различных средств диагностики, вследствие чего электрод 2 должен был находиться под потенциалом земли, а узел запуска располагаться под высоким потенциалом. Принцип работы такой системы запуска понятен из рис. 1. Когда напряжение запуска $V_{tr} \approx 2,5$ кВ появляется на вторичной обмотке импульсного трансформатора, по поверхности полупроводникового цилиндра 5 инициируется разряд. На начальном этапе ток разряда течет по поверхности полупроводникового цилиндра между многоточечным контактом 4 и электродом 6 и через сопротивление R_x . В дальнейшем ток разряда с электрода 4 перехватывается на полость основного катода 1, плазма разряда запуска появляется в полости и происходит инициирование разряда в основном промежутке.

В ходе экспериментов проводились измерения напряжения горения разряда, тока разряда, потенциалов электродов узла запуска, тока пучка электронов и излучения в различных спектральных диапазонах. Оптические наблюдения производились как вдоль оси разряда, так и поперек. Регистрация свечения в видимом диапазоне длин волн

осуществлялась с помощью CCD камеры с минимальным временем экспозиции 100 нс. Регистрация жесткого УФ излучения производилась фотодиодом AXUV-HS5, обладающим достаточной чувствительностью и высоким временем разрешения $\Delta t \approx 0,7$ нс. Для селекции излучения в области $\lambda = 13,5$ нм применялся многослойный Si/Zr фильтр толщиной 200 нм. Положение фотодиода относительно оси разряда могло меняться в горизонтальном и вертикальном направлениях как при наблюдении вдоль оси разряда, так и поперек. Это давало возможность сканировать область катодного отверстия и основного промежутка с шагом 0,2 мм. Данные методы позволяли получить информацию о динамике развития разряда и излучающей области в катодном отверстии и основном промежутке.

Особенность горения разряда состоит в том, что в некоторых режимах на оси разряда может возникать импульсный пучок ускоренных электронов. Для защиты оптических элементов этот пучок отклонялся от оси постоянными магнитами. Соответственно, в экспериментах по исследованию пучков электронов, фотодиод и фильтры заменялись цилиндром Фарадея для регистрации тока пучка.

Напряжение горения разряда измерялось посредством двух омических делителей R_3/R_4 и R_5/R_6 , разность в сигналах которых позволяет измерять напряжение горения разряда без учета индуктивного падения напряжения на элементах подводящих конструкций. Измерение тока разряда в основном промежутке проводилось с помощью шунта R_{sh} .

В третьей главе приведены результаты исследований динамики разряда и структуры пучков электронов в источнике жесткого УФ излучения в геометрии псевдоискрового разрядника при принудительном иницировании. Представлена модель, позволяющая объяснить механизмы переноса тока на различных стадиях разряда и явление срыва тока.

Показано, что в случае, когда анод заземлен, при внешнем иницировании формирование разряда в основном промежутке также сопровождается появлением двойного электрического слоя и возникновением пучка электронов на оси разряда. Подтверждение появления двойного слоя приведено на рис. 2, на котором представлены осциллограммы напряжения горения разряда V_d , тока разряда i и тока пучка электронов совместно с фотографией свечения разряда. Катод на фотографии располагается слева. Время экспозиции составляло 200 нс. Диаметр отверстия в катоде обозначен на фотографии как D_c . Видно, что на предпробойной стадии в основном промежутке имеется темная область, которая отделяет плазму в катодном отверстии от плазмы в основном промежутке. Эта область и есть двойной электрический слой.

Предпробойная стадия на рис. 2 соответствует интервалу времени (200 – 400) нс. Ток разряда на данной стадии переносится, в основном, в виде тока пучка электронов, который и регистрируется на данном отрезке времени. В момент времени 400 нс происходит переход к стадии плотного тлеющего разряда и тока пучка электронов существенно снижается. Затем, приблизительно в момент времени 480 нс начинается

переход к стадии сверхплотного тлеющего разряда, который сопровождается появлением пучка электронов. На сильноточной стадии также регистрируются пучки электронов, которые сопровождаются выбросами напряжения горения разряда, а иногда и провалом на осциллограмме тока (момент времени 750 нс), что может быть трактовано как срыв тока разряда. Регистрация свечения разряда в основном промежутке показала, что в процессе срыва тока сжатия столба плазмы не происходит.

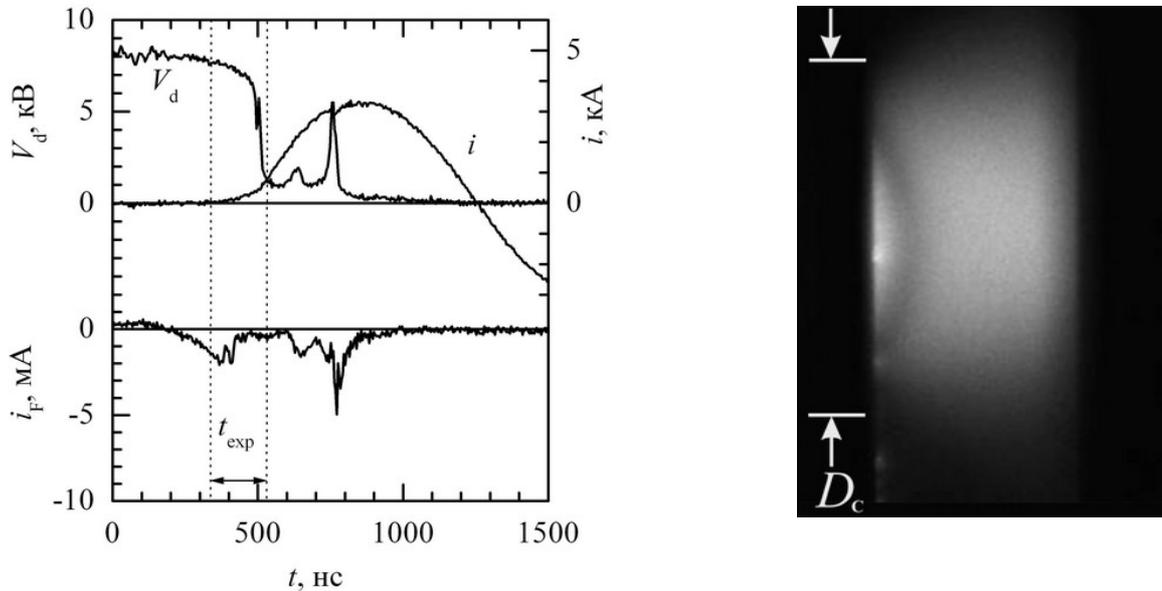


Рис. 2. Осциллограммы напряжения горения разряда V_d , тока разряда i и тока пучка электронов совместно с фотографией свечения разряда;

$L_0 = 370$ нГн, $p = 10^{-2}$ Тор, $V_0 = 8$ кВ

Из фотографии свечения разряда на рис. 2 видно, что двойной электрический слой не исчезает в стадиях плотного и сверхплотного тлеющего разряда, как считалось ранее. Этот факт вносит существенные коррективы в распределение потенциала, областей разряда и механизм переноса тока.

Распределение областей разряда и потенциала на стадии плотного тлеющего разряда схематически приведено на рис. 3а. В рассматриваемых условиях длина свободного пробега электрона для реакции ионизации нейтрального атома превышает 5 см, что говорит о бесстолкновительном режиме движения частиц. Тогда механизм переноса тока будет следующим. Электроны, эмитированные с катода, ускоряются в области катодного падения напряжения длиной l_1 , и их энергия тратится на генерацию плазмы NG в полой катод.

Быстрые электроны из плазмы NG , которые способны преодолеть отрицательный потенциальный барьер V_{ng} , выходят из области отрицательного свечения, ускоряются напряжением V_x и входят в плазму положительного столба. С точки зрения основных физических процессов область падения напряжения V_x схожа с областью катодного падения потенциала. Поэтому можно считать, что поток электронов из области отрицательного свечения есть поток электронов, эмитируемый плазменным катодом с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии χ . Часть этих ускоренных

электронов, не испытав ни одного столкновения, преодолит потенциальный барьер $\Delta V = e(V_{am} - V_d)$ и внесет вклад в общий ток разряда на аноде. Распределение потенциала в основном промежутке таково, что плазма PC , так же как и плазма полого катода, представляет собой потенциальную ловушку для электронов. Поэтому основная часть электронов, входящих в PC , отразится от потенциального барьера ΔV и примет участие в генерации плазмы положительного столба.

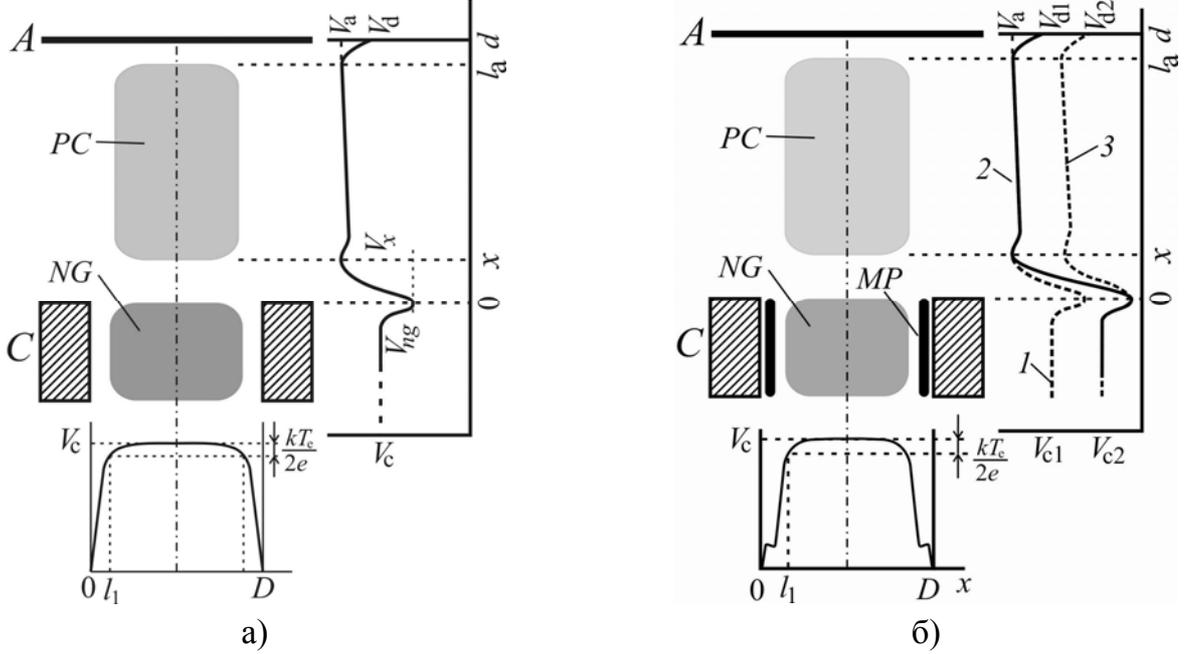


Рис. 3. Распределение потенциала и областей разряда на стадии плотного тлеющего разряда (а) и стадии сверхплотного тлеющего разряда (б).

Ионы, рожденные в так называемом предслое, движутся на катод под действием разности потенциалов $kT_c/2e$, и составляют основной компонент тока на катоде. Ионы, рожденные в положительном столбе вблизи двойного слоя, ускоряются напряжением V_x в направлении области отрицательного свечения. Часть этих ионов отразится от потенциального барьера V_{ng} , однако часть потока ионов преодолит барьер и войдет в плазму NG .

Исходя из баланса мощности в плазме разряда, можно оценить величины падения напряжения на двойном слое (1) и величину катодного падения потенциала (2):

$$V_x = \frac{1}{z(1-R)} \left(V^* + \frac{kT_{e2}}{2e} \right) + \frac{z+1}{z(1-R)} \left(\frac{3kT_{e2}}{2e} + \Delta V \right) - \frac{R}{1-R} \left(\frac{3kT_{e2}}{2e} + \Delta V \right) - \frac{3kT_{e1}}{2e} \quad (1)$$

$$V_c = \left[\frac{1}{1+\gamma} \left(V^* + \frac{kT_{e1}}{2e} \right) + \frac{zR}{1+z} \left(\frac{3}{2} \left(\frac{kT_{e1}}{e} - \frac{kT_{e2}}{e} \right) + V_x - \Delta V \right) \right] \frac{1+\gamma}{\gamma} \left(1 - \frac{S_D}{S_c} \right)^{-1} + \left[\frac{2kT_{e2}}{e} + \Delta V - V_x + V_{ng} - \frac{z}{1+z} \frac{kT_{e2}}{2e} \right] \frac{1+\gamma}{\gamma} \left(1 - \frac{S_D}{S_c} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где V^* – энергия, затрачиваемая электроном на один акт ионизации, kT_{e1} и kT_{e2} – температура электронов в NG и PC , соответственно, ΔV – величина потенциального барьера вблизи анода, γ и z – коэффициенты вторичной электронной эмиссии металлического катода и плазменного катода, соответственно, R – количество плазменных электронов из NG , прошедших напрямую на анод. Подставляя в выражения (1) и (2) следующие типичные значения параметров плазмы $kT_{e1} = 5$ эВ, $kT_{e2} = 5$ эВ, $V^* = 25$ В, $\Delta V = 20$ В, $z = 10$, $R = 0,1$, $D = h = 4$ мм, $\gamma = 0,1$ получим $V_X = 26$ В. Напряжение горения разряда $V_d \approx V_c - V_{ng} + V_X - \Delta V = 570$ В, что согласуется с экспериментами других авторов.

Переход к стадии сверхплотного тлеющего разряда происходит в результате микровзрывов катодной поверхности и генерации плазмы металлического пара. В результате эмиссионная способность катода резко возрастает. Тогда величина катодного падения V_{c1} уменьшится до некоторой величины V_{c2} (кривая 2 на рис. 3б). С одной стороны, за счет увеличенного значения коэффициента γ и эффекта полого катода, генерация плазмы в отверстии идет эффективно, и концентрация плазмы NG резко увеличивается. С другой стороны, рост концентрации плазмы ведет к росту тока разряда.

Однако генерация плазмы в основном промежутке идет не столь эффективно. Это связано с тем, что высота барьеров потенциальной ловушки в основном промежутке значительно ниже, чем в катодной полости. Возникает ситуация, когда концентрация плазмы NG и скорость ионизации достаточны для прохождения тока через отверстие, а основной промежуток такой ток пропустить не может. В этом случае разряд организуется таким образом, чтобы увеличить скорость ионизации в плазме PC и пропустить требуемую величину тока.

Скорость ионизации в основном промежутке определяется мощностью, вводимой в плазму положительного столба. Разность напряжений ($V_{c1} - V_{c2}$) добавляется к падению напряжения V_x , и потенциальный барьер на входе в положительный столб увеличивается (кривая 2 на рис. 3б). За счет увеличенной концентрации плазмы в отверстии поток электронов в направлении анода увеличивается, и эти электроны приобретают больше энергии в слое x . Часть электронов преодолет потенциальный барьер ΔV , уйдет на анод не испытав ни одного столкновения и внесет вклад в общий ток разряда. Однако часть электронов неизбежно отразится от барьера и примет участие в процессе ионизации в плазме положительного столба. Таким образом, за счет усиленного потока электронов в основной промежуток генерация плазмы в основном промежутке становится более эффективной. Именно этот поток электронов и регистрируется при переходе к стадии сверхплотного тлеющего разряда на рис. 2 в окрестности момента времени 500 нс.

После того, как концентрация плазмы PC достигнет значения, при котором увеличенный ток сможет проходить через промежуток, разряд организуется так, чтобы поддерживать требуемый уровень концентрации. За счет того, что поток электронов из

NG увеличился, а концентрация PC уже высока, потенциальный барьер V_x снижается, и напряжение горения устанавливается на уровне V_{d2} (кривая 3 на рис. 3б).

Из рис. 2 также видно, что на стадии сверхплотного тлеющего разряда может иметь место явление срыва тока. В процессе срыва напряжение горения разряда резко возрастает, ток разряда снижается, а вдоль оси системы распространяется пучок электронов. В соответствии с представленной моделью, срыв тока происходит вследствие разрушения структуры немонотонного распределения потенциала в основном промежутке, за счет которой поддерживается плазма положительного столба. Это происходит по следующей причине. Если скорость нарастания тока в цепи выше характерной скорости ионизации в основном промежутке, то электронный ток на анод будет способен пройти только тогда, когда область отрицательного падения напряжения уменьшится. В свою очередь уменьшение анодного падения напряжения приводит к условиям, когда эффективность генерации плазмы в основном промежутке снижается и т.д.

В конечном итоге потенциальный барьер вблизи анода исчезает, и все электроны начинают извлекаться из основного промежутка на анод. В результате на катодной границе плазмы положительного столба появляется некомпенсированный заряд положительных ионов. Фактически это означает, что длина двойного электрического слоя увеличивается. В этих условиях для поддержания того же уровня тока падение напряжения на двойном слое должно существенно увеличиться, что и приводит к росту напряжения горения разряда. В результате вдоль оси разряда распространяется пучок электронов с высокой энергией, а в направлении катода пучок ионов. За счет интенсивной ионной бомбардировки на катодной поверхности зажигаются катодные пятна второго рода, и разряд трансформируется в дугу в парах металла.

Четвертая глава посвящена исследованию псевдоискрового разряда в режиме генерации жесткого УФ излучения. На рис. 4 приведены типичные осциллограммы тока разряда, напряжения горения разряда и сигнала фотодиода совместно с фотографиями свечения разряда в основном промежутке и в катодном и анодном отверстиях.

Из осциллограмм видно, что в промежуток времени t_1 напряжение горения разряда составляет приблизительно 300 В и плавно увеличивается со временем. На фотографиях видно, что в промежуток времени t_1 в основном промежутке присутствует плазма, а на внутренней поверхности катодного отверстия имеются катодные пятна. Данный режим горения разряда характерен для стадии сверхплотного разряда.

Плазма разряда присутствует не только в области отверстий, но также и между плоскими частями электродов. Также из фотографий видно, что на оси разряда имеется более яркая область диаметром примерно (2,5 – 3) мм. Более четко эта область видна на фотографии с торца. Яркость свечения этой области меньше, чем яркость свечения катодных пятен. Однако свечение этой области соизмеримо по яркости со свечением плазмы в основном промежутке.

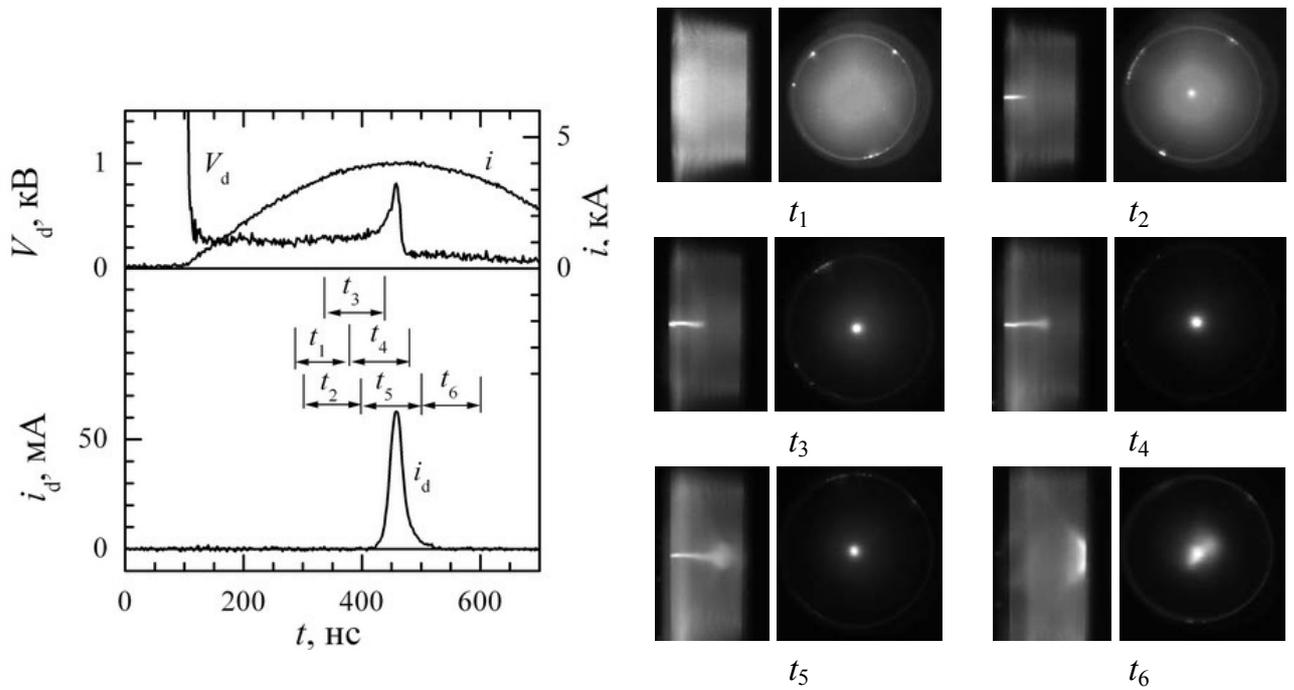


Рис. 4. Осциллограммы тока разряда i , напряжения горения разряда V_d и тока фотодиода i_d совместно с фотографиями свечения разряда (катод на фотографиях располагается слева); $L_0 = 370$ нГн, $p = 6 \cdot 10^{-2}$ Тор, $V_0 = 8$ кВ.

В промежуток времени t_2 на оси системы в области выхода катодного отверстия на фоне плазмы разряда возникает нитевидный канал диаметром около 0,5 мм. Канал со временем распространяется в направлении анода на расстояние около 3 мм (промежутки времени t_4 и t_5), и в дальнейшем распадается (промежуток времени t_6). При одних и тех же условиях от импульса к импульсу канал может распространяться как в направлении анода, так и одновременно в направлении анода и в катодное отверстие. Наблюдения в диапазоне длин волн в окрестности 13,5 нм показали, что жесткое УФ излучение генерируется именно в этом канале.

Процесс распространения канала сопровождается резким ростом напряжения горения разряда до 800 В. После того, как канал распадается, напряжение горения спадает. Из фотографий видно, что яркость свечения нитевидного канала соизмерима или даже больше яркости свечения катодных пятен на внутренней поверхности катодного отверстия.

Учитывая, что наиболее распространенный подход к объяснению причин возникновения излучающей области основан на концепции магнитного сжатия столба плазмы, автором работы было проведено моделирование динамики разряда в основном промежутке в рамках модели сжатия тонкой оболочки применительно к условиям псевдоискрового разряда без учета омического сопротивления разрядного промежутка. Решалась система уравнений, включающая уравнение электрической цепи, уравнение движения оболочки, уравнение приращения массы по модели снежного плуга и уравнение индуктивности оболочки. Система решалась методом Рунге-Кутты четвертого порядка. На рис. 5 приведены экспериментальные осциллограммы тока и напряжения горения разряда (те же осциллограммы, что и на рис. 4) совместно с

расчетными кривыми тока, индуктивного падения напряжения за счет сжатия оболочки и радиуса оболочки в зависимости от времени.

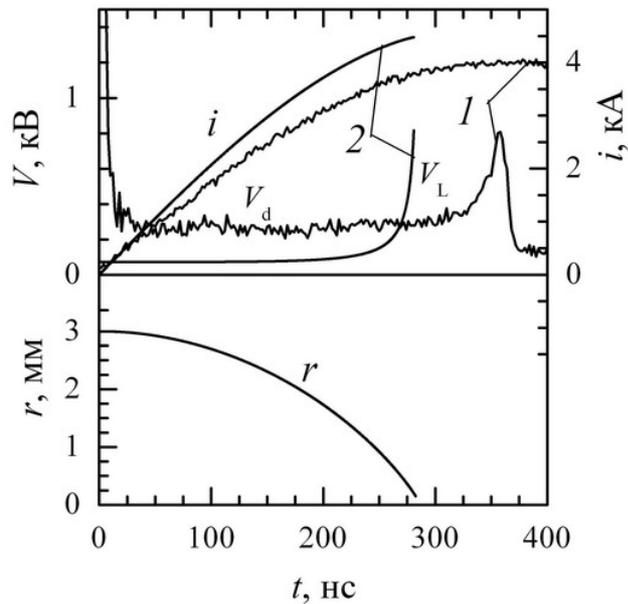


Рис. 5. Осциллограммы тока i и напряжения горения V_d разряда совместно с расчетными кривыми тока и индуктивного падения напряжения V_L и радиуса оболочки r ; (1) – эксперимент, (2) – расчет. $L_0 = 370$ нГн, $V_0 = 8$ кВ, $p = 6 \cdot 10^{-2}$ Тор, $r_{\text{fin}} = 0,2$ мм.

Из рисунка видно, что расчетная кривая тока лежит значительно выше, чем осциллограмма тока. Также явно видно, что осциллограмма напряжения горения разряда абсолютно не совпадает с расчетной кривой напряжения. Эти факты однозначно говорят о том, что в электрической цепи присутствует сопротивление плазмы R_p . Следовательно, для корректного моделирования динамики разряда сопротивление плазмы разряда должно учитываться.

В работе также приводятся результаты расчета для случаев пониженного давления газа (условия рис. 2). Имеется большое расхождение по моментам времени максимального сжатия и выброса напряжения и срыва тока разряда. Более того, в условиях пониженного давления не происходит как формирования нитевидного канала, так и появления излучения в области жесткого УФ, а выбросы напряжения горения разряда соответствуют появлению пучка электронов на оси системы.

С точки зрения концепции магнитного сжатия для того, чтобы получить величину индуктивного падения напряжения, которое регистрируется в эксперименте, необходимо, чтобы вещество во всем разрядном промежутке было сжато в узкий канал диаметром около 0,5 мм. Весь ток разряда также должен протекать только через этот канал. Однако, как отмечалось выше, плазма между плоскими частями электродов в основном промежутке не исчезает на протяжении всего времени развития разряда. Более того, распространение нитевидного канала происходит на фоне столба плазмы диаметром около 2,5 мм. В этом случае, даже если предположить, что весь ток протекает через канал диаметром 2,5 мм, в условиях рис. 5 максимальное индуктивное падение напряжения $V_L = 113$ В.

Таким образом, анализ как области применимости модели сжатия тонкой оболочки в условиях псевдоискрового разряда, так и полученных результатов расчетов показал несостоятельность модели и выявил грубейшие противоречия модели эксперименту.

На основе механизма переноса тока, приведенного в главе 3, автором предложен механизм формирования излучающей области за счет контракции разряда. В модели, представленной в главе 3, предполагалось, что движение электронов и ионов в плазме происходит в бесстолкновительном режиме. Однако это справедливо для начальной стадии развития разряда, когда ток разряда и степень ионизации плазмы малы, а сама плазма слабоионизованная. Между тем, при высокой плотности тока разряда плазма в полости может быть полностью ионизованной. В этом случае речь должна идти о Спитцеровской проводимости, т.е. об условиях столкновительного движения электронов в плазме.

В общем случае, для того чтобы через плазму проходил ток, плотность хаотического тока $j_{ch} = en_e v_{ch}/4$ в плазме должна быть больше плотности тока разряда $j_d = en_e v_{вк}$. Тогда, предполагая, что скорость дрейфового движения электронов приблизительно на порядок меньше хаотической скорости, можно получить выражение для оценки минимальной концентрации электронов в плазме катодного отверстия и в основном промежутке:

$$n_e \approx \frac{10j}{ev_{ch}}. \quad (3)$$

Оценки на основе (3) показывают, что уже на ранних стадиях развития разряда плазма в отверстии и в основном промежутке является полностью ионизованной. Например, в условиях рис. 4 переход к столкновительному режиму происходит в момент времени $t \approx 150$ нс при токе $i \approx 960$ А.

Поскольку после момента времени $t \approx 150$ нс плазма в отверстии столкновительная, то за счет цилиндрической геометрии разрядной системы рассеяние мощности на оси выше, чем в периферийных областях. Это означает, что скорость ионизации и концентрация электронов на оси системы также выше. То есть, подобно разрядам в газах высокого давления, происходит перераспределение тока и контракция разряда.

На стадии сверхплотного тлеющего разряда ток на катоде замыкается главным образом на внутреннюю поверхность катодного отверстия. Это означает, что максимальная плотность тока вдоль оси системы достигается в области среза катодного отверстия, поскольку именно в этом месте достигается максимальная концентрация линий тока разряда. Следовательно, принимая во внимание то, что за счет контракции большая часть тока протекает по оси, наибольшее выделение энергии происходит на оси в области среза катодного отверстия. В результате скорость ионизации и концентрация плазмы в этой области выше, чем в других областях.

С другой стороны, между плазмой в катодном отверстии и плазмой в основном промежутке имеется двойной слой. Ввод мощности в плазму положительного столба происходит за счет пучка электронов из области отрицательного свечения, ускоренного на двойном слое. Поскольку максимальная величина тока достигается на оси системы, то и максимальная плотность пучка электронов также будет именно на оси. В результате ввод мощности в основной промежуток посредством пучка электронов, ускоренного в двойном слое, наиболее эффективно производится на оси разряда, что способствует формированию излучающего канала. Возрастающее напряжение горения разряда прикладывается к катодному и двойному слоям. Кроме того, поскольку плазма является полностью ионизованной, рост напряжения горения разряда осуществляется и за счет падения напряжения вдоль столба разряда. Рост температуры частиц в канале осуществляется также за счет Джоулева нагрева.

Заключительная **пятая глава** посвящена методам повышения пробивного напряжения при работе с высокой частотой следования импульсов и исследованию процесса рекомбинации плазмы в паузе между импульсами. Метод повышения напряжения пробоя основан на принудительном устранении плазмы из основного промежутка и катодной полости в паузе между импульсами на дополнительный блокирующий электрод посредством несамостоятельного разряда.

Схематическое изображение системы электродов и электрической цепи для исследования восстановления основного промежутка представлены на рис. 6.

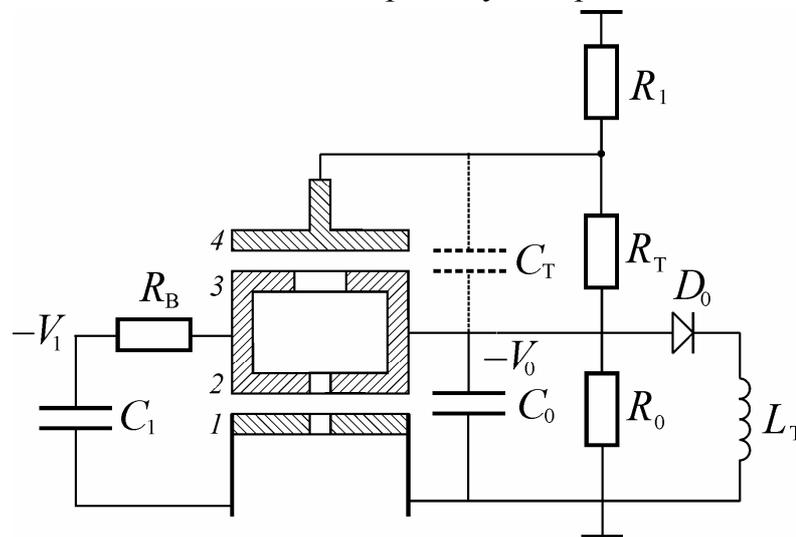


Рис. 6. Схематическое изображение системы электродов и электрической цепи для исследования восстановления основного промежутка. C_T — паразитная емкость промежутка 3 — 4 ($C_T = 20$ пФ); $C_0 = 1$ нФ, $R_0 = 70$ кОм, $R_1 = 100$ кОм, R_B может меняться от 10 кОм до 100 кОм, $R_T = 100$ кОм или ∞ .

Роль блокирующего электрода играет электрод 4. Суть работы цепи состоит в том, что электрод 4 становится положительным относительно электрода 3 либо за счет напряжения от дополнительного источника питания V_1 , либо за счет напряжения на основной емкости. В результате электроны из катодной полости и основного

промежутка вытягиваются на электрод 4, подавляя тем самым предпробойный ток в основном промежутке. Рассмотрим работу цепи на примере рис. 7.

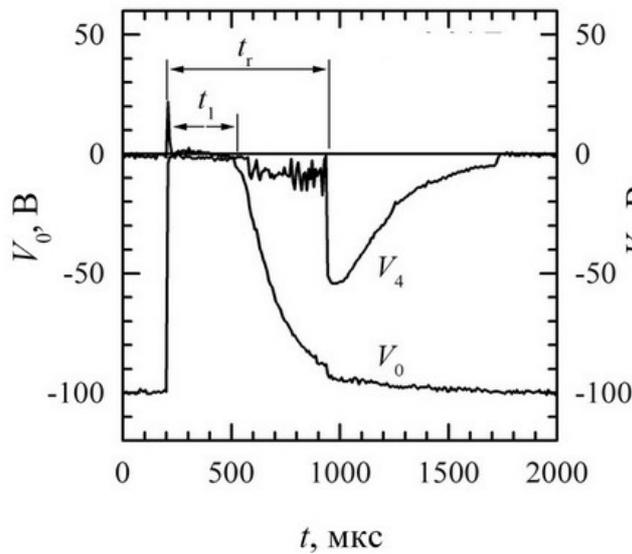


Рис. 7. Осциллограммы напряжения V_0 и потенциал V_4 электрода 4. $V_1 = 100$ В, $R_B = 10$ кОм, $R_1 = 100$ кОм, $R_T = \infty$, $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Тор, $f = 500$ Гц.

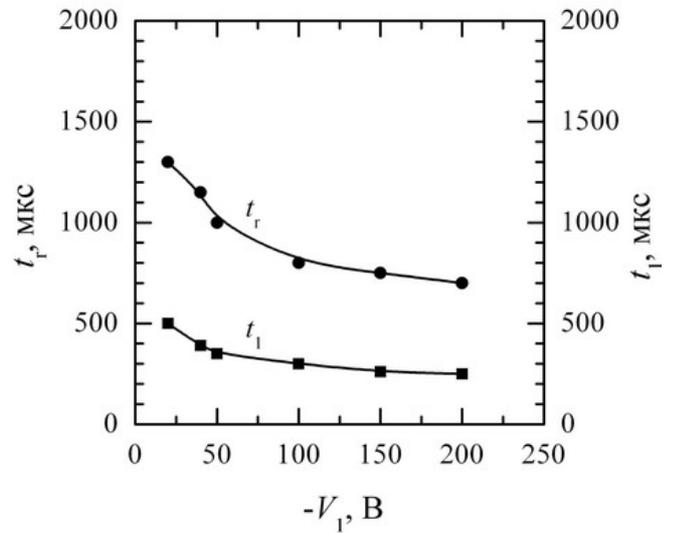


Рис. 8. Время восстановления t_r и время t_1 в зависимости от напряжения источника питания V_1 . $V_0 = 4$ кВ, $R_B = 10$ кОм, $R_1 = 100$ кОм, $R_T = \infty$, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Тор.

Здесь приведены осциллограммы напряжения на основном промежутке V_0 и потенциал V_4 электрода 4 по отношению к земле. Основной разряд в ксеноне инициируется импульсом напряжения $V_0 = 3$ кВ в режиме самопробоя. В начальных условиях емкость C_0 заряжена до напряжения $V_1 = 100$ В. В момент времени 200 мкс происходит пробой, и емкость разряжается через промежуток. Непосредственно после пробоя газоразрядная плазма высокой плотности появляется в основном промежутке и полости 3 таким образом, что ток от источника питания V_1 начинает течь через эту плазму. В течение интервала времени t_1 можно говорить о слаботочном несамостоятельном разряде с чрезвычайно низким напряжением горения. Плазма газового разряда оказывается закороткой для источника питания V_1 . Соответственно потенциалы V_0 и V_4 близки к нулю.

После интервала времени t_1 плотность плазмы снижается до такой степени, что полное сопротивление промежутка 1–2 становится сравнимым с сопротивлениями R_B и R_0 . В результате емкость C_0 начинает заряжаться от источника питания V_1 и напряжение на основном промежутке увеличивается. В течение данной стадии в промежутке 3–4 присутствует плазма низкой плотности, и ток блокировки через эту плазму отвечает за поведение напряжения на сопротивлении R_1 (током блокировки является ток на электрод 4).

В момент времени t_r наблюдается скачок напряжения V_0 , который можно интерпретировать как полную деионизацию в основном промежутке (носители зарядов были извлечены из основного промежутка к моменту времени t_r). В результате время зарядки емкости C_0 начинает определяться сопротивлением R_B , вследствие чего

напряжение V_0 резко возрастает. Ток от источника питания V_1 перехватывается блокирующим разрядом, который горит в промежутке 3–4, а потенциал электрода 4 начинает определяться сопротивлениями R_B , R_1 и сопротивлением блокирующего разряда. В момент времени t_r ток этого разряда равен $V_4/R_1 = 0,55$ мА. После момента времени t_r носители зарядов продолжают извлекаться из промежутка 3–4, а сопротивление промежутка увеличиваться со временем. Соответственно напряжение на промежутке 3–4 увеличивается. К моменту времени $t \approx 1800$ мкс несамостоятельный разряд в промежутке 3–4 гаснет.

Таким образом, если время восстановления электрической прочности основного промежутка больше, чем длительность паузы между импульсами, пробой промежутка произойдет при напряжении выше статического пробивного.

На рис. 8 приведено обобщение экспериментальных данных по измерению времени t_r . За счет увеличения напряжения между электродами 1 и 2 в паузе между импульсами время t_r может быть уменьшено приблизительно в два раза. Однако кривая насыщается, и минимальное время восстановления основного промежутка t_r в условиях рис. 8 составляет около 700 мкс. Это значит, что максимальная частота повторения импульсов, при которой пробой основного промежутка происходит при напряжении выше статического, составляет 1,4 кГц.

Для разряда в кислороде время восстановления основного промежутка составляет около 100 мкс. Тогда максимально возможная частота следования импульсов составляет 10 кГц. Использование смеси ксенон + 25 процентов кислорода приводит к снижению времени восстановления, по сравнению с чистым ксеноном, до 200 мкс. Это означает, что максимальная частота повторения импульсов может быть увеличена до 5 кГц.

В заключении сформулированы основные выводы работы.

Наиболее значимыми являются следующие результаты:

1. Экспериментально показано, что на предпробойной стадии происходит формирование двойного электрического слоя между плазмой в катодном отверстии и плазмой в основном промежутке. Этот слой продолжает существовать в течение стадий плотного и сверхплотного тлеющего разряда.
2. Представлена модель, позволяющая объяснить механизмы переноса тока на различных стадиях разряда. Модель предполагает, что катодная и анодная плазмы отделены друг от друга двойным электрическим слоем. Ввод мощности в плазму в основном промежутке осуществляется электронами из плазмы в катодном отверстии, ускоренными падением напряжения на двойном электрическом слое. Модель позволяет объяснить переход от разряда с классической γ эмиссией (стадия плотного тлеющего разряда) к разряду со взрывоэмиссионными процессами на катоде (стадия сверхплотного тлеющего разряда). Показано, что модель согласуется с экспериментом.
3. Предложен механизм срыва тока разряда. Срыв тока разряда происходит вследствие разрушения структуры потенциальной ловушки в основном промежутке, когда

отрицательный потенциальный барьер вблизи анода исчезает. В результате длина двойного электрического слоя между плазмой в катодном отверстии и плазмой в основном промежутке увеличивается, что ведет к росту омического компонента сопротивления промежутка. Как следствие реализуются условия, когда в направлении анода распространяется пучок электронов высокой энергии, ускоренный в двойном слое.

4. На ранних стадиях развития разряда плазма в катодном отверстии и в основном промежутке является полностью ионизованной. Переход к полностью ионизованной плазме для условий генерации жесткого УФ излучения, происходит при уровне тока разряда $i \approx 1$ кА.
5. Формирование излучающей области на стадии генерации жесткого УФ излучения происходит вследствие контракции разряда. В результате ввод мощности в плазму в основном промежутке на оси системы становится более эффективным, что способствует формированию излучающей области. Возрастающее напряжение горения разряда прикладывается к двойному и катодному слоям. За счет того, что плазма уже на ранних стадиях становится столкновительной, рост напряжения горения разряда также осуществляется за счет падения напряжения вдоль столба разряда.
6. Предложен метод исследования процесса восстановления электрической прочности основного разрядного промежутка. Метод основан на измерении тока несамостоятельного разряда между блокирующим электродом и катодом совместно с измерением потенциалов блокирующего электрода и катода в паузе между импульсами. Данный метод позволяет оценить максимально возможную частоту следования импульсов, при которой пробой основного промежутка будет происходить при напряжениях выше статического пробивного.

Публикации по теме диссертации

1. Yu. D. Korolev, I. M. Datsko, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Experimental setup for investigation of the pseudospark discharge as applied to generation of EUV radiation. // Dense Z-pinchs, 5th International Conference on Dense Z- Pinches, Albuquerque, New Mexico, 23 – 28 June, 2002 (AIP Conference Proceedings, vol. 651, Melville, New York, 2002, p. 157 – 160).
2. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Generation of EUV Radiation in Plasma of the High-Current Hollow-Cathode Glow Discharge. // Известия Вузов Физика, Приложение, 49, 12, 2006, P.169 – 172.
3. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Temporal structure of the fast electron beam at the stage of formation of the pseudospark discharge with external triggering. // Proc. XXIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Yalta, Crimea, September 27 – October 1, 2004, pp. 291 – 294
4. Yu. D. Korolev, O.B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I.A. Shemyakin. Electron beams generated at different stages of the pseudospark discharge. // Proc. XXVIIth Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. –Eindhoven, the Netherland, 2005. P.3 – 6.

5. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, N. V. Landl, R. V. Ivashov, I. A. Shemyakin, R. E. Bischoff, K. Frank, and I. J. Petzenhauser. Temporal structure of the fast electron beam generated in the pseudospark discharge with external triggering. // IEEE Trans. Plasma Sci. – Oct. -2005. – Vol. 29, No. 796 – 801.
6. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. High-current low-pressure pulsed glow discharge with a hollow cathode. // Proc. 7th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, Russia, 25-29 July, 2004, pp. 107 – 110.
7. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Current quenching in the pseudospark discharge and generation of a fast electron beam. // Proc. XXIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Yalta, Crimea, September 27 – October 1, 2004, pp. 287 – 290.
8. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Mechanism of the current quenching phenomenon in pseudospark discharge. // Proceedings XX-Th International symposium on discharges and electrical insulation in vacuum. – Tours, France. – July 1 – 5, 2002. – P. 491 – 494.
9. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Limited current for a low-pressure pulsed glow discharge with hollow cathode. // Proc. 6-th international conference on modification of materials with particle beams and plasma flows/ Edited by G. A. Mesyats, S. D. Korovin, A. I. Ryabchikov. – Tomsk, Russia. – 23 – 28 September 2002. – P. 117 – 120.
10. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. High current pseudospark discharge in a source of EUV radiation. // Proc. 6-th international conference on modification of materials with particle beams and plasma flows/ Edited by G. A. Mesyats, S. D. Korovin, A. I. Ryabchikov. – Tomsk, Russia. – 23 – 28 September 2002. – P. 121 – 124.
11. Yu. D. Korolev, I. M. Datsko, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, N. A. Ratachin, I. A. Shemyakin. Optical Observation of a Pseudospark Discharge Development in a Source of EUV Radiation. // Proc. 14-th international conference on high power particle beams and 5-th international conference on dense Z-pinches program and book of abstracts. – Albuquerque, New Mexico, USA. – June 23 – 28, 2002. – P. 239.
12. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. EUV radiation from plasma of a pseudospark discharge in its different stages. // International conf. Micro- and nanoelectronics - 2003. abstract book. – Moscow - Zvenigorod, Russia. – October, 2003. – P. O1-8.
13. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Space-Time Evolution of the Pseudospark Discharge Plasma Emitting Near 13.5 nm. // Известия Вузов Физика, Приложение, 49, 12, 2006, P.217 – 220.
14. Н. В. Ландль, Ю. Д. Королев, О. Б. Франц, И. А. Шемякин, В. Г. Гейман, Р. В. Ивашов. Сильноточный импульсный тлеющий разряд с полым катодом как источник жесткого ультрафиолетового излучения. // Труды 3-ей Всероссийской конференции молодых ученых, 3 – 6 марта 2006, стр. 36.
15. A. V. Bolotov, Yu. D. Korolev, O. B. Frants, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. The EUV Emission Formation from Pseudospark Discharge Plasma. Известия Вузов Физика, Приложение, 50, 9, 2007, с. 137 – 139.
16. N.V. Landl, Yu.D. Korolev, O. B. Frants, A. V. Bolotov, I. A. Shemyakin. Mechanism of Extreme Ultra-Violet Radiation Formation in the Pseudospark Discharge Plasma. // Proc.

- 15th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, 21 – 26 September, 2008, pp. 225-228.
17. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Regimes of Energy Input in the Pseudospark Discharge in the Sources of EUV Radiation. // Proc. 14-th international conference on high power particle beams and 5-th international conference on dense Z-pinches program and book of abstracts. – Albuquerque, New Mexico, USA. – June 23 – 28, 2002. – P. 326.
 18. Yu.D. Korolev, O.B. Frants, V.G. Geyman, R.V. Ivashov, V.N. Landl, I.A. Shemyakin. Energy Input Regimes in the EUV Radiation Source Based on the Pseudospark Discharge. // Proc. XXIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum Matsue, Japan, September 25-29, 2006.
 19. Ландль Н.В., Королев Ю.Д., Франц О.Б., Шемякин И.А., Гейман В.Г., Ивашов Р.В., Болотов А.В., Ененко А.А. Механизм формирования излучающей области в источнике жесткого УФ излучения на основе псевдоискрового разряда. // Четвертая всероссийская конференция молодых ученых “Материаловедение, Технологии и этология в 3-м тысячелетии” Томск, Россия, 19 – 21 Октября 2009, с. 22 – 26.
 20. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, R. V. Ivashov, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. Increasing of electric strength in the pseudospark gap with a high pulse repetition rate. // International conf. Micro- and nanoelectronics - 2003. abstract book. – Moscow - Zvenigorod, Russia. – October, 2003. – P. P1-3.
 21. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, N. V. Landl, I. A. Shemyakin. External Triggering of the Pseudospark Discharge in a Source of EUV Radiation. // Proc. 13th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 25-29 July, 2004, pp. 359 – 362.
 22. Ю. Д. Королев, О. Б. Франц, В. Г. Гейман, Р. В. Ивашов, Н. В. Ландль, И. А. Шемякин. Восстановление электрической прочности в псевдоискровом разряднике при высокой частоте следования импульсов. // ФНТП-2004, Петрозаводск, 28 – 30 июня, 2004, т. 1, с. 149 – 154.
 23. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, N. V. Landl, I. A. Shemyakin, K. Frank, R. Bischoff, J. Pankert, K. Bergmann. Recovery of the dielectric strength of a pseudospark switch in a regime of high pulse repetition rate. // Proc. 26th International Power Modulator Symposium and 2004 High Voltage Workshop, San Francisco, USA, May 23-26, 2004, pp. 248 – 252.
 24. Korolev Yu.D., O.B. Frants, V.G. Geyman, R.V. Ivashov, V.N. Landl, I.A. Shemyakin. Investigation of the Electric Strength Recovery Process in the Pseudospark Switch with a High Pulse Repetition Rate. // Proc. XXIIInd ISDEIV, Matsue, Japan, September 25-29, vol. 1, p. 25-28, 2006
 25. Yu. D. Korolev, O. B. Frants, V. G. Geyman, N. V. Landl, I. A. Shemyakin, K. Frank, R. Bischoff, J. Pankert, K. Bergmann. Method for external triggering of the pseudospark switch in the case that a trigger unit is located at potential side of electrode system. // Proc. 26th International Power Modulator Symposium and 2004 High Voltage Workshop, San Francisco, USA, May 23-26, 2004, pp. 244 – 247.