

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

На правах рукописи

Селивонин Игорь Витальевич

**ВЛИЯНИЕ ДЕГРАДАЦИИ КОРОНИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРОДА
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО
РАЗРЯДА**

Специальность 1.3.9 – «Физика плазмы»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.- м.н. Моралев И.А.

Москва – 2022

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Обзор литературы.....	16
1.1. Явление диэлектрического барьерного разряда.....	16
1.2. Развитие разряда при положительной и отрицательной полярности электрода. Режимы горения разряда	20
1.3. Генерация ионного ветра поверхностным барьерным разрядом	27
1.4. Характеристики микрозарядов и токовых импульсов. Статистика микрозарядов.	31
1.4.1. Токовые импульсы в отрицательной короне	32
1.4.2. Токовые импульсы в положительной короне	37
1.4.3. Токовые импульсы в ДБР, их статистика.....	40
1.5. Эрозия электродных систем в слаботочных импульсных разрядах	46
1.5.1. Эрозия электродов в отрицательной короне.....	52
1.5.2. Эрозия электродов в положительной короне.....	53
1.5.3. Деградация электродных систем в ДБР.....	54
1.6. Заключение к обзору литературы. Постановка задачи.....	64
Глава 2. Экспериментальные установки, диагностика и методы	66
2.1. Электродная система и подготовка электродов.....	66
2.2. Система питания электродных систем.....	67
2.3. Измерение величины приложенного напряжения	69
2.4. Схема и методика измерения переносимого за период заряда.....	69
2.5. Измерение рассеиваемой в разряде мощности	74
2.6. Измерение емкости электродной системы	76
2.7. Схема и методика измерения тока разряда.....	77
2.8. Оптическая регистрация разряда.....	82
2.9. Определения порогов зажигания и контракции разряда.....	83
2.10. Микроскопия и элементный анализ электродов	86

2.11. Получение поля течения, генерируемого актуаторами.....	87
Глава 3. Исследование процессов деградации кромки коронирующего электрода	92
3.1. Морфология электродных кромок и элементный анализ	92
3.2. Эрозия диэлектрического барьера.....	96
3.3. Режимы горения ДБР на электродах из различных материалов	96
3.4. Режимы горения ДБР в инертном газе.....	98
3.5. Динамика мощности разряда при различных материалах коронирующего электрода.....	101
3.5.1. Динамика мощности при длительной работе пДБР.....	101
3.5.2. Динамика мощности разряда после пауз в работе	103
3.5.3. Динамика мощности разряда при малой стримерной частоте.....	104
3.6. Деградация тонких электродов.....	106
3.7. Пороги зажигания и контракции	109
3.8. Обсуждение результатов главы 3	110
3.8.1. Деградация электрода	110
3.8.2. Влияние состояния кромки на структуру разряда и его электрические характеристики.	115
3.9. Выводы к главе 3	116
Глава 4. Исследование параметров и статистики токовых импульсов.....	118
4.1. Пространственная организация разряда	118
4.2. Осциллограммы тока разряда	123
4.3. Фазовая (временная) статистика микроразрядов	124
4.4. Параметры импульсов тока	128
4.5. Форма токовых импульсов.....	129
4.6. Обсуждение результатов главы 5	132
4.6.1. Две группы микроразрядов.....	132
4.6.2. Микроразряды на алюминиевом электроде.....	132
4.6.3. Микроразряды на медном электроде.....	135

4.7. Выводы к главе 4.....	139
Глава 5. Изменение характеристик ДБР-актуаторов при деградации кромки.....	140
5.1. Структура ионного ветра, генерируемого ДБР со стабилизированными точками привязок микрозарядов	140
5.2. Изменение структуры ионного ветра, генерируемого актуаторами при длительной работе	143
5.3. Обсуждение результатов главы 5	145
5.4. Выводы к главе 5.....	146
Заключение	147
Выводы.....	149
Благодарности	151
Литература	152

Введение

Актуальность работы

Объектом исследований в данной работе является диэлектрический барьерный разряд в поверхностной конфигурации (пДБР). Такой разряд инициируется в системе, состоящей из двух электродов, разделенных диэлектриком. Разряд реализуется вдоль поверхности диэлектрика, формируясь на тонкой кромке одного из электродов, который называется открытым либо коронирующим. Поверхностный барьерный разряд используется в ряде приложений, например, для управления потоком газа, при синтезе озона, обработке поверхностей и т.д.

ПДБР в воздухе атмосферного давления реализуется в виде областей нестационарного тлеющего разряда при падающем потенциале коронирующего электрода (в дальнейшем будем называть это отрицательной полярностью питающего напряжения) и стримеров при возрастании потенциала на нем (положительная полярность). Считается, что процессы образования и гибели отдельных микрозарядов, а значит и параметры разрядных систем, в первую очередь определяются геометрией электродов, свойствами диэлектрического барьера и параметрами возбуждающего разряд напряжения.

Зачастую в прикладных задачах предполагается длительная непрерывная работа электродной системы. В процессе горения разряда происходит разрушение и окисление открытых участков электродов, плавление и распыление диэлектрика. Изменения состояния и формы электродной кромки играют особенно важную роль, так как эти параметры отвечают за конфигурацию поля в области его максимума, а также за эмиссию электронов с катода. Это, в свою очередь, приводит к значительным изменениям параметров пДБР: режима горения, рассеиваемой в разряде мощности, характеристик отдельных микрозарядов и их статистики.

Несмотря на существование отдельных работ, посвященных изучению процессов деградации диэлектриков, систематических исследований деградации электродов в поверхностном барьерном разряде не проводилось. Не исследовано также влияние состояния кромки на разрядные процессы и интегральные характеристики разряда. Существующие в данной области работы, как правило, привязаны к тому или иному приложению пДБР.

Актуальность таких исследований обусловлена необходимостью учитывать процессы деградации электродных кромок при длительном горении разряда, особенно при разработке устройств с повышенными требованиями к неизменности характеристик разряда. Исследование процессов деградации электродов позволяет выработать рекомендации по выбору материалов при проектировании устройств на основе ДБР, а также прогнозировать качественные и количественные изменения параметров разряда, а, следовательно, и характеристик устройств на его основе.

Цель работы

Целью данной работы является исследование процессов деградации электродных кромок в поверхностном барьерном разряде и обратного влияния структуры кромки на газоразрядные процессы. В ходе исследования решались следующие задачи:

- 1) Исследовать процессы деградации электродных кромок из различных материалов в поверхностном барьерном разряде
- 2) Изучить влияние процессов деградации кромки на характеристики разряда: рассеиваемую в разряде мощность, режимы горения, пространственную организацию микроразрядов. Исследовать влияние структуры кромки на характеристики и статистику отдельных микроразрядов.
- 3) Исследовать влияние деградации коронирующего электрода на структуру ионного ветра, генерируемого пДБР.
- 4) Сформулировать рекомендации по выбору материала электрода для использования ДБР-разряда в рамках аэродинамических приложений.

Используемые в работе методы

Диэлектрический барьерный разряд инициировался в поверхностной конфигурации кромка-плоскость. Разряд питался синусоидальным напряжением при частотах 10 и 100 кГц и амплитудах 2.9 и 3.4 кВ. Рабочим газом выступал воздух (синтетический или комнатный) в диапазоне давлений 0.1 – 4 бар. В качестве диэлектрического барьера использовались пластины из алундовой керамики. Предполагается, что этот материал за счет термической стойкости и устойчивости к распылению практически не подвержен эрозии в барьерном разряде. В качестве коронирующих электродов использовались алюминиевые и медные фольги, а также напыленные слои меди, алюминия и платины.

Во время горения разряда велась регистрация его электрических характеристик (осциллограмм тока и перенесенного заряда). Измерения тока проводились с использованием распределенного малоиндуктивного токового шунта, изготовленного специально для таких измерений. Созданная схема измерений разрядного тока позволяла регистрировать токовые импульсы микроамперных амплитуд с фронтами до 1 нс. Измерения перенесенного заряда проводились с применением метода емкостных зондов, чувствительными элементами которых выступали изолированные секции ответного электрода. Осциллограммы перенесенного в

системе заряда позволили с применением метода вольт-кулонных циклограмм получить значения рассеиваемой в разряде мощности и емкости разрядной системы.

Кроме регистрации электрических характеристик в процессе горения разряда также велась его оптическая регистрация. Для исследования режима горения разряда использовались цветные и монохромные CCD камеры с частотой непрерывной съемки 60 Гц. Для регистрации светимости отдельных микрозарядов использовалась ICCD камера с минимальной экспозицией в 2 нс.

Во время пауз в работе электродных системы исследовалась топология электродных кромок. Для этого использовался лазерный конфокальный микроскоп с разрешением 0.5 мкм по высоте и 1 мкм в плоскости, а также сканирующий электронный микроскоп с разрешением 1.5 нм. Кроме получения картин рельефа кромок выполнялся элементный EDAX анализ продуктов эрозии и материала электрода.

Исследование структуры генерируемых пДБР течений проводилось с применением метода трассерной визуализации PIV (particle image velocimetry). PIV-система позволяла получить двумерные поля скорости потока с пространственным разрешением порядка 100 мкм, а также вычислить интегральную тягу, генерируемую ДБР актуатором.

Для исследования статистики микрозарядов на разных электродах в среде MATLAB был создан автоматический обработчик осциллограмм тока. При реализации алгоритма обработчика осуществлялось детектирование отдельных импульсов на осциллограмме тока и их анализ. В результате вычислялось среднее количество импульсов за период питающего напряжения, среднее значение заряда, переносимого импульсом, и характерная форма импульса.

Научная новизна

1. Изучено влияние материала и состояния кромки коронирующего электрода на режим горения разряда. Показано, что на материалах с различными свойствами оксида реализуются различные режимы горения разряда: активное блуждание микрозарядных привязок в случае алюминиевого электрода и квазистационарный режим горения разряда на медном электроде. Деградация электродов приводит к дополнительной стабилизации микрозарядных факелов на медном электроде и стохастизации микрозарядов на алюминиевом.

2. Впервые проведено детальное изучение топологии коронирующих кромок в поверхностном барьерном разряде. Показано, что алюминиевый электрод покрывается однородным оксидным слоем, который пробивается при формировании микрозарядов, о чем свидетельствует наличие множества кратеров размерами 100-300 нм. На медном электроде наблюдается образование кратеров размерами 50-100 мкм, соответствующих долгоживущим микрозарядным привязкам. Независимо от материала электрода наблюдается переосаждение

продуктов эрозии и их накопление на участках электрода, с которых не происходит старта микрозарядов.

3. Обнаружено, что деградация электрода является важным фактором, определяющим динамику мощности, рассеиваемой в разряде при длительной экспозиции электрода. Показано, что при частоте питающего напряжения 100 кГц в случае алюминиевого электрода наблюдается падение мощности до 70% от начального уровня, в то время как на медном электроде, напротив, наблюдается ее рост на 20-25%. Для электродов из обоих материалов такие изменения происходят в течение первых 2 часов горения разряда. Динамика мощности определяется конкурирующими процессами накопления продуктов эрозии на электроде и эрозионной очисткой кромки. Соотношение скорости этих процессов, в свою очередь, определяется стримерной частотой разряда, определяемой амплитудой и частотой приложенного напряжения.

4. Впервые проведено детальное исследование влияния состояния кромки на статистику, параметры и форму токовых импульсов в пДБР. В результате деградации электрода разрядом наблюдается значительное уменьшение среднего значения переносимого импульсом заряда. Этот эффект характерен как для меди, так и для алюминия. Для меди количество импульсов за полупериод также уменьшается; для алюминия, наоборот, наблюдается увеличение их количества. Кроме того, обнаружено, что на медном электроде в отрицательном полупериоде часть перенесенного заряда (~ 30%) связана с непрерывной составляющей тока, предположительно, образованной перекрытием длинных импульсов с временем спада тока порядка 100 нс.

Показано, что на переднем фронте импульсов в отрицательном полупериоде на новых (не подвергавшимся воздействию разряда) электродах наблюдается пик длительностью менее 2 нс, предположительно, ассоциированный с эмиссией электронов при разрушении оксидной пленки на поверхности электрода. В случае меди в процессе горения разряда этот пик исчезает, что объясняется эрозионной очисткой электрода в точке привязки микрозаряда. На алюминиевых электродах короткий пик в начале импульса наблюдается всегда.

5. Впервые было проведено исследование влияния деградации электродов плазменных актуаторов на структуру генерируемого ими ионного ветра. Показано, что изменение режима горения разряда влияет на трехмерную структуру индуцируемого течения. В случае с алюминиевым электродом изначально трехмерная структура течения, состоящая из отдельных струй и системы продольных вихрей, при деградации электрода преобразуется в однородную двумерную (плоская струя вдоль поверхности барьера). В случае медного электрода поле течения, напротив, становится еще более неоднородным.

Научная и практическая ценность

Полученные результаты исследования влияния процессов деградации электродов в поверхностном барьерном разряде имеют как прикладное, так и фундаментальное значение.

Воздействие разряда на кромки коронирующих электродов представляют интерес для физики приэлектродных процессов и физики взаимодействия плазмы с поверхностью. Изменения статистики и параметров микрозарядов свидетельствуют об изменении механизмов электронной эмиссии и процессов зарядки и накопления заряда на поверхности. Результаты исследования таких эффектов позволят лучше понять особенности развития поверхностного барьерного разряда и представляют интерес для физики газового разряда и физики плазмы.

С практической точки зрения, полученные результаты могут быть использованы при разработке газоразрядных устройств на основе пДБР, в том числе плазменных актуаторов для управления внешним потоком и промышленных озонаторов. Эти данные позволят оценивать и прогнозировать скорость и особенности деградации электрода, что, в свою очередь, позволит точнее оценивать срок службы таких устройств.

Достоверность и надежность результатов исследований

Научная достоверность и надежность результатов исследования обеспечивается использованием проверенных диагностических методик, применяемых для измерения и контроля различных параметров плазмы барьерного разряда при исследованиях в рамках иных приложений. Доработка классических методов диагностики в целях адаптации к описанным в работе экспериментам проводилась с их апробацией на модельных объектах.

Достоверность полученных экспериментальных результатов может быть проконтролирована их сравнением с результатами экспериментальных и теоретических исследований, полученными другими научными коллективами.

Личный вклад автора

Личный вклад автора в работу, результаты которой представлены в диссертации, является определяющим.

Автором были созданы экспериментальные стенды для исследования поверхностного барьерного разряда в конфигурации кромка-плоскость в воздухе при напряжениях 1-10 кВ и частотах 10 и 100 кГц питающего напряжения, диапазоне давлений от 0.1 до 4 бар. Были созданы разрядные ячейки, доработаны или созданы измерительные схемы и методики, требуемые для измерения интересующих параметров разряда.

Автором были выполнены экспериментальные работы по исследованию деградации электродов в ПДБР в неподвижном воздухе и в потоке. Выполнены измерения интегральных электрических характеристик разряда и проведена оптическая регистрация разряда при коротких и длительных экспозициях. Был разработан и применен алгоритм обработки токовых осциллограмм, в результате чего были получены данные по характеристикам и статистике токовых импульсов в ПДБР. Проведены исследования трехмерных гидродинамических течений, генерируемых актуаторами с алюминиевыми и медными электродами с различным состоянием коронирующих кромок.

Постановка задач, обсуждение результатов и формулировка выводов проводилась совместно с научным руководителем к.ф.-м.н. Моралевым И.А. и сотрудником НИУ МЭИ Лазукиным А.В. Исследования топологии электродных кромок с помощью конфокального лазерного микроскопа проводились Лазукиным А.В. Исследования топологии кромок с помощью сканирующего электронного микроскопа и выполнение элементного анализа продуктов эрозии проводилось сотрудником ОИВТ РАН Вальяно Г.Е.

Положения, выносимые на защиту

1. Деградация коронирующего электрода в ПДБР в воздухе происходит в результате действия конкурирующих процессов накопления оксида на кромке и ее эрозионной очистки. Различия в энергии связи оксидов различных материалов электродов приводят к различной морфологии кромок. При малой энергии связи ($\epsilon(\text{CuO}) \sim 1.7$ эВ) на электроде формируется эрозионный кратер с чистым материалом электрода, диаметр которого соответствует площади катодного пятна типичного микроразряда в отрицательном полупериоде питающего напряжения. При большой энергии связи ($\epsilon(\text{Al}_2\text{O}_3) \sim 17.3$ эВ) формируется равномерный слой окисла, на котором наблюдаются кратеры диаметром ~ 100 нм.
2. Различная морфология оксидного слоя приводит к существенным изменениям пространственной организации (режима горения) ПДБР: на алюминиевой кромке происходит стохастизация микроразрядов, на медной – стабилизация разрядных факелов и организация квазифиламентированного режима горения разряда. Изменение режима горения с течением времени коррелирует с изменением структуры коронирующей кромки. Физическим механизмом, отвечающим за стохастическую динамику микроразрядов на алюминии, является зарядка слоя окисла на электроде.
3. Деградация электрода приводит к изменению электрических характеристик ПДБР: при питании напряжением с параметрами 100 кГц и 3.4 кВ на медном электроде в течение 2 часов

наблюдается увеличение мощности на 20-25 %, на алюминиевом – снижение до уровня 70% от начальных значений.

4. На деградировавших электродах при напряжении 10 кГц и 2.9 кВ наблюдается уменьшение среднего значения переносимого микроразрядом заряда, при этом на медном электроде количество микроразрядов падает, на алюминии – растет. Уменьшение количества импульсов на медном электроде сопровождается удлинением заднего фронта импульсов и возникновением в отрицательном полупериоде непрерывной компоненты разрядного тока.
5. Изменения режима горения разряда приводят к изменению структуры ионного ветра, генерируемого разрядом: на Al электроде формируется однородная пристенная струя, направленная вдоль поверхности от кромки электрода. На медном электроде формируется ярко выраженная трехмерная структура течения: каждому факелу разряда соответствует пара продольных вихрей и узкая пристенная струя в пространстве между факелами.
6. Метод регистрации осциллограмм токовых импульсов с наносекундным разрешением, заключающийся в использовании специальной конструкции разрядной ячейки и малоиндуктивного токового шунта, а также алгоритм обработки токовых осциллограмм, позволяющий получать статистические осредненные характеристики импульсов тока.

Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа изложена на 162 страницах печатного текста, включая 90 рисунков и 3 таблицы. Список литературы насчитывает 178 наименований.

В **первой главе** представлен обзор работ, посвященных диэлектрическому барьерному разряду. Описываются основные физические процессы в поверхностном барьерном разряде, динамика разряда при положительной и отрицательной полярности открытого электрода. Описываются различные режимы горения разряда. Приводятся литературные данные об основных характеристиках токовых импульсов, соответствующих отдельным микроразрядам, их статистики. Описывается механизм возникновения ионного ветра в плазменном ДБР-актуаторе. Приводится обзор процессов эрозии и деградации электродных систем в коронном и барьерном разрядах, а также обсуждаются известные данные о влиянии этих процессов на характеристики коронного и поверхностного барьерного разряда.

Завершается литературный обзор выводами по текущему состоянию исследований в области горения барьерных разрядах на электродах с оксидными отложениями и постановкой задачи диссертационного исследования.

Во **второй главе** описываются экспериментальные установки и диагностическая аппаратура, а также методики измерения и вычисления различных параметров разряда. Описывается технология изготовления и подготовки электродных систем, а также схема питания разряда. Описывается газовая система, необходимая для контроля состава и давления воздуха. Приводятся описания схем оптической регистрации разряда. Описываются методики измерения переносимого заряда и тока в ДБР, вычисления рассеиваемой в нем мощности, алгоритмы анализа характеристик токовых импульсов. Приводится описание средств измерения и регистрации электрических сигналов. Приводится описание средств диагностики течения, индуцированного пДБР.

В **третьей главе** представлены результаты исследования процессов модификации кромки коронирующего разряда в поверхностном барьерном разряде. Приводятся результаты исследований морфологии разрядных кромок из алюминия, меди и платины. Демонстрируется, что различная динамика накопления и удаления оксидов алюминиевого и медного электродов приводит к разной морфологии электродной кромки. Приводятся описания различных режимов горения разряда на алюминиевом и медном электродах, а также их динамики при длительной непрерывной работе электродной системы. Показывается, что в процессе длительной работы электродных систем происходят значительные изменения вложенной в разряд мощности, а также емкости электродной системы, причем эти процессы принципиально различны на электродах из различных материалов. Приводятся результаты исследований порогов филаментации разряда на электродах из различных материалов и их изменение при деградации таких электродов.

Завершается четвертая глава выводами по основным процессам деградации электродов в поверхностном барьерном разряде и их влиянии на интегральные характеристики разряда.

В **четвертой главе** представлены результаты исследований параметров и статистики токовых импульсов микрозарядов в случае алюминиевых и медных электродов и их изменения при деградации кромок. Демонстрируется, что хотя общий вид статистики перенесенного микрозарядами заряда схож для всех электродов, наблюдаются некоторые особенности, обусловленные особенностями развития разряда на электродах из различных материалов. Описываются изменения статистики микрозарядов при деградации электродов в разряде. Приводятся результаты исследований параметров «средних» импульсов на разных электродах. Демонстрируется, что при деградации электродов происходит изменение количества микрозарядов, средняя величина переносимого в токовом импульсе заряда, а также изменяется форма импульсов.

Завершается пятая глава выводами по влиянию деградации электродов в поверхностном разряде на характеристики и статистику микрозарядов.

В **пятой главе** представлены результаты исследования влияния деградации электродных кромок на характеристики плазменных ДБР-актуаторов. Показывается, что вследствие изменения режима горения разряда, обусловленного деградацией электродных кромок, происходят значительные изменения структуры течений, генерируемых пДБР.

Завершается пятая глава выводами по влиянию состояния кромок коронирующих электродов на характеристики плазменных ДБР-актуаторов и рекомендациями по выбору материалов электродов при изготовлении таких разрядных систем.

В **заключении** излагаются основные результаты проделанной работы и формулируются **выводы**.

Апробация работы

Основные результаты работы изложены в 6 публикациях в рецензируемых журналах:

1. **Selivonin I. V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Effect of electrode degradation on the electrical characteristics of surface dielectric barrier discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 2018, Vol. 27, № 8, P. 085003.
2. **Selivonin I.** and Moralev I. Microdischarges properties in sDBD: the role of the exposed electrode oxidation // Plasma Sources Sci. Technol. 2021, Vol. 30, № 3, P. 035005.
3. Moralev I., Sherbakova V., **Selivonin I.**, Bityurin V., Ustinov M. Effect of the discharge constriction in DBD plasma actuator on the laminar boundary layer // Int. J. Heat Mass Transf. 2018, Vol. 116, P. 1326–1340.
4. Lazukin A.V., **Selivonin I.V.**, Moralev I.A., Krivov S.A. Modification of an aluminum electrode in a surface dielectric barrier discharge plasma // J. Phys. Conf. Ser. 927. 2017, Vol. 927, P. 012028.
5. **Selivonin I.**, Lazukin A., Moralev I., Krivov S., Roslyakov I. Erosion of the sputtered electrodes in the surface barrier discharge // J. Phys. Conf. Ser. 1394. 2019, Vol. 1394, P. 012027.
6. **Selivonin I.** and Moralev I. Influence of the Condition of the Exposed Edge in the SDBD on the Discharge Operation Mode in Argon // J. Phys. Conf. Ser. 2100. 2021, Vol. 2100, P. 012014.

По результатам работы было сделано 16 докладов на Российских и международных конференциях:

1. Лазукин А.В., **Селивонин И.В.**, Моралев И.А., Кривов С.А. Модификация коронирующего электрода в поверхностном диэлектрическом барьере разряда // XLIV Звенигородская международная конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 13-17 февраля 2017, Звенигород, Россия.
2. Lazukin A.V., **Selivonin I.V.**, Moralev I.A., Krivov S.A. Electrode and Dielectric barrier modification in a dielectric barrier discharge // 16th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, 5-7 April 2017, Moscow, Russia.
3. **Selivonin I.V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Electrode and dielectric barrier modification in a dielectric barrier discharge // EUCASS Aerospace Thematic Workshops, 9-14 April 2017, Saint-Petersburg, Russia.
4. **Selivonin I.V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Electrode modification in a dielectric barrier discharge // The International Conference “The Physics of Low Temperature Plasma”, 5-9 June 2017, Kazan, Russia.
5. **Селивонин И.В.**, Моралев И.А., Щербанев С.А., Алишериф М., Стариковская С.М. Зависимость порогов зажигания и контракции поверхностного барьерного разряда от давления и материала коронирующего электрода // XLIV Звенигородская международная конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2-6 апреля 2018, Звенигород, Россия.
6. Moralev Ivan, **Selivonin Igor**, Lazukin Alexander, Krivov Sergey. Electrode erosion in DBD plasma actuators // Plasma-based actuators for flow control: recent developments and future directions, 14-16 March 2018, Delft, Netherlands.
7. **Selivonin I.V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Electrode erosion in DBD plasma actuators // 17th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, 17-19 April 2018, Moscow, Russia.
8. **Селивонин И.В.**, Лазукин А.В., Моралев И.А., Кривов С.А. Деграция тонких коронирующих электродов в поверхностном диэлектрическом барьерном разряде // XLVI Звенигородская международная конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу 18-22 марта 2019, Звенигород, Россия.

9. **Selivonin I.V.**, Moralev I.A. Types and statistics of microdischarges in a surface barrier discharge // 18th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, Москва, 09-11 April 2018, Moscow, Russia.
10. **Selivonin I.V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Erosion of the thin corona electrodes in surface barrier discharge // 18th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, 9-11 April 2019, Moscow, Russia.
11. **Selivonin I.V.**, Moralev I.A. Statistics of current pulses in a surface barrier discharge on electrodes of various materials // XXXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 14–19 July 2019, Sapporo, Japan.
12. **Selivonin I.V.**, Moralev I.A. Statistics of current pulses in a surface barrier discharge on electrodes of various materials // XXXII International Conference on Equations of State for Matter, 1-6 March 2020, Elbrus, Russia.
13. **Selivonin I.V.**, Lazukin A.V., Moralev I.A., Krivov S.A. Erosion of the corona electrodes in surface barrier discharge: edge modification and its effect on discharge, 15-18 September 2020, Moscow, Russia.
14. **Selivonin I.**, Moralev I., Lazukin A., Krivov S. Influence of the condition of the corona-forming edge in the DBD on the discharge operation mode in argon // 20th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, 25-27 May 2021, Moscow, Russia.
15. **Selivonin I.**, Kuvardin S., Moralev I. Current pulses and development of microdischarges in SDBD in the presence of oxide on the electrodes // XXXIV International Conference on Equations of State for Matter, 1-6 March 2022, Elbrus, Russia.
16. **Selivonin I.**, Kuvardin S., Moralev I. The development of SDBD in the presence of oxide on the electrodes // 21th international workshop on magneto-plasma aerodynamics, 26-28 April 2022, Moscow, Russia.

Глава 1. Обзор литературы

Обзор литературы содержит описание явлений и механизмов, связанных с физикой барьерного разряда и деградацией электродов в низкочастотных разрядах атмосферного давления. В обзоре приводится характеристика диэлектрического барьерного разряда, описываются основные процессы, протекающие в газоразрядном промежутке. Сравниваются различные режимы горения разряда. Приводятся результаты работ, посвященных изучению разрушения и деградации диэлектрического барьера и электродных кромок. Обсуждаются механизмы, отвечающие за процессы деградации электродов в слаботочных импульсных разрядах и описывается их влияние на электрические характеристики барьерного разряда. Рассматриваются работы, посвященные исследованию токовых импульсов ДБР и характеристик микроразрядов в случае металлических обнаженных и покрытых диэлектрической пленкой электродов.

Завершается литературный обзор постановкой задачи диссертационной работы.

1.1. Явление диэлектрического барьерного разряда

Впервые явление диэлектрического барьерного разряда (ДБР) было описано как возникновение слабых токовых импульсов в изоляции зарытого в землю телеграфного кабеля [1]. Тогда же были получены первые данные по величинам разрядного тока этого частичного разряда, оцененные через потери в таких кабелях. Со временем, основным практическим применением такого разряда стала генерация озона, за что разряд получил название озонирующего.

Главной особенностью такого типа газового разряда является наличие диэлектрического барьера между электродами, предотвращающего возникновение тока замыкания и организации искрового пробоя газового промежутка. Простейшим примером ДБР-разрядника является плоская объемная конфигурация, в которой один из электродов покрыт слоем диэлектрика, представленная на рисунке 1.1. [2]

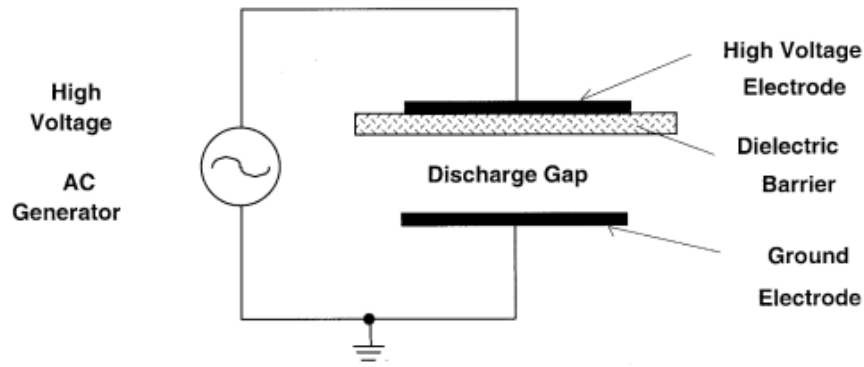


Рис. 1.1. Базовая конфигурация для инициирования барьерного разряда. [2]

Второй важной особенностью барьерных разрядов является сравнительно высокие (более 100Торр) давления рабочего газа. При атмосферном давлении электрический разряд реализуется в виде большого количества токопроводящих каналов, которые называют микроразрядами (МР). Такой режим горения разряда впервые был продемонстрирован в работе [3]. Как правило, характерная продолжительность жизни таких микроразрядов составляет 1-100 нс [4,5] при величинах тока в разрядных каналах 1-1000 мА [6,7]. В зависимости от полярности обнаженного электрода микроразряды могут представлять собой либо стримеры, либо факелы тлеющего разряда.

Долгое время филаментированный режим горения разряда предполагался единственным возможным. Однако, в относительно недавних работах было продемонстрировано, что это не так. Так, в работах [8,9] было показано, что в ряде газовых смесей при небольших давлениях разряды переменного тока между близко расположенными плоскопараллельными электродами могут существовать и в безимпульсном режиме. Вскоре появились работы, демонстрирующие аналогичные явления в воздухе и азоте [10], в том числе и при атмосферном давлении [11–13]. При этом разряд реализуется в форме пробоя Таундсенда, что возможно при достаточно медленной ионизации в объеме разрядного промежутка и большом количестве инициирующих лавины электронов, рождающихся в результате вторичной эмиссии на катоде. Чем выше значение отношения коэффициента вторичной эмиссии к эмиссии в объеме γ/α , тем при большем давлении газа возможна организация такого безимпульсного режима [14].

Наиболее важной с точки зрения приложений особенностью разрядов высокого давления с диэлектрическим барьером является то, что он позволяет сравнительно просто создавать большие объемы неравновесной плазмы. Принцип организации разряда оставляет широкий простор для адаптации электродных систем под различные приложения. При этом источники питания таких разрядных систем, как правило, просты, эффективны и недороги.

В связи с вышесказанным, в настоящее время диэлектрический барьерный разряд получил широкое распространение для решения множества задач. ДБР используется для генерации озона [15,16], для обработки поверхностей [17,18], в плазменной медицине и плазмохимии [19–21], плазменной биологии [22,23], в плазменных мониторах [24,25], в газоразрядных эксимерных лампах [26,27], для управления поджигом и горением смеси в двигателях внутреннего сгорания [28,29], исследуется как средство для решения различных задач в области аэродинамики [30–33].

Как уже писалось ранее, существует большое количество вариантов конфигураций электродов для организации барьерного разряда. Разрядная конфигурация, как правило, выбирается в соответствии с необходимыми для решения задачи в рамках данного приложения параметрами разряда, такими как необходимый режим горения и величина разрядного тока, а также из соображений простоты установки и использования такого устройства.

Электродные конфигурации, используемые для организации ДБР, описаны в ряде обзорных работ, например [2,5,34,35]. Огромное их многообразие часто объединяет лишь наличие диэлектрического барьера на разрядном пути. Обычно диэлектриком служит стекло, керамика, ПВХ, слюда, силикон, тефлон. Ширина газового промежутка (проводящий электрод – диэлектрическая поверхность либо диэлектрическая поверхность – диэлектрическая поверхность, между которыми реализуется ДБР) составляет 0-100 мм. Во всех этих конфигурациях происходят процессы перезарядки диэлектрического барьера и накопления объемного заряда в окрестностях разрядного промежутка, что приводит к возникновению определяющего режим существования разряда эффекта памяти. Однако, по ряду признаков, все конфигурации можно объединить в три большие базовые группы: объемная конфигурация, поверхностная и компланарная (рис. 1.2)

В *объемной* конфигурации разрядный промежуток жестко ограничен электродами, разрядный путь определяется концентрацией затравочных электронов и искажениями локального электрического поля, вызванными наработкой объемного заряда и зарядкой поверхности диэлектрического барьера [36].

В *поверхностной* конфигурации разрядный промежуток не ограничен геометрией электродной системы. Как правило, его длина определяется структурой и напряженностью электрического поля вдоль поверхности барьера. Вторым ключевым отличием этой конфигурации от объемной является то, что разряд распространяется вдоль поверхности барьера, заряжая его. В этом случае именно поверхностный заряд будет определяющим для развития и самоорганизации разряда фактором. Кроме того, свойства диэлектрика (поверхностная проводимость [37,38], шероховатость [39], объемная проводимость [40]) оказывают большое влияние на процессы зарядки поверхности. Особо стоит отметить тот факт, что разряд является несимметричным относительно полярности открытого электрода. Это объясняется тем, что

механизмы эмиссии электронов в случае, когда катодом является металлический электрод либо же диэлектрическая поверхность, принципиально различны. Инициация разряда в такой конфигурации наиболее проста и требует меньших значений питающего напряжения, чем прочие. Особенно популярна такая конфигурация в асимметричном исполнении, которая используется для изготовления плазменных актуаторов на основе ДБР.

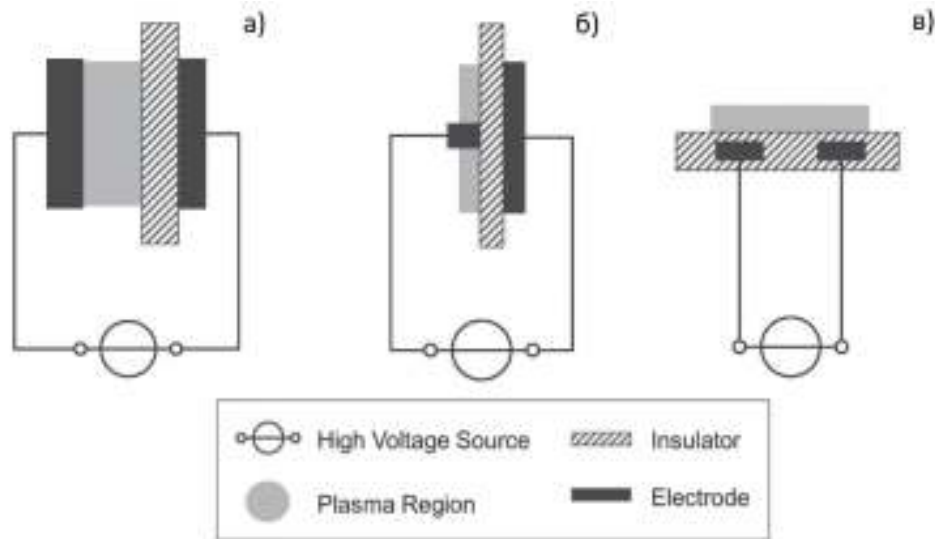


Рис. 1.2. Базовые конфигурации для иницирования барьерного разряда: а) объемная (классическая) конфигурация, б) поверхностная конфигурация, в) компланарная конфигурация.

Компланарная конфигурация является в некотором роде модификацией поверхностной конфигурации путем заключения открытого электрода в изоляцию. Обычно электроды разносятся при этом на некоторое расстояние, что приводит к значительному увеличению порогового напряжения зажигания разряда в таких системах. Кроме того, разряд становится симметричным относительно полярности электродов.

Поверхностная конфигурация (рис.1.2б) выделяется наличием сильного поля у кромки электрода. В конфигурации кромка-плоскость электрическое поле у края электрода толщиной, к примеру, 5-20 мкм существенно неоднородно [41], что приводит к росту влияния локального объемного заряда, а также сложных процессов эмиссии электронов, имеющих место на коронирующих остриях. В результате в подобных разрядах можно наблюдать явления, характерные для коронных разрядов, например, короткопериодические последовательности токовых импульсов и т.д. С другой стороны, зарядка поверхности барьера оказывает определяющее влияние распределение поля в промежутке и общую динамику разряда, например, на формирование поколений микрозарядов.

1.2. Развитие разряда при положительной и отрицательной полярности электрода. Режимы горения разряда

Поверхностный диэлектрический барьерный разряд в воздухе атмосферного давления представляет собой стримерный тип газового разряда. Формирование стримеров может происходить как при положительной, так при отрицательной полярности открытого электрода относительно диэлектрической поверхности. Несмотря на то, что в рассматриваемых случаях стример распространяется вблизи поверхности диэлектрика, основные черты стримерного пробоя сохраняются. Существует множество научных работ, описывающих явление объемного стримерного пробоя [42–45] и процессы растространения стримера [46–49].

Понятие отрицательной или положительной полярности открытого электрода в данном случае следует уточнить. Имеющий отрицательный потенциал относительно земли открытый электрод может оказаться анодом в условиях сильно заряженной поверхности барьера. Следует говорить о падающем или растущем потенциале открытого электрода. Здесь и в дальнейшем *отрицательной* и *положительной* полярностью электрода будем считать полярность открытого электрода относительно поверхности барьера.

Механизм эмиссии и размножения электронов существенно зависит от полярности коронирующего электрода. При отрицательной его полярности происходит размножение лавин в усиленном у электродной кромки поле. При этом происходит формирование нормального катодного слоя у электродной кромки, который выступает источником электронов. Зажигание такого разряда в первом приближении может быть описано как нестационарный таундсендовский пробой [50].

При положительной полярности коронирующего электрода катодом является поверхность диэлектрического барьера. Образования нормального катодного слоя не происходит, и разряд распространяется от являющегося анодом открытого электрода в стримерной форме. Критерием зажигания разряда в этом случае выступает критерий Мика.

Если в случае отрицательной полярности коронирующего электрода наблюдаются разрядные факелы с однородным свечением, то при положительной полярности разряд сильно неоднороден (рис. 1.3)

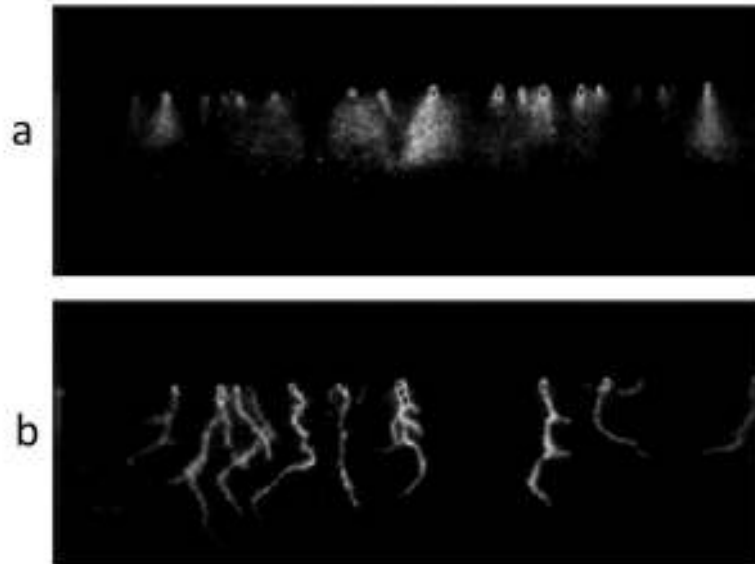


Рис. 1.3. Изображения пДБР при отрицательной полярности коронирующего электрода (а) и при положительной (b)[51].

Рассмотрим процесс формирования и развития одиночных МР при подаче импульсного напряжения различной полярности на коронирующий электрод. В работе [34] подробно описывается процесс развития микроразрядов в поверхностном ДБР при отрицательной и положительной полярности коронирующего электрода. Приведенная картина сформулирована на основании как экспериментальных данных, так и существующих расчетов.

Отрицательная полярность коронирующего электрода

Развитие разряда начинается с кромки открытого электрода, где напряженность электрического поля максимальна. С самого начала электроны сталкиваются с атомами и молекулами газа, вызывая размножение электронов и поток фотонов в область распространения разряда и на поверхность барьера. Поток фотонов генерирует вторичные электроны в результате фотоотрыва электронов с поверхности катода и фотоионизации газа. Эта обратная связь поддерживает постоянное ускорение процесса распространения разряда. Ток разряда становится значительным спустя несколько наносекунд после инъекции затравочных электронов, когда плотность заряда достигла определенного уровня. Ток фотоэмиссии является предшественником тока разряда. Непрерывный рост фотоэмиссионного тока вызывает постоянный рост концентрации электронов около катода. Одновременно перестраивается распределение напряженности поля возле проводящего катода. Происходит формирование неподвижного катодного слоя. В области разряда наблюдаются два максимума поля: один движется по проводящему электроду, а второй - по поверхности диэлектрического барьера. Эти области представляют собой катодо- и анодо-направленный стримеры. Оба стримера появляются

одновременно с фотоэмиссионным током. Катодонаправленный стример представляет собой развитие границы катодного пятна. Его скорость быстро уменьшается с $1.2 \cdot 10^6$ см / с до нуля, а затем стример исчезает. Анодонаправленный стример появляется одновременно с катодонаправленным и распространяется вдоль диэлектрической поверхности. В первые наносекунды происходит расширение катодного слоя у электродной кромки (связанное с прохождением катодонаправленного стримера) и установление напряженности поля в катодном слое (около 1300 Тд). Одновременно снижается роль фотоэмиссии

Далее катодный слой практически не меняет свой размер, т.е. максимальный размер катодного слоя достигается примерно при максимуме тока. Это явление хорошо известно для обычных тлеющих разрядов. Величина разрядного тока пропорциональна размеру катодного слоя. Свойства катодного слоя в поверхностном барьерном разряде не отличаются от катодного слоя обычных тлеющих разрядов. Прежде всего, напряженность поля в катодном слое при атмосферном давлении постоянна и ее максимальное значение составляет 1300 Тд. После максимума тока напряженность поля в катодном слое постоянно уменьшается. Заряженные частицы в катодном слое образуют диполь с максимумом плотности положительных ионов на поверхности катода и максимумом плотности электронов на некоторой высоте от поверхности диэлектрического барьера. Максимальное значение напряженности поля в анодонаправленном стримере (на диэлектрической поверхности) ниже, чем у катодонаправленного стримера. Процесс фотоэмиссии на аноде, представленном поверхностью барьера, не играет никакой роли. Электроны, которые высвобождаются с поверхности барьера в результате фотоэмиссии, немедленно возвращаются обратно в результате дрейфа в результирующем электрическом поле. Единственный источник электронов, питающих распространение такого анодонаправленного стримера – катодный слой. Средняя напряженность поля в канале близка к 100 Тд, концентрация электронов- 10^{12} см⁻³. Эти величины определяются равновесием между скоростями прилипания и размножения электронов. Из-за равновесия эффективный коэффициент размножения близок к нулю. Таким образом, анодонаправленный стример не является самоподдерживающимся явлением. Электроны из канала микрозаряда поддерживают его распространение. Размер (ширина и высота) стримера составляет порядка 30–50 мкм, а его скорость составляет около $3 \cdot 10^6$ см / с.

Следует особо отметить, что при малой толщине коронирующей кромки на процесс развития микрозаряда существенное влияние может оказывать объемный заряд, накапливаемый при образовании облака отрицательных ионов непосредственно у коронирующей кромки. В этом случае механизмы формирования и гибели индивидуального разряда схожи с механизмами, описывающими развитие коронного разряда в режиме импульсов Тричела. Более детально эта

аналогия будет описана в разделе 1.3. Кроме того, развитие лавин может искажать потенциал диэлектрика у коронирующего электрода.

Положительная полярность коронирующего электрода

С самого начала разряда появляется искажение поля около анода; по истечении нескольких нс развивается катодно-направленный стример, развивающийся вдоль поверхности диэлектрика.

Значение напряженности поля в катодонаправленном стримере постоянно растет. Одновременно напряженность поля в головке катодно-направленного стримера также достигает своего максимума, который составляет около 600 Тд. (Соответствующее значение при отрицательной полярности поверхностного электрода составляет всего около менее 200 Тд). Из-за большой концентрации плазмы (10^{14}см^{-3}), напряженность поля за головкой (в канале) уменьшается практически до нуля.

Катодонаправленный стример перемещается на 50–125 мкм выше поверхности барьера. Ниже стримера, рядом с поверхностью диэлектрика, появляется дополнительный максимум напряженности поля. Оно превышает значение 1000 Тд, что сопоставимо со значением в катодном слое при отрицательной полярности. Катодный слой распространяется по поверхности диэлектрика вместе с катодно-направленным стримером. Область высокого поля появляется чуть ниже стримера и исчезает на расстоянии около 0.5 мм за стримером. Размер катодного слоя на диэлектрике при положительной полярности в 6–8 раз больше, чем при противоположной полярности на металлическом электроде.

Подвижный катодный слой исчезает примерно за 5 нс (в соответствии с временем жизни стримера) из-за постоянного роста поверхностной плотности заряда. Рост поверхностной плотности заряда является, с одной стороны, результатом потока положительных ионов из разрядного объема к поверхности барьера и, с другой стороны, фотоэмиссии. Каждый электрон, эмитирующий с поверхности, оставляет положительный заряд.

Как и в случае объемных стримеров, фотоэмиссия необходима для распространения стримеров по диэлектрической поверхности. Основным источником фотонов находится в центре стримера (над поверхностью барьера). Основными источниками электронов, необходимым для продвижения стримера, являются как диэлектрическая поверхность, так и газ перед головкой. Эти электроны размножаются в лавинах и формируют тело стримера. В результате прохождения таких лавин рождаются не только вторичные электроны, но и фотоны. Такие «вторичные» фотоны достигают поверхности диэлектрика, приводя к эмиссии новых электронов. Эта обратная связь поддерживает существование и распространение катодно-направленного стримера по диэлектрической поверхности. При положительной полярности открытого электрода катодонаправленный стример, который распространяется вдоль диэлектрического катода,

является самоподдерживающимся явлением и не требует дополнительного источника электронов для своего развития. Более того, стример является мощным источником электронов, который намного эффективнее катодного слоя при отрицательной полярности. Из-за довольно высокой плотности электронов в теле стримера ($2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) напряженность поля в канале разряда оказывается близка к нулю.

Коллективные явления в ДБР

Описанная выше картина довольно полно, за исключением трехмерных эффектов, описывает развитие одиночных микрозарядов. При приложении переменного напряжения достаточно высокой амплитуды и относительно невысоким темпом нарастания (менее $0.5 \text{ кВ} / \text{нс}$) разряд развивается в многоимпульсном режиме. При этом развитие различных так называемых поколений МР происходит в условиях предварительно заряженной поверхности барьера и наличии остаточного малоподвижного ионного заряда в газе. Влияние поверхностного заряда на развитие последующих поколений МР приводится в работе [52].

Можно выделить два случая в зависимости от знака заряда и потенциала электрода относительно поверхности барьера. В первом внешнее напряжение продолжает нарастать, во втором полярность электрода относительно поверхности меняется. Если поверхность диэлектрика, например, заряжена отрицательно, а внешнее потенциал электрода продолжает падать, нормальная составляющая напряженности поля над заряженной областью почти равна нулю. Тангенциальная составляющая (параллельная поверхности) над заряженной областью имеет плато. Эта конфигурация поля определяет траектории электронов. Они перемещаются в небольшом слое газа над поверхностью диэлектрика до кончика заряженной области, а затем поворачиваются к поверхности диэлектрика. Из измерений следует, что при отрицательной полярности последовательные поколения микрозарядов увеличивают размер однородного разрядного слоя только с увеличением напряжения. С повышением напряжения условия пробоя вновь выполняются, и длина каналов скачкообразно растет. Ступенчатый рост каналов сопровождается короткими импульсами тока во внешней цепи.

Если диэлектрическая поверхность заряжена положительно и внешнее напряжение меняет знак, начальные условия совсем другие. Нормальная составляющая напряженности поля теперь имеет определенное значение. Согласно моделированию, она составляет около 100 Тд в условиях горения разряда на воздухе при атмосферном давлении. Это означает, что электроны, рождающиеся при распространении первых МР полупериода, будут двигаться к центру области поверхностного заряда, разряжая диэлектрик. В процессе развития разряда поверхностный заряд также меняет знак.

Зажигание разряда на предварительно заряженных поверхностях положительной и отрицательной полярности несколько различается в связи с разной морфологией заряженного слоя.

Положительные МР (стримеры) оставляют на поверхности диэлектрика заряженные области в виде узких дорожек. Напряженность поля между заряженными и незаряженными участками поверхности диэлектрика далека от пробивного значения. Протяженность заряженной области на поверхности диэлектрика зависит, очевидно, от длины микрократрядов и определяется амплитудой приложенного напряжения. Экспериментально доказано, что при переменном напряжении внешняя область поверхностного зарядового слоя заряжается положительно.

Таким образом, в поверхностном барьерном разряде существует «конкуренция» среди отдельных микрократрядов за незэкранированную площадь поверхности диэлектрика в рамках одного поколения МР. Взаимодействию соседних микрократрядов посвящена достаточно обширная литература [36,53,54]. Количество микрократрядных привязок на поверхности или кромке электрода растет с плотностью вложенной в разряд мощности, которая зависит от частоты приложенного напряжения и его амплитуды (скорости изменения потенциала высоковольтного электрода). Накопление заряда на диэлектрике, является важнейшим фактором в организации ДБР в любой конфигурации. В то же время, если частота питающего напряжения достаточно высока, то могут возникать дополнительные эффекты памяти из-за остаточного нагрева газа, наличия возбужденных молекул, а так же от малоподвижного ионного заряда, оставшегося в промежутке.

В широком диапазоне параметров свойства единичного микрократряда не зависят от значения питающего электродную систему напряжения. Однако, при большом инкременте его нарастания, вследствие большого перенапряжения на газовом разрядном промежутке возможна ситуация, когда много микрократрядов стартует одновременно. Одновременное присутствие большого числа микрократрядов также приводит к радиационным связям, которые могут иметь влияние на развитие разряда, а нехватка заряжаемой площади диэлектрического барьера приводит к увеличению порогового напряжения зажигания разряда [55].

Контракция ДБР

Для барьерного разряда также наблюдается явление контракции, которая в килогерцовом диапазоне частот является следствием ионизационно-перегревной неустойчивости. Неустойчивость развивается, когда увеличение энерговклада приводит к локальному росту проводимости плазмы. Локальное увеличение проводимости приводит к увеличению плотности тока, что приводит к образованию тонких и ярких токовых шнуров. (см. рис. 1.4).

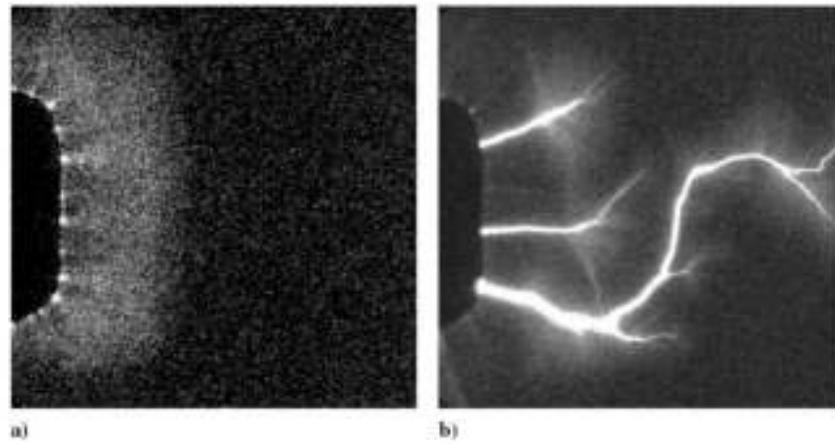


Рис. 1.4. Изображения ПДБР в стримерной (а) и контрагированной (б) форме [56].

В высокочастотном ДБР контракция обеспечивается нагревом и тепловым расширением газа. При атмосферном давлении наступление филаментации происходит с значительным удлинением разрядных каналов. Такую филаментацию разряда можно рассматривать как стримерно-лидерный переход [7].

В недавних работах [57–59] было продемонстрировано, что контракция барьерного разряда происходит даже в случае наносекундных импульсов. Времена наступления контракции при этом составляют порядка 10 нс. Очевидно, что в данном случае механизмы филаментации не могут быть тепловыми.

Образование проводящих каналов приводит к скачкообразному изменению электрических свойств разряда. Типичная ВАХ разряда в области контракции показана на рисунке 1.5 [60].

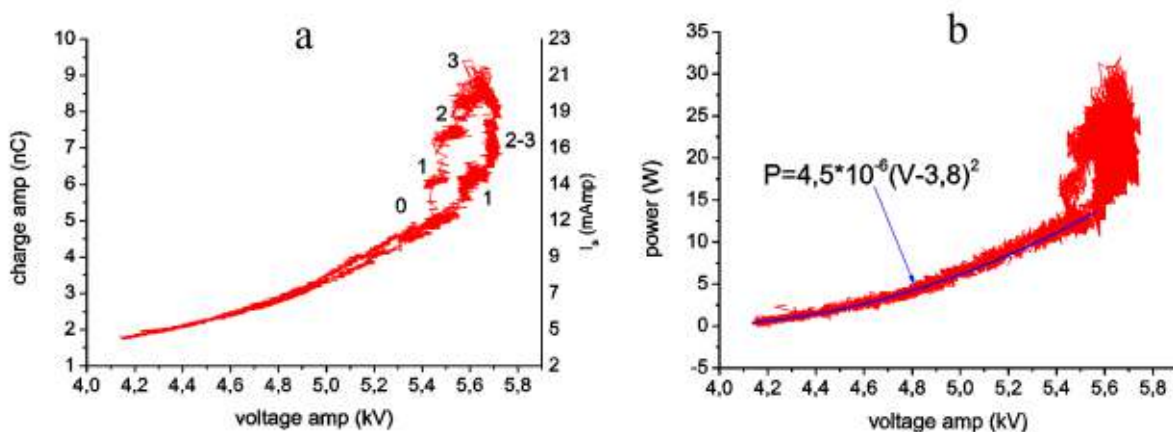


Рис. 1.5. Типичная ВАХ разряда в контрагированном режиме (а) и динамика мощности разряда при увеличении амплитуды питающего напряжения (б). Цифрами обозначено количество образовавшихся контрагированных каналов. Справа показано распределение каналов вдоль кромки электрода, соответствующее ВАХ. Так же наблюдается гистерезис повышение-снижение амплитуду питающего напряжения [60].

Образовавшиеся контрагированные каналы имеют почти одинаковую ширину и величину тока, проходящего через каждый шнур. С увеличением амплитуды приложенного напряжения происходит «расщепление» филаментов и образование новых контрагированных каналов, что сопровождается ступенями на ВАХ разряда.

Организация контрагированного режима горения разряда может существенно изменить механизмы, ответственные за инициацию и развитие микроразрядов, поэтому в экспериментах важно следить, чтобы режим горения разряда не менялся при смене параметров приложенного напряжения или плазмообразующей среды.

1.3. Генерация ионного ветра поверхностным барьерным разрядом

Как отмечалось ранее, одним из возможных использований диэлектрического барьерного разряда является свойство разрядов атмосферного давления генерировать поток газа.

Возникновение электрического ветра у заряженного острия в результате столкновений между заряженными и нейтральными частицами было описано еще в начале 1700-х годов, после чего это явление быстро стало научно-популярным предметом и привлекло внимание известных ученых, в том числе М. Фарадея и Дж. К. Максвелла [61,62].

Один из первых отчетов об управлении течением на аэродинамическом теле с помощью коронного разряда был опубликован в 1968 году в работе [63]. В работе было продемонстрировано влияние электрических полей на отрыв пограничного слоя с помощью коронирующих проводов, которые располагались на небольшом расстоянии от поверхности плоской пластины. В последнее за устройствами на основе барьерного и коронного разрядов, разработанными для управления течением, закрепилось название плазменных актуаторов.

В настоящее время «электрический ветер» или «ионный ветер», создаваемый коронными разрядами [64], является наиболее известным примером электрогидродинамического (ЭГД) воздействия на поток. Схематично действие такого актуатора показано на рисунке 1.6. Существует большое количество обзорных работ, в которых описывается действие плазменных актуаторов на основе поверхностного барьерного разряда, например [30,33,65–69].

Как уже упоминалось ранее, в процессе существования барьерного разряда в разрядной области происходит образование и накопление объемного ионного заряда. В условиях существования внешнего электрического поля происходит его дрейф.

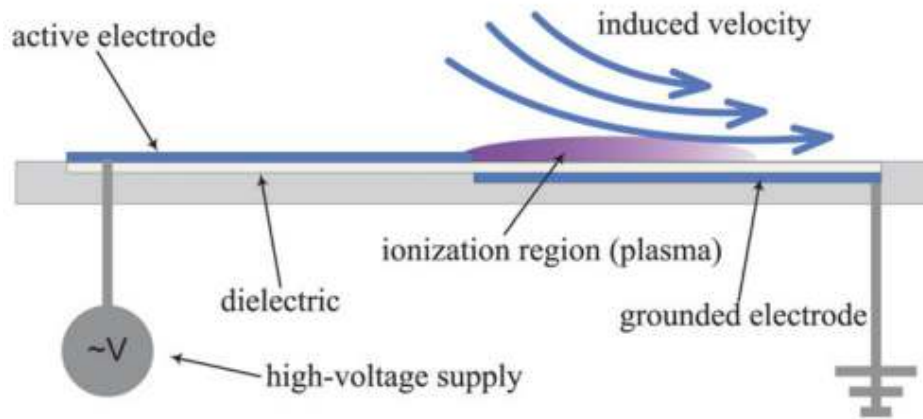


Рис. 1.6. Генерация скорости потока вблизи разрядной области плазменным ДБР-актуатором [66].

Плазменные каналы микрозарядов обладают высокой проводимостью, в результате чего электрическое поле не проникает в занятый плазмой объем. В связи с этим, основной импульс система получает от поля после распада плазмы микрозарядов.

Сила, действующая на нейтральный газ, возникает из-за столкновений дрейфующих в внешнем электрическом поле электронов и ионов с молекулами газа. Сила, действующая на единицу объема среды, равна импульсу, передаваемому в единицу времени от заряженных частиц нейтральным молекулам [65]. В случае электроположительного газа, если пренебречь средней скоростью нейтральных молекул относительно скоростей дрейфа заряженных частиц, силы на единицу объема f_i и f_e , создаваемые ионами и электронами, могут быть записаны как

$$f_i = n_i m_i \nu_{im} \mathbf{u}_i , \quad (1)$$

$$f_e = n_e m_e \nu_{em} \mathbf{u}_e , \quad (2)$$

где n_i и n_e – концентрации ионов и электронов, m_i и m_e – их массы, ν_{im} и ν_{em} – частота упругих соударений соответствующих частиц с молекулами газа, \mathbf{u}_i и \mathbf{u}_e – средние скорости частиц. Очевидно, что результирующая объемная сила будет суперпозицией f_i и f_e . Используя определение подвижности носителя заряда $\mu = \frac{e}{m} \nu_m$, можем записать формулу для результирующей объемной силы:

$$f = \frac{j_i}{\mu_i} - \frac{j_e}{\mu_e} , \quad (3)$$

где j_i и j_e – плотности ионного и электронного токов. Электроны имеют гораздо большую подвижность, в связи с чем в окрестности разрядной зоны получается положительно заряженная область. Как правило, градиентами плотности заряженных частиц можно пренебречь относительно членов уравнения, описывающих электрическое поле. С учетом этого, формула [69] может быть записана в виде

$$f \approx e(n_i - n_e)E \approx en_iE, \quad (4)$$

где E – напряженность локального электрического поля, в котором происходит дрейф ионов. Направление результирующей объемной силы и двумерное ее распределение схематично показаны на рисунке 1.7.

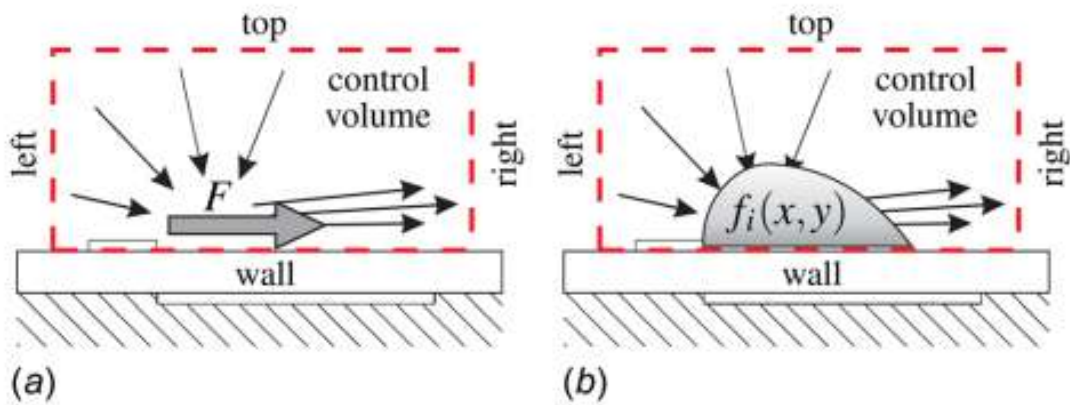


Рис. 1.7. Вектор результирующей объемной силы F (a) и распределение силы $f(x, y)$.

В результате действия такой силы индуцируется пристенная струя, направленная от коронирующей кромки (рис. 1.8).

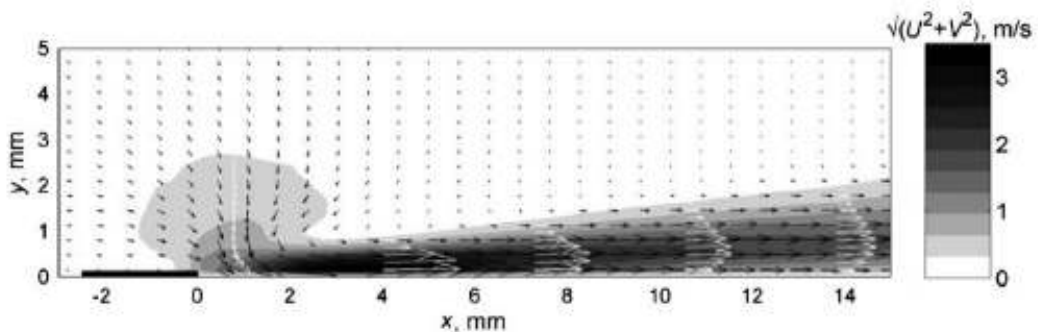


Рис. 1.8. Двумерная структура генерируемого ДБР-актуатором течения [70].

Существует эмпирическая зависимость средней скорости, индуцированной разрядом струи от напряжения $V \sim U^{3.5}$. Однако такая пропорциональность имеет место лишь при невысоких значениях U . При достижении некоторого порогового значения напряжения (по всей видимости,

происходит изменение режима горения разряда) зависимость сменяется на $V \sim U^{2.3}$, что не позволяет эффективно значительно увеличивать тягу путем увеличения приложенного напряжения [71].

Как писалось в предыдущих разделах, локальное электрическое поле формируется при наложении собственного поля объемного и поверхностного заряда на внешнее, создаваемое приложенным к электродам напряжением. Ввиду неоднородности плотности заряда, E получается очень неоднородным вдоль коронирующей кромки. Соответственно, трехмерные распределения объемной силы имеют сложную структуру. В связи с этим структура течений, генерируемых пДБР, также трехмерна [31,72,73].

Характерные скорости генерируемых ДБР-актуаторами течений составляют порядка нескольких м/с (менее 8-10 м/с). В связи с этим применение таких актуаторов в качестве основных исполнительных механизмов (для создания аэродинамической тяги) затруднено, особенно при высоких скоростях внешнего потока. Чистый КПД таких устройств, рассчитываемый как отношение вложенной в разряд энергии и кинетической энергии индуцированного разрядом течения, находится на уровне 0.1 % (см. рис.1.9) [74].

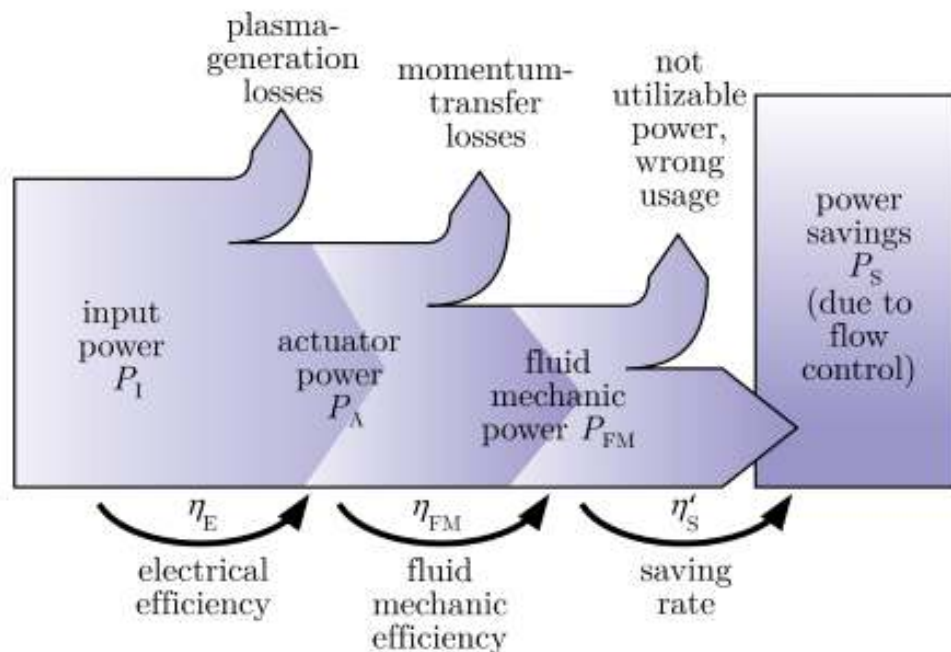


Рис. 1.9. Энергетическая схема работы плазменного актуатора

Несмотря на это, плазменные актуаторы на основе пДБР являются перспективными устройствами для прецизионного воздействия на внешний поток благодаря своим частотным характеристикам. Воздействие на поток с помощью барьерного разряда возможно с частотами в диапазоне до десятков МГц, определяемым лишь характеристиками питающего напряжения. В

случае же применения механических актуаторов, максимальная частота воздействия на поток составляет в лучшем случае единицы кГц.

Следует отметить, что при высоких скоростях внешнего потока (при транс- и сверхзвуковых течениях) доминирующим механизмом воздействия разряда на поток становится нагрев газа в разрядной области [75,76]. При этом, как правило, к электродам прикладывается импульсное напряжение, и разряд рассматривается как область локального энерговыделения, в результате которого за единицы мкс происходит нагрев газа до температур порядка 1000 К [77]. При этом происходит формирование быстрой ударной волны, в результате распространения которой может происходить существенная модификация пограничного слоя и всего потока [78,79].

Благодаря описанным выше свойствам, плазменные актуаторы на основе поверхностного барьерного разряда могут быть использованы для управления отрывом пограничного слоя [80], уменьшения турбулентного сопротивления обтекаемой модели [81], ламинаризации или турбулизации пограничного слоя [82–84], снижения акустического шума [85] и управления ламинарно-турбулентным переходом [86,87]. Существуют работы, в которых осуществляются попытки оптимизации ДБР-актуаторов для достижения наивысшей их эффективности для решения практических задач по управлению внешним течением [88].

1.4. Характеристики микроразрядов и токовых импульсов. Статистика микроразрядов.

Интегральные характеристики разряда (равно как и эксплуатационные характеристики устройств на основе ДБР, например, плазменных актуаторов), представляющего собой набор отдельных микроразрядов, определяются статистикой МР и их параметрами. Изучение статистики импульсов тока в разрядах атмосферного давления - достаточно стандартный подход, позволяющий глубже понять процессы развития и организации микроразрядов. Кроме интегральных характеристик токовых импульсов (амплитуда, величина переносимого в импульсе заряда, длительность) большой интерес представляет их форма: наклон и особенности формы фронта импульса могут многое сказать о механизмах инициации и формирования разрядного канала, форма и крутизна спада импульса определяются процессами накопления и релаксации объемного заряда в объеме и на поверхности диэлектрического барьера.

Наличие неоднородного поля у кромки открытого электрода в пДБР ставит его в промежуточное положение между барьерным разрядом и короной. Механизмы, определяющие инициацию, распространение и распад микроразряда в коронном разряде и пДБР во многом схожи [89]. При этом как для объемного ДБР, так и для коронного разряда существует большое

количество работ, посвященных детальному исследованию токовых импульсов. Изучение этих работ позволяет сформировать базис для исследований импульсных режимов в более сложных конфигурациях.

1.4.1. Токовые импульсы в отрицательной короне

При отрицательной полярности острия коронный разряд может гореть в различных режимах: случайные и регулярные токовые импульсы, безимпульсный режим, прохождение отрицательных стримеров [90,91]. Рассмотрим эволюцию разрядных режимов при увеличении потенциала катода. Для этого обратимся к ВАХ отрицательной короны (рис. 1.10).

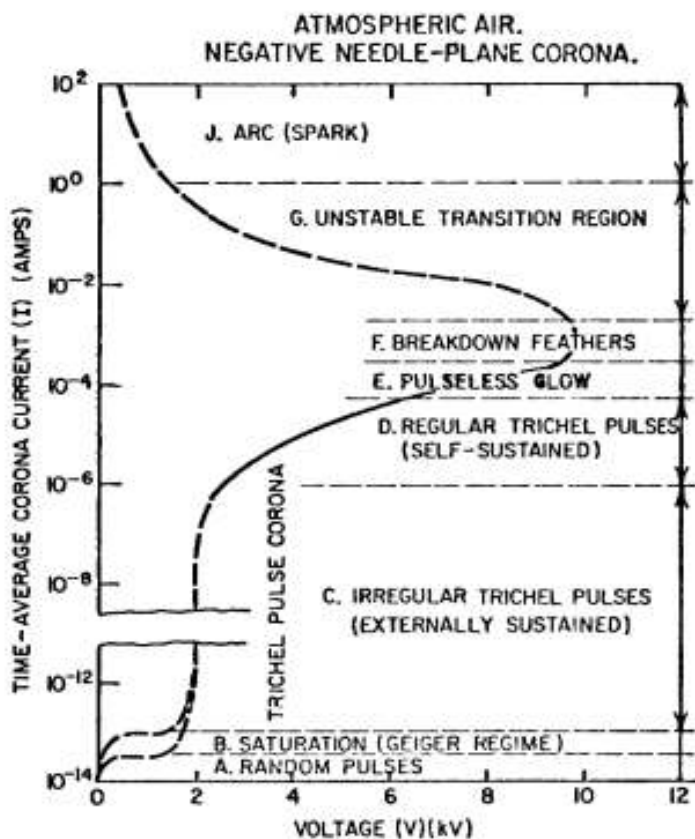


Рис. 1.10. ВАХ разряда в конфигурации «острие-плоскость» с приложенным к острию отрицательным напряжением. Воздух, атмосферное давление [95].

При небольшом значении напряжения (менее 1-2 кВ) наблюдается небольшой ток, обусловленный случайными импульсами, связанными с дрейфом электронов и ионов, образованных космическими лучами и естественной радиоактивностью (области А и В на рис. 1.10). При дальнейшем увеличении напряжения наблюдается насыщение тока, т.к. электрическое поле слишком слабое, чтобы электроны набрали в нем достаточную для ионизации электронным ударом энергию. При дальнейшем увеличении напряжения электроны приобретают достаточную энергию, чтобы вызвать ионизацию. При этом происходит резкое увеличение среднего по времени тока и появление нерегулярных токовых импульсов, получивших название импульсов

Тричела (область С на рис. 1.10). При дальнейшем увеличении напряжения импульсы Тричела становятся регулярными (область D на рис. 1.10).

Необходимым условием существования импульсов Тричела является формирование затравочных электронов в прикатодной области. Результатом развития лавин в прикатодной области в низкоточной стадии разряда является возникновение положительного объемного заряда, который усиливает поле на катоде и приводит к рождению в прикатодной области волны ионизации. В электроположительном газе в случае, если источник питания обеспечивает необходимый ток, эта волна ионизации приводит к формированию катодного слоя и зажиганию на острие тлеющего разряда. Причина, по которой разряд в электроотрицательных газах существует в импульсном режиме, заключается в возникновении облака отрицательного объемного заряда ионов, которое снижает электрическое поле на катоде. Уход ионного заряда восстанавливает исходную ситуацию, что провоцирует возникновение нового импульса тока. Считается, что в электроположительных газах импульсов Тричела не наблюдается, в то же время последние исследования показывают близость этого процесса к колебаниям тока в катодной области тлеющего разряда, в том числе в отсутствие отрицательных ионов [55,92–94].

При достаточно большом разрядном промежутке реализуется безимпульсный режим короны (область E на рис. 1.10). В таких условиях заряда облака отрицательных ионов недостаточно, чтобы полностью подавить ионизацию, и постоянный ток короны ограничен дрейфом пространственного заряда. Непрерывный ток возникает в результате слияния отдельных импульсов. Это происходит, когда облака отрицательных ионов становятся многочисленными и начинают перекрываться, так что весь зазор заполняется отрицательными ионами. При еще большем напряжении в промежутке могут возникать анодонаправленные стримеры, наложенные на устойчивое свечение (область F на рис. 1.10). При дальнейшем увеличении напряжения самоподдерживающаяся ионизация распространяется от обоих электродов одновременно и перекрывает зазор, что приводит к переходу разряда в дугу или искру.

При напряжениях, по порядку соответствующих случаю синусоидального ДБР, коронный разряд существует в форме импульсов Тричела [64,95–98].

Первая количественная модель импульсов Тричела, которая используется до настоящего времени, была представлена в работе [64] и дальнейшем дополнена в работе [99]. Импульс инициируется затравочным электроном около острия и продолжается за счет развития лавин. Положительные ионы с низкой подвижностью, оставшиеся после прохождения лавин, выступают причиной увеличения поля на катоде, что приводит к быстрому нарастанию тока. Механизм нарастания тока связывается с прохождением в промежутке между облаком положительных ионов и электродом толщиной 100 мкм катодонаправленной волны ионизации.

Оставшиеся после прохождения волны положительные ионы с небольшой задержкой приходят на катод, запуская механизм вторичной ион-электронной эмиссии. На этом этапе ток растет, и в электроположительном газе разряд переходит непосредственно в искру или в тлеющую корону. Однако, в электроотрицательном газе электроны прилипают к молекулам газа с образованием малоподвижных отрицательных ионов. Заряд этих ионов уменьшает поле в области ионизации ниже порога развития лавин. Затем импульс затухает до тех пор, пока облако отрицательного пространственного заряда не удалится за счет дрейфа во внешнем электрическом поле на достаточное расстояние от катода, чтобы в прикатодной области снова начался процесс формирования лавин. Последующие импульсы, как правило, развиваются в условиях некоторого остаточного объемного отрицательного заряда, и потому имеют меньшую, по сравнению с первым, амплитуду [100].

Частота следования импульсов Тричела определяется скоростью дрейфа отрицательных ионов (т.е. напряжением), а также механизмом возникновения затравочных электронов в прикатодной области. Нерегулярные импульсы Тричела инициируются за счет внешней ионизации. При более высоких напряжениях импульсы Тричела становятся периодическими, так как начальные электроны формируются за счет автоэлектронной эмиссии с катода [64].

На разных стадиях формирования импульса Тричела действует множество различных механизмов, поэтому ему соответствует сложная форма тока. Форма тока импульса Тричела состоит из предимпульса, короткого пика на переднем фронте и заднего фронта с относительно большим временем затухания (рисунок 1.11).

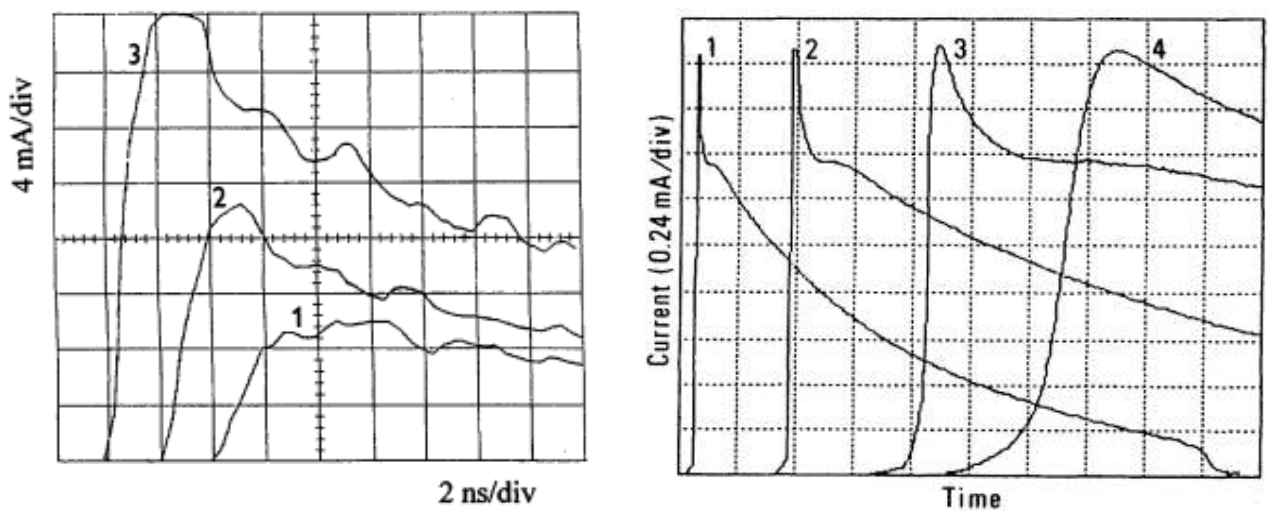


Рис. 1.11. (Слева) Форма импульсов Тричела коронного разряда, инициируемого в воздухе атмосферного давления при различных потенциалах коронирующего острия: (1) – 9.0 кВ (2) – 9.9 кВ (3) – 10.8 кВ [101]; (справа) форма импульсов Тричела коронного разряда, инициируемого в СО при давлении 0.13 бар с разными временными развертками: (1) 0.5 мкс/дел (2) 0.2 мкс/дел, (3) 50 нс/дел, (4) 10 нс/дел [102].

Предымпульс может длиться сотни наносекунд, имеет на порядки меньший ток и соответствует таунсендовской ионизации у острия.

Распространение волны ионизации связывают обычно с несколькими максимумами на переднем фронте импульса, который имеет длительность порядка единиц наносекунд при атмосферном давлении. Максимум тока обычно достигается, когда происходит формирование катодного слоя, т.е. в момент прихода ионов из волны ионизации на катод, что было показано в ряде работ [103,104].

Детальная форма переднего фронта импульса определяется процессами, непосредственно предшествующими формированию катодного слоя у электрода, и может быть сложной в зависимости от того, какие механизмы электронной эмиссии будут определяющими в том или ином случае. Например, в работе [101] было продемонстрировано, что в случае нанесения на коронирующее острие различных покрытий, увеличивающих или уменьшающих работу выхода фотоэлектронов с острия, происходит значимое искажение формы переднего фронта импульсов Тричела (рис. 1.12). Считается, что фотоэлектроны возникают при взаимодействии фотонов, испущенных в волне ионизации, с катодом. Изменение количества фотоэлектронов, эмитированных с электрода, приводит к изменению высоты как первого пика (ступени) на фронте импульса, там и высоте второго пика, на котором достигается максимум тока.

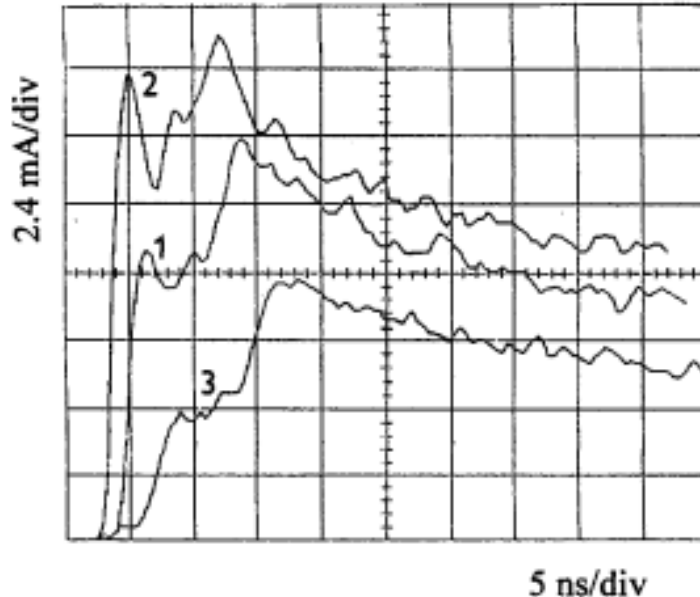


Рис. 1.12. Форма импульсов Тричела коронного разряда, инициируемого в воздухе при давлении 0.13 бар при потенциале коронирующего острия 2.8 кВ: (1) чистый медный электрод, (2) электрод, покрытый йодом, (3) электрод, покрытый графитом [101].

Конечный участок фронта импульса, на котором достигается максимум тока, соответствует завершению формирования аномального катодного пятна на электроде, при этом максимальное значение тока увеличивается при бóльших значениях коэффициента ионизации γ_p [105].

Интересен тот факт, что регулярные импульсы Тричела при отсутствии внешнего ионизатора могут быть получены только с использованием катодов с дефектами поверхности в виде оксидных пятен или пылевых частиц, обеспечивающих увеличение тока автоэмиссии за счет эффекта Мальтера [64,106]. В ином случае старт импульсов Тричела происходит со значительным джиттером, обусловленным, по всей видимости, ожиданием затравочных электронов.

Геометрия электродной системы также сильно влияет на параметры токовых импульсов, прежде всего на частоту их следования и максимум тока [100]. Так, было продемонстрировано, что частота импульсов пропорциональна квадрату приложенного напряжения и обратно пропорциональна радиусу острия электрода и квадрату длины разрядного промежутка:

$$F \sim \frac{V(V-V_0)}{rS^2}, \quad (5)$$

где V – приложенное напряжение, V_0 – напряжение зажигания разряда, r – радиус острия электрода, S – длина газового промежутка. При этом переносимый импульсом Тричела заряд практически не зависит от напряжения и межэлектродного расстояния и обратно пропорционален радиусу кривизны электрода.

Интересной особенностью импульсов Тричела в смесях N_2-O_2 является сложная форма спада импульса с локальным максимумом тока [107]. Наличие такого локального максимума определяется вторичной ион-электронной эмиссией с катода [108]. Форма спада импульса в электроотрицательных газах (т.е. его длительность) определяется механизмом прилипания электронов. Так на рисунке 1.13 представлены формы импульсов при различном содержании O_2 в рабочем газе и наглядно продемонстрировано, что при бóльших концентрациях O_2 импульс существенно укорачивается.

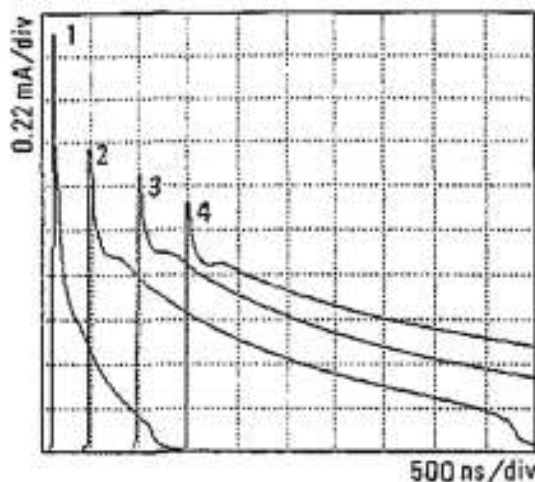


Рис. 1.13. Осциллограммы импульсов Тричела в смесях N_2-O_2 : 1) $N_2 + 40\% O_2$; 2) $N_2 + 20\% O_2$; 3) $N_2 + 10\% O_2$; 4) $N_2 + 5\% O_2$. $P = 13.3$ кПа и $U = 3.1$ кВ [107].

В недавних работах было показано, что импульсные режимы отрицательной короны могут наблюдаться не только в электроотрицательных газах, но даже в чистом аргоне и азоте [94]. Поскольку в электроположительных газах не образуются отрицательные ионы, импульсы в этом случае не связаны с отрицательными ионами или их накоплением / удалением в объеме. В этом случае импульсный режим является переходным режимом от слабotoчного таунсендовского к сильноточному нормальному тлеющему разряду. Минимальный ионный ток, необходимый для работы нормального катодного слоя, намного больше, как минимум на 2 порядка, чем максимальный ток таунсендовского разряда, так что коронный разряд не может непрерывно переходить из таунсендовского режима в тлеющий. Когда поток ионов достаточно мал, так что ионы не могут накапливаться в пространстве, чтобы существенно исказить приложенное электрическое поле, разряд существует в слабotoчном режиме Таунсенда. Когда поток ионов достаточно велик, чтобы сформировать катодный слой, разряд стабильно существует в сильноточном нормальном тлеющем режиме. Когда поток ионов находится между двумя критическими пределами, реализуется импульсный режим. Нарастание импульса соответствует пробоем и образованию тлеющего разряда, затухание – разрушению катодного слоя. Интервал между импульсами определяется воссозданием облака положительных ионов, которое значительно усиливает локальное поле и обеспечивает образование катодного слоя. Положительные ионы в этом случае играют преобладающую роль в механизме пульсаций тока. В этом случае можно говорить, что режим горения отрицательной короны в импульсном режиме может быть обусловлен неустойчивостью катодного слоя.

1.4.2. Токовые импульсы в положительной короне

Как и в случае отрицательной полярности коронирующего острия, в положительной короне также могут устанавливаться различные режимы ее горения. В зависимости от величины перенапряжения на промежутке, коронный разряд может реализовываться в импульсном автостабилизированном режиме, безимпульсном режиме, а также в режиме регулярного прохождения стримеров [90,109].

ВАХ для типичной конфигурации игла-плоскость в атмосферном воздухе, питаемой источником постоянного тока с ограничением по току, показана на рисунке 1.14 [90].

При небольших напряжениях и энергиях электронов, недостаточных для ионизации электронным ударом, разрядные процессы протекают аналогично случаю с острием-катодом

При более высоких напряжениях начинаются процессы ионизации и распространения электронных лавин, и ток быстро нарастает, как показано в области С на рисунке 1.14. Возникновение лавин является причиной формирования нерегулярных импульсов тока,

обусловленных прохождением стримеров. По мере увеличения напряжения эти импульсные разряды становятся самоподдерживающимися за счет фотоионизации газа фотонами, генерируемыми в лавинах Таунсенда. Эти стримеры возникают в областях С и D на рис. 1.14. При дальнейшем увеличении напряжения неподвижный объемный заряд накапливается и дрейфует во внешнем поле, в результате чего возникает слабо флуктуирующий постоянный ток.

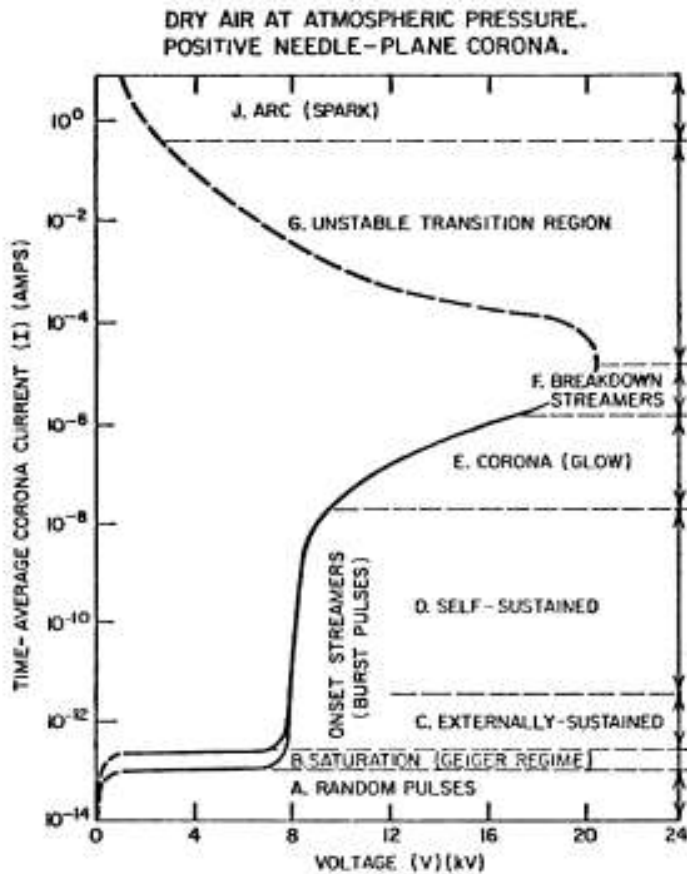


Рис. 1.14. ВАХ разряда в конфигурации «острие-плоскость» с приложенным к острию положительным напряжением. Воздух, атмосферное давление [95]

Когда напряжение на промежутке повышается до критического значения, в промежутке вновь возникают стримеры. При больших напряжениях им удается создать ионизацию во всем промежутке, перекрывая зазор, в результате чего происходит переход разряда в дугу или искру.

При параметрах напряжения, соответствующих случаю синусоидального ДБР, разряд развивается в стримерном режиме. Остановимся на нем подробнее.

Исследования коронного разряда в воздухе атмосферного давления с иглой-анодом радиуса 20 мкм показали, что при потенциале коронирующего острия, незначительно превышающем пороговое напряжение зажигания ~ 3 кВ, разряд развивается в режиме самоподдерживающегося, но нерегулярного стримерного пробоя [110]. При увеличении напряжения до ~ 8 кВ происходит регуляризация стримеров. При этом форма токовых импульсов в регулярном и нерегулярном режиме заметно различается (см. рис. 1.15).

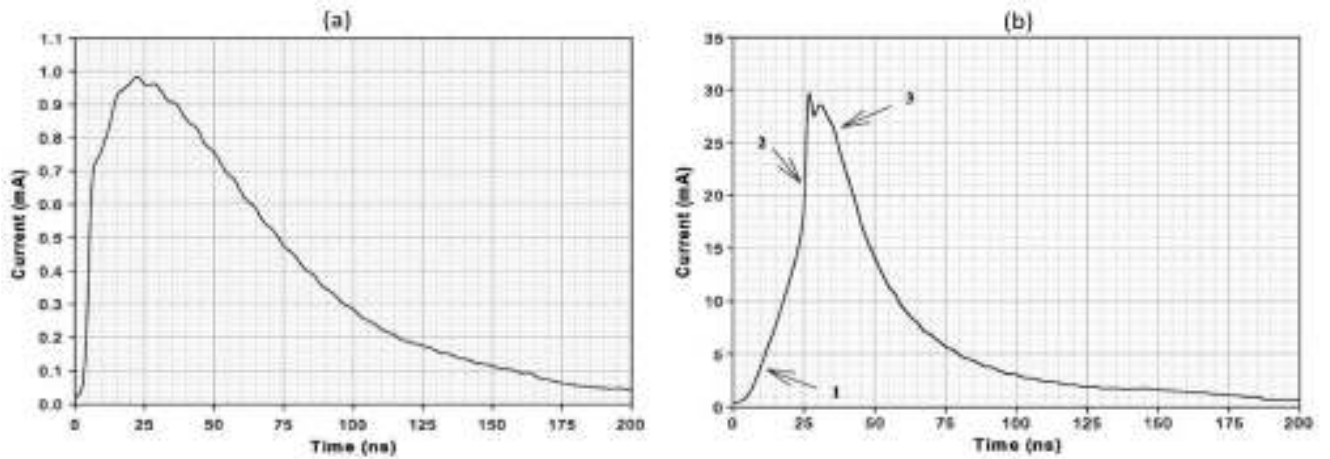


Рис. 1.15. Форма токовых импульсов положительной короны в воздухе атмосферного давления: (а) нерегулярный стример, $U = 3.2$ кВ ; (б) регулярный стример, $U = 8.2$ кВ [110].

Переход от нерегулярного режима горения разряда к регулярному сопровождается скачкообразным изменением характеристик микрозарядов, в частности, их среднего тока. Пороговое напряжения, при котором происходит переход, определяется радиусом кривизны коронирующей кромки и межэлектродным расстоянием. На рисунке 1.16 представлены зависимости среднего значения тока микрозарядов от потенциала анода при различных геометрических параметрах электродной системы. Как и в случае с отрицательной короной, частота следования импульсов определяется скоростью ухода ионного заряда из окрестности зоны зарождения стримеров у острия.

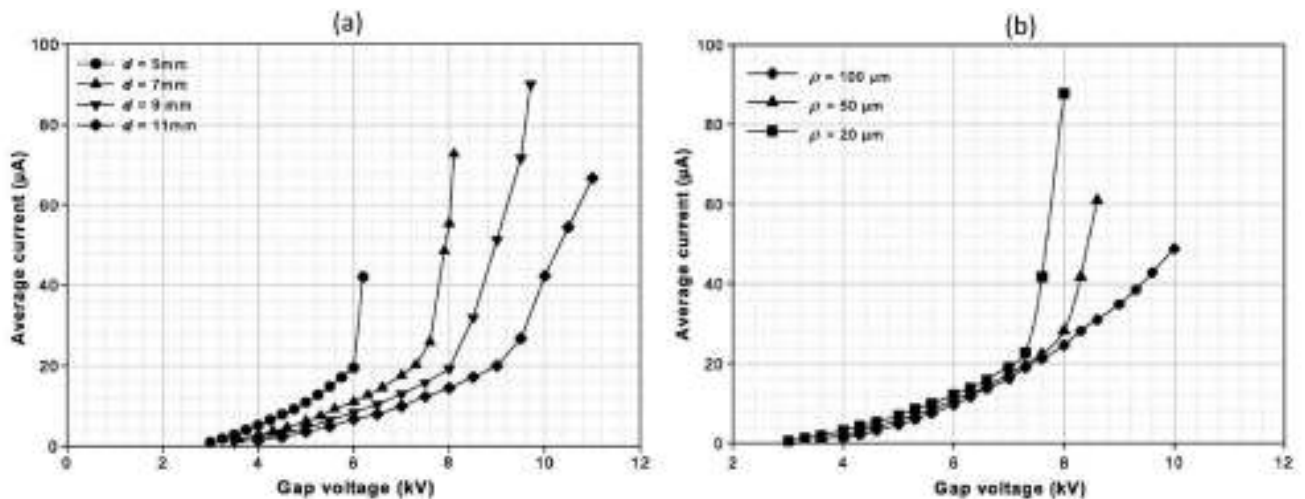


Рис. 1.16. Зависимость среднего тока стримеров приложенного к электродам напряжения (а) при различных межэлектродных расстояниях , (б) при различных радиусах кривизны анода [110].

Можно сделать заключение, что значительное влияние на характеристики токовых импульсов оказывает геометрия электродной системы. Вследствие этого поверхностный

барьерный разряд оказывается более сложным объектом, так как в этой конфигурации межэлектродное расстояние не ограничено. Результаты детальных исследований развития микроразрядов, стартующих с электродов с различными состояниями поверхности, позволяют сделать однозначный вывод, что состояние поверхности электрода существенно влияет на эмиссионные механизмы.

1.4.3. Токовые импульсы в ДБР, их статистика

Изучению токовых импульсов в барьерном разряде посвящено значительное количество работ. Отдельно стоит отметить работы, посвященные сравнению токовых импульсов и сравнительному описанию механизмов развития разряда для коронного разряда и ДБР, где было продемонстрировано, что эти объекты очень схожи (амплитуда, длительность и частота следования МР) [89]. Принципиальным отличием в механизмах развития и гибели МР в классическом коронном и поверхностном барьерном разряде является то, что в случае короны определяющими являются объемные процессы наработки и дрейфа ионов, в случае же ДБР – процессы на поверхности диэлектрического барьера (зарядка и растекание заряда).

В [34,111], [112], [113] описана статистика микроразрядов для барьерного разряда в объемной, компланарной и поверхностной конфигурациях соответственно.

Для электродных конфигураций, в которых один из электродов представлен проводящим материалом, а второй диэлектрической поверхностью (классические объемная и поверхностная конфигурации) характерна асимметричность разряда при положительной и отрицательной полярности электрода, что было подробно описано в разделе 1.2.

Амплитуда тока и длительность микроразряда, а также форма фронта и спада импульса тока в барьерном разряде зависит от множества факторов: свойств поверхности (диэлектрическая постоянная, поверхностная проводимость); также свойств газа (прежде всего, механизмами распада плазмы); полярность открытого электрода; номер импульса в последовательности (различные параметры импульсов разных поколений, зависимость параметров МР от фазы приложенного напряжения)

Форма импульсов в различных газах

Влияние состава газа исследовалось еще в первых работах, посвященных детальному описанию параметров токовых импульсов в объемном ДБР [5]. Отмечалось, что длительность микроразрядов в чистом кислороде оказывается существенно меньше, чем в воздухе (см. рис. 1.28а). Этот вывод совпадает с результатами, полученными для объемного коронного разряда в отсутствие диэлектрика.

В работе [37] отмечено, что увеличение содержание электроотрицательного газа приводит к увеличению вклада механизмов прилипания электронов в процесс распада плазмы, что приводит к уменьшению длительности импульсов (рис. 1.17b). При этом наряду с кинетическими эффектами, изменении состава газа может влиять на процессы на поверхности диэлектрика. Так, при увеличении содержания паров воды происходит увеличение переносимого МР заряда и увеличение длительности токовых импульсов (рис. 1.18). Такой эффект объясняется увеличением площади, занимаемой микроразрядами, в результате увеличения поверхностной проводимости диэлектрической поверхности при смачивании ее во влажном воздухе.

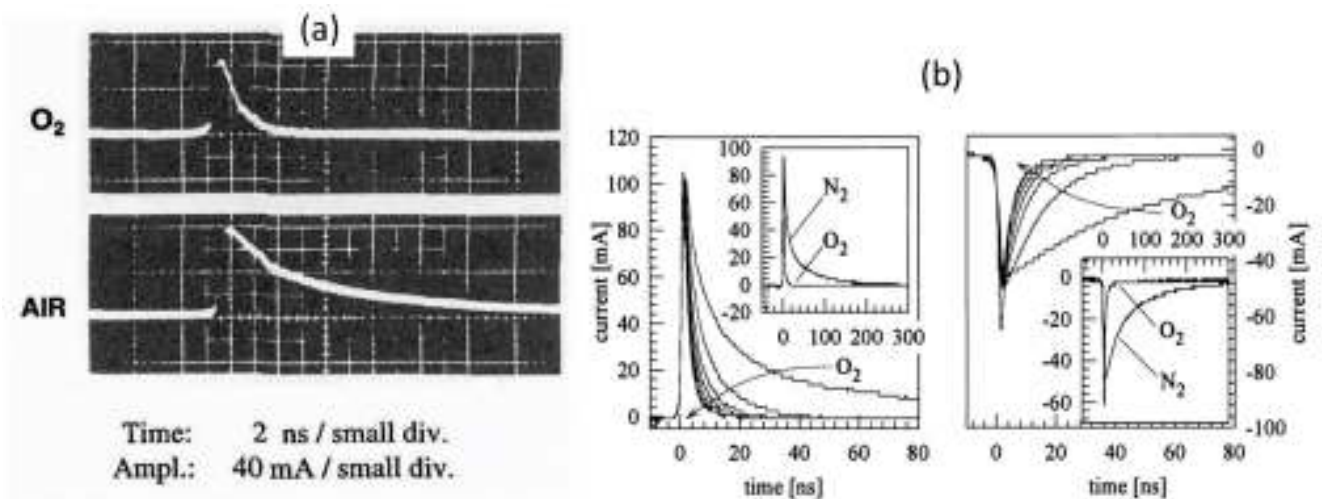


Рис. 1.17. Форма токовых импульсов, полученных в смесях O₂-N₂ с различным содержанием O₂ (a) [5], (b) [37].

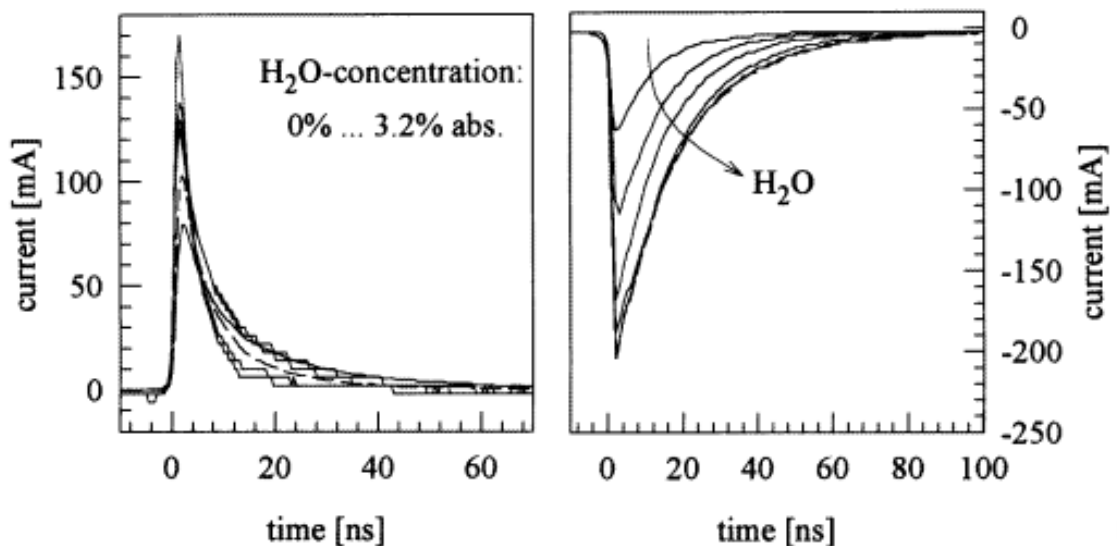


Рис. 1.18. Форма токовых импульсов, полученных в воздухе при различных содержаниях водяного пара [37].

В работе [111] были представлены результаты детального исследования влияния ряда параметров на характеристики микроразрядов, в том числе было исследовано влияние давления

рабочего газа на разряд. Продемонстрировано, что характерный ток микроразрядов, рассеиваемая в них энергия, длительность и переносимый заряд увеличиваются при увеличении давления рабочего газа или расстояния между электродами.

Зависимость параметров импульсов от полярности открытого электрода

Различия наблюдаются также в зависимости средних характеристик импульса от фазы приложенного напряжения (фазовой статистике). Так, в работе [34] был представлен результат счета отрицательных и положительных импульсов в объемном ДБР (рис. 1.19). Показано, что при положительной полярности открытого электрода относительно диэлектрика (стримерная фаза разряда) ДБР часто существует в одноимпульсном режиме с наиболее вероятным стартом в начале активной фазы питающего напряжения. При отрицательной полярности металлического электрода микроразряды возникают в течение всей длительности активной фазы питающего напряжения.

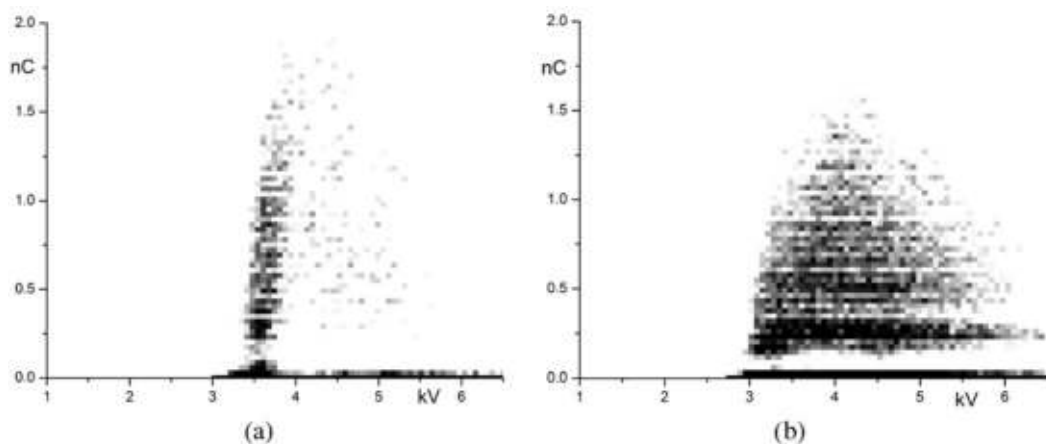


Рис. 1.19. Диаграммы перенесенный заряда для отрицательной (а) и положительной (б) полярности диэлектрического электрода (расположение диэлектрик – металл, разрядный промежуток 1.2 мм, толщина диэлектрика 4 мм, относительная диэлектрическая проницаемость 5, воздух атмосферного давления, амплитуда приложенное напряжение 6.5 кВ [34].

Зависимость параметров импульсов от фазы приложенного напряжения

Как показали исследования [114,115], микроразряды различных поколений могут существенно различаться по своим характеристикам вследствие эффекта зарядовой памяти. Так, в работе [115] было продемонстрировано, микроразряды последующих поколений развиваются по иным траекториям, отличным от путей предыдущих МР (см. рис. 1.20). Это обусловлено зарядкой диэлектрика, что, с учетом сказанного выше, приводит к еще большей асимметрии разряда относительно полярности металлического электрода. Таким образом, фазовая статистика МР оказывается тесно связана с их пространственной статистикой.

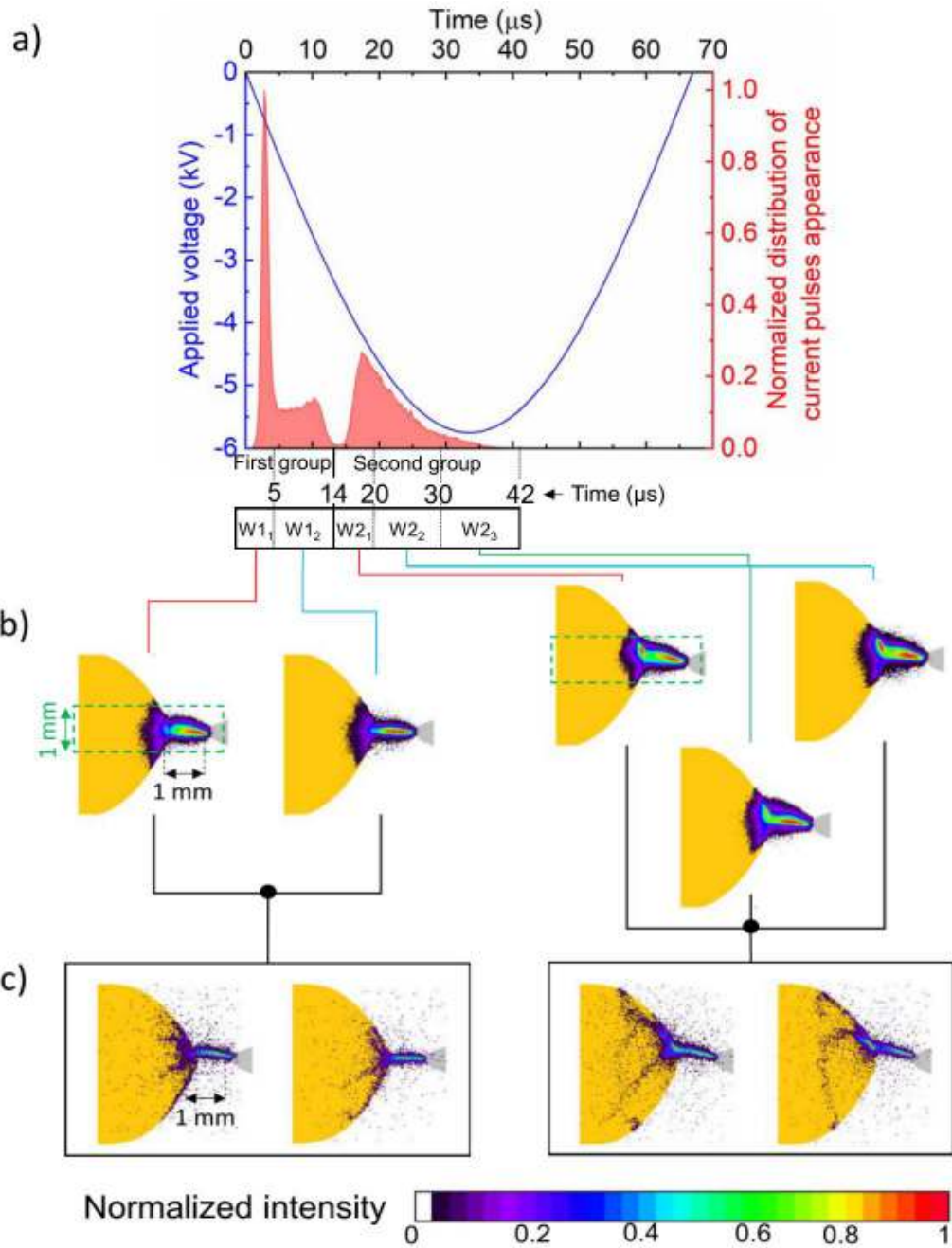


Рис. 1.20. (а) Гистограммы перенесенного за отрицательный полупериод заряда; (b) осредненные ICCD изображения микрозарядов, соответствующих различным областям гистограммы; (c) ICCD изображения МР без осреднения [115].

Таким образом, развитие МР различных поколений происходит в неодинаковых условиях. Если в случае с коронным разрядом зарядовая память заключается в накоплении и дрейфе объемного ионного заряда, то в случае ДБР доминирующим механизмом оказывается зарядка диэлектрической поверхности и релаксации этого заряда за счет поверхностной проводимости либо объемных утечек.

Так как развитие МР различных поколений происходит в различающихся конфигурациях локального электрического поля (суперпозиции внешнего эл. поля, создаваемого системой электродов, и локального эл. поля накапливаемого поверхностного и объемного заряда), то характеристики токовых импульсов, соответствующие таким МР, тоже существенно различаются. На рисунке 1.21 представлены осциллограммы тока, полученные для микроразрядов 1 и 2 поколения.

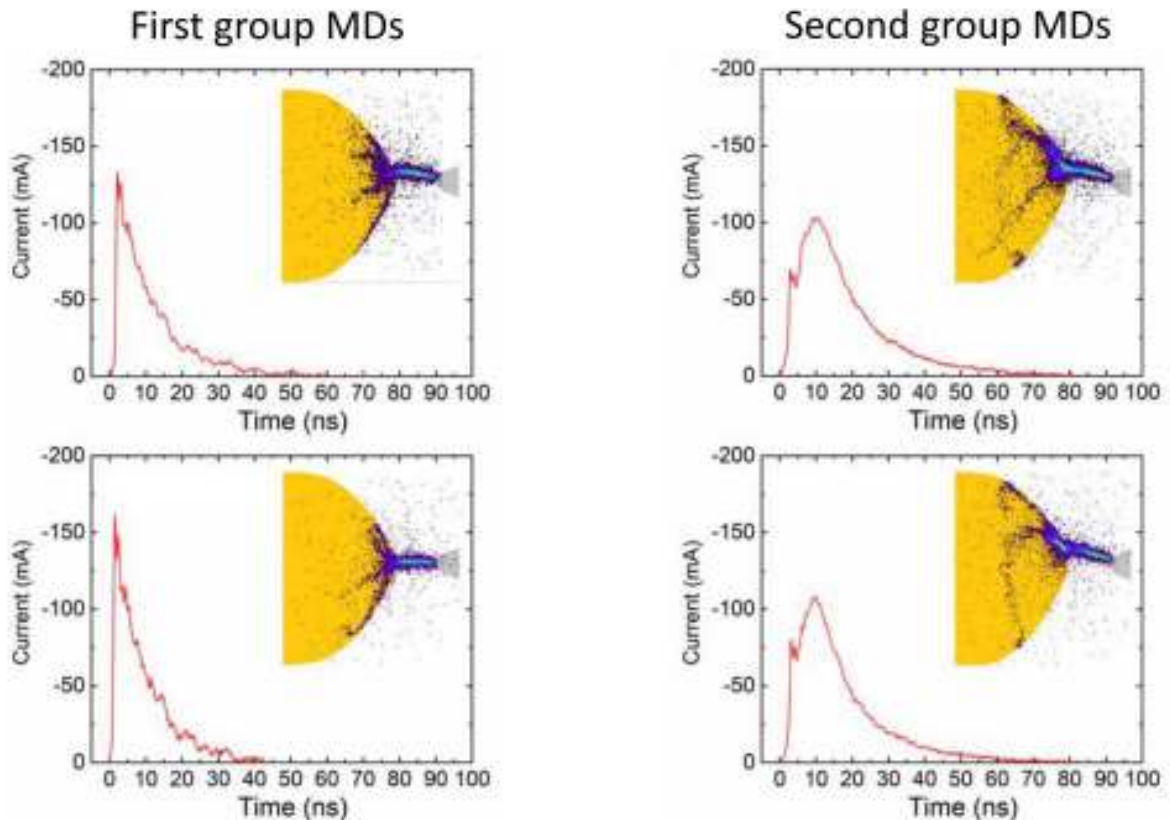


Рис. 1.21. Форма токовых импульсов, соответствующих первому и второму поколению МР в конфигурации металлический острый анод – сферический диэлектрический катод. Амплитуда питающего напряжения 5.75 кВ, разрядный промежуток 1 мм [114].

Более сложно пространственная статистика МР устроена в случае компланарной конфигурации электродов. В работе [112] была детально изучена пространственная статистика микроразрядов в рамках полупериода питающего напряжения. Было показано, что, как и в случае объемного ДБР, каждое следующее поколение МР развивается по новому пути вдоль поверхности диэлектрика. Однако, при достижении некоторого порогового значения перенапряжения на газоразрядном промежутке, положение микроразрядов стабилизируется. В данном случае разряд развивается по неоптимальному с точки зрения зарядовой памяти пути. Однозначного объяснения данного эффекта на настоящий момент не предложено.

Поверхностная конфигурация ДБР оказывается наиболее сложной с точки зрения описания статистики МР: разряд асимметричен, как в случае классической объемной конфигурации, развивается вдоль диэлектрической поверхности, как в компланарной конфигурации, и, кроме этого, в ней нет жесткого ограничения длины межэлектродного промежутка.

Исследование статистики импульсов в пДБР проведено, например, в работе [113]. Были продемонстрированы различия в распределениях параметров МР при отрицательной и положительной полярности открытого электрода (см. рис. 1.22). Качественно форма распределений напоминает представленные в схожем виде результаты, полученные для объемного ДБР (см. рис. 1.30). Однако, можно отметить ряд особенностей, присущих гистограммам МР в пДБР, в частности, наличие двухмодальной структуры внутри распределения. Первая наиболее вероятная группа параметров МР соответствует почти нулевым напряжениям и малым зарядам, а вторая соответствует широкому диапазону напряжений и зарядов, причем с ростом напряжения переносимый заряд растет.

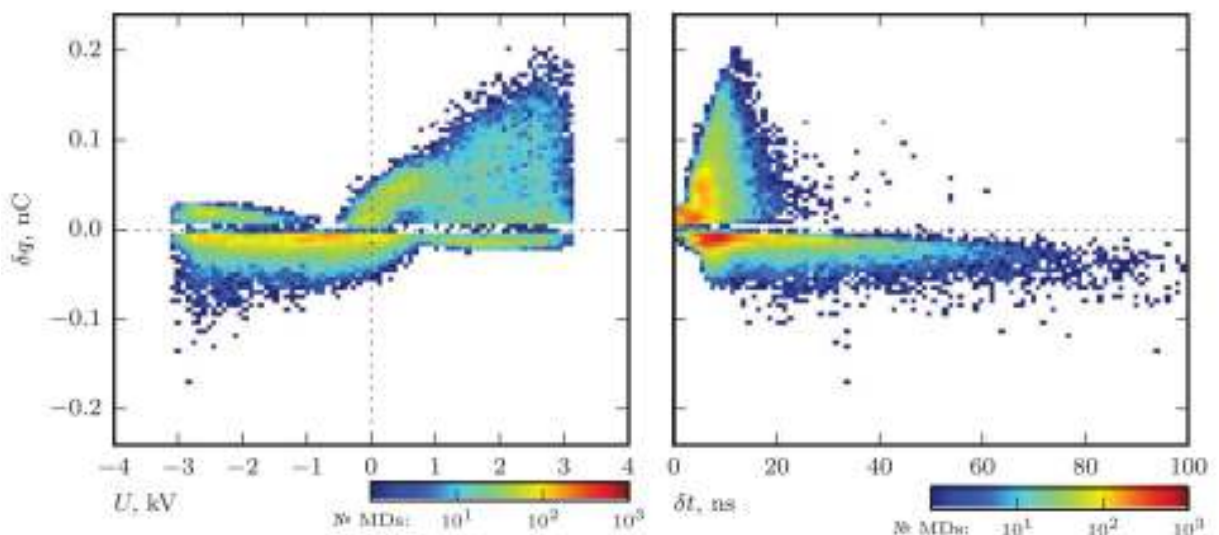


Рис. 1.22. Двухпараметрические гистограммы МР в поверхностной конфигурации при амплитуде питающего напряжения 3 кВ: (слева) от мгновенного значения приложенного напряжения; (справа) от длительности импульса δt . Количество МР представлено логарифмической цветовой шкалой [113].

Следует отметить, что в данной работе была реализована схема измерения тока с использованием емкостного зонда, помещенного на обратную относительно распространения разряда сторону диэлектрика [116]. Недостатком такой схемы является то, что измерения проводятся не с непосредственно обозначенной области диэлектрика, а являются результатом интегрирования переносимого заряда через исследуемую область поверхности диэлектрика и прочие ее участки с некоторым геометрическим коэффициентом [117]. Вследствие этого возможно искажение получаемой таким образом статистики.

Группировка импульсов в группы по наиболее вероятным параметрам была получена и в других работах. Например в [118] отмечается наличие на осциллограмме тока, наряду с основными импульсами, множества «докритических» импульсов, перенос заряда в которых оказывается меньше, чем необходимо для выполнения критерия старта стримера Рэтера-Мика. Возникновение таких импульсов коррелирует с ионным током. Природа таких импульсов остается неясной, однако, авторами работы была выдвинута гипотеза, что такие разряды являются результатом пробоя между отдельными областями поверхности диэлектрика, вызванными неоднородным распределением поверхностного заряда.

Несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованию токовых импульсов в ДБР, детальная классификация режимов, такая, как существует для коронных разрядов, отсутствует. Влияние материала электродов на динамику и свойства микрозарядов почти не изучалось. По аналогии с коронным разрядом, изменение свойств материала коронирующего электрода (варьирование материала электрода, его окисление или загрязнение) может привести к изменению свойств микрозарядов и их статистики, что, в свою очередь, приведет к изменению интегральных характеристик разряда. В то же время известно, что в слаботочных разрядах происходит эрозия и деградация электродных систем, что, в свою очередь, приводит к изменению свойств электродов. Ввиду этого предполагается существование обратной связи между состоянием электродов и режимом горения разряда.

1.5. Эрозия электродных систем в слаботочных импульсных разрядах

Во многих приложениях предполагается длительное время непрерывной работы таких устройств. Элементы электродной конфигурации при этом подвергаются интенсивной бомбардировке тяжелыми ионами, образующимися при горении разряда, могут испытывать сильный локальный нагрев. Материалы электродов и барьера вступают в химические реакции с продуктами горения разряда (например, с озоном). Действие этих факторов приводит к постепенному разрушению таких электродных систем.

Основными механизмами эрозии электродов в слаботочных являются распыление материала катода положительными ионами плазмообразующего газа [119–121], химическое травление металла при воздействии на него химически активных частиц, образующихся в

результате действия плазмы разряда, локальный нагрев и плавление материала катода [109], а также электровзрывной механизм [122,123]. Остановимся на каждом механизме подробнее.

Катодное распыление

Суть явления катодного распыления заключается в том, что ион, прилетающий к поверхности катода, способен передать атому отдачи энергию, достаточную для разрыва связей со своими соседями, а если этот атом движется по направлению к поверхности кристалла, то и позволяющую покинуть его.

Для каждого распыляемого материала существует порог минимальной энергии, которой должен обладать ион, при которой возможен процесс распыления. Эта энергия определяется теплотой возгонки вещества мишени в случае однокомпонентных материалов, либо же энергией связи распыляемого атома в молекуле материала мишени. Например, пороговые значения энергии ионов, необходимые для распыления кристаллической меди составляют по разным данным 1-3 эВ [121,124,125].

Основной величиной, характеризующей скорость распыления материала, является коэффициент распыления S , равный отношению количества бомбардирующих ионов к количеству распыленных атомов.

Коэффициент распыления зависит от энергии и природы бомбардирующих мишень ионов, их импульса (угла падения); природы распыляемого вещества, его кристаллического строения. На рисунке 1.23 представлены зависимости коэффициента распыления от энергии ионов.

Так как в коронном и барьерном разрядах энергия положительных ионов, достигающих катода, как правило, не превышает 10 эВ, то в контексте данной работы ограничимся описанием процессов катодного распыления в области пороговых значений энергий ионов. В этом случае коэффициент распыления составляет порядка 0.01 ат/ион.

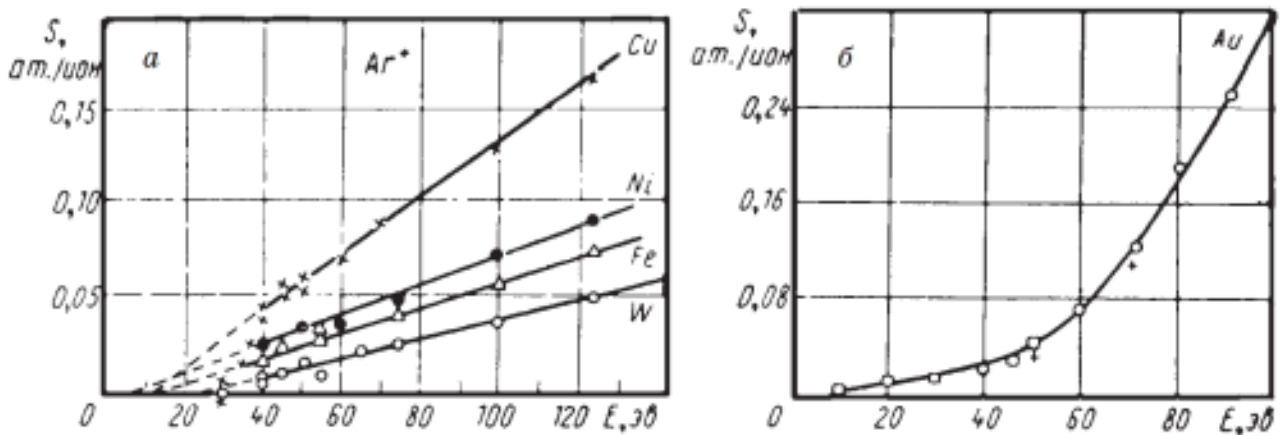


Рис. 1.23. Зависимость коэффициента распыления различных материалов от энергии бомбардирующих катод атомов аргона [119].

Бомбардирующий поверхность мишени ион проникает на некоторую глубину. Если в случае инертных ионов их захват возможен лишь структурными дефектами поверхностного слоя мишени, то в случае химически активных ионов протекают химические реакции между ними и атомами мишени. При этом происходит образование так называемого измененного поверхностного слоя [121]. При длительном воздействии пучка ионов (большие флуенсы в терминологии приложений катодного распыления) наступает состояние равновесной концентрации захваченных ионов, определяемой соотношением диффузных потоков их вглубь мишени и к ее поверхности. Классическими примерами этого процесса являются окислительное катодное распыление в кислородосодержащей атмосфере или восстановительное в присутствии водорода.

Очевидно, что свойства измененного поверхностного слоя (например, энергия связи [126]) отличаются от свойств материала мишени, и его образование приводит к изменению характеристик распыления. Происходит распыление многокомпонентного вещества, что является более комплексным процессом. Коэффициенты распыления каждого компонента различаются. Чтобы описать распыление многокомпонентной мишени, вводится понятие парциального коэффициента распыления S_i , равного отношению количества распыленных атомов компонента i к количеству бомбардирующих ионов. Очевидно, что в этом случае полный коэффициент распыления определяется как $S = \sum_i S_i$. Коэффициент распыления отдельного компонента определяется парциальным коэффициентом его распыления и концентрацией компонента в поверхностном слое $S_i^c = \frac{S_i}{c_i}$. Очевидно, что при распылении компонента его концентрация меняется. Как правило, в многокомпонентной системе наиболее интенсивно распыляется самый легкий компонент. Таким образом, при распылении оксидных слоев (в том числе и являющихся измененным поверхностным слоем) в случае, если металл является более тяжелым по отношению к кислороду, непосредственно на поверхности слоя оксид преобразуется в форму с меньшей степенью окисления, если такая существует, либо происходит металлизация поверхности. При достаточно больших флуенсах наступает равновесие между процессами распыления кислорода и его захватом в химических реакциях.

Химическое травление (распыление) металла

Образование измененного поверхностного слоя сопровождается его нагревом, если протекающие химические реакции являются экзотермическими. В случае, если образуемое соединение обладает низкой энергией связи, то его молекулы могут покинуть поверхность мишени при ее нагреве в результате десорбции. При этом на поверхности образуются дефекты в

виде кратеров [121,127]. Зачастую довольно трудно определить, что приводит к эжекции таких частиц из мишени (кинетическая энергия первичных ионов либо же нагрев), поэтому процессы физического и химического распыления обычно не разделяют.

Локальный нагрев и плавление материала катода

В импульсных режимах как в одной, так и в другой полярности электрода плотности тока в электродных слоях могут достигать высоких значений и приводить к тепловым эффектам, связанным с распылением [109]. В случае отрицательной короны, горящей в импульсном режиме Тричела, измерено лишь незначительное увеличение температуры в объеме разрядного промежутка [128]; тем не менее, изменения формы иглы катода [64] могут быть связаны с переосаждением распыленного материала или поверхностной миграцией и в последнем случае интерпретироваться как результат наличия локальных температурных градиентов. В случае положительной короны повышение температуры, рассчитанное в точке касания положительного стримера разных типов поверхностей катода, показывает, что оно может привести к структурным изменениям и даже (в случае использования материалов с низкой температурой кристаллизации) к локальному плавлению [129].

Электровзрывной механизм.

При больших значениях плотности энергии, подводимой к микроскопическому участку электрода (высокие плотности тока, воздействие мощного лазерного импульса), возможно испускание электронного тока из поверхности проводника вследствие взрыва микроскопического объема поверхности [130]. Это явление получило название взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ). ВЭЭ имеет место не только в вакуумных разрядах, где выступает основным источником электронов, но и других типах разрядов, в том числе и слаботочных.

Чаще всего причиной инициации этого механизма является автоэлектронная эмиссия с электродов. Даже при многоступенчатой качественной обработке поверхностей электродов остаются неоднородности в виде микроострий, адсорбированного газа и диэлектрических оксидных вкраплений. Эти неоднородности вследствие локального усиления электрического поля являются источниками автоэлектронной эмиссии [131]. В результате автоэлектронной эмиссии электронный ток с катода вырастает в разы, его плотность может достигать 10^8 А/см² и выше. ВЭЭ сопровождается множеством сложных явлений на поверхности катода: локальное оплавление микроучастков поверхности, выброс материала электрода в газоразрядный объем и дальнейший его рециклинг.

Отдельно стоит отметить случай ВЭЭ на диэлектрических пленках. В кислородосодержащей атмосфере такие вкрапления присутствуют практически всегда. Их

контроль весьма затруднен, поэтому зачастую их называют «неконтролируемыми» либо «неизбежными». При высоком удельном поверхностном сопротивлении пленки ее внешняя поверхность заряжается потоком положительных ионов на катод. При достижении пробивного поля происходит пробой и локальная эрозия катода в месте пробоя [130]. Существует ряд работ направленных на исследование такого типа эрозии, например [132,133]. Продемонстрировано, что это явление приводит не только к разрушению покрывающего электрод диэлектрического слоя, но и к повреждению металла катода. При пробое пленки выделяется значительное количество тепла, судя по внешнему виду кратеров (рис. 1.24, [133]), поэтому материал электрода может формироваться в шарики и выбрасываться в разрядный промежуток, а сам материал оксида может металлизироваться .

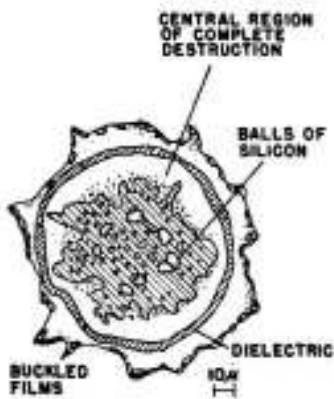


Рис. 1.24. Картина повреждения слоя оксида кремния, нанесенного на алюминиевую подложку, при электрическом пробое этого слоя.

Кроме того, в ряде работ было продемонстрировано, что при наличии пористых диэлектрических слоев на электродах (к которым можно отнести и измененный поверхностный слой) могут возникать дополнительные сложные эффекты, определяющие эмиссионные механизмы [134–136]. В работе [134] демонстрировалось, что разрядный ток оказывается существенно выше на покрытых оксидом катодах, чем на очищенных от окисла (рис. 1.25).

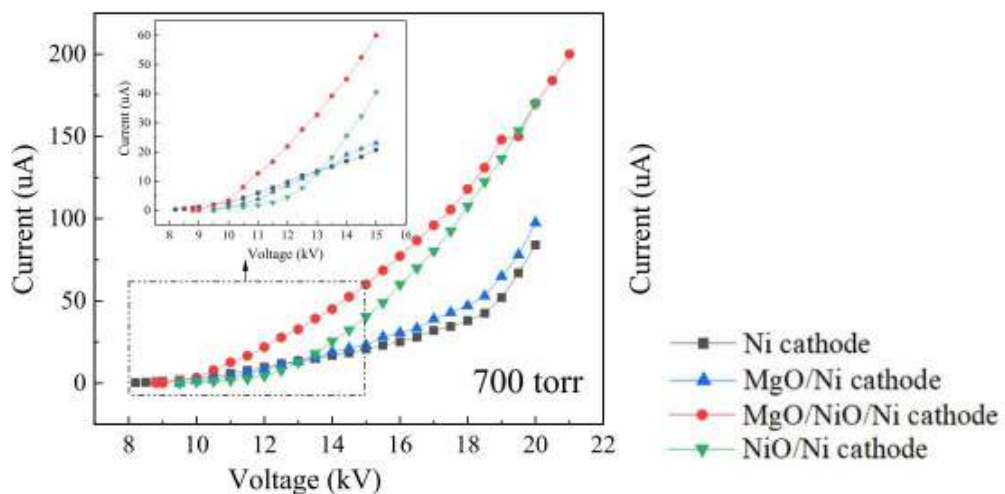


Рис. 1.25. Вольт-амперные характеристики разрядов постоянного тока с различными катодами в азоте при давлении 700 Торр [134].

Такое явление объясняется значительным увеличением роли вторичной электронной эмиссии с таких катодов. Электроны, движущиеся в полостях и порах, присутствующих в диэлектрическом слое, не испытывают рассеяния и могут набрать энергию, которой хватает на образования множества вторичных электронов. В свою очередь, ионизация приводит к возникновению положительных зарядов, нейтрализация которых быстрыми электронами затруднена. В результате создается сильное электрическое поле, обеспечивающее автоэлектронную эмиссию с металлической подложки [137]. При этом порог автоэмиссии сильно снижен, а поведение автоэмиссионного тока сильно отличается от закона Фаулера — Нордгейма [135]. В работе [136] даже предлагается использовать этот эффект при проектировании высококачественных источников электронов, а также электронных охлаждающих устройств.

Таким образом, существует сильная положительная обратная связь между эрозионными процессами в разряде и характеристиками разряда.

Описанные выше механизмы действуют как в диэлектрическом барьерном, так и в коронном разрядах. Механизмы эрозии электродов, очевидно, будут существенно различаться при использовании коронирующих электродов из различных материалов. Если электродная система устойчива к воздействию этих механизмов (большая энергия связи атомов в поверхностном слое минимизирует катодное распыление; инертность материала приводит к отсутствию химических реакций с продуктами горения разряда; электродная система обладает достаточной термической стойкостью), то такие электродные системы и материалы будем называть стойкими к воздействию плазмы

Работ, посвященных эрозии электродов в барьерном разряде, немного. Как правило, такие работы имеют прикладной характер и не анализируют детально процессы, приводящие к изменению морфологии кромки. Предположительно, процессы эрозии электрода в пДБР будут происходить по тем же законам, что и в коронном разряде.

В работах, посвященных пДБР, как правило, не уделяется внимания выбору материала открытого электрода, в то время как в случае с коронным разрядом этому вопросу посвящено множество работ, например, [107,138]. Поэтому, чтобы получить основные представления об эрозионных процессах в таких разрядах, вновь обратимся к их описанию в коронном разряде.

1.5.1. Эрозия электродов в отрицательной короне

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, при атмосферном давлении и диапазоне напряжений, соответствующих ДБР, коронный разряд горит в режиме импульсов Тричела. В дальнейшем будем описывать явления, присущие этому импульсному режиму. Кроме того, эрозия наблюдается только на катоде, т.к. при положительной полярности электрода эмиссионных процессов на его практически поверхности не происходит, а плотность ионных токов даже в случае электроотрицательных газов существенно меньше, чем приходящих к поверхности электрода под отрицательным потенциалом.

Основными факторами, определяющими процессы эрозии на катоде, являются амплитуда и длительность токовых импульсов, а также динамика разрядных факелов по поверхности катода.

В процессе горения разряда происходит формирование катодных пятен на поверхности электрода. Если их диаметр существенно меньше диаметра острия катода, то происходит блуждание катодного пятна по его поверхности [97,139]. Скорость перемещения катодных пятен определяется динамикой ионного облака и зависит от напряжения на разрядном промежутке. При достаточно высоких напряжениях организуется такой режим горения разряда, когда разрядный факел развивается из множества катодных пятен, расположенных в виде кольца [140]. Эрозия катода происходит в режиме накопления множества повреждений, образующихся в местах формирования катодного пятна (см. рис. 1.26) [97,123,141]. Морфология таких повреждений электрода определяется как плотностью тока микроаряда, так и скоростью блуждания катодного пятна.

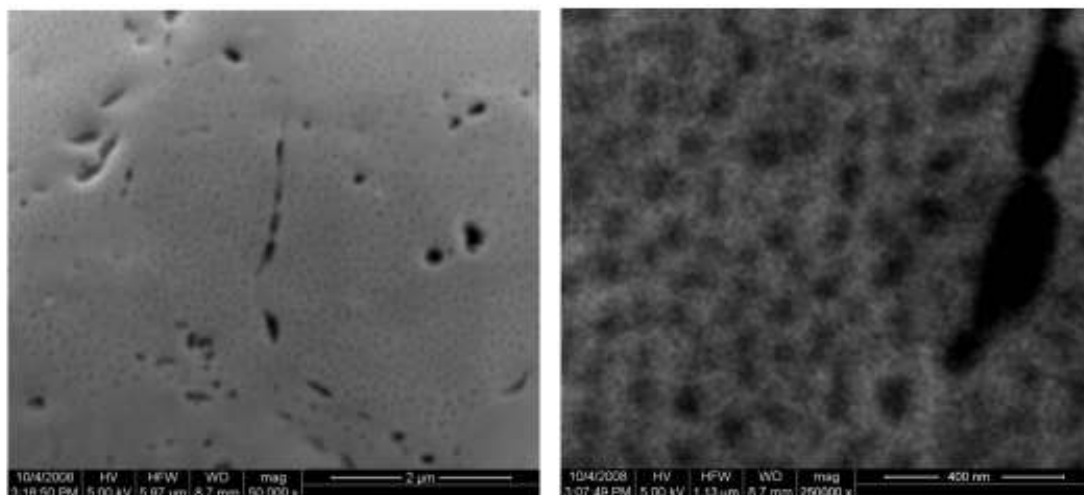


Рис. 1.26. Поверхность медного катода после воздействия на него отрицательного коронного разряда, существующего в режиме импульсов Тричела [141].

Динамика микроразрядов, а следовательно, и интенсивность образования кратеров, зависит от материала катода. Так, в работе [138] приводится сравнение эрозии катодов из W, Pt, Cu, Al, Pb в различных газовых смесях.

Различие между материалами объясняется разными механизмами эрозии, окисления и рециклинга материала катода.

При эрозии происходит рециклинг и накопление продуктов эрозии на электроде. В результате этого наблюдается образование дендритоподобных структур из оксидов металла электрода [142].

Особо стоит отметить особенность эрозии алюминиевого электрода [143] – вместо образования кратеров с оксидными бортиками происходит образование однородной оксидной пленки и ее перфорация (рис. 1.27). Характерные размеры таких пор – 100-200 нм [123]. Предположительно, такая перфорация обусловлена действием электровзрывного механизма, описанного в предыдущем разделе

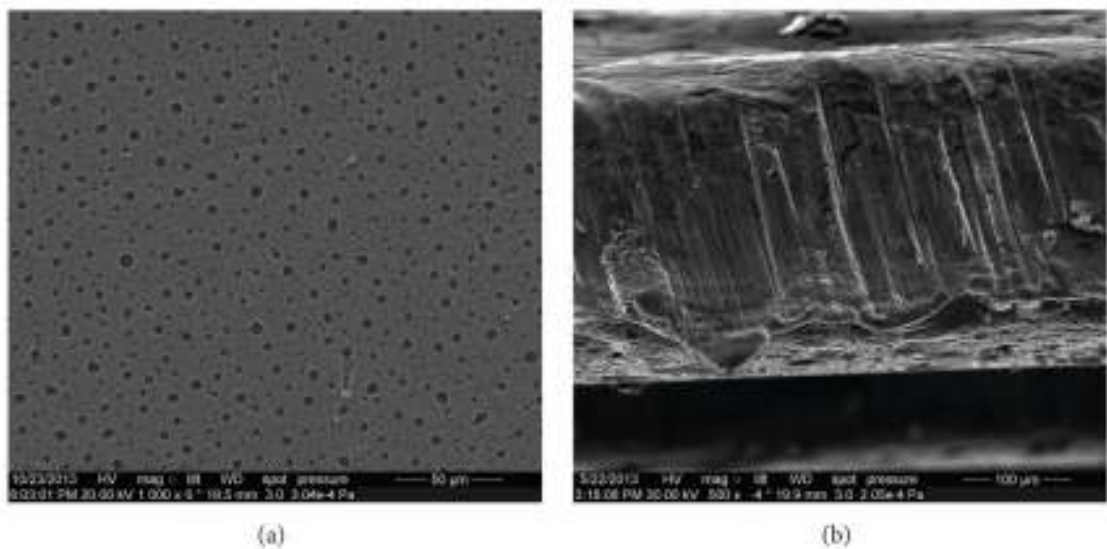


Рис. 1.27. Поверхность алюминиевого электрода после воздействия импульсной короны, покрытая пористым слоем оксида (а) и поперечный разрез такого электрода (b) [143].

1.5.2. Эрозия электродов в положительной короне

Как уже отмечалось ранее, эрозии электрода в положительной короне практически не наблюдается. При положительной полярности плазмообразующего электрода тяжелые ионы движутся от него, вследствие чего исключается механизм распыления материала анода вследствие его бомбардировки положительными ионами. Также при положительной полярности электрода не происходит формирования квазистационарного катодного пятна, в окрестностях которого вследствие высокой плотности тока происходил бы значительный нагрев электрода. Во многих ранних работах, например [64], утверждалось, что эрозии электрода в положительном коронном разряде не происходит. Существующие работы, описывающие эрозию электродов в

положительной короне, как правило демонстрируют эрозию ответного плоского электрода, являющегося катодом [98].

1.5.3. Деградация электродных систем в ДБР

Работы, посвященные исследованию деградации электродных систем, в которых инициируется ДБР, условно можно выделить в 2 большие группы: работы, посвященные исследованию свойств поверхностей, подвергшихся воздействию плазмы барьерного разряда; и работы, посвященные исследованию разрушения самой ячейки при горении барьерного разряда.

Свойства поверхностей, подвергшихся воздействию плазмы ДБР

В большинстве работ, посвященных исследованию модифицированных разрядом поверхностей применяются либо конфигурации объемного ДБР, в которых обрабатываемая поверхность является открытым электродом, либо компланарные, в которых обрабатываемая поверхность является третьим электродом (рис. 1.28).

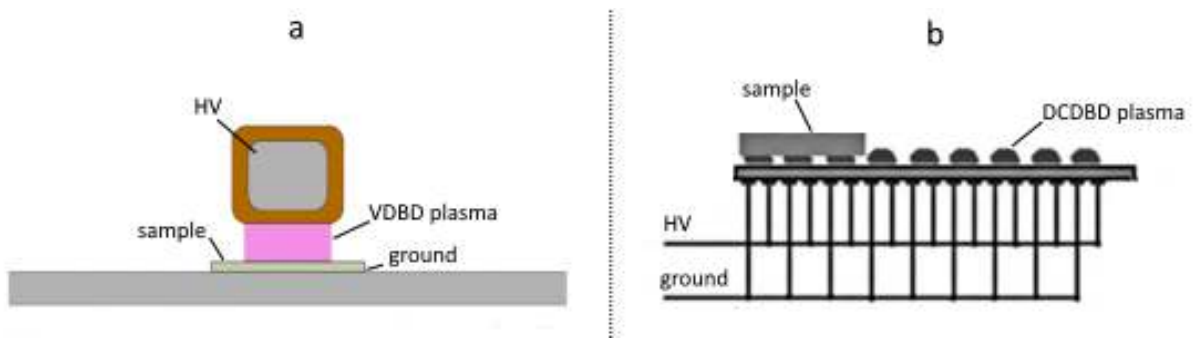


Рис. 1.28. Конфигурации электродов, используемые для обработки поверхностей плазмой барьерного разряда: а) обработка поверхности объемным ДБР [144] , б) обработка поверхности с помощью диффузного компланарного ДБР [145].

Во всех таких работах описываются изменения свойств поверхности электрода при их обработке плазмой барьерного разряда. Так, в работе [144] описывается процесс обработки плоского алюминиевого электрода объемным барьерным разрядом в воздухе .

Было показано, что вследствие обработки барьерным разрядом на поверхности алюминия, подвергнутой предварительно щелочному травлению, образуется относительно однородный оксидный слой толщиной до 150–300 нм, состоящий из смеси оксида и гидроксида. Этот слой значительно снижает анодную и катодную активность поверхности. Такой эффект становится заметным уже при 5-минутной длительности воздействия плазмы разряда на образец (рис. 1.29).

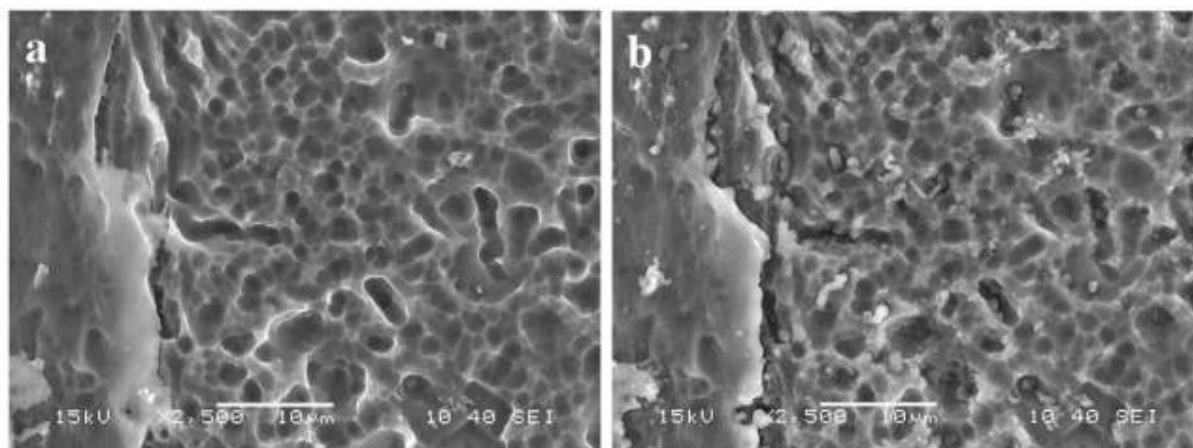


Рис. 1.29. (а) поверхность алюминия с дефектами, вызванными щелочным травлением (b) результат обработки поверхности объемным барьерным разрядом [144].

Параллельно с образованием оксидного слоя происходит также и его разрушение разрядом. На поверхности пленки происходит образование кратеров диаметром порядка 100 мкм (рис. 1.30)

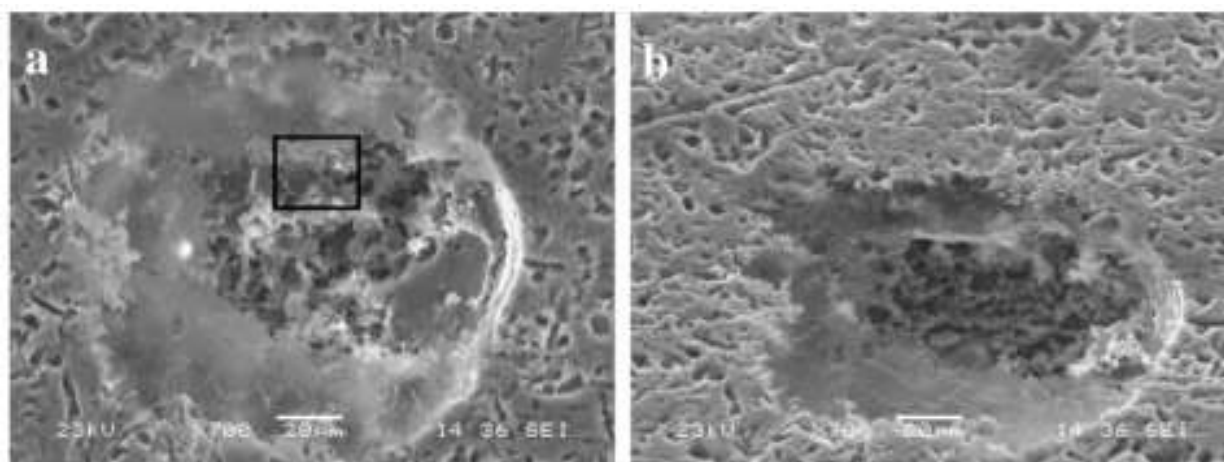


Рис. 1.30. Изображения кратеров на оксидном слое на образце, обработанном барьерным разрядом в атмосферном воздухе в течение 20 минут [144].

В работе [146] рассматривалась возможность использования объемного барьерного разряда для очищения поверхности образца от органических загрязнений. Было продемонстрировано, что вследствие воздействия плазмы барьерного разряда на плоский медный электрод происходит его окисление и азотирование. Также стоит отметить увеличение его шероховатости и гидрофильности. На медном электроде, в отличие от алюминиевого, образование оксидов происходит неоднородно вдоль поверхности образца, что наглядно показывают микрофотографии обработанного образца (рис. 1.31)

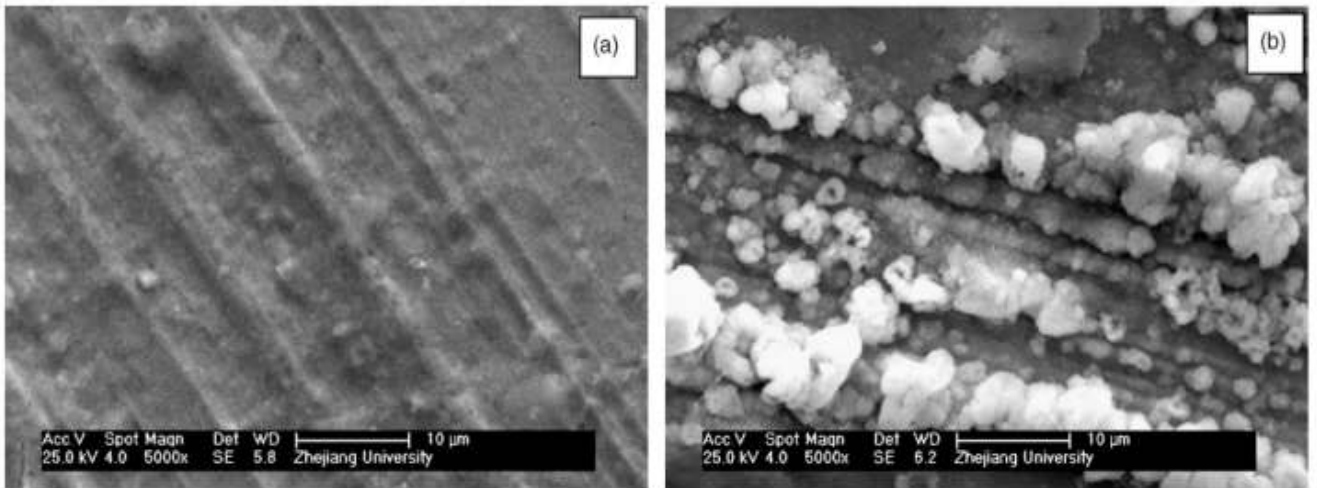


Рис. 1.31. Изображения поверхности медного образца (а) контрольного и (b) обработанного плазмой барьерного разряда [146].

Значимым физическим эффектом обработки металлических поверхности стоит отметить заметное изменение поверхностной энергии связи в контрольных образцах [144–148].

Также в ряде работ рассматривается возможность обработки диэлектрических поверхностей. Так, в работах [148,149] описываются процессы обработки полипропиленового нетканого материала с помощью объемного и компланарного барьерного разряда. Было показано, что обработка поверхности барьерным разрядом может значительно изменить характеристики поверхности различных полимерных пленок и полимерных тканей. Наиболее значимый эффект такая обработка имеет в первые 0.1-0.2 с. При этом, как и в случае с обработкой металлических поверхностей, значительно повышается смачиваемость поверхности, содержание в ней кислорода и пористость.

Стоит также отметить тот факт, что эффективность плазменной обработки поверхностей может существенно зависеть от внешних условий, например сорта газа или содержания в нем влаги [145].

Аналогичные эффекты химического и физического травления и распыления материала наблюдаются и для компонент разрядной ячейки: диэлектрического барьера и открытого электрода.

Деградация диэлектрического барьера

Чаще всего наименее стойким элементом электродной системы в ПДБР обычно выступает диэлектрический барьер. В работе [150] было проведено феноменологическое исследование состояния поверхностей диэлектрических барьеров после горения разряда. Было продемонстрировано, что такие материалы, как полиметилметакрилат (PMMA, оргстекло) и

поливинилхлорид (PVC, ПВХ), значительно повреждаются уже в течение 10 минут горения разряда (см. рис. 1.32).

На поверхности барьеров из оргстекла и ПВХ (рисунки 1.39а-в и 1.39с соответственно) образуются проплавления и кратеры, имеющими ширину 50 мкм и длину около 150 мкм. Подобные повреждения можно наблюдать вдоль всей кромки длине электрода. Эти неоднородности на поверхности барьера при горении разряда совпадают с местоположением точек привязок микрозарядов, работая как дополнительный эффект памяти, связанный, по всей видимости, с локальным усилением электрического поля вследствие уменьшения толщины диэлектрического барьера. Другие области поверхности, соответствующие «темным» областям разряда, где микрозаряды не стартовали, становятся шероховатыми под действием плазмы. После действия плазмы поверхность покрывается тонким порошком. Этот порошок может являться продуктом эрозии барьера или электрода, осаждаемым на поверхности в результате его рециклинга. Стоит отметить, что наибольшее влияние плазмы на барьер наблюдается на некотором удалении от кромки электрода. Такой эффект, предположительно, объясняется особенностями структуры электрического поля у кромки, вдоль силовых линий которого распространяется разряд [41]. Пробоя на непосредственно прилегающие к кромке участки диэлектрика не происходит, несмотря на наибольшую напряженность поля в этой области, так как разряд оказывается затруднен вследствие малости ширины зазора.

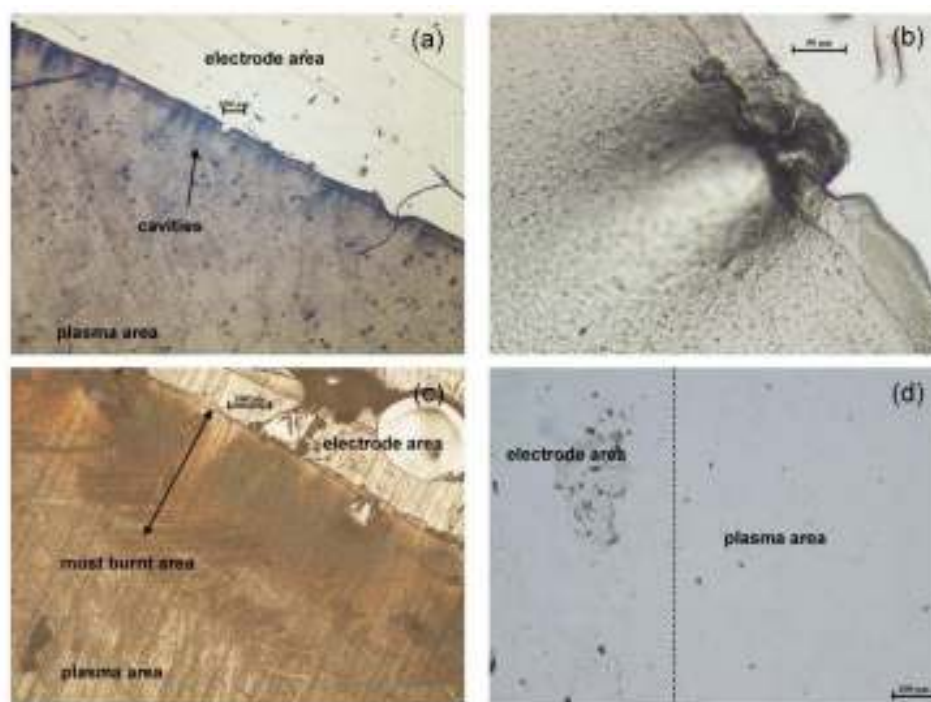


Рис. 1.32. Рельеф поверхности диэлектрических барьеров после воздействия пДБР с амплитудой 18 кВ в течение 10 минут: (а), (b) – оргстекло, (с) ПВХ, (d) боросиликатное стекло. [150]

При этом на диэлектрическом барьере из боросиликатного стекла не наблюдалось явных изменений поверхности, хотя она подвергалась такой же экспозиции в плазме (рис. 1.32d). Такое же отсутствие явной деградации поверхности наблюдается на керамических пластинах.

По-видимому, основными механизмами повреждения диэлектрического барьера в пДБР являются локальный нагрев диэлектрика в местах микроразрядных привязок [150] и бомбардировка поверхности барьера тяжелыми ионами [151].

Деградация диэлектрического барьера влияет на характеристики пДБР. Например, в работе [152] кроме количественного исследования деградации диэлектрических барьеров из лавсана (каптона) и композитов, было рассмотрено влияние деградации диэлектрического барьера на параметры разряда. На рисунке 1.33 представлена динамика некоторых электрических характеристик при длительном горении разряда на барьерах из различных диэлектриков.

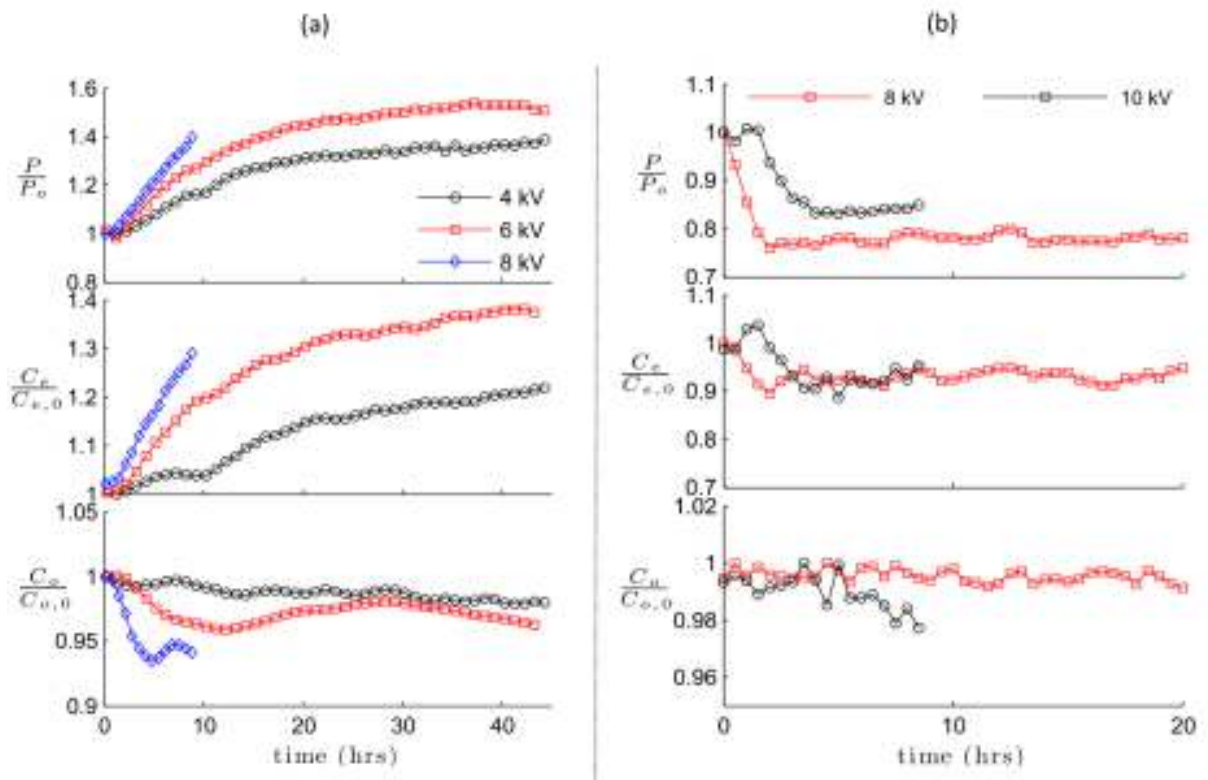


Рис. 1.33. Изменение вложенной в разряд мощности, эффективной емкости актуатора и холодной емкости электродной системы при длительной работе ДБР актуатора. (а) материал барьера – каптон толщиной 180 мкм, (б) материал барьера – композит FR-4 толщиной 800 мкм [152].

В работе также было продемонстрировано, что изменения электрических характеристик разряда вследствие деградации диэлектрического барьера приводят к изменению структуры ионного ветра, генерируемого плазменными актуаторами на основе ДБР (рис. 1.34)

Различия процессов деградации диэлектрических барьеров могут быть обусловлены не только различиями стойкости тех или иных материалов к воздействию плазмы, но и особенностями структуры таких барьеров.

Существует несколько актуальных способов бороться с деградацией диэлектрического барьера в пДБР. Самым очевидным решением является использование стойких к воздействию плазмы материалов. Однако, свойства материала диэлектрика могут оказывать существенное влияние на характеристики барьерного разряда [153,154], что иногда накладывает ограничения при выборе материала барьера. В подобных случаях иногда помогает использование нескольких слоев диэлектрика [152]. Также было показано [151], что процессы деградации диэлектрического барьера можно сильно затормозить, несколько изменив конфигурацию электродов пДБР (организация симметричного пДБР вместо асимметричного, увеличение зазора между электродами и тд.)

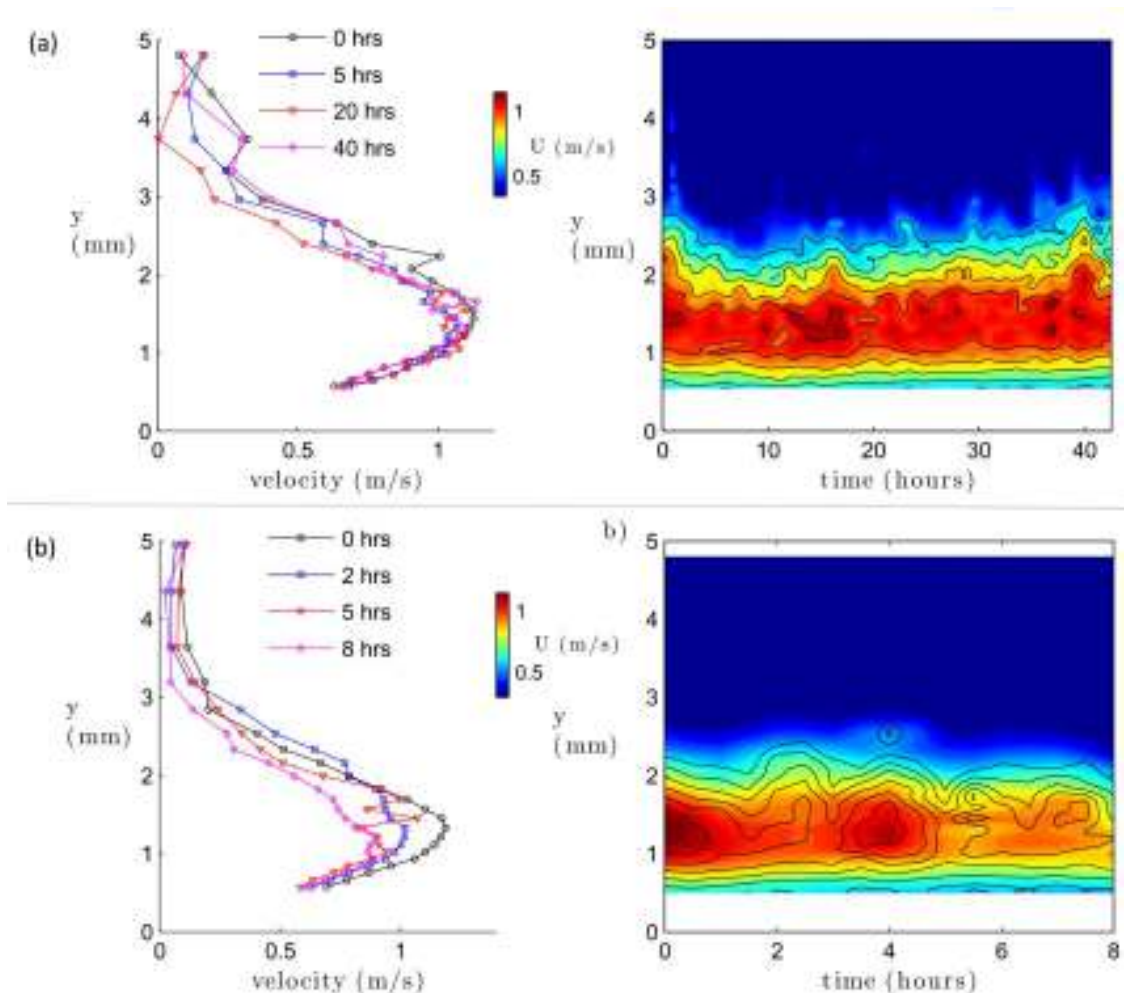


Рис. 1.34. Профили скорости течения, генерируемые ДБР-актуатором в различные моменты времени при его длительной непрерывной работе (слева) и соответствующие им контурные графики скорости потока, индуцированного актуаторами (a) материал барьера – каптон толщиной 180 мкм, (b) материал барьера – композит FR-4 толщиной 800 мкм [152].

Если же электрические свойства диэлектрического барьера не важны в рамках приложения, в котором используется барьерный разряд, то его выбор осуществляется из соображений стойкости материала диэлектрика к воздействию плазмы. В таких электродных системах деградации диэлектрического барьера практически не происходит, и определяющим ее долговечность фактором становится скорость эрозии открытого металлического электрода.

Деградация электродов в пДБР

Как правило, работы, посвященные исследованию эрозии электродов в пДБР, имеют ярко выраженный прикладной характер и представляют собой феноменологическое описание морфологических изменений электродной кромки. Целью таких исследований обычно является создание долговечных устройств на основе ДБР, а не описание механизмов деградации электродов.

Основной идеей таких работ является использование стойких к воздействию плазмы материалов как для изготовления диэлектрического барьера, так и открытого электрода. Так, в работе [155] исследовалась конфигурация с тонким (0.5 мкм) золотым электродом, нанесенным на диэлектрическую подложку из боросиликатного стекла. Было показано, что даже при использовании стойких к воздействию плазмы материалов происходит активное разрушение электрода. Эрозия электродов из благородных металлов таких электродов происходит с осаждением материала электрода на поверхность диэлектрического барьера у коронирующей кромки (см. рис. 1.35).

Эти процессы сопровождаются значительными изменениями интегральной вложенной в разряд мощности. Кроме того, переосаждение электродного материала приводит к изменению геометрии электродной системы, которое сопровождается изменением холодной емкости электродной системы и эффективной емкости разряда. При деградации электродов возможно как увеличение емкости разрядной системы, связанное с напылением материала электрода на диэлектрическую поверхность, так и с уменьшение, если унос материала происходит на значительные расстояния от кромки электрода либо материал электрода окисляется в газе в непосредственной близости от кромки.

Кроме распыления и переосаждения материала электрода наблюдается также его плавление и перестройка кристаллической решетки.

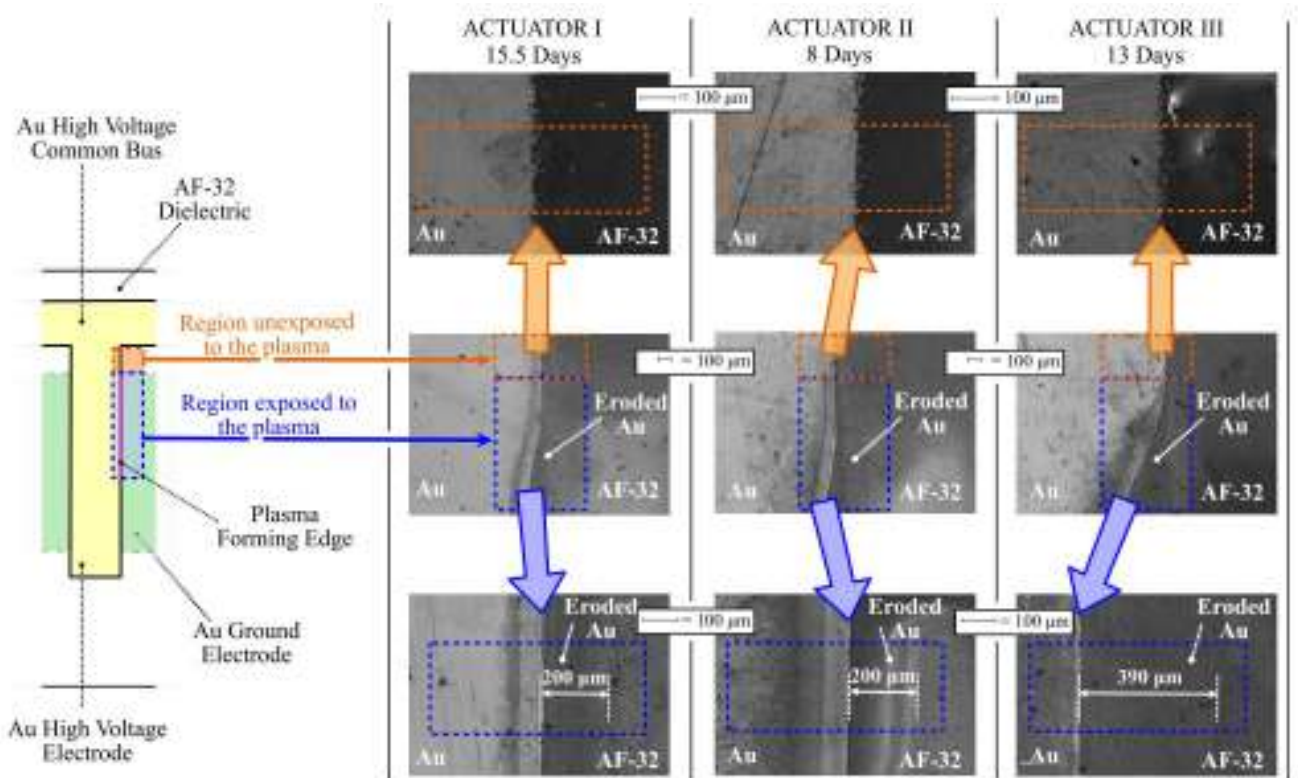


Рис. 1.35. Микроизображения кромок открытого плазмообразующего электрода после использования. Рисунок слева показывает соответствующие микрофотографиям участки электродов [155].

Как показали исследования, не всегда наиболее стойкими к воздействию плазмы барьерного разряда материалом оказывается электроды из благородного металла. В работе [156] показано, что вольфрам демонстрирует хорошую стойкость к воздействию барьерного разряда (см. рис. 1.36), что обусловлено, по всей видимости, его устойчивостью к распылению в катодных пятнах микроарядов, а также связанной с этим малой интенсивностью осаждения продуктов эрозии на поверхности барьера и сохранением более однородной структуры разряда. Кроме того, даже при использовании одного материала способ его нанесения может оказать влияние на протекание эрозионных процессов.

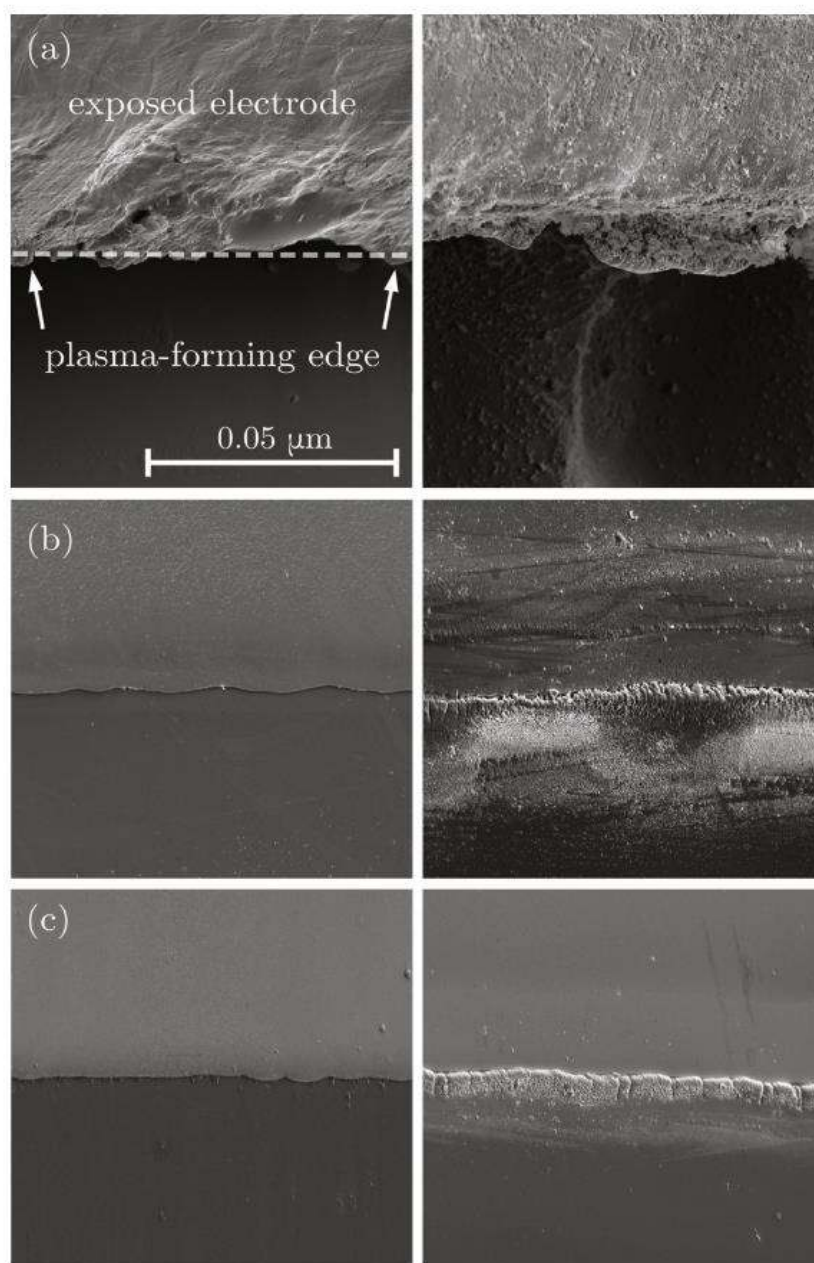


Рис. 1.36. Сравнение электродных кромок неиспользованных (слева) и работавших в течение 5 часов (справа): (а) медный скотч, наклеенный на барьер, (б) напыленный медный электрод и (в) напыленный вольфрамовый электрод [156].

При деградации электродов может происходить существенное изменение не только электрических характеристик разряда, но и режима его горения. Так, в работе [156] демонстрируется, что в результате эрозии медного электрода развитие разряда оказывается значительно затруднено, а его свечение крайне становится крайне неоднородным вдоль коронирующей кромки. На вольфрамовом электроде при этом визуальных изменений в режиме горения разряда не наблюдается (см. рис. 1.37)

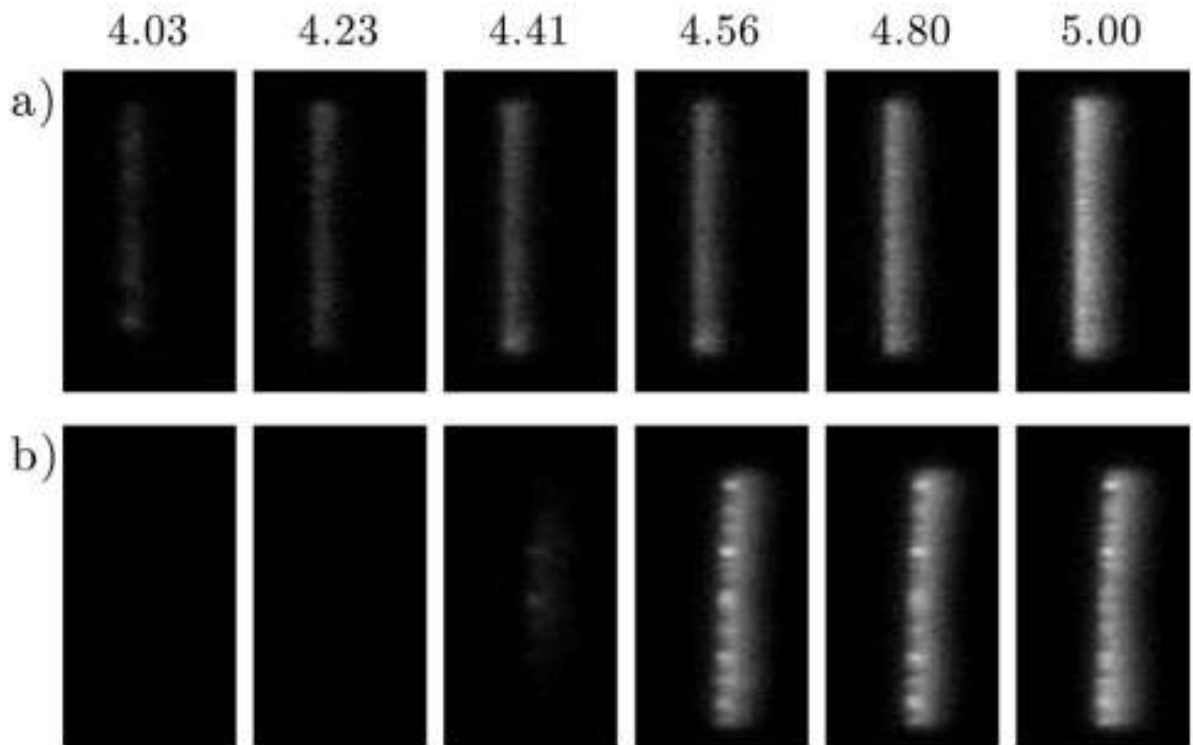


Рис. 1.37. Разряд в системах с вольфрамовыми электродами (а) и медными электродами (б). Размах приложенного напряжения указан над каждым столбцом изображения в кВ. [156].

Подводя итог данного раздела, можно сделать вывод, что несмотря на отсутствие влияния материала электродов на эксплуатационные характеристики ДБР-актуаторов [157], различия процессов деградации электродов из различных материалов могут привести к различной динамике характеристик пДБР при длительном горении разряда, и, как следствие, к различной эволюции выходных эксплуатационных характеристики устройств на его основе. Таким образом, выбор материала электрода может оказаться серьезной задачей при проектировке таких устройств.

1.6. Заключение к обзору литературы. Постановка задачи

В поверхностном барьерном разряде, как и в прочих слаботочных разрядах, наблюдается деградация электродных систем. Основными уязвимыми компонентами таких систем являются диэлектрический барьер и открытый коронирующий электрод.



Рис. 1.38. Схематичное изображение представленного в литературе объема данных, посвященных исследованию деградации электродов в слаботочных импульсных разрядах. Сравняются близкие по параметрам коронный разряд и пДБР. Стрелками показано логическая последовательность описаний явлений. Красным цветом представлены практически не описанные аспекты деградации ДБР-разрядников.

Как показал анализ литературы, объем исследований процессов разрушения диэлектрического барьера довольно обширен. Плавление и ионная бомбардировка барьера приводят к возникновению каверн и локальному росту плотности тока разряда. Показано, что измерение структуры диэлектрика влияет на характеристики разряда и эксплуатационные характеристики устройств на основе ДБР (в контексте данной работы – на характеристики плазменного актуатора).

В то же время, детальных исследований процессов деградации коронирующей кромки практически не проводилось несмотря на то, что само явление упоминалось в ряде работ. Можно

утверждать, что согласованная физическая картина формирования структуры кромки электрода в пДБР при горении разряда, с одной стороны, и влияния этой структуры на характеристики разряда на данный момент отсутствует.

Для построения этой картины необходимо

1. Исследовать процессы деградации электродных кромок из различных материалов в поверхностном барьерном разряде.
2. Изучить влияние процессов деградации кромки на характеристики разряда: рассеиваемую в разряде мощность, режимы горения, пространственную организацию микрозарядов. Исследовать влияние структуры кромки на характеристики и статистику отдельных микрозарядов.
3. Исследовать влияние деградации коронирующего электрода на структуру ионного ветра, генерируемого пДБР.
4. Сформулировать рекомендации по выбору материала электрода для использования ДБР-разряда в рамках аэродинамических приложений.

Глава 2. Экспериментальные установки, диагностика и методы

В данной главе описываются исследуемые разрядные конфигурации, схемы их подключения и питания, используемая в экспериментах диагностика, а также используемые в работе методики получения и расчета различных параметров разряда с оценкой применимости методов и возможных методических погрешностей.

2.1. Электродная система и подготовка электродов

Все исследования, приведенные в данной работе, выполнены для диэлектрического барьерного разряда в поверхностной асимметричной двухэлектродной конфигурации кромка-плоскость. Схематичное ее изображение представлено на рисунке 2.1.

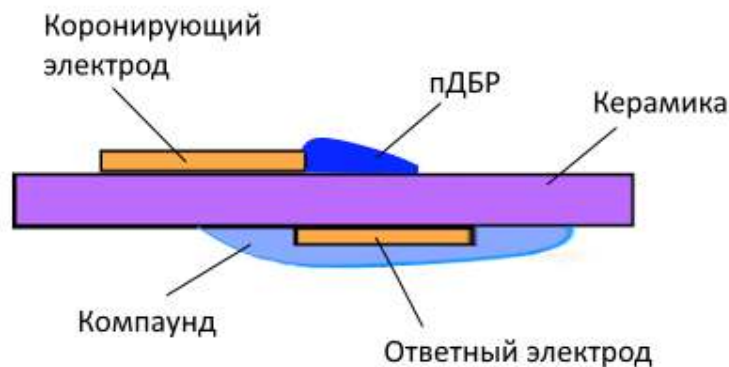


Рис. 2.1. Исследуемая в работе электродная система

В качестве коронирующего электрода использовались фольги из алюминия и меди толщиной 20 мкм, наклеенные на поверхность диэлектрического барьера с контролируемой толщиной адгезивного подслоя 2-4 мкм, а также слои напыления из алюминия, меди и платины толщиной 0.5-2 мкм. Качество разрядной кромки (равномерная по размаху высота, отсутствие разрывов и микроострий) контролировалось с помощью оптического стереомикроскопа МБС-10, а также с помощью лазерного конфокального микроскопа Olympus Lext OLS 4000 (подробное описание микроскопов представлено в разделе 2.10).

В качестве диэлектрика использовалась алундовая керамика марки ВК-94 толщиной 1 мм и диэлектрической проницаемостью 10.4. Шероховатость полированной поверхности керамики была порядка 0.01 мкм. Такая керамика обладает высокой теплопроводностью (не менее 15 Вт/(м*К)), термической стойкостью (рабочая температура до 900 К) [158], а также, предположительно, высокой стойкостью к воздействию барьерного разряда.

Ответный электрод был изготовлен из медной фольги и был изолирован с помощью силиконового компаунда, чтобы предотвратить развитие разряда с обратной стороны керамики.

В зависимости от постановки конкретного эксперимента кромка коронирующего электрода могла быть прямой либо круглой с радиусом 10 мм. Подключение ячейки выполнялось различными способами: коронирующим электродом мог являться как высоковольтный, так и заземленный электрод. Такие различия не оказывают влияния на физику и наблюдаемые эффекты в рамках проведенных экспериментов.

Для контроля температурного режима в большинстве экспериментов ячейка устанавливалась на радиатор. Для удаления продуктов горения разряда (прежде всего озона) организовывался слабый проток воздуха с помощью вытяжки. Ряд экспериментов требовал организации определенных условий и более тонкого их контроля (например, контроль и варьирование давления в экспериментах по определению порогов контракции разряда). Особенности постановки каждого эксперимента описаны непосредственно перед описанием полученных при его реализации результатов.

2.2. Система питания электродных систем

Питание разрядной ячейки осуществлялось напряжением с частотой 10-100 кГц и амплитудой до 1-10 кВ. Высокое напряжение создавалось на выходе транзисторного источника питания с выходным резонансным контуром. Принципиальная схема питания разрядных ячеек изображена на рисунке 2.2.

На вход генератора типа ППВЧ подается постоянное напряжение от 10 до 100 вольт. На выходе генератора ППВЧ формируется сигнал в виде меандра с частотой, задаваемой с помощью внешнего генератора импульсов. Задаваемая частота согласована с резонансной частотой LC контура, подключенного на выход генератора. Резонансная частота контура определяется индуктивностью и емкостью включенных в него компонентов и может быть изменена путем включения балластных емкостей. Варьирование амплитуды питающего напряжения производится подстройкой задаваемой частоты в пределах 5 % от резонансной (см. рис. 2.3).

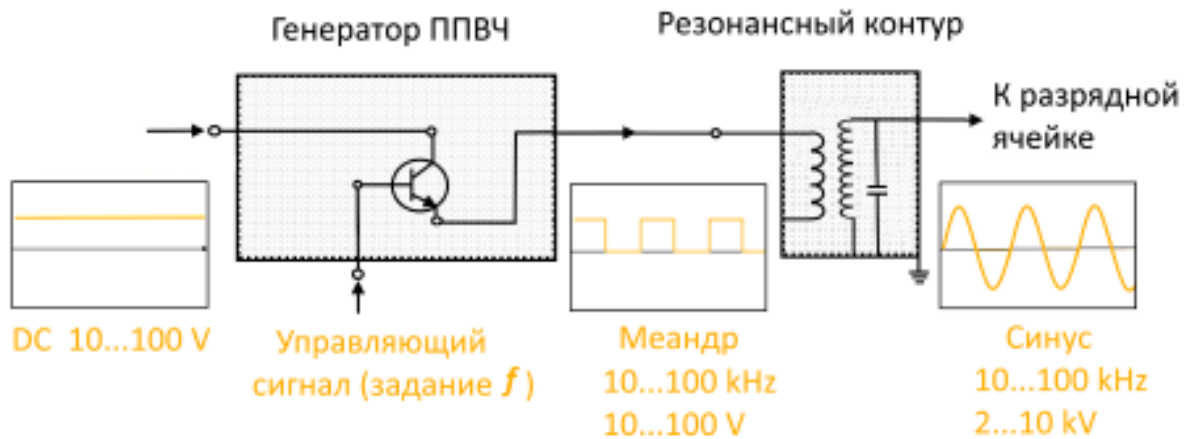


Рис. 2.2. Схема питания разрядной ячейки



Рис. 2.3. Зависимость амплитуды напряжения на выходе резонансного контура от частоты накачки

Диэлектрический барьерный разряд представляет собой переменную емкостную нагрузку [159,160], и при его зажигании происходит уменьшение резонансной частоты используемого контура [160–162], т.е. резонансная кривая смещается в сторону меньших частот. При этом, если частота накачки контура оказывается меньше резонансной, то происходит увеличение амплитуды питающего напряжения. Так как длина разряда, а значит, и вносимый им импеданс зависит от величины приложенного напряжения, то в этом случае система получается неустойчивой и имеет положительную обратную связь. Чтобы избежать этого, накачка контура всегда осуществлялась на частотах выше резонансной.

Используемая система питания разряда демонстрирует высокую стабильность параметров выходного напряжения в широком диапазоне частот и амплитуд, что позволяет исследовать разряд при длительном непрерывном его горении.

2.3. Измерение величины приложенного напряжения

Измерение приложенного к электродам напряжения осуществлялось одинаковым образом во всех экспериментах. Для этого на выход резонансного контура параллельно с высоковольтным электродом подключался высоковольтный щуп Tektronix P6015A с характеристиками:

- Полоса пропускания 75 МГц
- Входной импеданс 1 МОм / 1.7 пФ
- Погрешность 2 %

2.4. Схема и методика измерения переносимого за период заряда

Основной измеряемой интегральной за период питающего напряжения электрической характеристикой разряда являлся переносимый ДБР заряд.

Для получения осциллограмм перенесенного ДБР заряда ответный электрод подключался к земле через измерительную емкость C_m (см. рис. 2.4).

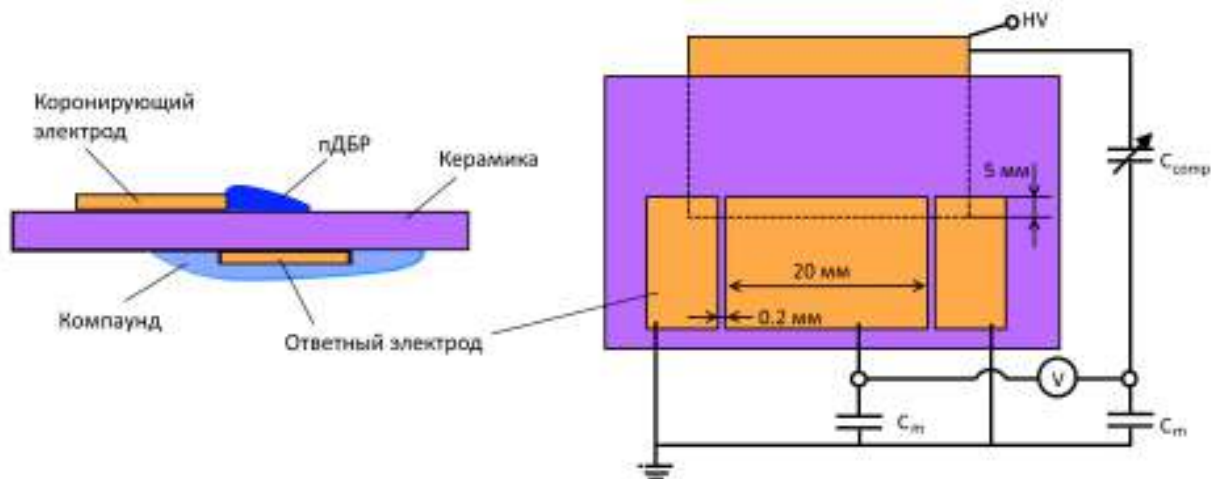


Рис. 2.4. Зависимость амплитуды напряжения на выходе резонансного контура от частоты его накачки

Чтобы исключить влияние конечной длины электрода на измерения, ответный электрод был секционирован в центральной части, и измерительная емкость подключалась к этой выделенной секции шириной 20 мм. Как показали предварительные исследования, наличие тонкого разреза на электроде не влияет на разряд.

Согласно уравнению неразрывности тока, заряд, переносимый через разрядную ячейку, равен заряду, переносимому через емкость C_m . Следует отметить, что полный ток разряда складывается из тока смещения через «холодную» емкость электродов и тока, непосредственно протекающего через основание разрядных каналов. При этом первая компонента может быть достаточно большой, что приводит к неэффективному использованию динамического диапазона осциллографа и снижает точность измерений интегральных электрических величин. В эксперименте использовалась схема *аналоговой* компенсации заряда, переносимого током смещения через паразитную емкость электродной системы. Для реализации этой схемы параллельно разрядной ячейке подключался высоковольтный вакуумный конденсатор с емкостью, варьируемой в пределах 0-50 пФ. Величина емкости в каждом эксперименте устанавливалась равной величине холодной емкости электродной системы. Для этого проводилась балансировка емкостного моста при малом (порядка сотен вольт) напряжении питания. В эксперименте измерялась разница потенциалов, на обкладках конденсаторов $C_m=1$ нФ, один из которых был подключен непосредственно к ячейке, и конденсатора такого же номинала, включенного в компенсационную ветвь схемы.

Контроль емкости разрядной ячейки важен при использовании источников высокого напряжения с высокочастотными резонансными контурами, так как такая емкостная нагрузка может значительно исказить частотные характеристики источника питания, что, в свою очередь, приведет к изменению величины и формы питающего напряжения [160–162]. Холодная емкость разрядника определяется исключительно геометрией электродной системы и материалом диэлектрического барьера и может составлять 1-1000 пФ. Емкость разряда определяется может быть определена как dQ/dU . Она определяется толщиной и материалом барьера, а также площадью поверхности барьера, покрытого плазмой. Площадь плазменного листа, в свою очередь, определяется периметром разрядной кромки и длиной разряда. Так как длина разряда меняется внутри цикла питающего напряжения, то обусловленная непосредственно ДБР емкостная нагрузка является переменной, что также описывается приведенной в предыдущем пункте электротехнической схемой. Емкость разряда составляет от 0 (в «темной» фазе питающего напряжения – разряд отсутствует) до 1-1000 пФ в конце активной фазы питающего напряжения, когда длина разряда максимальна. Кроме того, вследствие асимметрии поверхностного ДБР относительно полярности питающего напряжения, емкости разряда при спаде и росте потенциала на открытом электроде могут отличаться.

Чтобы обосновать применимость такого метода емкостных зондов обратимся к эквивалентной электротехнической модели ДБР [163,164], представляющей собой набор емкостных и резистивных элементов (см. рис. 2.5).

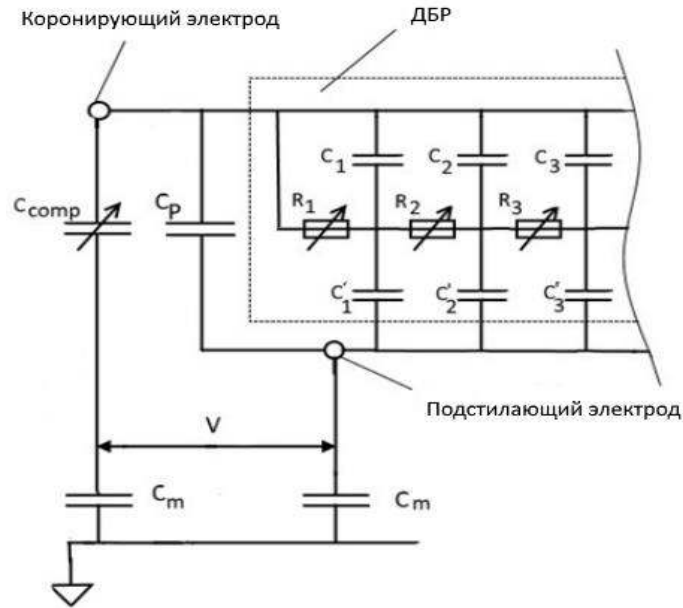


Рис. 2.5. Модель поверхностного ДБР, включенного в компенсационную схему

Емкости C_i образуются элементами коронирующий электрод – поверхность диэлектрика. Очевидно, что при удалении от коронирующего электрода эти емкости будут уменьшаться. Сопротивления R_i представляют собой сопротивления плазмы на различных расстояниях от коронирующего электрода. До инициации пробоя значения этих сопротивлений равны бесконечности. После пробоя сопротивления R_i определяются проводимостью плазменного слоя в области, занятой разрядом ($x < l_{dis}$), и по-прежнему равны бесконечности при $x > l_{dis}$. Сопротивления C'_i образуются элементами поверхность диэлектрика – подстилающий электрод.

Методика измерения заряда поверхности диэлектрика основана на том, что заряд конденсатора C_m равен суммарному заряду виртуальных конденсаторов C'_i . Соответственно, измеряя величину напряжения на известных емкостях C_m , можно восстановить суммарный заряд поверхности. Для того, чтобы система емкостных зондов мало влияла на разряд, должно выполняться условие $Z_{C_m} \ll Z_{C'_i}$. В данной работе в качестве измерительных емкостей использовались SMD конденсаторы емкостью 1 нФ, емкости же C'_i по оценкам составляли единицы пФ.

Коронирующий и подстилающий электрод также образуют емкость C_0 , включенную параллельно с емкостью поверхностного ДБР. Эта емкость может оказаться существенной и зависит от конфигурации разрядника. Для того, чтобы уменьшить вклад токов смещения, проходящие через паразитную емкость модели, необходимо применение схемы компенсации. Для этих целей в цепь включается вакуумный конденсатор переменной емкости $C_{comp}=0-50$ пФ, который настраивается таким образом, что разность токов, проходящих через измерительные емкости C_m при отсутствии разряда, равнялась нулю. Де-факто, схема представляет собой

емкостной мост, который балансируется переменной емкостью в отсутствие разряда. Такой вариант аналоговой компенсации тока разряда позволяет сэкономить динамический диапазон осциллографа, и, соответственно, повышает точность измерений.

Процедура компенсации, как бы она не проводилась, предполагает введение виртуального электрода, расположенного на поверхности диэлектрика за кромкой электрода коронирующего, и выделение из полной межэлектродной емкости величины C_0 . Стоит отметить, что при отсутствии разряда при подаче на систему электродов переменного напряжения идут процессы перезарядки поверхности, обусловленные током поляризации диэлектрика. На схеме этот ток протекает через конденсаторы $C_1 \dots C_2$ и определяется их величиной. Соответственно, даже при отсутствии разряда ток зарядки поверхности не равен нулю. В то же время, процедура компенсации, независимо от её реализации (постобработка цифрового сигнала либо же аналоговая) основана на компенсации полного тока через систему в отсутствие разряда. Из этого можно сделать вывод, что измеренное значение тока зарядки поверхности I_c оказывается меньше на величину, равную току через емкости C_i . При питании системы переменным напряжением с циклической частотой ω эта величина может быть вычислена как:

$$I_c = \sum_i \left(\frac{1}{\omega C_i} + \frac{1}{\omega C_i} \right)^{-1} U \quad . \quad (6)$$

По сути, величина неучтенного тока является величиной погрешности компенсации.

Полученные значения тока зарядки поверхности могут быть вычислены как

$$I = \sum_i C_i \dot{\omega} U. \quad (7)$$

Разделив (6) на (7), получаем погрешность измерений на i -ом элементе поверхности с применением схемы компенсации:

$$\delta_i = \frac{C_i}{C_i + C_i} \quad (8)$$

Таким образом, методическая ошибка измерения поверхностного заряда при применении этого метода зависит от удаленности области поверхности барьера от кромки электрода. В экспериментах, проведенных в рамках настоящей работы, длина разряда была соизмерима с толщиной диэлектрического барьера. При измерении тока зарядки поверхности (который

соответствует переносимому в ДБР заряду) на расстоянии от коронирующего электрода, равном толщине диэлектрика, погрешность будет равна $\delta \approx \frac{1}{\varepsilon+1} \approx 9\%$.

При использовании измерительной емкости номиналом 1 нФ, падение напряжения на ее обкладках в экспериментах составляло 10-50 В. Для измерения разницы потенциалов на обкладках C_m использовался дифференциальный щуп Pintek DP-150pro с характеристиками:

- Полоса пропускания 150 МГц
- Шум выходного сигнала менее 1 мВ
- Погрешность 2%
- Входной импеданс 100 МОм / 1 пФ

Для регистрации электрических сигналов был использован цифровой осциллограф Tektronix TDS2024b, имеющий следующие характеристики:

- Полоса пропускания 200 МГц
- Макс. частота дискретизации 2 ГГц
- Входной импеданс 1 МОм / 20 пФ
- Диапазон измерений 10 – 200 МГц
- Максимальное входное напряжение 300 В (RMS)
- Погрешность 3 %.

Точность компенсации холодной емкости ячейки достигала 0.1 пФ. Для достижения подобных результатов вся измерительная схема экранировалась. Характерные осциллограммы тока и напряжения, в также вольт-кулонная характеристика разряда приведены на рисунке 2.6.

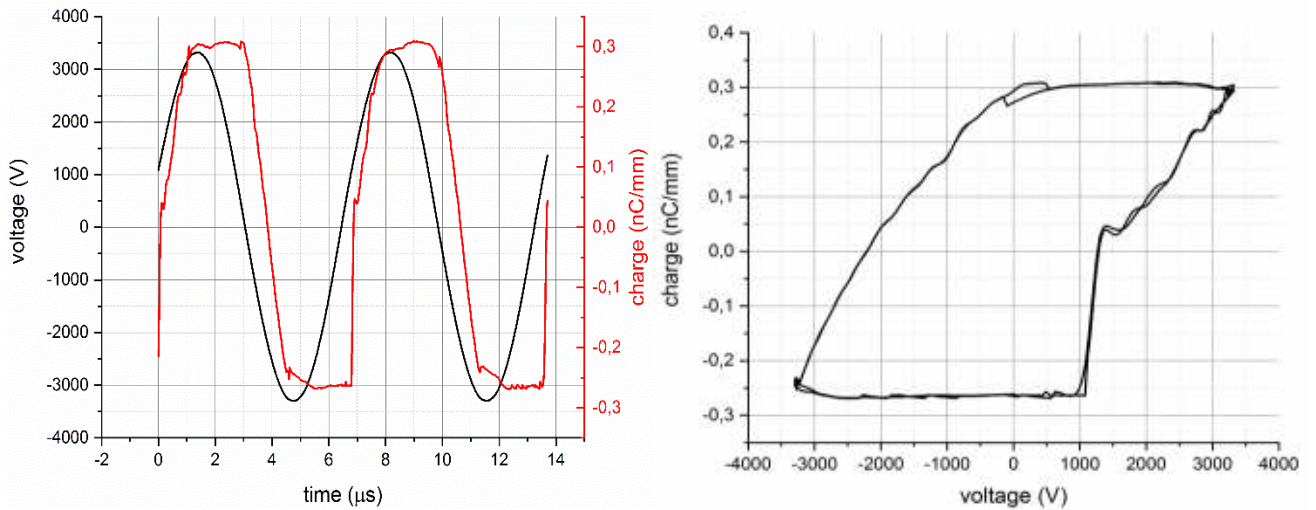


Рис. 2.6. Осциллограммы приложенного напряжения и перенесенного ДБР заряда (слева) и вольт-кулонная характеристика ДБР (справа)

2.5. Измерение рассеиваемой в разряде мощности

Основной диагностируемой интегральной характеристикой разряда являлась рассеиваемая в нем мощность. Для вычисления мощности разряда использовался метод вольт-кулонных циклограмм.

Вольт-кулонная циклограмма является наиболее универсальной характеристикой ДБР. ВКХ представляет собой фигуру Лиссажу, образованную сигналами напряжения на электродах $U_{app}(t)$ и переносимого через электродную систему заряда $Q(t)$ [159]. Пример ВКХ представлен на рисунке 2.7.

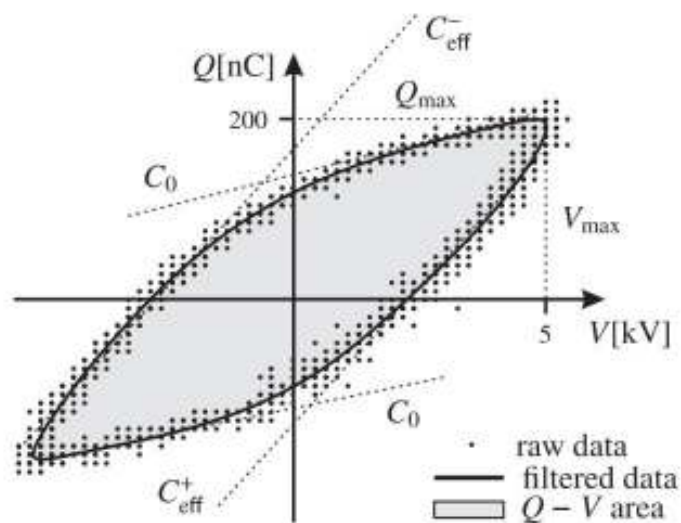


Рис. 2.7. Вольт-кулонная циклограмма пДБР [159].

ВКХ довольно просто получить, измерив перенесенный $Q(t)$ с помощью подключенной к ответному электроду измерительной емкости. Циклограмма позволяет отследить возникновение одиночных микроразрядов, что было продемонстрировано в ряде работ, например, [165,166]. Также позволяет получить значения холодной емкости электродной системы (в отсутствии разряда) и емкости, образованной плазменным слоем ДБР [159,167]. ВКХ является основным инструментом для расчета мощности, вложенной в разряд.

Методика подсчета энергии, рассеиваемой в разряде за период питающего напряжения впервые была упомянута в работе [6], подробно описана в работе [159].

Величина рассеиваемой за период питающего напряжения энергии соответствует площади вольт-кулонной характеристики (см. рис. 2.8). Таким образом, значение мощности, рассеиваемой в разряде, может быть вычислено по формуле:

$$P = Ef = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)i(t)dt = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)dq(t) \quad . \quad (9)$$

В уравнении (9) $q(t)$ получена по описанной в предыдущем подразделе методике и содержит методическую ошибку, вследствие которой полученная величина оказывается несколько меньше реального значения. Однако, как было продемонстрировано в работе [166], вследствие того, что ток в ДБР протекает в виде импульсов, метод интегрирования ВКХ содержит методическую ошибку, вследствие которой вычисленное этим методом значение рассеиваемой в разряде мощности оказывается тем более завышено, чем меньше частота следования токовых импульсов. Таким образом, методическая ошибка метода ВКХ некоторым образом компенсирует методическую ошибку при измерении протекающего через ДБР заряда.

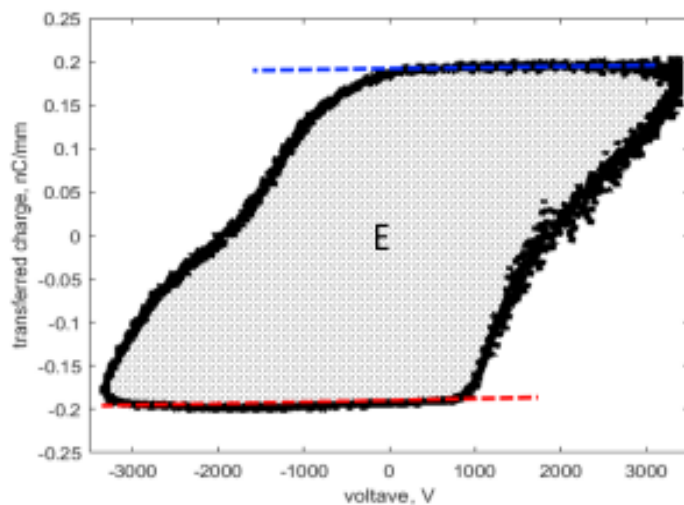


Рис. 2.8. Использование ВКХ для расчета рассеиваемой в разряде мощности

2.6. Измерение емкости электродной системы

Емкость электродной системы также является важной величиной, отражающей изменение как электрических характеристик разряда, так и геометрии электродов. В данной работе емкость оценивалась путем анализа вольт-кулонной характеристики ДБР. Такой метод расчета подробно описан в работах [159,167].

Холодная емкость ячейки может быть рассчитана как $C_{cold} = dQ/dU$ в той части ВКХ, когда разряд не горит. На этом участке ВКХ регистрируемый измерительной схемой заряд переносится через разрядную ячейку исключительно током смещения через емкость электродов. Так как в работе применялась процедура аналоговой компенсации этого заряда, в момент начала экспонирования электродов в разряде $dQ/dU = 0$ (см. рис 2.9, слева). Изменение площади перекрытия электродов в процессе работы разряда приводит к изменению dQ/dU на этом участке циклограммы (рис 2.9, справа).

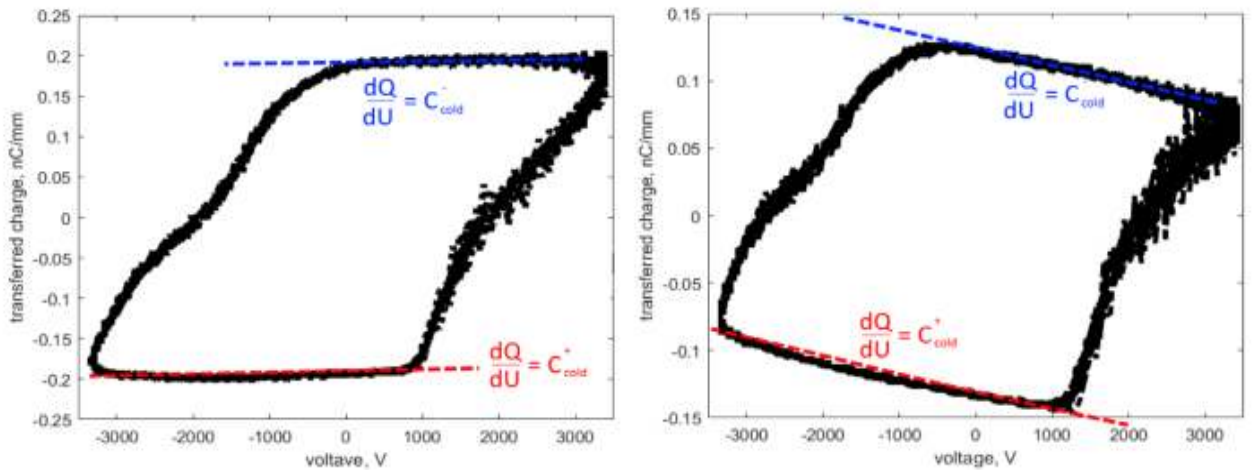


Рис. 2.9. Использование ВКХ для расчета холодной емкости электродных систем

Зажигание разряда происходит различным образом при отрицательной и положительной полярности открытого электрода. В связи с этим отдельно считались значения C_{cold}^+ и C_{cold}^- соответствующие различным «тихим» участкам ВКХ, C_{cold} -вычислялось как среднее этих 2 значений. Для расчета dQ/dU необходимые участки ВКХ вырезались и дифференцировались с учетом направления прохождения петли ВКХ.

Данный метод позволял отслеживать изменения емкости разрядной ячейки с точностью до 0.1 пФ.

Уменьшение холодной емкости электродной системы, очевидно, связано с уменьшением площади коронирующего электрода в результате воздействия плазмы пДБР. Зная изменение

емкости электродной системы и предполагая, что электродный материал удален с поверхности или заменен оксидным слоем, можно оценить ширину окисленной полосы.

2.7. Схема и методика измерения тока разряда

Измерения тока, протекающего через разрядную ячейку, являются наиболее информативным и общепринятым методом диагностики параметров микроразрядов. Измерение осциллограмм тока в барьерном разряде является принципиально простой задачей, решение которой, тем не менее, требует высокого уровня организации эксперимента. Стримерная частота в барьерном разряде при исследуемых параметрах достаточно высока, в связи с чем исследование импульсов тока в разряде требует секционирования одного из электродов и использования достаточно узких секций. Следует отметить, что секционирование подстилающего и коронирующего электродов приводит к разному пространственному разрешению системы. В случае, когда секционируется коронирующий электрод, покидающий его заряд связан непосредственно с током проводимости. В случае, когда секционируется подстилающий электрод, регистрируется ток смещения через диэлектрическую подложку. Этот ток обеспечивается переносом заряда на поверхность диэлектрика и в объем. Кроме того, за счет того, что измерение происходит на удалении от самого заряда, пространственное разрешение подстилающего секционированного электрода оказывается ограничено толщиной диэлектрика (в нашем случае 1 мм).

В связи с этим ток разряда измерялся на коронирующем (открытом) электроде. При этом напряжение подавалось на подстилающий (изолированный) электрод. Схематично электродная схема с измерительной частью представлена на рисунке на рисунке 2.9.

В различных экспериментах использовались 2 конфигурации – с широкой измерительной секцией 10x5 мм и узкой измерительной секцией 2x5 мм. Внешняя часть открытого электрода заземлялась широкой медной лентой. Измерения тока проводились с помощью токового шунта с номиналом сопротивления 50 Ом (4 параллельно включенных SMD-резистора номиналом 200 Ом), припаянных непосредственно между измерительным участком и заземленной частью электрода. Коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом подключался к измерительной секции, длина неэкранированной части кабеля составляла 3-5 мм. Для подавления отражения сигнала кабель был согласован с нагрузкой 50 Ом со стороны осциллографа.

Формирование каждого микроразряда в ДБР приводит к некоторому падению напряжения между электродами. Если микроразряд возникает за пределами измерительной секции, на осциллограмме тока будут наблюдаться импульсы противоположной полярности. Чтобы уменьшить их влияние на статистику импульсов, холодная емкость разрядной ячейки, которая

обычно составляла около 12 пФ, была искусственно увеличена путем подключения батареи SMD-конденсаторов С (см. рис. 2.10) с общей емкостью ~ 200 пФ. Использовались многослойные керамические высокочастотные конденсаторы НПО емкостью 22 пФ каждый. Характерная собственная резонансная частота для этих конденсаторов составляет более 1 ГГц [168]. И нагрузочные конденсаторы, и высоковольтный электрод были покрыты силиконовым компаундом.

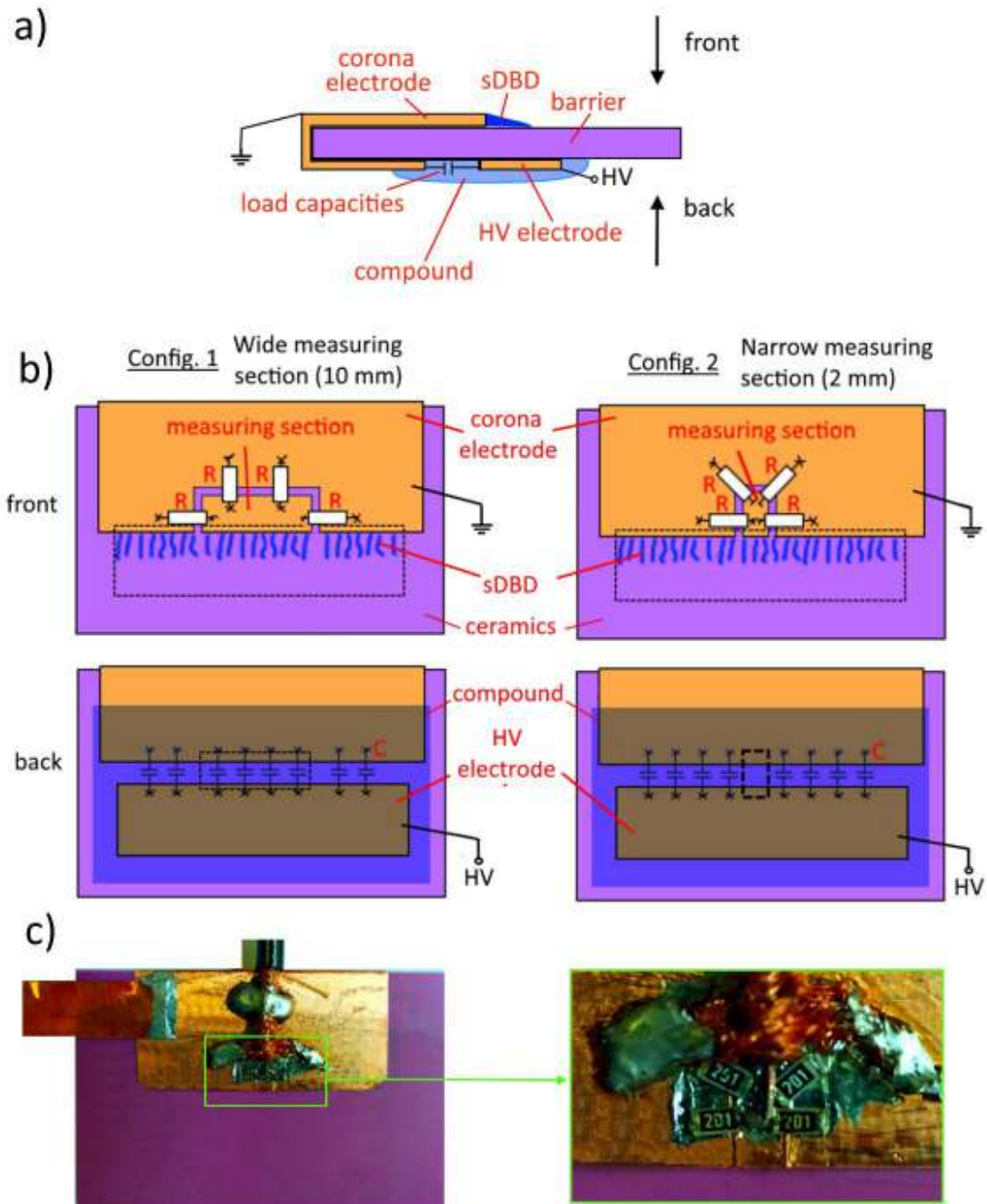


Рис. 2.10. Схема разрядной ячейки для измерения тока разряда: а) вид сбоку, б) вид спереди и сзади для 2-х типов измерительных секций, в) фотография коронирующего электрода (конфигурация 2) с токовым шунтом

Сигнал с токового шунта регистрировался с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix DPO7054C с характеристиками:

- Полоса пропускания 500 МГц
- Частота дискретизации до 20 ГГц
- Вертикальное разрешение 8 бит
- Длина записи 5 ГС
- Погрешность 2 %

Осциллограммы тока были получены как сигнал с токового шунта. Временное разрешение осциллограмм составляло 1 нс.

Для вычисления средних параметров и анализа параметрической статистики импульсов был создан обработчик осциллограмм в среде MATLAB. Действующий алгоритм обработки осциллограмм реализован следующим образом.

Первой операцией было применение фильтра верхних частот для вычитания низкочастотной компоненты тока, не имеющего отношения к току разряда и состоящего из переменного тока через холодную емкость электродов и возможного сдвига нулевого уровня сигнала. Частота среза была установлена равной базовой частоте питающего напряжения 10 кГц.

Обнаружение пиков было основано на поиске пиков в отфильтрованном сигнале. Порог обнаружения задавался на уровне удвоенной амплитуды шумовой компоненты, которая примерно соответствовала 2 битам (вдвое больше вертикального разрешения осциллографа δI), что соответствовало $2\delta I \approx 0,3$ мА. Исходя из этого, порог обнаружения импульсов был установлен на $th = 0,5$ мА для отрицательных импульсов и $th = 1$ мА для положительных.

Несколько параметров, использовавшихся при обработке сигнала, жестко задавались на основе базовых представлений о природе ДБР. Эти параметры использовались, чтобы отличить одиночный длинный импульс от ближайшей последовательности импульсов (трейнов) и паразитных импульсов в неактивной фазе разряда: максимальная длительность импульса тока $t_{max} = 70$ нс, минимальная задержка между двумя импульсами $t_{delay} = 60$ нс, начало активной фазы разряда в отрицательном и положительном полупериодах φ_0^+ и φ_0^- . Начальное напряжение зажигания разряда существенно зависит от материала коронирующего электрода и степени его окисления; поэтому начало активной фазы определялось отдельно для каждой серии экспериментов.

При реализации алгоритма, осциллограммы, включающие точки выше порога обнаружения $[I_k \dots I_{k+m}] > th$, отмечались как токовые события. В каждом участке, соответствующем токовому

событию, искался максимум, который в дальнейшем рассматривался как максимум импульса. Далее вырезались участки осциллограмм длиной ± 30 нс от максимума импульса. Эти участки были дополнительно проанализированы для получения формы и характеристик импульса тока.

Предполагается, что малая ширина измерительного участка предполагает наличие в его пределах одиночного микроразряда за достаточно короткий промежуток времени (одно поколение микроразрядов). Впрочем, вероятность синхронного старта стримеров из секции в положительном ПП все же есть. Чтобы проверить, справедливо ли предположение о «одиночном микроразряде» для участка шириной 2 мм, предварительно было исследованы форма тока и соответствующего этому моменту времени ICCD изображения для широкого (10 мм) участка для положительного ПП напряжения (рис. 2.11).

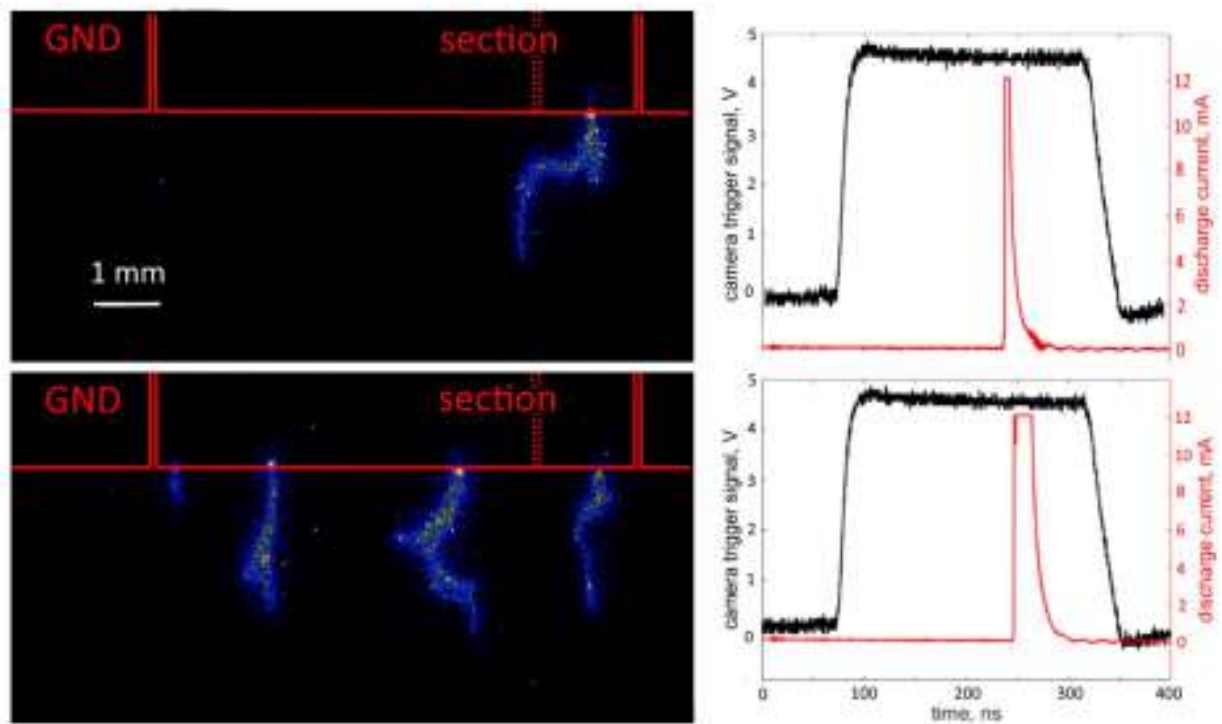


Рис. 2.11. ICCD-изображение разряда и форма сигнала тока, измеренного для участка электрода, наблюдаемого камерой (пик сигнала тока насыщен). Измерительная секция показана на фото красными линиями. Пунктирная красная линия показывает узкую измерительную секцию, используемую для изучения временной статистики МР.

Видно, что даже при синхронном запуске, когда импульсы тока не разрешаются, расстояние между микроразрядами порядка их длины, что для исследуемого режима работы составляет примерно 1.5 - 2 мм. Ситуация повторяется при любом мгновенном напряжении на электроде в активной фазе разряда. Таким образом, можно сказать, что участок шириной 2 мм достаточно узкий, чтобы говорить о невозможности одновременного существования двух и более микроразрядов в его окрестностях.

Основными результатами, получаемыми при реализации описанной методики, были:

- Величина заряда, переносимого в импульсе, и значение фазы напряжения коронирующего электрода относительно нижнего в момент возникновения микрозаряда. Перенесенный заряд в i -м импульсе рассчитывался как

$$q_i = \int_{t_i - t_{max}/2}^{t_i + t_{max}/2} I(t) dt , \quad (10)$$

где t_i - начало i -го импульса.

- Количество импульсов в положительном и отрицательном ПП N^\pm
- Полный заряд, переносимый импульсами в положительном и отрицательном полупериодах $Q^\pm = \sum_{N^\pm} q_i^\pm$

- Средний заряд, переносимый одиночным импульсом

$$\langle q \rangle^\pm = \frac{Q^\pm}{N^\pm} . \quad (11)$$

- Дисбаланс заряда для составляющей импульсного тока - $D = \frac{Q^+ + Q^-}{|Q^+| + |Q^-|}$
- Средняя форма импульсов.

Чтобы проверить корректность непосредственно измеренных данных, было выполнено прямое интегрирование осциллограмм тока. Величина дисбаланса всего переданного заряда оценивалась как

$$D_{int} = \frac{\int_0^{t_m} I(t) dt}{\int_0^{t_m} |I(t)| dt} . \quad (12)$$

где t_m - длина записи осциллограммы.

Полученное значение D_{int} оказалось с на уровне 1.5% для всех обрабатываемых осциллограмм, что свидетельствует об отсутствии нулевого смещения осциллографа, вклада шумовой составляющей постоянного тока.

В рамках каждой серии экспериментов было записано по 110 осциллограмм тока для исследования отрицательной и положительной полярности открытого электрода, каждая из которых содержала 20 периодов питающего напряжения. Таким образом, статистика накапливалась по 2200 периодам питающего напряжения.

2.8. Оптическая регистрация разряда

Регистрация испускаемого разрядом в видимом диапазоне свечения является наиболее простым в исполнении и информативным методом контроля режима горения разряда и его пространственной самоорганизации. Оптическая регистрация разряда проводилась с применением CCD и ICCD камер и оптического микроскопа МБС-10. Схема эксперимента с оптической регистрацией представлена на рисунке 2.12.

В работе использовались 2 камеры (не считая PIV камеры): для регистрации режима горения разряда и его динамики *in situ* использовалась цифровая 18 МП камера Canon EOS 650D, для регистрации отдельных микрозарядов использовалась ICCD камера Andor iStar DH720 с разрешением 1024*720 пикселей и минимальным временем экспозиции 2 нс.

Оптический длиннофокусный микроскоп использовался для увеличения пространственного разрешения получаемых изображений приблизительно до 10 мкм. В работе применялся МБС-10 с характеристиками:

- Рабочее расстояние не менее 190 мм
- Увеличение $4^x - 100^x$
- Линейное поле зрения 39 – 2.4 мм



Рис. 2.12. Схема эксперимента с оптической регистрацией разряда

Кроме оптического микроскопа, использовались объективы Nikon Micro Nikkor с фокусными расстояниями 50 и 105 мм и набором удлинительных колец. Во всех случаях, визуализация разряда проводилась в оптическом диапазоне с длиной волны более 380 нм.

2.9. Определения порогов зажигания и контракции разряда

Порог зажигания и контракции разряда является одной из ключевых характеристик, описывающих поведение разряда в заданных условиях и конкретной геометрической конфигурации электродов. Исследование контракции разряда представляет интерес для случая повышенных давлений, так как такие параметры наиболее близки к возможному практическому применению контрагированного разряда. В связи с этим в данной работе пороги филаментации также измерялись в широком диапазоне давлений.

Для варьирования давления был создан газовый стенд. Его схематичное изображение представлено на рисунке 2.13.

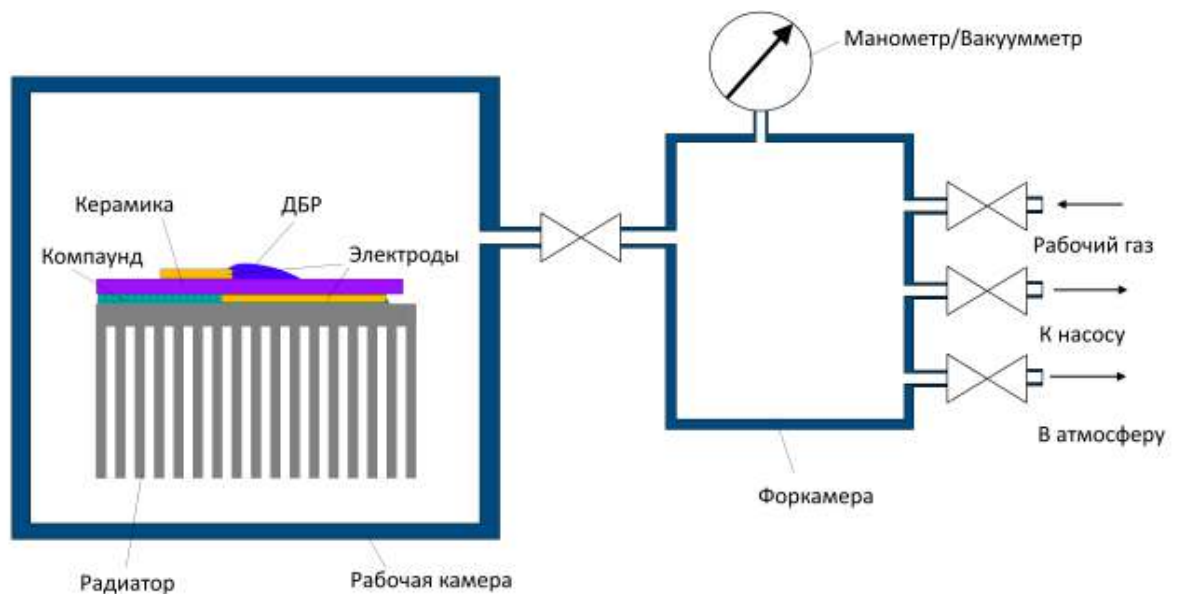


Рис. 2.13. Газовый стенд

Разрядная ячейка с радиатором помещалась в герметичную камеру. Рабочая камера была соединена с форкамерой, в которой осуществлялся контроль состава и давления газа. Данная система способна выдерживать давление рабочего газа в диапазоне 0.1-12 бар. Рабочая камера оснащена смотровыми окнами, позволяющими осуществлять оптическую регистрацию разряда, а также выводы для подключения диагностики, необходимой для контроля параметров разряда.

Наступление контракции происходит при больших значениях плотности рассеиваемой в разряде энергии. При этом происходит значительный нагрев газа в приэлектродной области и разрядной ячейки. Используемые ранее средства охлаждения разрядных ячеек в этом случае

оказываются недостаточно эффективными. В связи с этим питание разряда осуществлялось в режиме радиоимпульсов высокой скважности (см. рис. 2.14). Следует отметить, что такой режим питания ячейки отличается от используемого при исследовании процессов деградации, и непосредственно при проведении эксперимента процессы могут протекать несколько иначе.

Каждый следующий радиоимпульс имел несколько бóльшую амплитуду синусоидального напряжения (на 50-100 В). При каждом радиоимпульсе разряд регистрировался на CCD камеру.

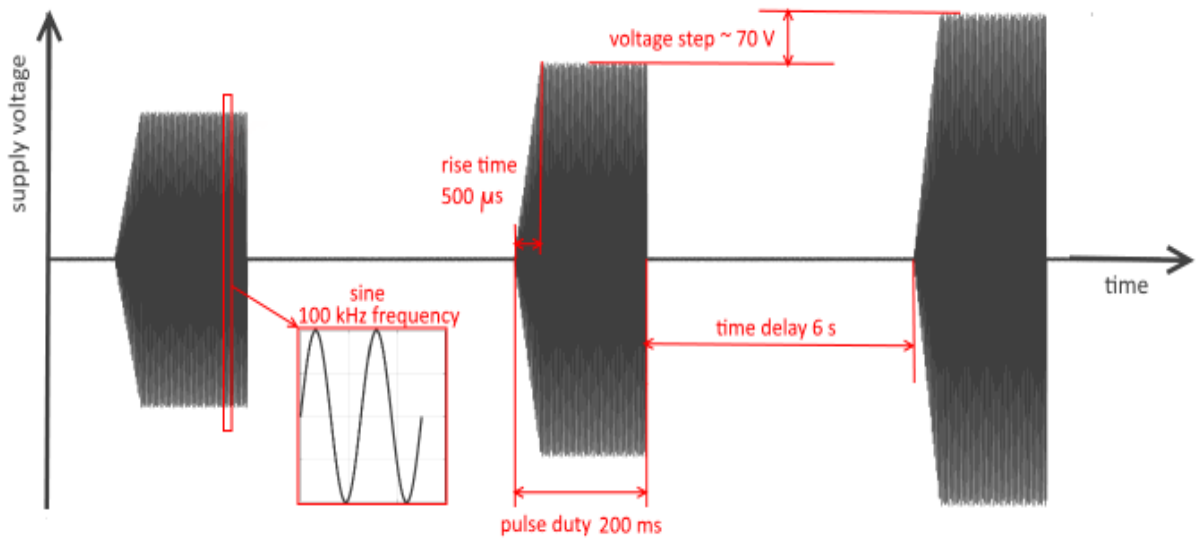


Рис. 2.14. Форма питающего напряжения при определении порогов зажигания и контракции

Определение порогов зажигания и контракции разряда проводилось как оптическими методами (появление ярких филаментов на CCD изображениях разряда), так и путем анализа электрических характеристик разряда.

Оптический метод является довольно простым и наглядным. Момент зажигания разряда определялся как возникновение светимости в видимом диапазоне излучения. Процесс детектирования момента наступления контракции является более комплексным. Так, в работе [169] момент наступления контракции синусоидального пДБР определялся с применением тепловизора высокого разрешения, критерием наличия филаментов являлось наличие неоднородностей температуры вдоль кромки коронирующего электрода, ассоциированных с разрядными филаментами.

В настоящей работе наступлением контракции считался момент, когда на CCD изображениях разряда становились различимыми разрядные филаменты, более яркие по сравнению со стримерной частью разряда и имеющие бóльшую длину. Пример полученных снимков показан на рисунке 2.15.



Рис. 2.15. CCD – изображения ПДБР, полученные при различных амплитудах питающего напряжения и давлениях. Красными линиями обозначен момент наступления контракции

Как отмечалось в разделе 1.2, при наступлении контракции происходит скачкообразное изменение электрических характеристик разряда. Второй метод определения наступления контракции базируется на этом эффекте. Наступление контракции определялось по точке перегиба зависимости $P(U)$. Статистика измерений вблизи порога контракции приведена на рисунке 2.16. Полученные при реализации этого метода результаты обладают большим разбросом, в связи с чем данный метод использовался для контроля результатов, полученных при реализации оптического метода.

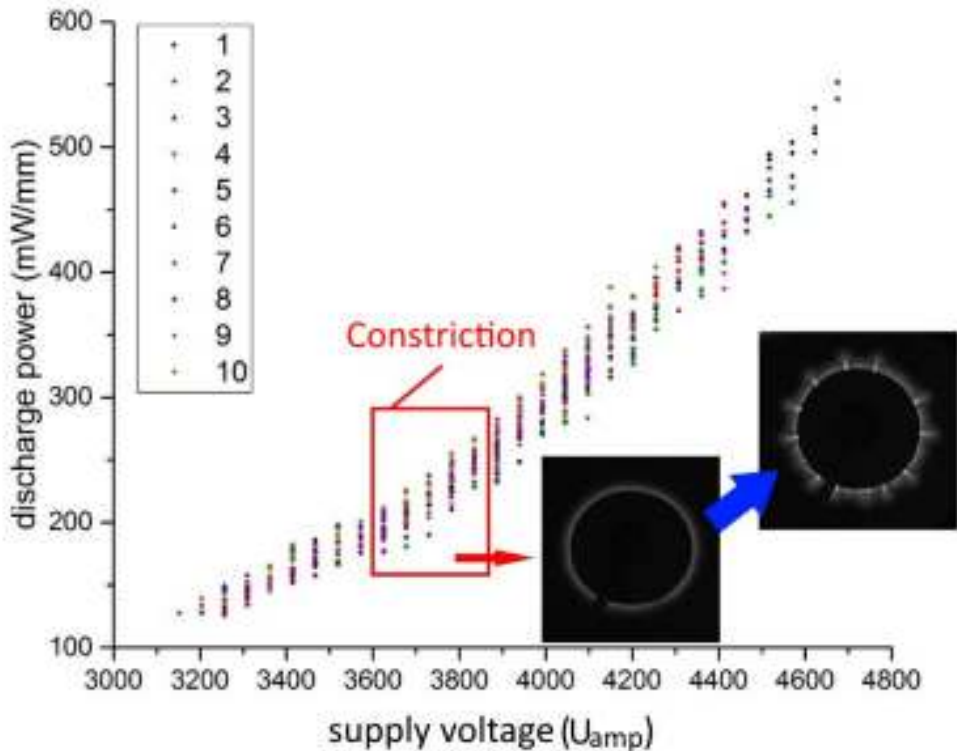


Рис. 2.16. Статистика измерений зависимости $P(U)$ для алюминиевого электрода при 1 бар. Номерами показаны результаты повторяющихся при неизменных параметрах экспериментов.

Сравнения проводились для новых (ранее не подвергавшимся воздействию разряда) и деградировавшим в результате действия разряда электродов (экспозиция в разряде до прекращения дрейфа рассеиваемой в разряде мощности).

2.10. Микроскопия и элементный анализ электродов

В паузы между экспонированиями производились исследования рельефа кромки. Для этих целей использовался лазерный конфокальный микроскоп Olympus Lext OLS 4000 с пространственным разрешением в плоскости 0.5×0.5 мкм и 1 мкм по вертикали.

Для получения микроизображений кромок использовался сканирующий электронный микроскоп JEOL7500 с пространственным разрешением до 1.5 нм.

Элементный анализ поверхности коронирующих кромок и продуктов эрозии выполнялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) с пространственным разрешением 1.5 мкм^3 .

2.11. Получение поля течения, генерируемого актуаторами

Детальное исследование структуры поля скорости течения, индуцированного ДБР в окрестности электрода, проводилось с помощью системы LaVision Flow Master PIV.

Particle Image Velocimetry (PIV) - это оптический трассерный метод визуализации скорости потока. Он используется для получения поля мгновенной скорости потока газа. Поток засеивается частицами-трассерами, которые, с некоторыми оговорками, следуют динамике потока. Газ с трассерами освещается в исследуемой плоскости с помощью лазерного ножа. Делаются последовательные снимки этой плоскости, и по смещению трассеров происходит восстановление поля скорости потока в подсвеченной плоскости.

На рисунке 2.17 представлена схема эксперимента с реализацией PIV-метода.

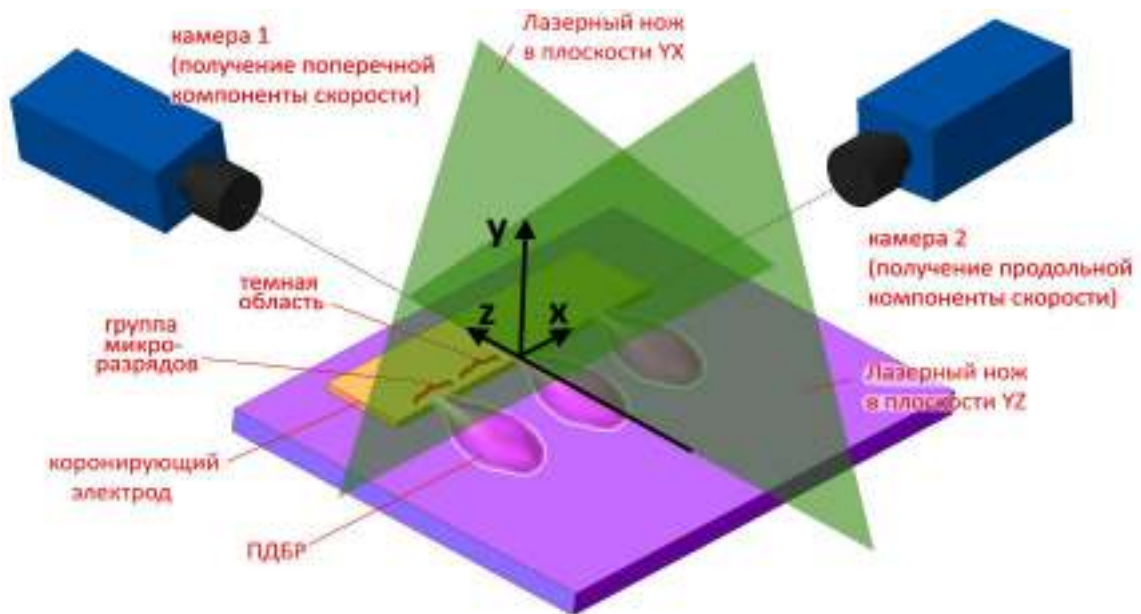


Рис. 2.17. Схема эксперимента с реализацией метода PIV

Измерение скорости производилось в плоскости лазерного ножа толщиной около 0.5 мм. CCD камера имела разрешение 2048 x 2048 пикселей. Пространственное разрешение получаемых векторных полей составляло порядка 0.1 мм. Засев потока производился мелкодисперсным масляным туманом с размером капель порядка 2 мкм. Измерения проводились с частотой 14 Гц. Количество измерений за один эксперимент определялось объемом памяти видеокамеры и составляло 70. После усреднения по 70 измерениям получалось среднее поле скоростей течения в плоскости лазерного ножа. В экспериментах осуществлялась визуализация как поперечной

компоненты генерируемого течения (сечение ux , камера 1 на рис. 2.17), так и продольной (сечение uz , камера 2).

Метод PIV является стандартным методом получения 2-х и 3-х мерных полей мгновенных скоростей потока газа или воды. Основой метода PIV является кросскорреляционный анализ изображения, позволяющий вычислить смещения частиц за время между 2 последовательными кадрами, полученными с фиксированной задержкой. На рисунке 2.18 представлен стандартный алгоритм реализации метода PIV [170].

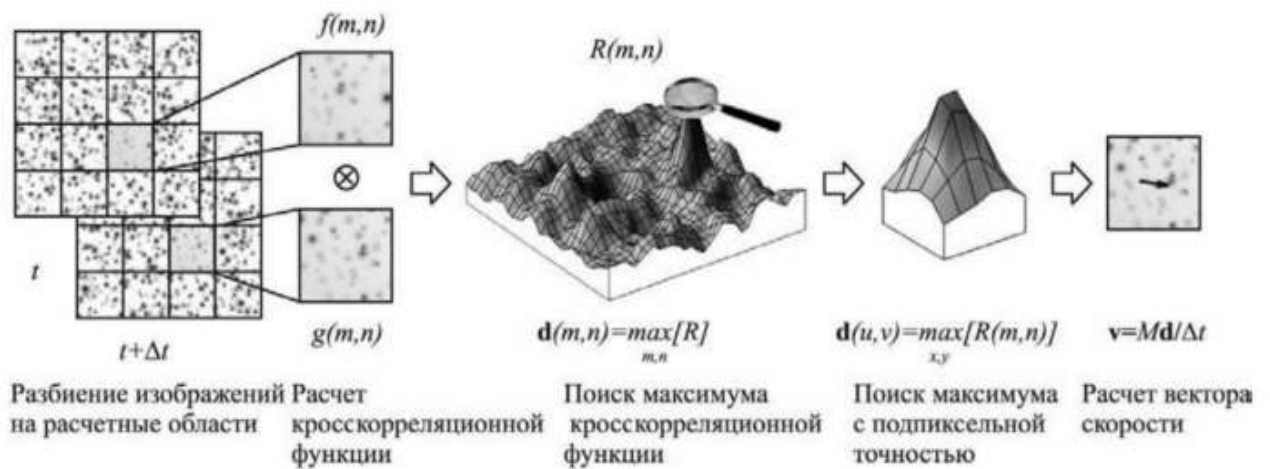


Рис. 2.18. Стандартный кросскорреляционный алгоритм вычисления вектора скорости по изображениям частиц в потоке

Алгоритм PIV реализуется следующим образом:

1) В результате эксперимента получают пары изображений исследуемой плоскости в потоке, подсвечиваемой лазерным ножом. Задержка между кадрами определяется предполагаемой максимальной скоростью потока: зачастую частицы обладают перпендикулярной исследуемому сечению компонентой скорости, и за время задержки между кадрами основная масса частиц не должна проходить расстояния, соизмеримые с толщиной лазерного ножа. В эксперименте были получены изображения с разрешением 2048×2048 , однако, анализировались лишь небольшие участки, соответствующие приэлектродной области, размерами 700×300 пикселей

2) Полученные изображения разбиваются на элементарные расчетные области равного размера. Размер расчетных областей определяется необходимым

пространственным разрешением и плотностью засева частицами. В рамках данной работы расчетный области составляли 16 x 16 пикселей

3) Производится расчет кросскорреляционной функции. При цифровой обработке изображения представляются в виде двумерных массивов, и функция пространственной корреляции может быть записана как

$$R(m, n) = f \otimes g = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N f(i, j)g(i + m, j + n), \quad (13)$$

где f и g — интенсивности первого и второго кадров изображений, M и N – размеры расчетной области в пикселях

4) Выполняется поиск максимумов на корреляционной функции, вычисленной для каждой расчетной области

5) По определенному наиболее вероятному смещению частиц в каждой из расчетных областей вычисляются векторы скорости, соответствующие каждой расчетной области.

Основным критерием применимости метода трассерной визуализации является условие неподвижности частиц-трассеров относительно потока. Для применения этого критерия необходимо оценить время динамической релаксации частиц-трассеров в потоке.

Пусть размер капель масла составляет $r_t = 2$ мкм, плотность $\rho_t = 926$ кг/м³, а максимальная скорость потока, индуцированного ДБР, составляет $v_0 = 5$ м/с, а подвижность частиц в потоке определяет сила вязкостного трения Стокса F_s . Время динамической релаксации частиц может быть оценено как:

$$t_{relax} = \frac{v_0 m_t}{F_s} = \frac{v_0 \frac{4}{3} \pi r_t^3 \rho_t}{6 \pi \mu r_t \langle v \rangle} \approx \frac{r_t^2 \rho_t}{9 \mu}, \quad (14)$$

где μ – динамический коэффициент вязкости воздуха, $\langle v \rangle$ – средняя скорость частицы в системе координат, связанной с потоком, до ее остановки. Оценка по формуле (36) дает результат $t_{relax} = 22$ мкс, что существенно меньше задержки между кадрами при реализации PIV, которое составляло несколько мс. Стоит отметить, что такая оценка является оценкой «сверху», т.к. методическая ошибка измерения скорости может возникнуть лишь при наличии больших

градиентов скорости в исследуемом сечении либо в начальный момент времени при инициации потока.

Также при использовании этого метода для диагностики потока вблизи газового разряда возможна методическая ошибка, связанная с зарядкой трассеров вблизи разрядной области и их дрейф во внешнем электрическом поле. Оценим максимальную скорость такого дрейфа.

Зарядка частиц в электрическом поле происходит главным образом в потоке униполярных ионов. Ионный ток, достигающий частицы, может быть вычислен из соотношения [171]

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d(en)}{dt} = jA(n), \quad (15)$$

где j – плотность ионного тока в невозмущенном поле, $A(n)$ – сечение невозмущенного ионного потока. Величина $A(n)$ вычисляется из достигающего частицу ионного потока в случае нахождения на ней n ионов. Величина $A(n)$ вычисляется из соотношения

$$A(n) = \frac{\psi(n)}{E_0}, \quad (16)$$

где $\psi(n)$ – поток вектора напряженности, входящий в частицу, E_0 – напряженность электрического поля. Значение $\psi(n)$ может быть вычислено как

$$\psi(n) = \oint E dA, \quad (17)$$

где E – напряженность суммарного электрического поля, определяемого суперпозицией внешнего поля и создаваемого осевшими на частице зарядами

$$E = \xi E_0 \cos\theta - \frac{4ne}{d^2}. \quad (18)$$

где $\xi = 3\varepsilon/(2 + \varepsilon)$, ε – диэлектрическая проницаемость материала частицы, θ – угловая координата входа силовой линии в частицу (см рис. 2.19.)

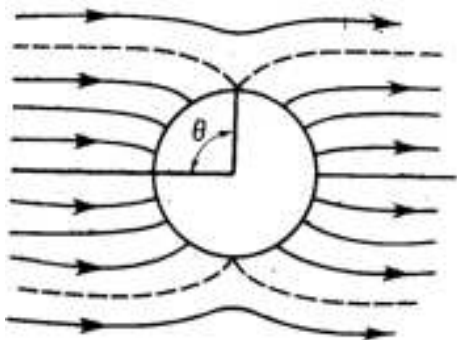


Рис. 2.19. Частица в электрическом поле.

Подставляя (18) в (17) и проинтегрировав, получаем итоговое выражение

$$\psi(n) = \xi \frac{\pi d^2}{4} E_0 \left(1 - \frac{4ne}{\xi E_0 d^2} \right). \quad (19)$$

При накоплении заряда на поверхности частицы внешнее электрическое поле в окрестности частицы искажается и снижается. При некотором значении заряда частицы $\psi(n)$ становится нулевым. Приравняв $\psi(n)$ к 0 получим выражение для максимально возможного накапливаемого частицей заряда, выраженное в количестве ионов с зарядом e :

$$n_{max} = \frac{\xi E_0 d^2}{4e}. \quad (20)$$

Как показывают оценки, накопление такого максимального заряда при концентрациях ионов, близких к характерным значениям в тлеющем разряде происходит за время порядка 0.5 с. Будем считать, что все частицы трассеры в потоке получили максимально возможный заряд. Принимая размер частиц равным 1 мкм, а напряженность электрического 10 кВ/см, получим оценку сверху $n_{max} \approx 300e$.

Уравнение движения частицы может быть записано как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_s, \quad (21)$$

где m – масса частицы, \vec{F}_e – сила, действующая на частицу со стороны электрического поля, \vec{F}_s – сила вязкостного сопротивления воздуха. Максимальная скорость частицы будет достигаться, когда ее движение станет стационарным, т.е. $\vec{F}_e = -\vec{F}_s$. Расписывая силы и выражая v , получим выражение максимальной скорости дрейфа частицы-трассера в поле:

$$v = \frac{n_{max} E_0}{3\pi\mu d}, \quad (22)$$

где μ – динамический коэффициент вязкости воздуха. Подставляя значения в формулу (36), получаем значение $v = 0.13$ м/с. Стоит отметить, что это значение является максимальным значением скорости при заданных параметрах, в действительности же скорость проскальзывания частиц оказываются меньше.

Глава 3. Исследование процессов деградации кромки коронирующего электрода

В третьей главе представлены результаты исследования деградации кромок коронирующих электродов. Приводятся результаты исследований морфологии разрядных кромок из алюминия, меди и платины. Демонстрируется, что различная динамика окисления алюминиевого и медного электродов приводит к разной морфологии электродной кромки.

Показано влияние изменения топологии кромок на различные характеристики поверхностного барьерного разряда: режим горения, вложенную в разряд мощность, емкость электродной системы, пороги зажигания и контракции.

3.1. Морфология электродных кромок и элементный анализ

Первым шагом к пониманию процессов деградации электродной кромки в пДБР является исследование изменений морфологии кромки и описание особенностей структуры оксидных образований, возникающих на электродной кромке.

Для того, чтобы провести такие исследования, разрядные ячейки запитывались напряжением с амплитудой 3.4 кВ и частотами 25 и 100 кГц в течение длительного времени. В качестве плазмообразующего газа использовался комнатный воздух. Ячейка помещалась на радиатор, ее нагрев в эксперименте не превышал 60°C. Озон из рабочей области удалялся с помощью вытяжки.

Экспонирование велось с паузами в 2-8 часов, в которые проводилось исследование рельефа кромки, ее микроскопия и компонентный анализ.

Алюминиевый электрод

При наблюдении электрода в отраженном свете видно, что в области локализации привязок микроразрядов наблюдается почернение края электрода. Ширина почерневшей полосы совпадает с областью локализации электродных пятен. Протяженность (по размаху электрода) черных областей со временем увеличивается. При времени экспозиции кромки в разряде 60 мин и более можно наблюдать, что области почернения распространяются по всей кромке электрода (рис. 3.1).

Вдоль удаленного от кромки края черной области наблюдается образование оксидной каймы с дендритоподобной структурой. Этот оксидный бортик состоит из микроскопических сферических частиц оксида алюминия с характерным размером порядка 1 мкм, и, по-видимому, является результатом переосаждения окисленных продуктов эрозии обратно на электрод.

Дендритоподобные структуры постоянно растут, и через ~ 40 ч их высота может достигать 200 мкм.

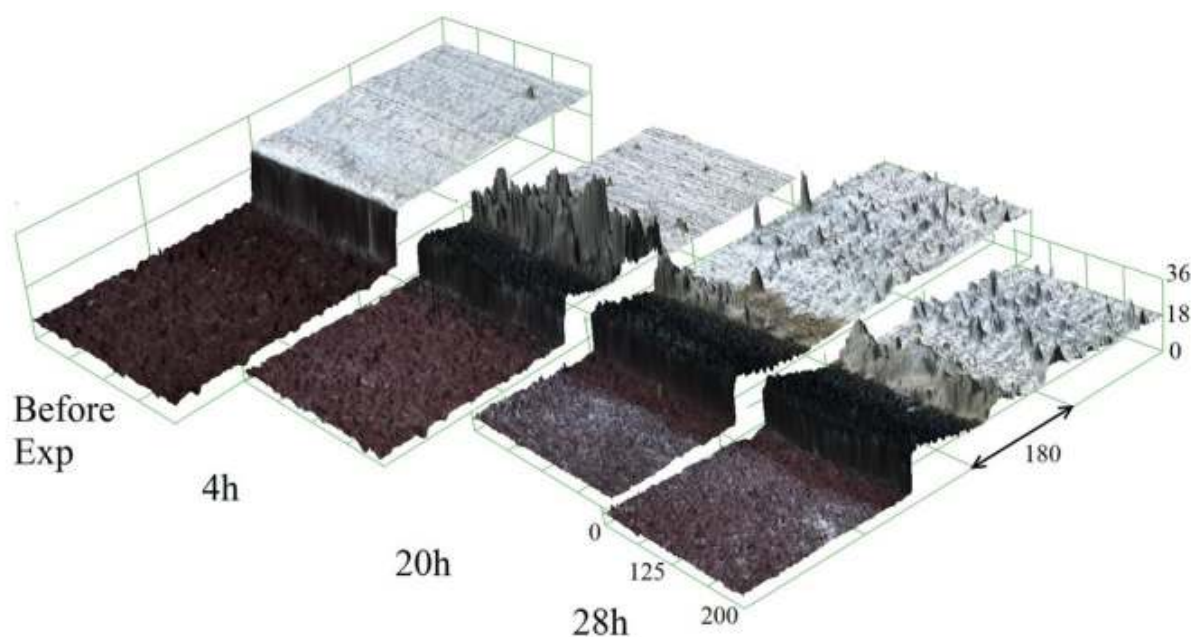


Рис. 3.1. Изображения кромки электрода из фольгового алюминия. Кромка обработана разрядом, питаемом напряжением с амплитудой 3.4 кВ и частотой 100 кГц.

Элементный анализ почерневших областей на краю электрода показывает (таблица 3.1), что изменение цвета соответствует образованию оксидного слоя с содержанием кислорода не менее 30% в слое толщиной порядка 1 мкм.

Исследования профиля электрода по высоте показывают, что оксидный слой образуется не на поверхности электрода. Вместо этого, происходит окисление приповерхностных слоев, которое с течением времени затрагивает все более и более глубокие участки материала электрода. На слое образовавшихся окислов можно видеть множество микрократеров с характерными размерами 100-400 нм (рис. 3.2).

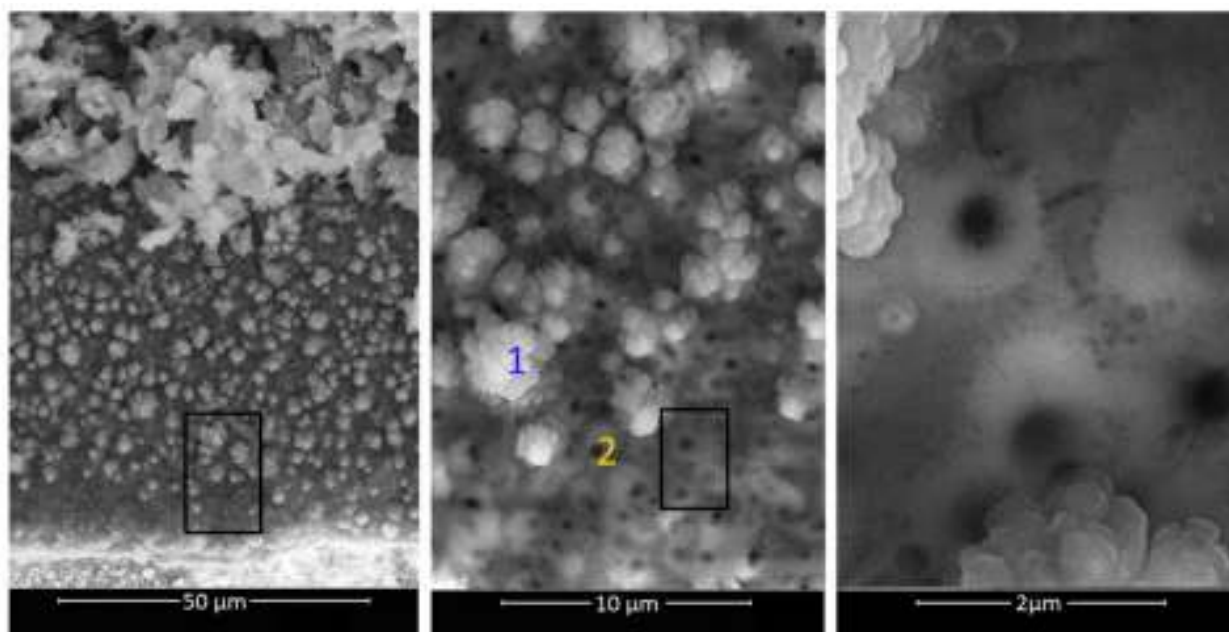


Рис. 3.2. SEM-изображения кромки электрода из фольгового алюминия. Обработана разрядом, питаемом напряжением с амплитудой 3.4 кВ и частотой 100 кГц в течение 8 часов.

# области	1	2
Al	41.2	56.2
O	55.6	43.08
Si	1	0.7
Fe	1	
S	1.35	

Таблица 3.1. Элементный анализ материала в различных областях кромки алюминиевого электрода. Значения указаны в % атомных долей

Медный электрод

Горение разряда на медном электроде сопровождается образованием большого количества оксида на электроде и диэлектрическом барьере, а также деградацией кромки электрода (рисунок 3.3). На кромке образуются кратеры размерами 100-200 мкм. Оксид осаждается преимущественно вокруг этих кратеров, образуя бортик на поверхности электрода высотой 1–10 мкм.

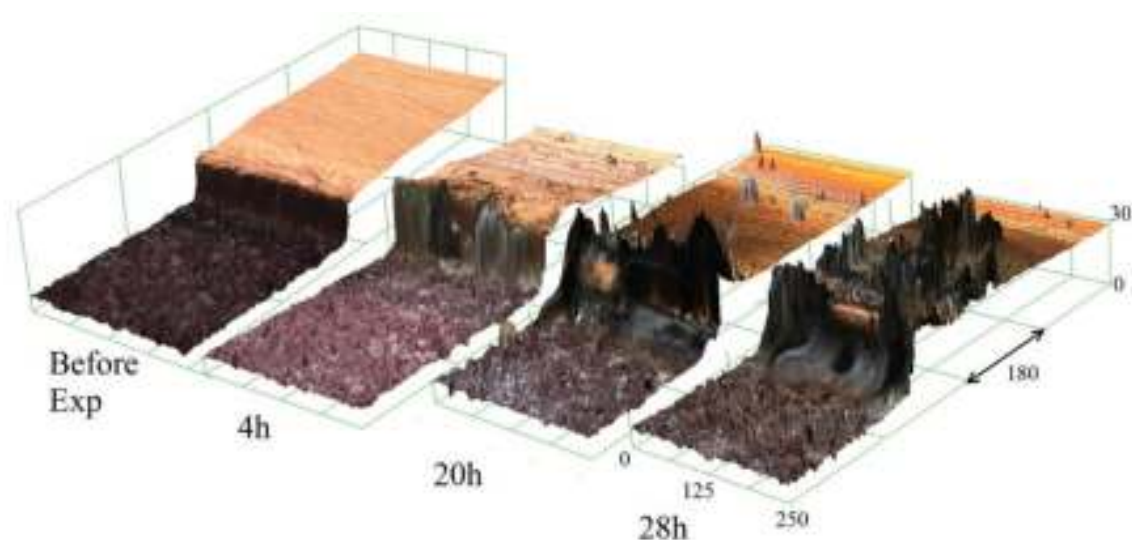


Рис. 3.3. Изображения кромки электрода из фольговой меди. Кромка обработана разрядом, питаемом напряжением с амплитудой 3.4 кВ и частотой 100 кГц.

Детальный анализ структуры этих образований показывает, что они состоят из отдельных дендритов, элементарными единицами которых являются чешуйки размером 100–400 нм и толщиной порядка десятков нм. Ближе к центру кратера наблюдается область пористого оксида с гладкой поверхностью, предположительно состоящая из расплавленного верхнего слоя дендритов. Непосредственно в центре кратеров наблюдается гладкая поверхность, сформированная практически не окисленным материалом электрода (рис. 3.4).

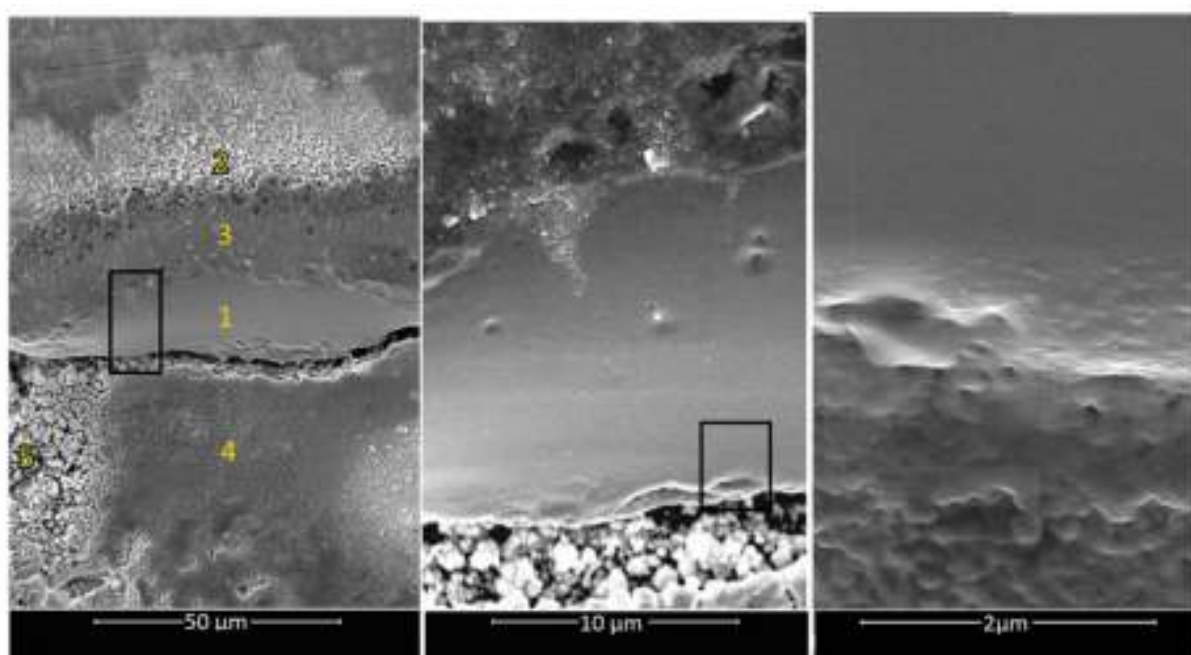


Рис. 3.4. SEM-изображения кромки электрода из фольговой меди. Кромка обработана разрядом, питаемом напряжением с амплитудой 3.4 кВ и частотой 100 кГц в течение 8 часов.

# области	1	2	3	4	5
Cu	89.24	50.2	55.6	54.8	35.09
O	7.55	49.8	44.4	44.7	48.6
Al	3.21			0.33	12.22
Si					3.02
Ca					1.03

Таблица 3.2. Элементный анализ материала в различных областях кромки медного электрода. Значения указаны в % атомных долей

При частоте питающего напряжения 25 кГц изменения характеризуются гораздо большим количеством осаждаемого на кромке оксида.

3.2. Эрозия диэлектрического барьера

Анализ поверхности диэлектрического барьера показывает, что в рассматриваемых условиях горение разряда не приводит к сколько-нибудь значительной потере толщины барьера. Тем не менее, в результате действия разряда происходит образование на поверхности барьера регулярной шероховатости, связанной с отложением продуктов эрозии. EDX-анализ состава наплавленного материала (таблица 3.2) показывает, что он состоит преимущественно из оксида материала электродов.

3.3. Режимы горения ДБР на электродах из различных материалов

Различная стойкость материалов электродов к окислению приводит к организации на них различных режимов горения разряда. В данном подразделе описываются наблюдаемые различия в режимах горения разряда и их динамика при деградации кромок. Чтобы получить эти результаты, была произведена съемка разряда непосредственно во время его горения. Для этого применялась описанная в разделе 2.8 схема оптической регистрации разряда.

Алюминиевый электрод

В случае алюминиевого электрода разряд после инициирования на новом электроде эволюционирует очень быстро. В момент включения наблюдается множество отдельных ярких каналов микроразрядов, не имеющих стационарных точек привязки. По истечению 1-2 минут отдельные каналы перестают наблюдаться при съемке с большой экспозицией. Разряд становится

интегрально однородным, при этом заметно множество точек привязки, быстро меняющих свое местоположение.

По истечению ~5 минут в области однородно светящегося разряда появляются более яркие области. В этих местах точки привязки располагаются уже не непосредственно на кромке электрода, а в некоторой примыкающей к кромке области. Наблюдение в отраженном свете показывает, что именно на этих участках кромки начинается образование описанной в предыдущем подразделе оксидной полосы (рис. 3.5).

С течением времени протяженность оксидной полосы вдоль кромки растет, а вместе с этим растут области локализации точек привязки МР. При длительности экспозиции, равной 60 минут, можно наблюдать, что область почернения распространяется на всю кромку. На интегральных фотографиях разряд очень однороден, одиночных микроарязрядов не видно, наблюдается лишь область диффузного свечения.

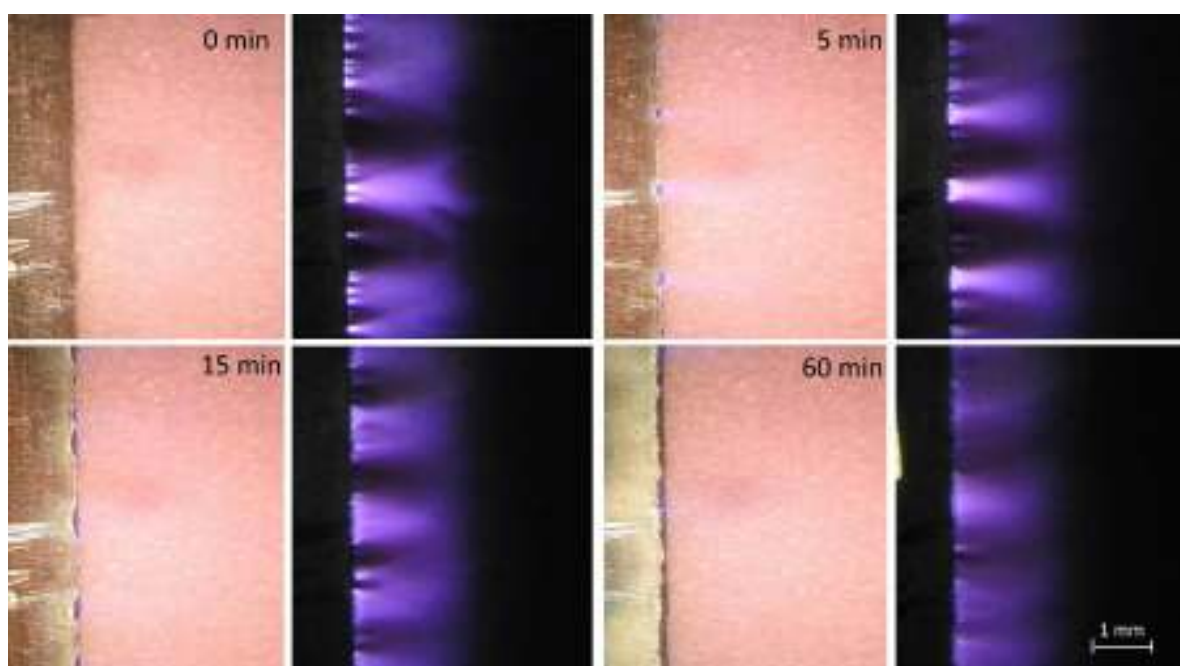


Рис. 3.5. Изображения кромки алюминиевого электрода и разряда в различные моменты разрядной экспозиции

Медный электрод

Разряд с момента включения горит в виде отдельных ярких факелов, расположенных на расстояниях порядка их длины (канал+диффузная часть). Точки привязки стационарны и практически не меняют своего расположения. Изменение режима горения разряда происходит за длительное время. В местах привязки ярких стационарных каналов образуются кратеры.

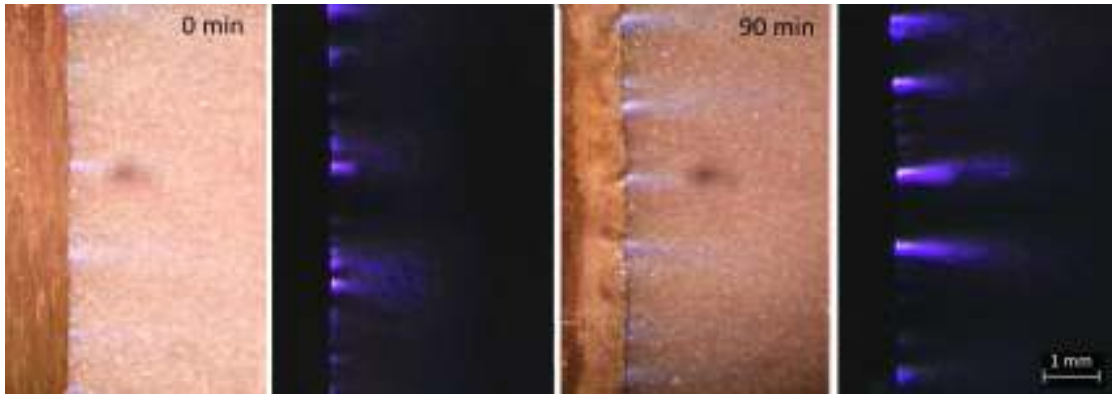


Рис. 3.6. Изображения кромки медного электрода и разряда в различные моменты разрядной экспозиции

3.4. Режимы горения ДБР в инертном газе

Известно, что на алюминиевом электроде в кислородосодержащей атмосфере существует тонкая пленка окисла. Это несколько снижает чистоту эксперимента, так как не позволяет сопоставить разряд на чистых металлических электродах. Такое сопоставление возможно в инертном газе. Для того, чтобы продемонстрировать влияние структуры кромки на горение разряда, был выполнен следующий эксперимент.

Коронирующий электрод был выполнен наполовину из медной, наполовину из алюминиевой фольги толщиной 20 мкм (см. рис. 3.7). Питание разряда осуществлялось при пониженной частоте и амплитуде питающего напряжения (20 кГц, 500-1300 В) при давлении 0.5 бар. При таких параметрах питающего напряжения в воздухе атмосферного давления доминирующим оказывается процесс окисления кромки.

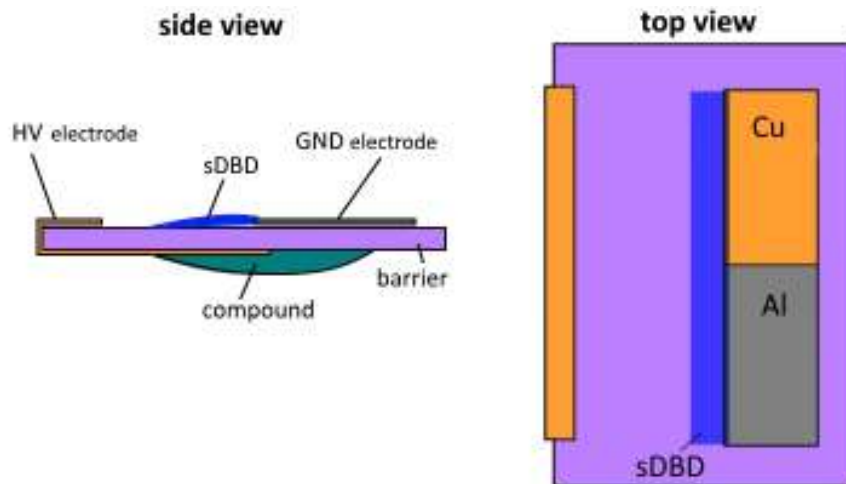


Рис. 3.7. Разрядная ячейка с электродом из алюминия и меди

На рисунке 3.8 показаны полученные с большой экспозицией (много больше периода питающего напряжения) изображения разряда.

Вначале были получены изображения разряда, развивающегося с только изготовленных электродов (рис. 3.8а). При первом зажигании разряда на электродах из меди и алюминия наблюдаются такие же качественные различия в режимах горения, как и в кислородосодержащей среде: на медной кромке происходит стабилизация разрядных привязок на временах больших периода питающего напряжения, на алюминиевой разряд выглядит как область диффузного свечения.

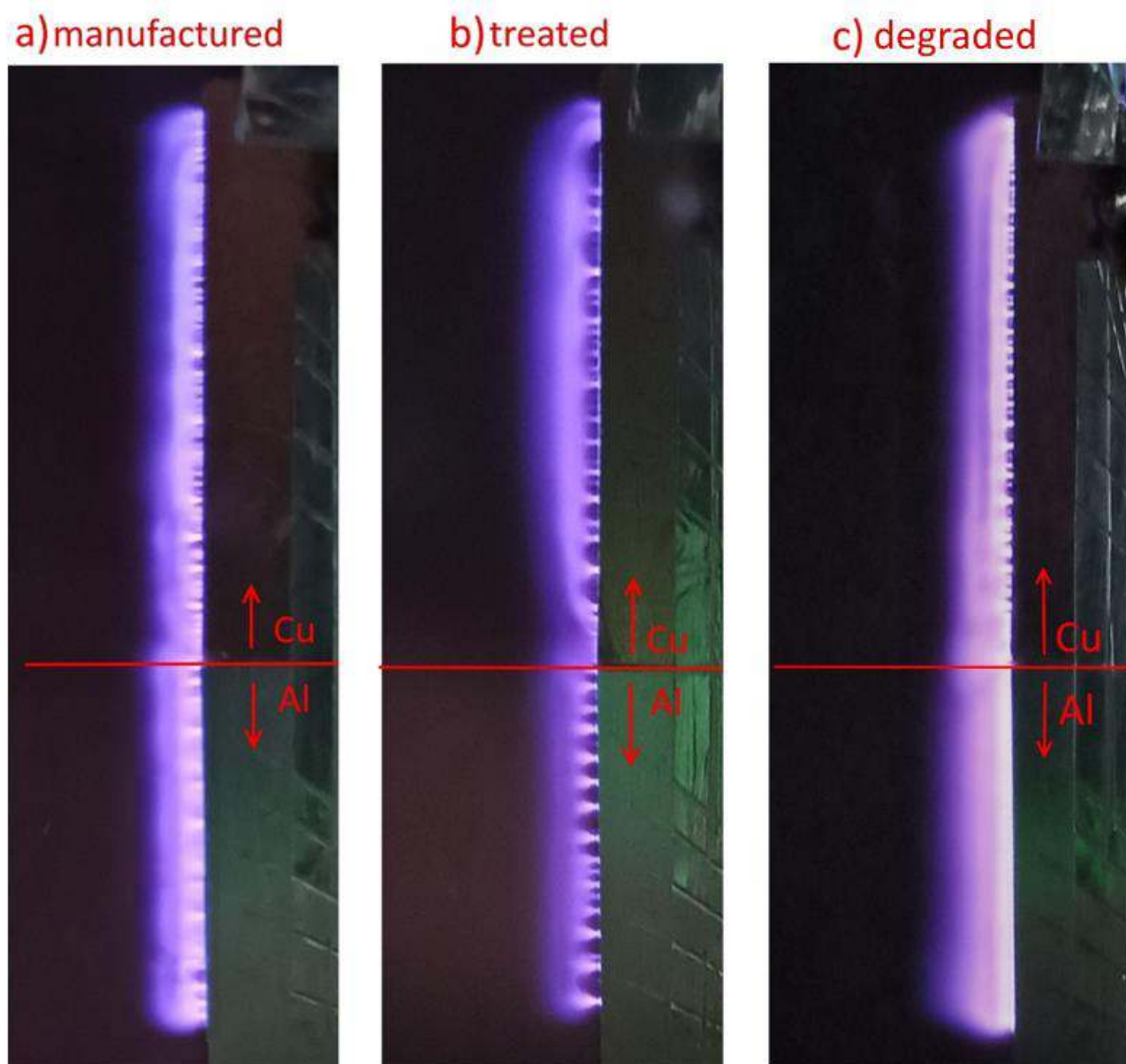


Рис. 3.8. Изображения разряда на медном и алюминиевом электродах: а) в момент первого зажигания на новых электродах; б) после интенсивной эрозионной очистки кромок в тлеющем разряде низкого давления в аргоне; в) после деградации кромок в кислородосодержащей атмосфере. Рабочий газ: аргон, 0.5 бар. Питающее напряжение: 1.3 кВ, 20 кГц.

После этого кромка была подвергнута эрозионной очистке. Для этого рабочий объем откачивался до давления 0.1 бар, а на электроды подавалось напряжение 500 В. При этом на электродах загорался тлеющий разряд переменного тока с четко различимым катодным слоем. Такой режим выдерживался до формирования однородного по свечению катодного слоя вдоль всей кромки (см. рис. 3.9). При понижении давления и росте энергий ионов, бомбардирующих катод, происходила эрозионная очистка коронирующей кромки до состояния чистого металла. После очистки повторялась оптическая регистрация разряда при тех же условиях, что и при регистрации разряда на новых электродах. Можно видеть, что после эрозионной очистки кромок режим горения разряда для меди и алюминия не различается (см. рис. 3.8b).



Рис. 3.9. Обработка кромки тлеющим разрядом. Аргон, 0.1 бар. Питающее напряжение: 500 В, 20 кГц.

Наконец, кромка электрода была экспонирована в барьерном разряде в кислородосодержащей атмосфере, чтобы добиться описанной выше деградации. Для этого камера заполнялась воздухом, и на электроды подавалось напряжение амплитудой 3.4 кВ с частотой 100 кГц. Такой режим выдерживался в течение 2 часов, по истечению которых на алюминиевом электроде устанавливался стохастический режим движения микрократных привязок. После этого камера вновь заполнялась аргоном, и повторялась оптическая регистрация разряда при тех же условиях (0.5 бар, 1300 вольт). Можно видеть, что после формирования стационарного оксидного слоя в кислородосодержащей атмосфере разряд на алюминиевом электроде выглядит как область диффузного свечения (см. рис. 3.8с), а разряд на медном имеет множество отдельных стационарных привязок.

Таким образом, показано, что различия в режиме горения барьерного разряда на медном и алюминиевом электродах сходным образом проявляются в различных газах и обусловлены различной структурой оксидного слоя на коронирующей кромке.

3.5. Динамика мощности разряда при различных материалах коронирующего электрода

Изменения в режиме горения разряда при деградации электродов приводят к различной динамике рассеиваемой в разряде мощности. Такие исследования проводились непосредственно по время экспозиции электродных кромок, морфология которых была описана в предыдущем разделе. Для измерения рассеиваемой в разряде мощности применялись методы, описанные в разделах 2.3-2.5.

3.5.1. Динамика мощности при длительной работе пДБР

Алюминиевый электрод

Образование оксидного слоя на алюминиевом электроде сопровождается заметным падением средней мощности разряда. Из рисунка 3.10 видно, что на частоте 100 кГц в течение первого часа мощность падает до уровня 70% от начального значения. На частоте 25 кГц наблюдаемые изменения происходят гораздо медленнее, но качественно эффект уменьшения мощности со временем сохраняется (рис. 3.10с-d).

Эти изменения сопровождаются искажением формы ВКХ. В начальный момент времени (рис. 3.10а – черная кривая) наблюдается перегиб ВКХ на участке, соответствующем стримерному разряду, что свидетельствует о некоторой синхронизации старта первых микроударов. Однако, в дальнейшем участок становится гладким, что косвенно свидетельствует о стохатизации микроударов.

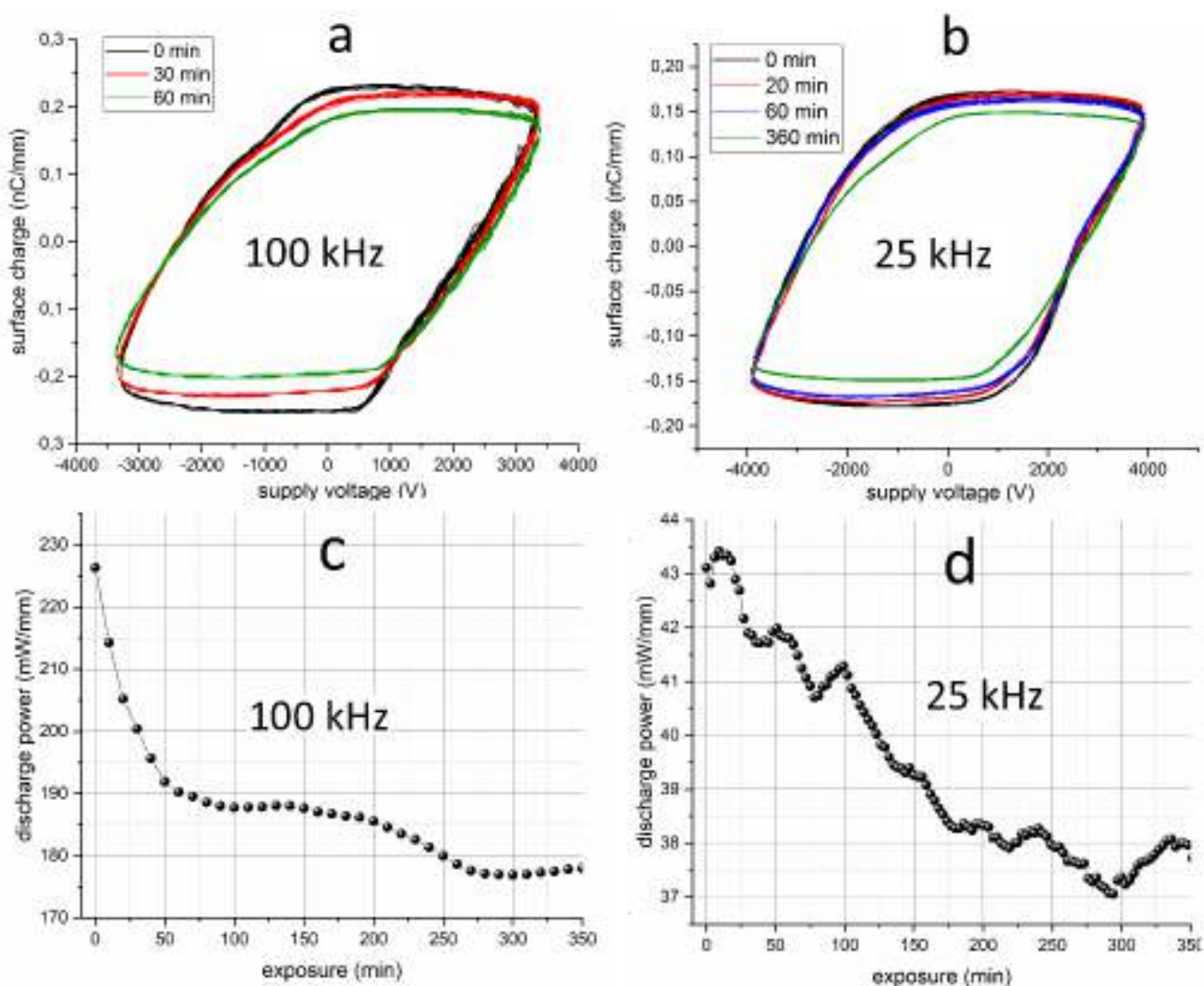


Рис. 3.10. (а), (б) ВКХ разряда в разные моменты времени для частот питающего напряжения 100 кГц и 25 кГц, соответственно. (с), (д) – Эволюция разрядной мощности для 100 кГц и 25 кГц. Электрод изготовлен из алюминиевой фольги.

Медный электрод

Изменение формы ВКХ во время горения разряда показано на рисунке 3.11 (а). Видно, что изменение структуры разряда сопровождается увеличением амплитуды заряда, переносимого на поверхность, а также изменением площади и формы ВКХ. В части кривой, соответствующей стримерному разряду, на циклограмме формируется серия ступеней, каждая последующая становится все более пологой. Принимая во внимание усреднение циклограммы по 128 измерениям, эти ступени указывают на синхронизацию первого пробоя в положительном полупериоде по всей длине электрода и по различным циклам напряжения. В случае низкой частоты питания наблюдаются аналогичные изменения (рисунок 3.11 (б)), но их скорость ниже: на частоте 25 кГц даже при несколько большей амплитуде напряжения деформация ВКХ наблюдается только через 6 ч. режима непрерывного разряда, в то время как на частоте 100 кГц эффект заметен уже спустя 30 минут. Увеличение площади ВКХ соответствует увеличению

рассеиваемой в разряде мощности (рисунок 3.11 (с)). Увеличение рассеиваемой в ДБР мощности при амплитуде питающего напряжения 3.4 кВ может достигать 25%. При частоте питающего напряжения 25 кГц изменения не столь значительные, но тенденция к повышению мощности сохраняется.

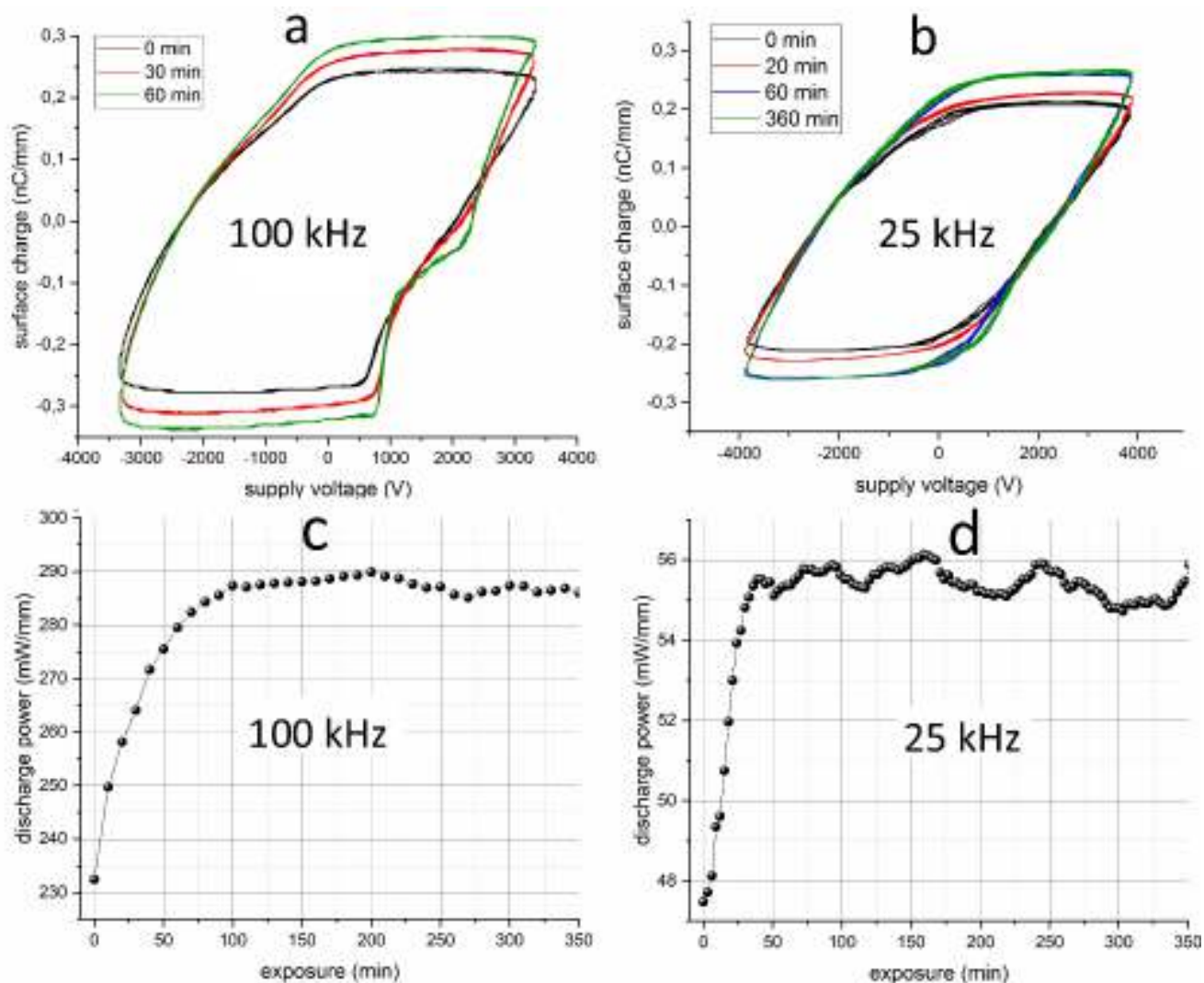


Рис. 3.11. (а), (б) ВКХ разряда в разные моменты времени для частот питающего напряжения 100 кГц и 25 кГц, соответственно. (с), (d) – Эволюция разрядной мощности для 100 кГц и 25 кГц. Электрод изготовлен из медной фольги.

3.5.2. Динамика мощности разряда после пауз в работе

Использованные в работе методы анализа структуры электрода предполагали паузы в обработке электрода разрядом длительностью от нескольких минут до двух суток, в течение которых электроды находились в комнатном воздухе. Важно отметить, что после паузы значение мощности разряда на медном электроде восстанавливается не сразу. На рисунке 3.12

представлена динамика мощности на медном и алюминиевом электродах после паузы в работе разряда длительностью 0.1–30 мин.

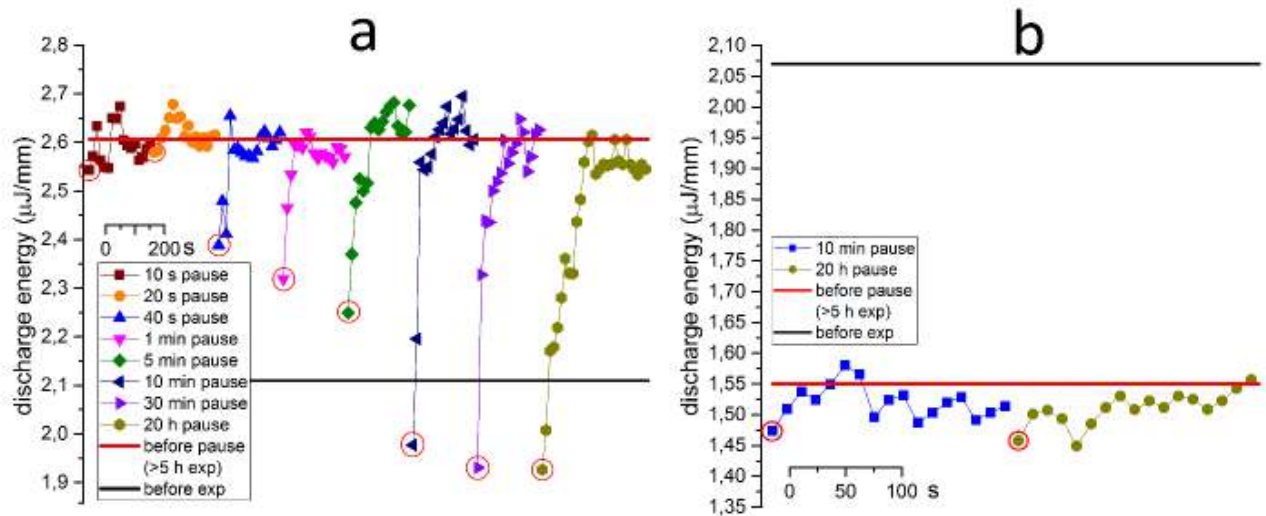


Рис. 3.12. Динамика энерговклада в разряд за период питающего напряжения (средней мощности) после паузы в работе разряда для медного (а) и алюминиевого (б) электродов. Красными кружками отмечены моменты зажигания разряда после паузы. Красная линия обозначает энергию разряда до паузы, черная линия - начальная энергия разряда (до деградации кромок)

Видно, что установление мощности разряда на медном электроде происходит за время, сравнимое с начальным периодом стабилизации мощности. После паузы мощность разряда в общем случае отличается от наблюдаемой при стационарном горении. Обнаружено, что существенное снижение мощности наблюдается на медном электроде при отключении напряжения питания не менее чем на 30 с. Был проведен контрольный эксперимент, в котором электрод на время 10-минутной паузы помещался в атмосферу аргона. В этом случае падения мощности не наблюдалось, что указывает на окисление медного электрода на воздухе как на причину падения мощности после паузы в экспозиции электрода.

Что касается алюминиевого электрода, то даже многочасовая пауза не приводит к существенному изменению параметров разряда. По-видимому, это объясняется постоянным наличием оксидного слоя на поверхности электрода в процессе горения разряда.

3.5.3. Динамика мощности разряда при малой стримерной частоте

Следует отметить, что описанная динамика мощности возникает только при достаточно большой амплитуде и высокой частоте питающего напряжения. При низких значениях напряжения на временах порядка нескольких часов изменения мощности не наблюдается на обоих типах электродов. Однако, при инициации разряда с малой стримерной частотой на

деградировавшей кромке динамики выхода на рабочую мощность не наблюдается. Графики изменения рассеиваемой в разряде мощности при питании разряда напряжением частотой 10 кГц и амплитудой 2.9 кВ при различных состояниях медной кромки представлены на рисунке 3.13.

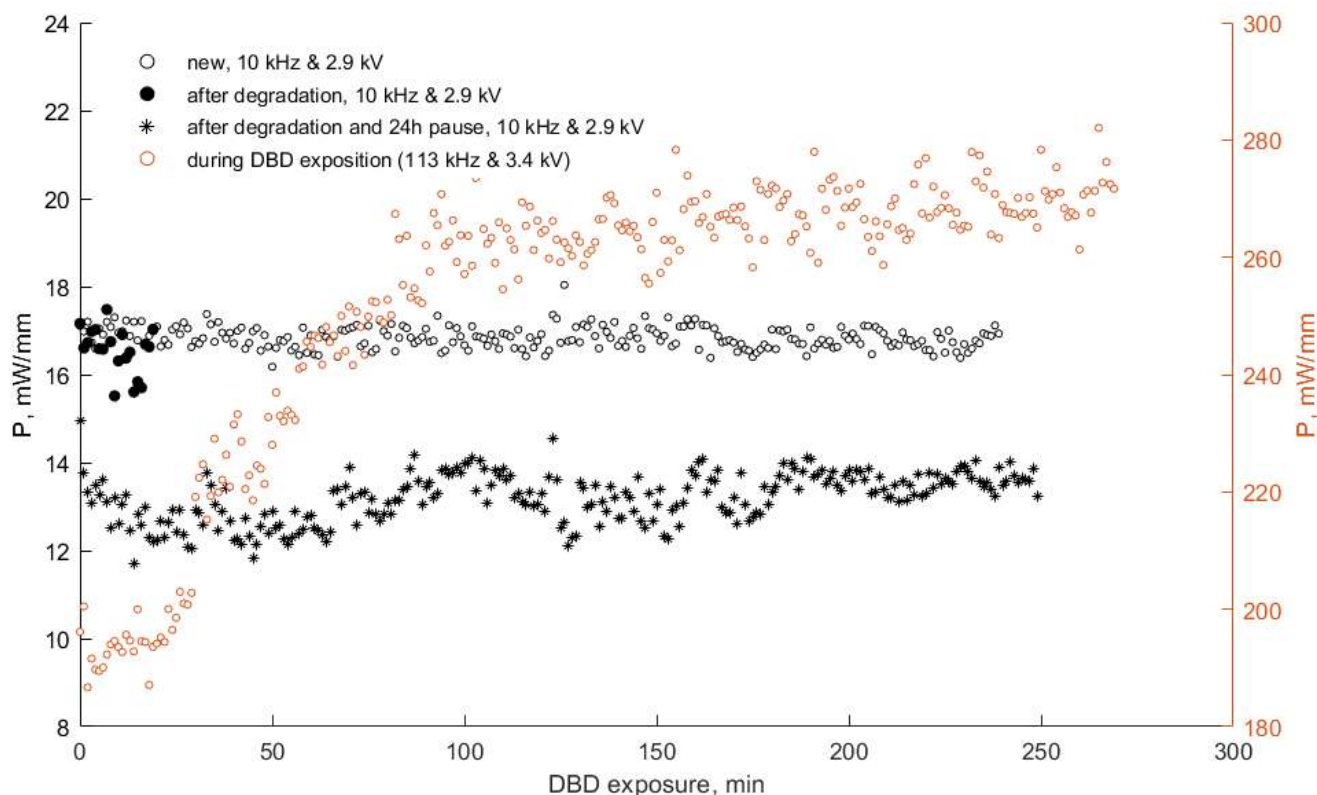


Рис. 3.13. Динамика мощности разряда при питающем напряжении с параметрами 10 кГц 2.9 кВ при различных состояниях медной кромки: (1) только изготовленная электродная система («новый» электрод), (2) сразу после деградации электрода при воздействии ДБР, питаемом напряжением 113 кГц 3.4 кВ, (3) после деградации кромки и нахождения кромки в комнатном воздухе в течение 20 часов. Кривая (4) демонстрирует изменения мощности разряда при деградации исследуемой кромки разрядом, питаемом напряжением 113 кГц 3.4 кВ.

Видно, что за первые 4 часа работы электродной кромки рассеиваемая в разряде мощность не меняется (график 1 на рисунке 3.13). Сразу после деградации кромки ДБР, питаемом напряжением 113 кГц 3.4 кВ (длительность паузы разрядной экспозиции не более 30 с) разрядная мощность остается практически на том же уровне (график 2 на рисунке 3.13). После выдержки в кромки в комнатном воздухе в течение 20 часов (что соответствует стабильному окисленному состоянию электрода, см. рис. 3.12) наблюдается снижение рассеиваемой в разряде мощности по сравнению с мощностью разряда на новом электроде, причем какой-либо ее динамики при воздействии разряда, питаемого напряжением 10 кГц и 2.9 кВ не наблюдается.

3.6. Деградация тонких электродов

Предположительно, толщина электродов может существенно влиять на стойкость электрода в барьерном разряде. Как было показано в предыдущем разделе, изменения топологии кромок происходит постепенно в течении длительного времени. Так как заметного изменения толщины электродов не наблюдается, можно сделать вывод, что их оксидирование происходит «вглубь». В этом случае, очевидно, при небольшой толщине электрода возможно его окисление на всю толщину с замещением металла оксидом. Чтобы наблюдать этот эффект, эксперимент был повторен для электродных систем с коронирующими электродами из напыленных слоев алюминия, меди и платины.

В случае алюминиевого электрода в процессе деградации кромки наблюдается образование и рост оксидированной полосы, как и в случае с фольговыми электродами. Однако, формирование оксидной полосы не завершается в течение первых 60 минут работы разряда. Ширина оксидированной полосы растет с течением времени (рис. 3.14). Предположительно, скорость ее роста зависит от толщины электрода. При горении разряда точки привязок микроразрядов сосредоточены вдоль оксидного бортика на краю оксидированной полосы, а не по всей ее ширине, что подтверждает предположение об оксидировании электрода на всю толщину. Таким образом, при длительной работе ячейки с напыленным алюминиевым электродом, площадь его будет уменьшаться, пока не исчезнет перекрытие с подстилающим электродом, что приведет к прекращению горения разряда.

Деградация напыленного медного электрода происходит схожим со случаем фольговых электродов образом. Оксид осаждается преимущественно вокруг катодного пятна неподвижного микроразряда, при этом на поверхности электрода образуются четко различимые кратеры. Характерные размеры таких структур составляют порядка 200 мкм. Высота оксидных отложений составляет несколько мкм. В целом, заметного выгорания кромки не происходит.

Неожиданным результатом является то, что платиновый электрод также в значительной мере деградирует. На нем происходят процессы, схожие с процессами на алюминиевом. Наблюдается формирование черной полосы вдоль всей коронирующей кромки с осаждением материала электрода вдоль ее дальнего края. Кроме того, наблюдается интенсивное осаждение платины на поверхность барьера.

При элементном анализе тонких электродов возникают некоторые сложности, связанные с тем, что глубина забора материала оказывается больше толщины электрода. При анализе платинового электрода на многих EDS-спектрах присутствует кислород. Однако, как правило, в этих случаях также присутствует и алюминий, причем атомное соотношение Al и O позволяют сделать вывод, что эти элементы присутствуют лишь в составе керамического барьера Al_2O_3 .

Таким образом, заметного окисления платины при воздействии разряда не происходит, и деградация происходит лишь в результате эрозии и переосаждения эрозионного материала электрода.

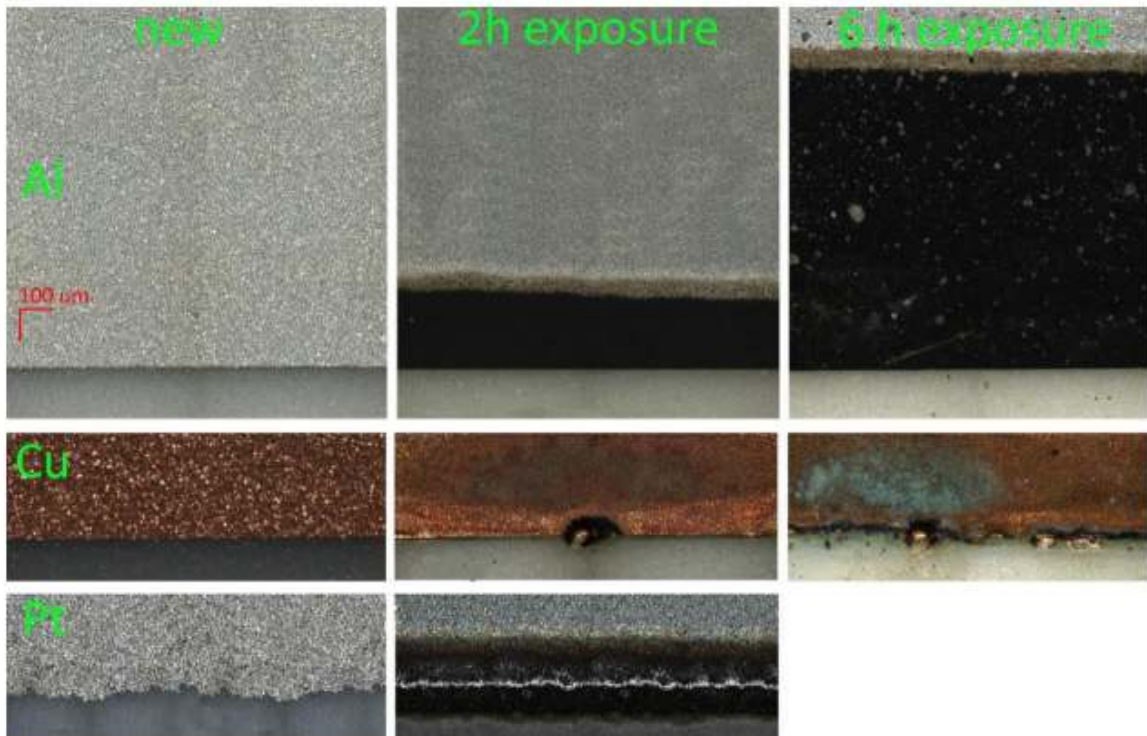


Рис. 3.14. Изображения кромок напыленных электродов

Динамика разрядной мощности на таких электродах оказывается схожей с динамикой на фольговых электродах (рис. 3.15)

В случае **медного** электрода наблюдается заметное увеличение разрядной мощности. По истечении 2 часов работы разряда этот рост может достигать до 40% от начального значения. В случае **алюминиевого** электрода напротив, наблюдается падение разрядной мощности до 60% от начального значения.

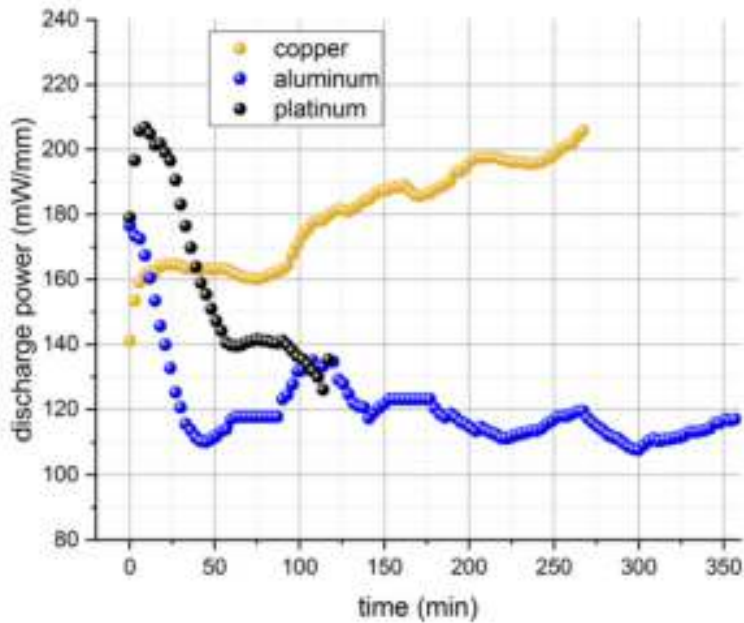


Рис. 3.15. Динамика мощности на напыленных электродах

Окисление электрода происходит на всю толщину должно сопровождается уменьшением перекрытия электродов, а значит, снижением емкости электродной системы. Для вычисления значений емкости электродной системы с помощью ВКХ применялся метод, описанный в разделе 2.6.

На рисунке 3.16 представлена динамика снижения емкости разрядных ячеек с напыленными электродами в процессе горения разряда.

Наиболее подверженным этому эффекту оказывается алюминиевый электрод. Снижение холодной емкости электродов достигает 0.013 пФ / мм через 2 часа работы ячейки, тогда как начальная емкость электродной системы составляет 0.5 пФ / мм длины электрода. В случае использования платинового электрода наблюдаются аналогичные тенденции, хотя и менее выраженные – около 0.013 пФ / мм за 2 часа работы ячейки.

Неожиданным результатом является практически полное отсутствие выгорания медной кромки, предположенное ранее при анализе изображений рельефа напыленных кромок. Изменения емкости наблюдается для медного электрода не наблюдается.

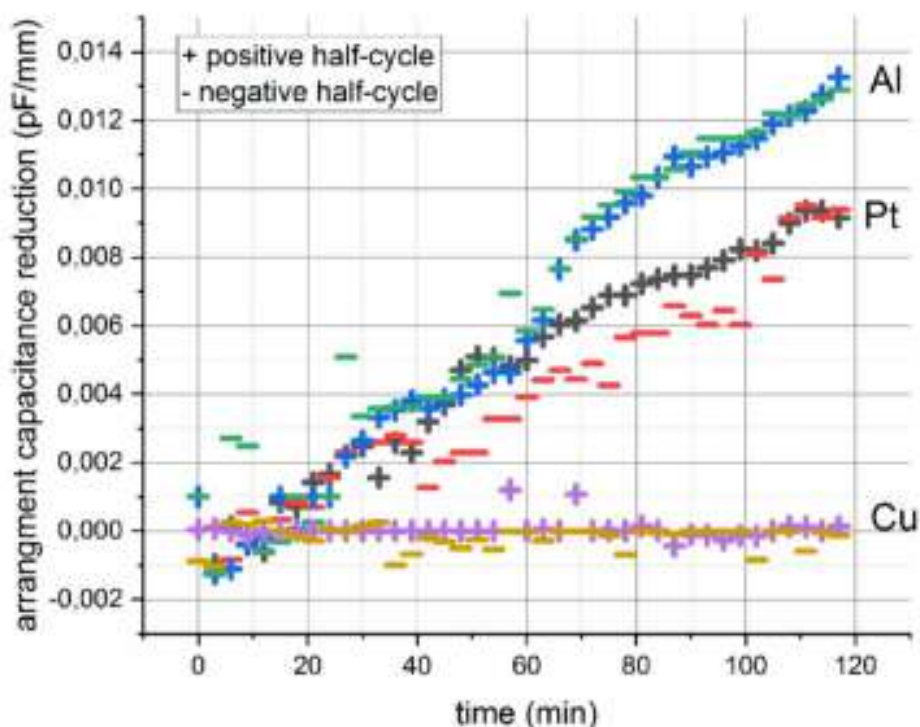


Рис. 3.16. Снижение емкости электродных систем, посчитанное в «темных» фазах питающего напряжения

3.7. Пороги зажигания и контракции

Пороговые значения напряжения зажигания определяются конфигурацией локального электрического поля у электродной кромки, которая может изменяться при изменении ее формы при деградации. На наступление контракции может оказывать существенное влияние режим горения стримерного разряда, который также изменяется при длительной работе электрода. Для изучения возможных эффектов использовался стенд, описанный в разделе 2.9, а обработка полученных результатов проводилась с использованием приведенных в том же разделе методов.

Зависимости порогов напряжения зажигания и контракции разряда для всех электродов приведены на рисунке 3.17.

Пороги зажигания разряда на алюминии и меди примерно совпадают во всем диапазоне исследуемых давлений. Для деградировавших электродов пороги оказываются выше приблизительно на 200-400 В.

Наступление контракции происходит различным образом при малых и больших давлениях. При избыточных давлениях при некоторых пороговых значениях напряжения наблюдается возникновение гораздо более ярких по сравнению со стримерным ДБР каналов, длина которых в несколько раз превышает длину стримерного разряда. При низких давлениях длина каналов

практически не превышает длину разряда на других участках электрода, а их проявление происходит постепенно. Это справедливо для всех типов электродов.

На алюминиевом деградировавшем электроде контракция наступает при несколько бóльших напряжениях. Порог сдвигается вверх на 5-7 %, то есть при давлении 10 бар эффект становится довольно значимым (сдвиг на 300-350 В)

С определением момента контракции при использовании медного коронирующего электрода возникают сложности. На обоих медных электродах разряд начиная с момента зажигания горит неоднородно вдоль кромки. Наблюдается множество отдельных стационарных каналов. При достижении порога контракции некоторые каналы становятся заметно ярче и увеличивают длину. Это увеличение происходит постепенно. Можно говорить о том, что переход происходит в некотором диапазоне амплитудных значений питающего напряжения (от 100 до 500 вольт). В среднем же можно говорить о схожем со случаем алюминиевого электрода эффекте сдвига порогов вверх при деградации кромки.

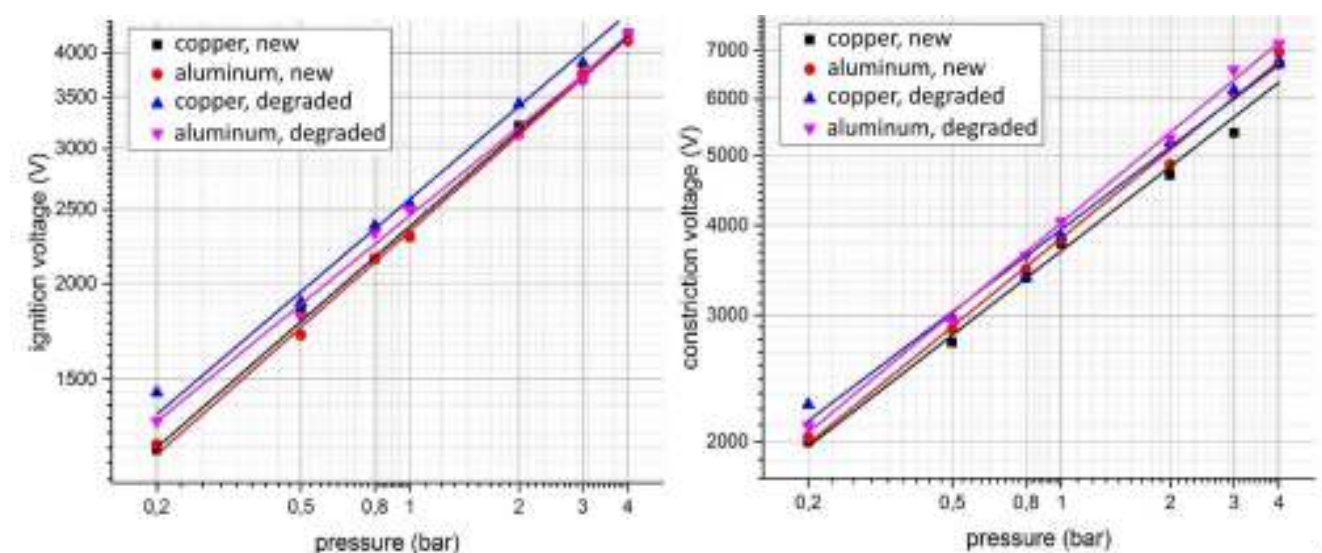


Рис. 3.17. Зависимости порогов зажигания (слева) и контракции (справа) от давления для различных типов коронирующих электродов.

3.8. Обсуждение результатов главы 3

3.8.1. Деградация электрода

Электроды из фольг

В первые часы работы разряда наблюдается интенсивное осаждение оксида вблизи привязок микроразрядов, как на электроде, так и на поверхности диэлектрического барьера, а

также эрозия материала электрода. Предположительно, изменение электрических характеристик разряда в первую очередь связано с окислением и изменением характеристик коронирующей кромки электрода. Накопление оксида происходит под влиянием, по меньшей мере, двух процессов: осаждения паров электродного материала или золя оксида, первично эродированного с поверхности, и окисления самой поверхности металла. Очевидно, что первый процесс ответственен за формирование различных сложных структур с высокой пористостью вблизи электродного пятна. Рост вторичных структур на электроде происходит вне области локализации пятна привязки МР. На **меди** это соответствует образованию структур вокруг кратеров, соответствующих долгоживущим привязкам МР; на **алюминии** – разрастанию оксидного бортика вдоль черной полосы, на площади которой располагаются привязки МР. Можно предположить, что осаждение оксида на поверхности происходит на протяжении всего процесса горения разряда. Более того, результаты, представленные на рисунке 3.12, подразумевают, что окисление поверхности электрода в окружающем воздухе также оказывает значительное влияние на мощность разряда. Можно предположить, что оксид удаляется с поверхности в основном в полупериоде отрицательного напряжения, когда на электроде формируются катодные пятна.

Связь между образованием катодного пятна и очисткой **медного** электрода косвенно следует из сравнения изображений разряда и модифицированного им (деградировавшего) электрода, а также из оценки нормальной плотности тока в отдельном МР. Размер катодного пятна МР на **медном** электроде составляет примерно 50×10 мкм. Такая оценка может быть получена из результатов съемки отдельных микроразрядных каналов на ССД камеру (см. рисунок 3.18).

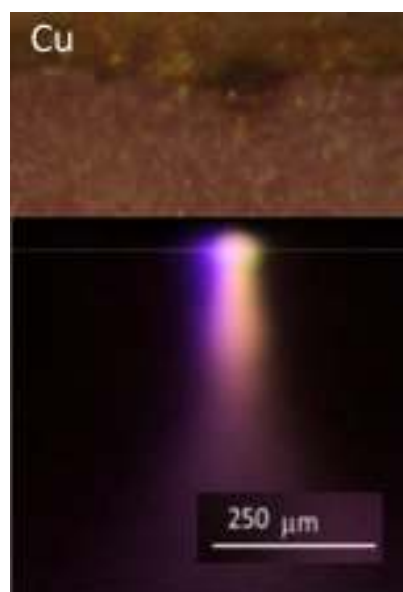


Рис. 3.18. Изображение медной кромки и микроразрядного канала, полученные с экспозициями, существенно превышающими период питающего напряжения

Эта область соответствует размеру свободной от оксида области на дне кратеров, формирующихся на электроде при горении разряда (рисунок 3.4, область 1). Предполагая, что эта площадь равна площади катодного пятна отрицательного МР, можно оценить плотность тока

j на катоде. Если принять среднюю амплитуду импульса тока равной 1 мА, то $j = 2 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$. Это значение можно сравнить с оценкой нормальной плотности тока для атмосферных условий [46], которая дает $j_{\text{est}} = 1.4 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$, что хорошо соответствует значению, полученному в эксперименте. Принимая во внимание точность оценки, можно предположить, что удаление оксидов происходит в области катодного пятна во время существования микроразряда.

EDS-анализ состава поверхности в этой области (таблица 3.2) показывает содержание небольшого количества кислорода (не более 8%), а остаточную шероховатость рельефа поверхности менее 100 нм. Предположительно, небольшое содержание кислорода обусловлено наличием тонкой оксидной пленки, образовавшейся под действием кислорода атмосферного воздуха в период времени между прекращением действия разряда и проведением элементного анализа. Содержание кислорода в оксиде меди (II) составляет 50% атомных долей, а глубина проникновения электронов при энергодисперсионном анализе составляет около 1 мкм. С учетом этих данных можно оценить толщину слоя оксида. Она составляет около 160 нм.

В случае **алюминиевого** электрода оксидная пленка также формируется непосредственно на электроде в области привязок микроразрядов. Оксидный слой имеет значительную толщину порядка 1 мкм; исследования профиля электрода по высоте показывают, что оксидный слой не образуется на поверхности электрода, а проникает в материал электрода. По-видимому, окисление металла связано с образованием перфорации диаметром 200–400 нм, видимых на SEM-изображениях. Можно предположить, что образование этих кратеров связано с пробоем оксидного слоя на поверхности алюминия. Аналогичная перфорированная оксидная пленка ранее наблюдалась на алюминиевых электродах в коронном разряде [143].

Анализ свойств алюминия и меди, а также их оксидов, показал, что главным принципиальным различием, ответственным за различное поведение электродов при воздействии на них разряда, является стойкость оксидов меди и алюминия к распылению.

Это утверждение следует из оценки энергии связи CuO , Cu_2O и Al_2O_3 .

Образование оксидов может происходить в реакциях:



Остальные реакции требуют либо высоких температур ($> 600^\circ \text{C}$), либо достаточной концентрации прочих соединений (N_2O , NO). Предположительно, условий для их протекания не создается.

Возможность распыления оксида при ионной бомбардировке определяется энергией связи атомов материала с кристаллической решеткой. Для веществ в основном состоянии энергия связи может быть оценена как

$$\varepsilon(\text{CuO}) = \Delta_f H^0(\text{Cu}) + \frac{1}{2} \Delta_f H^0(\text{O}_2) - (-\Delta_f H^0(\text{CuO})), \quad (26)$$

$$\varepsilon(\text{Cu}_2\text{O}) = 2\Delta_f H^0(\text{Cu}) + \frac{1}{2} \Delta_f H^0(\text{O}_2) - (-\Delta_f H^0(\text{Cu}_2\text{O})), \quad (27)$$

$$\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3) = 2\Delta_f H^0(\text{Al}) + \frac{3}{2} \Delta_f H^0(\text{O}_2) - (-\Delta_f H^0(\text{Al}_2\text{O}_3)), \quad (28)$$

Где $\Delta_f H^0(\text{XX})$ – тепловой эффект образования соединения XX, для простых соединений $\Delta_f H^0(\text{XX})$ принимают равным 0, $\Delta_f H^0(\text{CuO}) = 162$ кДж/моль, $\Delta_f H^0(\text{Cu}_2\text{O}) = 173.2$ кДж/моль, $\Delta_f H^0(\text{Al}_2\text{O}_3) = 1675$ кДж/моль. Подставляя все данные и представляя их в эВ на молекулу, получаем:

$$\varepsilon(\text{CuO}) = 1.67 \text{ эВ/молекула},$$

$$\varepsilon(\text{Cu}_2\text{O}) = 1.79 \text{ эВ/молекула},$$

$$\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3) = 17.31 \text{ эВ/молекула}.$$

Полученные значения энергии необходимо затратить на разрыв всех межатомных связей в молекулах (полной диссоциации). Очевидно, что при катодном распылении молекулы не распадаются полностью, а происходит вырывание из образовавшихся оксидов одиночных атомов. Тем не менее, такая оценка позволяет сделать вывод, что интенсивность распыления алюминиевых и медных оксидов также существенно различается.

Напыленные электроды

Изменения морфологии напыленных кромок происходили несколько иным образом. В связи с тем, что алюминиевый электрод окисляется на всю глубину, области привязок микроразрядов постоянно смещаются от кромки электрода, вследствие чего рециклинг продуктов эрозии не является стационарным процессом, и образования структур в виде

оксидного бортика не происходит. Видимых различий деградировавшей медной фольговой и напыленной кромки не наблюдается.

Необходимо особо упомянуть про эффект уменьшения емкости электродных систем. Так как уменьшение C_0 электродной системы связано с уменьшением площади коронирующего электрода, зная изменение емкости электродной системы и предполагая, что электродный материал удален с поверхности или заменен оксидным слоем, можно оценить ширину окисленной полосы. Такая оценка возможна с применением формулы емкости плоскопараллельного конденсатора:

$$s = \frac{Cd}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (29)$$

где C – уменьшение емкости электродной конфигурации, ε – диэлектрическая проницаемость, d – толщина керамики, s – ширина окисленной полосы. Результат этой оценки показан на рисунке 3.18. Согласно этой оценке, ширина оксидной полосы увеличивается равномерно с течением времени экспозиции кромок.

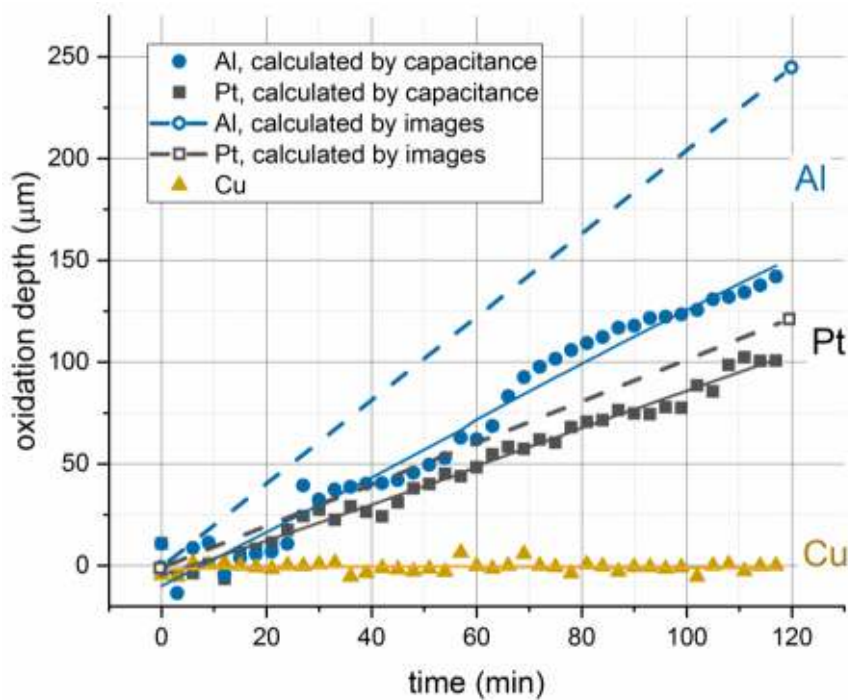


Рис. 3.18. Динамика ширины оксидной полосы.

В случае использования алюминиевого электрода наблюдается деградация кромки на расстояниях до 140 мкм за 2 часа работы ячейки. Эта величина несколько не совпадает с данными, полученными при анализе снимков электродной кромки в отраженном свете. Согласно

снимкам при 2-часовой экспозиции кромки в разряде ширина оксидированной полосы составляет около 250 мкм, что превышает оценку, полученную из соображений уменьшения емкости разрядной системы. Очевидно, на почерневшем участке электрод окисляется неравномерно; на некоторых участках окисление не происходит по всей толщине электрода, и под тонким слоем оксида находится проводящий металлический слой. Этот факт подтверждается и визуально - при длительной работе разряда точки прикрепления микрозарядов перемещаются от края электрода, однако они локализуются в дальней области оксидной полосы, а не точно на её границе. Вследствие этого, оценить скорость эрозии классическими методами, применяемыми для оценки скорости эрозии электродов в отрицательной короне, проблематично.

3.8.2. Влияние состояния кромки на структуру разряда и его электрические характеристики.

Образование оксидного слоя на кромке приводит к стохастизации микрозарядов на кромке. Этот эффект описан для отрицательной короны и связан с образованием заряда того же знака, что на электроде, на диэлектрической пленке. Эволюция разряда на **медном** и **алюминиевом** электродах объясняется следующим образом.

В **медном** электроде удаление оксида с края электрода происходит в катодном пятне МР (центры кратеров), тогда как оксиды осаждаются на всех остальных участках кромки. При достаточной частоте следования МР после стабилизации их положения электрод в этой области не успевает окислиться между двумя последовательными пробоями. Вблизи таких МР поверхность диэлектрика заряжается, блокируя развитие новых каналов от соседних участков электрода. В результате положение МР стабилизируется в определенной области кромки коронирующего электрода.

В случае **алюминия** скорость окисления электродного материала намного выше. Таким образом, в рассматриваемом диапазоне частот питающего напряжения оксидный слой всегда успевает сформироваться между двумя последовательными МР. Зарядка оксидного слоя в заданной точке предотвращает повторный пробой на том же участке кромки. В результате МР равномерно распределяются по кромке коронирующего электрода. На то, что образование оксида на электроде препятствует образованию новых МР, также указывает постепенное перемещение электродных пятен вглубь от края электрода. Таким образом, динамика МР в пДБР напрямую связана со стойкостью электродного материала к эрозионной очистке (распылению окислов материала электрода). Для материалов, окислы которого обладают высокой энергией связи, таких как **алюминий**, образование оксида доминирует над эрозионной очисткой, в результате чего происходит образование толстого оксидного слоя. Этот слой перезаряжается при старте МР, что

приводит к блокированию места для следующего МР. В случае использования материалов электрода, оксиды которого легко удаляются эрозионной очисткой, например, **меди**, может существовать положительная обратная связь: при старте микроразряда слой окисла металла удаляется, и микроразряд следующего поколения с наибольшей вероятностью будет стартовать с того же участка электрода, так как на нем не происходит экранирования внешнего электрического поля за счет зарядки образующегося оксидного слоя. Таким образом, очистка поверхности от оксида одним МР приводит к снижению начального напряжения, при котором стартует следующий МР, что в конечном итоге приводит к стабилизации положения канала. Уменьшение стримерной частоты в результате уменьшения амплитуды и частоты питающего напряжения приводит к увеличению времени, в котором происходит окисление электрода, вследствие чего этот механизм перестает работать. Влияние стойкости оксидов электродов к распылению в катодных пятнах отрицательных МР на динамику МР, полученное в настоящей работе, согласуется с более ранними наблюдениями. Например, в работе [156] было показано, что разряд выглядит более однородным на открытых вольфрамовых электродах, чем на медных. Хотя подробное исследование динамики МР не проводилось, похоже, что это различие также может быть связано с существенно большей энергией связи оксидов вольфрама : 7.11 эВ/молекула для WO_2 и 10.20 эВ/молекула для WO_3 , в то время как для меди эти значения составляют 1.67 эВ/молекула для CuO и 1.96 эВ/молекула для Cu_2O .

В случае нового алюминиевого электрода дестабилизация разрядных привязок обусловлена перезарядкой пассивационной пленки окисла, которая не распыляется в катодном пятне микроразряда в отрицательный полупериод питающего напряжения.

3.9. Выводы к главе 3

Окисление и эрозионная очистка коронирующего электрода оказывает значительное влияние на структуру и электрические характеристики поверхностного диэлектрического барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении. Изменение состояния кромки электрода приводит к изменению динамики МР, формы ВКХ и мощности, рассеиваемой в разряде, порогов зажигания и контракции.

Деградация кромки происходит в результате действия конкурирующих процессов осаждения оксида на кромке и ее эрозионной очисткой в катодных пятнах отрицательных микроразрядов. Доминирующая роль того или иного механизма определяется стойкостью оксидов материала электрода к катодному распылению и частотой следования микроразрядов, которая определяется скоростью изменения потенциала коронирующего электрода.

В результате удаления оксида с электрода в катодном слое микроразрядов на **медном** электроде формируется регулярная структура в виде множества эрозионных кратеров размерами порядка 10-100 мкм. В соответствии с морфологией кромки изменяется и пространственная организация разряда: положение МР стабилизируется и разряд горит в квазифиламентированном режиме. Эти изменения приводят к увеличению мощности разряда на 20-25%. В случае **алюминиевого** электрода наблюдается формирование однородного по размаху электрода пористого оксидного слоя, который заряжается при горении разряда, что приводит к хаотизации положений МР на кромке электрода. В результате разряд в среднем оказывается более однородным по длине коронирующего электрода. Окисление поверхности алюминия происходит с образованием кратеров диаметром 100–400 нм, которые, предположительно, образуются при пробое диэлектрической пленки. Образование микронного слоя оксида на алюминиевом электроде приводит к снижению мощности разряда.

При использовании тонких напыленных электродов кроме вышеупомянутой динамики мощности наблюдается эффект выгорания электрода, который приводит к уменьшению емкости электродной конфигурации. Этому эффекту подвержены в том числе платиновые электроды.

Вследствие деградации кромки происходит увеличение пороговых значений зажигания и контракции разряда на ~100-400 В (5-8 %) в диапазоне давлений 0.2-10 бар.

Глава 4. Исследование параметров и статистики токовых импульсов

Режим горения разряда и его интегральные электрические характеристики определяются параметрами и статистикой отдельных микроразрядов.

Наработка оксидов, покрывающих разрядную кромку, а также изменение её формы вследствие деградации, приводит к изменениям в фундаментальных разрядных процессах, в частности, к изменениям механизмов эмиссии электронов и появлению дополнительных эффектов памяти, обусловленных зарядкой оксидной пленки.

В данной главе описываются результаты исследования пространственной организации и временной статистики микроразрядов, сравнение их параметров для различных электродных кромок, а также анализа формы токовых импульсов. Сравнение производилось для медного и алюминиевого электродов, как новых, так и деградировавших под действием ПДБР.

Деградация электродов достигалась путем организации на них ПДБР с параметрами питающего напряжения $f = 100$ кГц, $U_a = 3.4$ кВ до момента, когда мощность разряда переставала меняться (через 3-4 часа после момента инициации разряда).

4.1. Пространственная организация разряда

Как было показано в предыдущей главе, структура поверхностного разряда в воздухе различна на электродах с разной морфологией покрывающего кромку оксида. На **алюминии** при образовании оксидного слоя разряд выглядит как область однородного диффузного свечения, при образовании кратеров на **медной** кромке разряд наблюдается как отдельные разрядные факелы, расположенные однородно вдоль кромки. Видимые при больших временах наблюдения эффекты обусловлены изменениями в динамике МР на кромке электрода. Исследование мгновенной структуры разряда проводилось при помощи ICCD камеры с применением оптической схемы, описанной в разделе 2.8, с экспозициями порядка времени существования одного поколения микроразрядов. Исследования проводились при частоте питающего напряжения $f = 100$ кГц и амплитуде $U_a = 3.4$ кВ.

Интегральные изображения разряда представлены на рис. 4.1. Показано, что на **меди** (рис. 4.1 слева) стабилизация микроразрядов происходит не только в течение больших времен наблюдения, существенно превышающих период питающего напряжения, но и внутри полупериодов. Каждое следующее поколение микроразрядов стартует с тех же участков кромки.

На **алюминии** (рис. 4.1 справа) положение микроразрядов меняется в течение полупериода, следовательно, на интегральных изображениях ДБР выглядит однородным. Важно отметить, что несмотря на разные интегральные изображения разряда, отдельные микроразряды можно

наблюдать при малых экспозициях для обоих материалов и в обоих полупериодах приложенного напряжения.

Морфология микрозарядов в стримерной фазе также зависит от материала электродов. Для **алюминиевого** электрода стримеры кажутся гораздо менее разветвленными по сравнению с **медным**. Для отрицательных микрозарядов не наблюдается значительного изменения формы микрозарядов. Различия в морфологии разряда более выражены для электродов, обработанных барьерным зарядом.

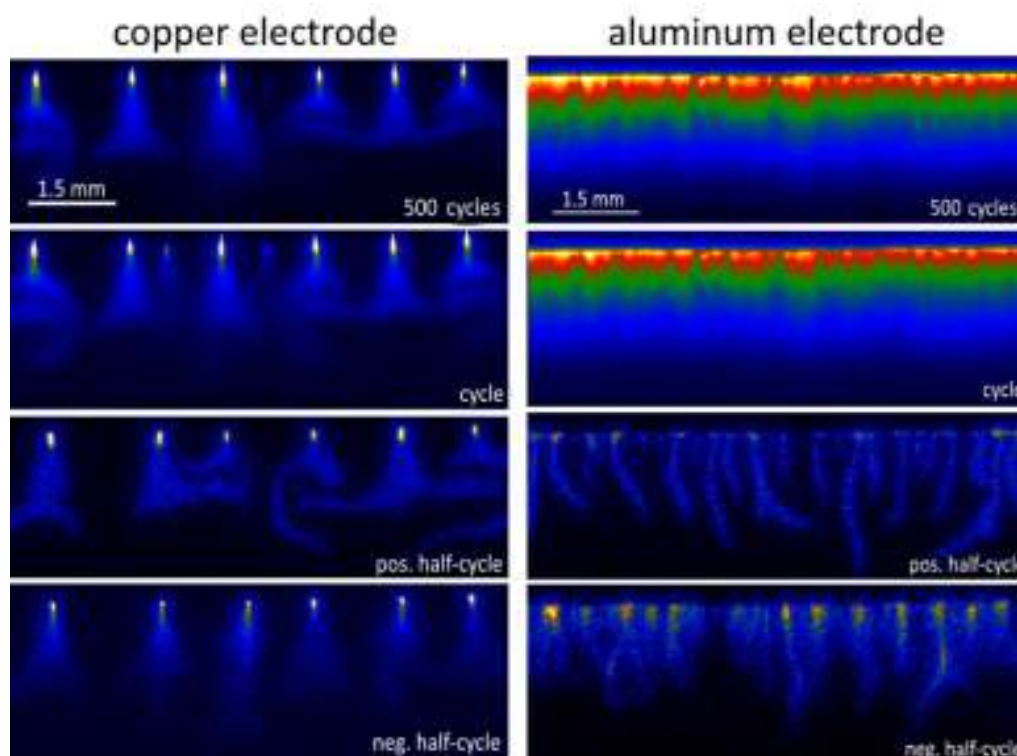


Рис. 4.1. Интегральные изображения разряда в случае алюминиевого и медного электродов, деградировавших в результате воздействия ПДБР. Снимки были сделаны с разной экспозицией (вверх-вниз) - 500 периодов питающих напряжений, 1 период, положительный и отрицательный полупериод.

Чтобы понять эволюцию структуры разряда в течение полупериода питающего напряжения, были получены изображения разряда с экспозициями, соответствующими $\pi / 20$ части синуса напряжения питания (~ 2.5 мкс) (рис.4.2, рис.4.3). Изображения были усреднены по 10 периодам для увеличения количества захваченных микрозарядов.

На **медном** электроде (см. рис. 4.2) можно наблюдать области наиболее вероятного старта микрозарядов – «активные» области кромки. Эти области имеют размеры ~ 100 - 200 мкм. Детальный осмотр электрода в этих областях показывает, что они связаны с крупными кратерами, образовавшимся на электроде и описанными в предыдущих разделах. В стримерной

форме *первые* микрозаряды в активной фазе воспроизводят свое положение от периода к периоду. Микрозаряды следующих поколений распространяются по новому пути на диэлектрической поверхности. При отрицательной полярности электрода первое поколение микрозарядов стартует хаотически из некоторых «активных» участков кромки электрода. В течение оставшейся части полупериода микрозаряд стабилизируется в «основных» кратерах на электроде, далее в течение всего отрицательного полупериода положение микрозарядов не изменяется, хотя может наблюдаться некоторое блуждание катодных пятен внутри кратеров.

Для **алюминиевого** электрода динамика микрозарядов совершенно иная. Микрозаряды всегда стартуют с новых областей кромки электрода (см. рис. 4.3). Старт микрозаряда для любого участка кромки является равновероятным событием. Это справедливо как для отрицательной, так и для положительной полярности электрода.

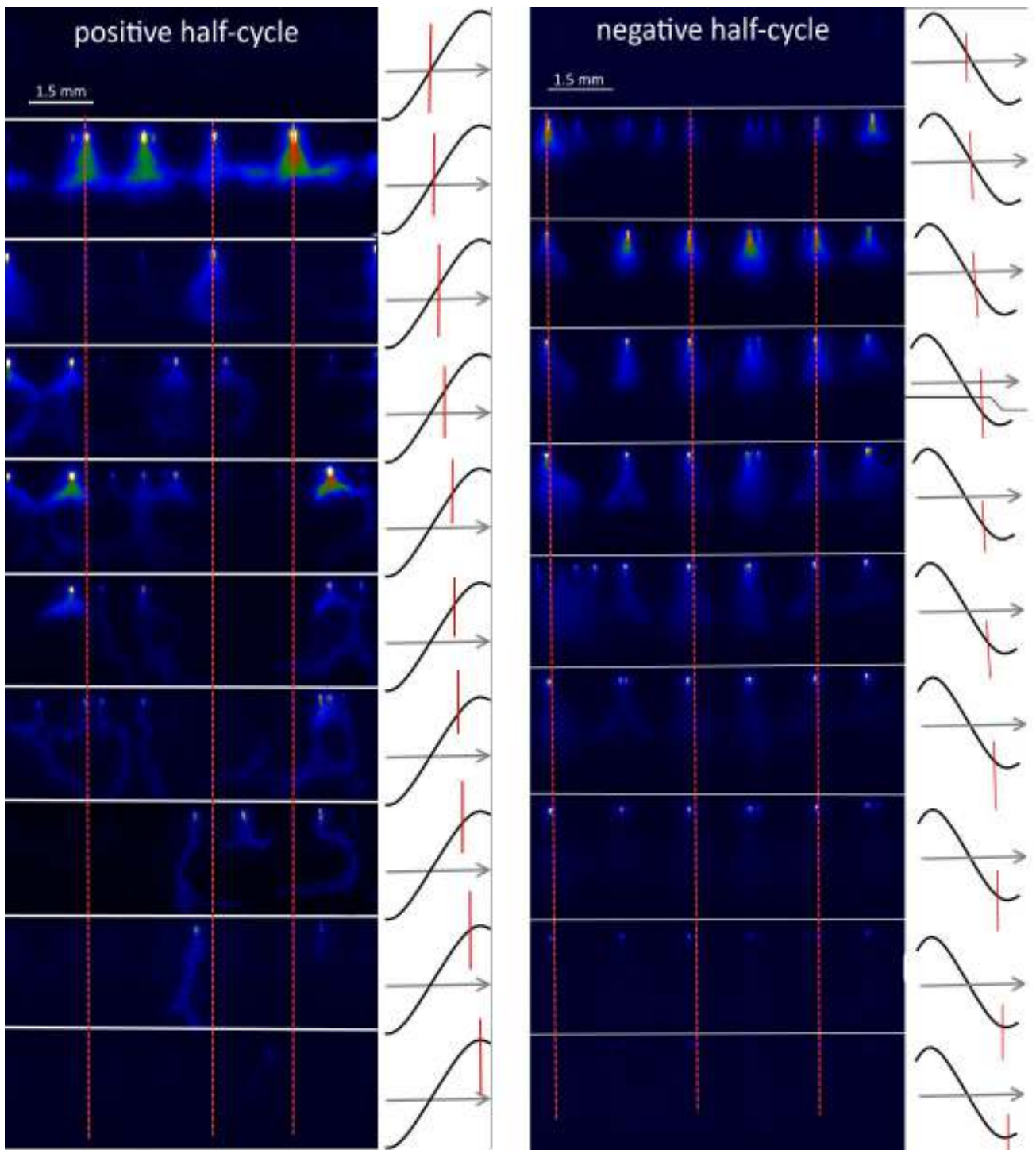


Рис. 4.2. Пространственная статистика МР в случае медных электродов, обработанных пДБР. Снимки были сделаны с экспозицией 2.5 мкс ($\pi / 20$ фазы питающего напряжения) с накоплением 10 кадров. Снимки были сделаны при разных фазах питающего напряжения.

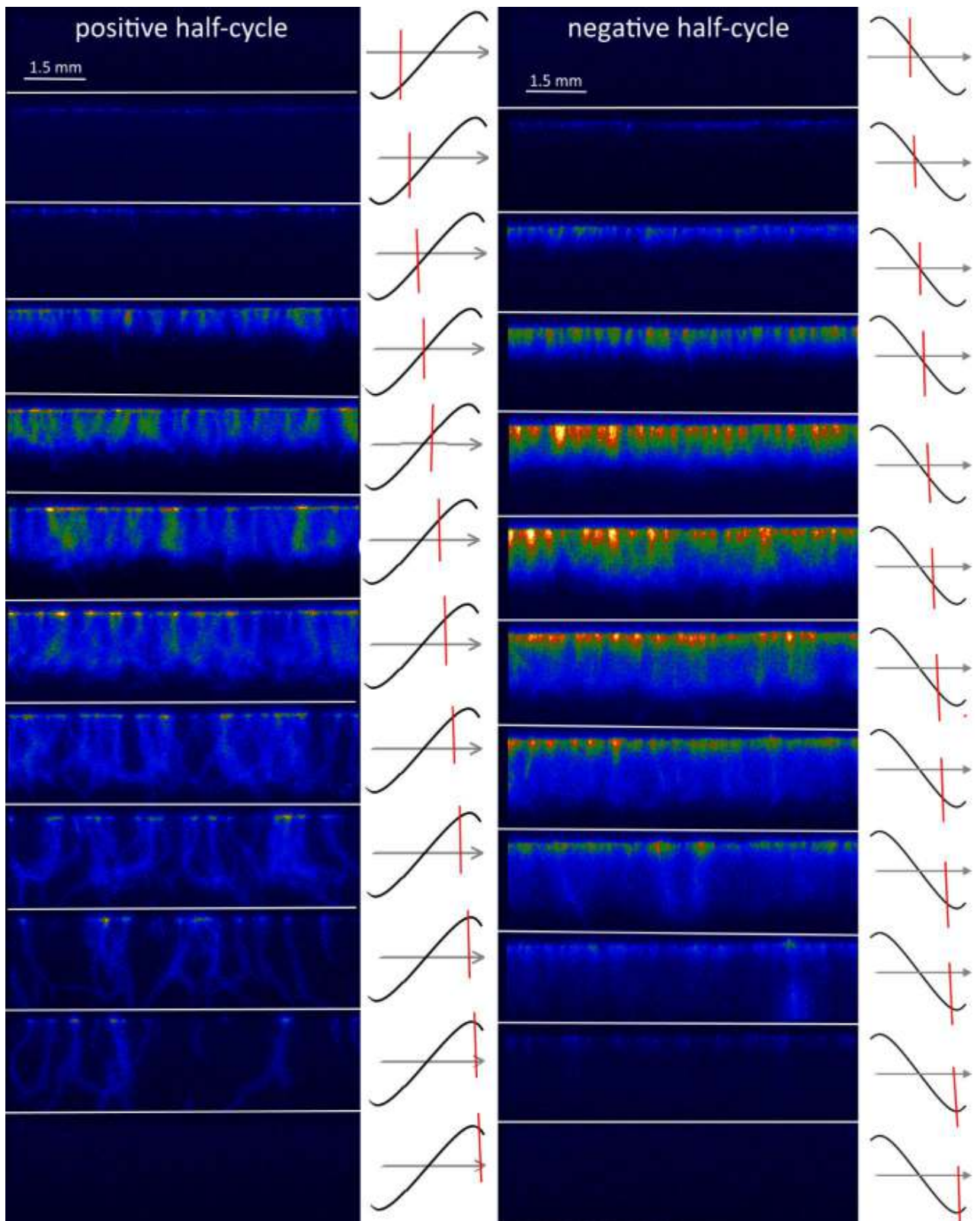


Рис. 4.3. Пространственная статистика МР в случае алюминиевого электрода, обработанного пДБР. Снимки были сделаны с выдержкой 2.5 мкс ($\pi / 20$ фазы питающего напряжения) с накоплением 10 кадров. Снимки были сделаны при разных фазах питающего напряжения.

4.2. Осциллограммы тока разряда

На осциллограмме тока наблюдается множество импульсов тока длительностью в пределах 10-20 нс (рис. 4.4). Фронт импульсов не всегда разрешается при полосе пропускания 500 МГц, а ширина импульса вблизи максимума может быть меньше периода дискретизации осциллографа, поэтому их амплитуда может быть несколько больше, чем наблюдаемая на осциллограммах. Малая индуктивность шунта позволяет регистрировать спад импульсов без паразитных высокочастотных колебаний. Тем не менее, некоторые колебания с периодом 3-4 нс присутствуют на спаде импульса.

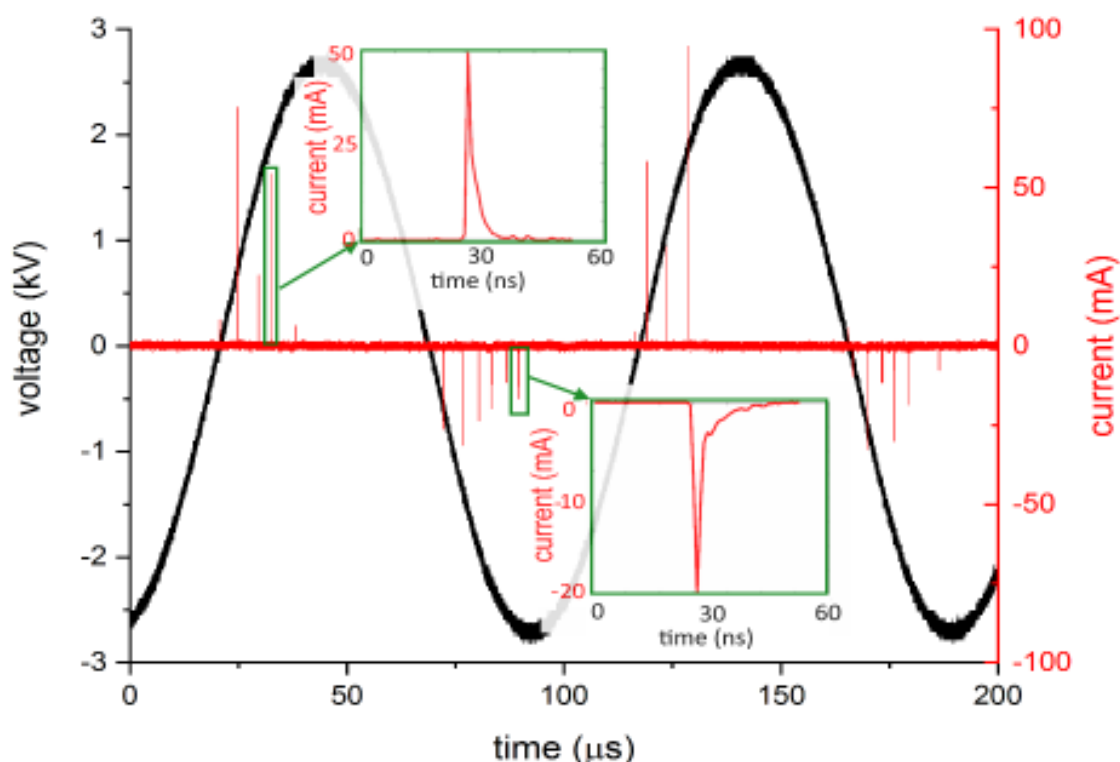


Рис. 4.4. Измеренные осциллограммы тока и напряжения. Черная линия – напряжение коронирующего электрода относительно нижнего (обратное приложенному напряжению), красная линия – ток через шунт.

При нарастании потенциала на коронирующем электроде (положительный ПП, стримерная фаза разряда) может наблюдаться некоторое количество «обратных» импульсов. Предполагается, что эти импульсы являются артефактом, возникающим из-за падений напряжения между электродами при старте стримеров за пределами измерительной секции. Стримерная фаза разряда характеризуется синхронизацией старта стримеров вдоль кромки вследствие радиационных связей, а при синхронном запуске множества мощных микрозарядов падение потенциала коронирующего электрода может быть значительным. Хотя количество обратных

импульсов уменьшалось с увеличением холодной емкости электродной системы, полностью удалить их с токовой осциллограммы не удалось. Во время обработки эти обратные импульсы были исключены из анализа.

Форма осциллограммы также содержит низкочастотную непрерывную составляющую, обусловленную током смещения через емкость между измерительной частью и обратным электродом. Из-за малой площади измерительного участка амплитуда тока смещения была порядка 0.8 – 1.2 мА при амплитуде питающего напряжения 2.9 кВ, что сопоставимо с величиной шумовой составляющей сигнала. Постоянная составляющая тока разряда также может присутствовать, но ее прямое обнаружение 8-битным осциллографом затруднительно.

4.3. Фазовая (временная) статистика микроразрядов

Материал электрода существенно влияет на морфологию микроразрядов и их количество за период питающего напряжения. Разумно предположить, что изменениям подвержены также среднестатистические характеристики микроразрядов, такие как средний переносимый заряд, частота следования и длительность.

В этом подразделе представлены результаты исследования параметров импульсов для алюминиевых и медных электродов. Провести подобный эксперимент для разряда с теми же параметрами питающего напряжения ($f=100$ кГц, $U_a = 3.4$ кВ) не представляется возможным, так как в этом случае ввиду высокой стримерной частоты отдельные токовые импульсы на осциллограмме сливаются. Кроме того, ввиду необходимости накопления статистики таких измерений необходимо поддерживать горение разряда на кромках в течение длительного времени, достаточного для их деградации, что делает невозможным получение данных для нового электрода. Вследствие этого исследования проводились для пониженной частоты питающего напряжения $f=10$ кГц и меньшего значения амплитуды $U_a = 2.9$ кВ. Как было продемонстрировано в разделе 3.9.3, при таких параметрах энергозатрат в разряд практически не меняется с течением времени как на новых (не подвергавшихся воздействию разряда), так и на деградировавших электродных кромках.

Двухмерные гистограммы заряда, переносимого одним импульсом в различных фазах напряжения, показаны на рисунке 4.5. Общая структура гистограмм аналогична для всех используемых электродов. Начиная с начала активной фазы, увеличивается как средний переносимый заряд, так и его дисперсия. Это справедливо как для отрицательных, так и для положительных полупериодов питающего напряжения. В положительном полупериоде максимум находится в области гораздо больших значений перенесенного заряда, чем в

отрицательном. Следует также отметить, что гистограмма заряда для поздних фаз имеет два пика, соответствующих двум типам микрозарядов.

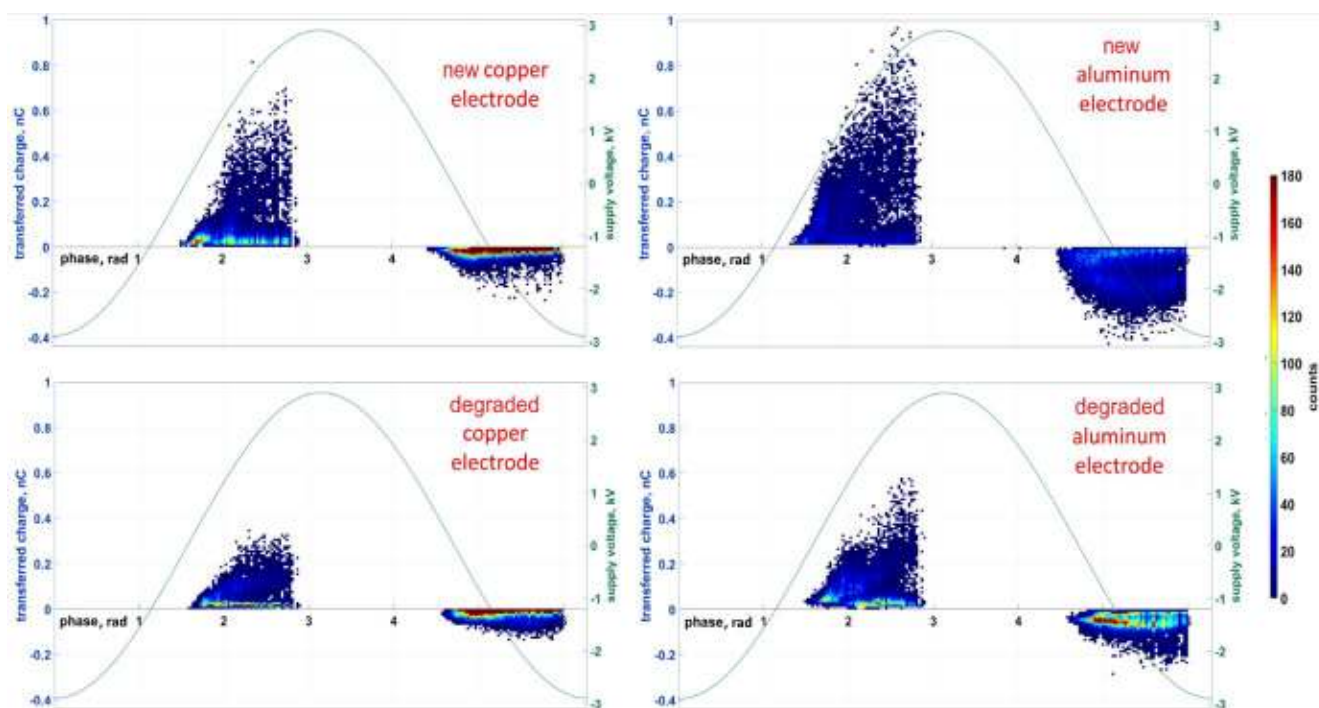


Рис. 4.5. Гистограммы заряда при разных фазах напряжения для разряда на разных электродах. Цветом указано количество импульсов с переданным зарядом в интервале 0.01 нКл.

Уже для необработанных (новых) электродов существует некоторая разница между гистограммами заряда, построенными для двух материалов электродов. Для отрицательного ПП максимум заряда, соответствующий второму типу микрозарядов, кажется более выраженным в случае **алюминиевого** электрода. В положительном ПП в случае алюминиевого электрода стримеры оказываются немного мощнее. Однако напряжение зажигания разряда и общая форма гистограмм совпадают.

Деградация электродов приводит к искажению гистограмм заряда. Основные изменения наблюдаются в начале активной фазы. Для **медного** электрода первые микрозаряды появляются при заметно более высоких значениях напряжения по сравнению со случаем нового электрода: обработка электрода «срезает хвост» распределения в начале активной фазы, соответствующий слабым импульсам. Старт микрозарядов в начале активной фазы происходит более синхронно. В случае деградировавшего **алюминиевого** электрода слабые микрозаряды в начале активной фазы полностью исчезают - минимальный заряд, переносимый первыми МР полупериода, составляет порядка 0.05 нКл. Кроме того, видно, что деградация электрода приводит к более выраженной двухмодальной структуре распределения заряда для **алюминиевого** электрода.

Для более детального изучения формы распределений были использованы сечения гистограмм 4.5, полученные для разных фаз питающего напряжения рис. 4.6). Видно, что первые микроразряды в полупериоде заметно отличаются от остальных, существующих при более поздних фазах. На этом этапе виден единственный узкий максимум в распределениях, соответствующий более или менее одинаковым условиям для распространения микроразрядов с различных участков кромки. Для **алюминиевых** электродов этот максимум находится в пределах 0.05-0.1 нКл; для **медных** – в пределах 0.02-0.04 нКл.

На более поздних этапах распределение зарядов представляется более сложным. Для положительного полупериода можно выделить два максимума на распределениях, которые соответствуют двум группам микроразрядов. 1-я группа МР соответствует небольшому перенесенному заряду. Средний заряд в этом наборе практически не зависит от фазы напряжения и не превышает 0.1 нКл. Для поздних фаз значение минимального переносимого заряда определить затруднительно. Следует отметить, что эти слабые импульсы переносят значительную часть интегрального заряда. Менее выраженный широкий максимум на распределениях виден при $Q \sim 0.1-0.5$ нКл. Положение этого максимума смещается в сторону более высоких значений Q при увеличении фазы. Этот максимум можно отнести ко второй группе микроразрядов.

Для отрицательного полупериода полученные распределения для **медного** и **алюминиевого** электродов существенно различаются. Для **алюминиевого** электрода также наблюдаются 2 группы импульсов, причем большая часть заряда ($\sim 70\%$) переносится импульсами 2-ой группы. Для меди можно четко выделить только первую группу МР. Максимум, соответствующий 2-й группе микроразрядов, очень слабый.

Обработка электродов делает более четкой двухмодальную структуру гистограмм заряда, при этом сами распределения смещаются в сторону меньших значений переносимого заряда. Разброс значений заряда вокруг наиболее вероятных значений переносимого заряда также снижается.

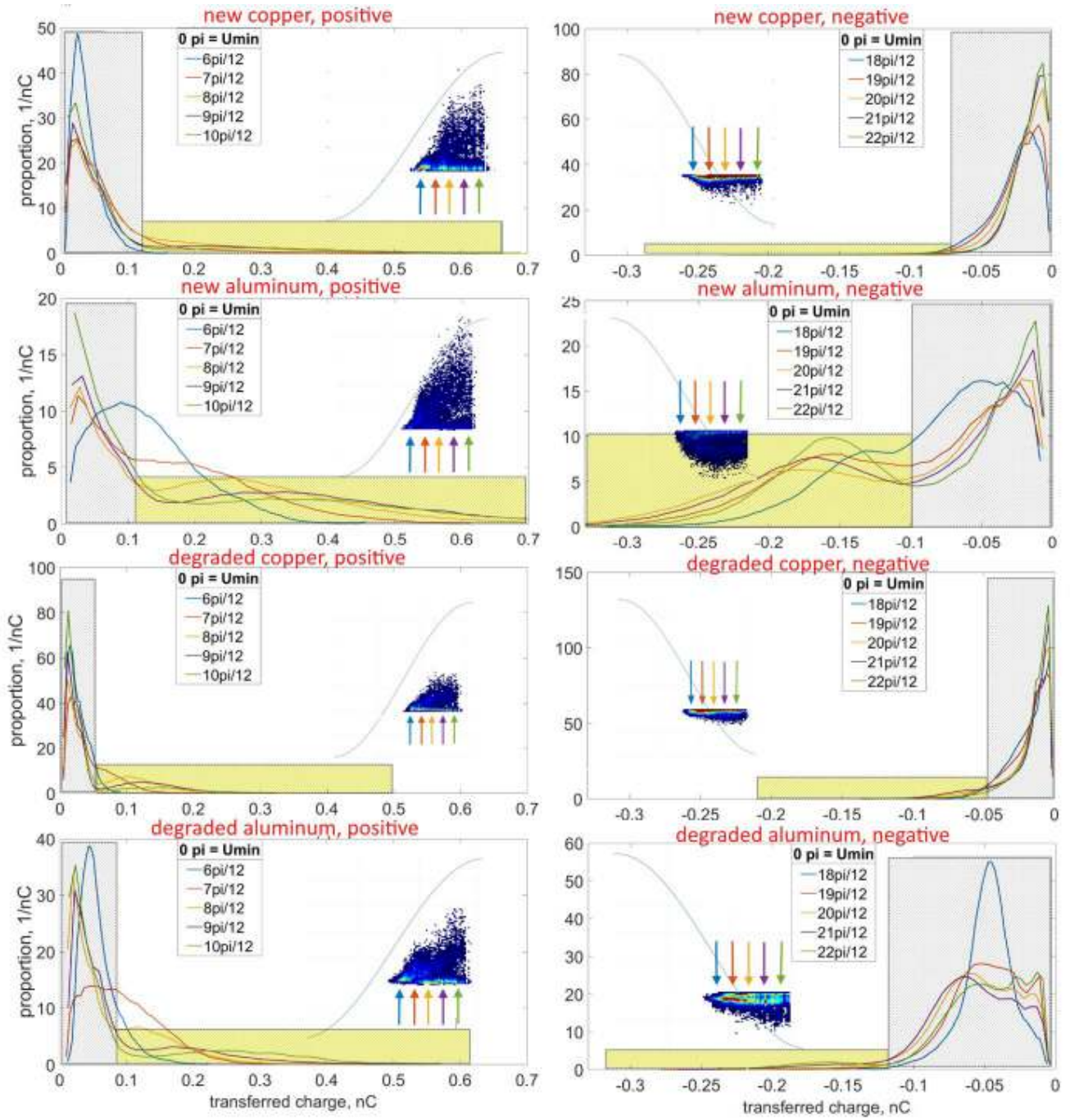


Рис. 4.6. Плотность вероятности для заряда, переносимого импульсами в различных фазах питающего напряжения. Стрелки показывают, для какого участка двумерной гистограммы построена соответствующая по цвету кривая. Серые и желтые прямоугольники показывают 1-ую и 2-ую группы МР, соответственно.

4.4. Параметры импульсов тока

Хотя функции распределения параметров микроразрядов довольно сложны, можно проанализировать характеристики среднего импульса. Эти данные для всех исследованных электродов сведены в таблицу 3.

Материал электрода	Q^+ , нС	Q^- , нС	N^+	N^-	$\langle q \rangle^+$, нС	$\langle q \rangle^-$, нС	D, %
Al, новый	+0.86	0.84	5	8.7	+0.168	0.096	1.18
Al, после деградации	+0.62	0.66	7.5	12.7	+0.082	0.052	-3.13
Cu, новый	+0.52	0.34	7.2	16.8	+0.072	0.022	20.93
Cu, после деградации	+0.30	-0.22	6,7	14.5	+0.044	0.015	15.38

Таб. 3. Характерные значения переносимого средним импульсом заряда и количества импульсов за полупериод питающего напряжения

Анализируя представленные данные, можно сформулировать основные выводы о параметрах микроразрядов для различных электродов:

- Во всех случаях в положительном полупериоде (электрод - анод, стримерная фаза разряда) импульсы намного мощнее и переносят больший заряд, чем в отрицательном полупериоде (электрод - катод, фаза тлеющего разряда).
- МР в случае медного электрода в среднем намного слабее МР в случае алюминиевого электрода как в положительный, так и в отрицательный полупериоды. В случае медного электрода в течение полупериода переносится меньший заряд.
- После деградации электрода наблюдается значительное уменьшение заряда, переносимого средним импульсом. Этот эффект характерен как для меди, так и для алюминия. Для меди количество импульсов за полупериод также уменьшается; для алюминия, наоборот, наблюдается увеличение их количества.

Следует отметить, что интегральный заряд, переносимый импульсной компонентой тока, различается в положительном и отрицательном полупериоде питающего напряжения. Как отмечалось в разделе 3, прямое интегрирование осциллограммы сигнала во формуле (12) дает

значение дисбаланса измерений в пределах 1,5% для любых электродов. В случае алюминиевого электрода дисбаланс переносимого импульсами заряда не превышает 4%. В случае медного электрода суммарная величина заряда, переносимого положительными импульсами, на 15% выше, чем переносимого отрицательными. Данный факт объясняется наличием существенной непрерывной компоненты тока, существующей в отрицательном полупериоде питающего напряжения на медном электроде.

4.5. Форма токовых импульсов

Помимо интегральных характеристик импульсов, анализировалась их форма. Как упоминалось ранее, на гистограммах можно выделить 2 группы микроразрядов. При анализе формы импульсов отдельно рассматривались импульсы первой и второй группы. Для определения средней формы рассматривались импульсы, переносящие заряд в диапазоне $0.9q_p < q_i < 1.1q_p$, где q_p - наиболее вероятное значение передаваемого заряда импульсами 1-ой либо 2-ой групп, затем производилась нормировка импульсов по амплитуде.

На рисунке 4.7 показана средняя форма импульса тока для импульсов 1-ой группы. Импульсы показаны только для нового алюминиевого электрода, так как для всех электродов ситуация аналогична. Показано, что импульсы 1-ой группы не меняют своей формы за полупериод напряжения. В положительном полупериоде спад импульса происходит с характерным временем 10 нс. В отрицательном полупериоде задний фронт импульса состоит из двух участков. Крутизна начальной части спада импульса определяется разрешающей способностью осциллографа. Далее следует более плавный спад с характерным временем в десятки нс. Передний фронт импульса при атмосферном давлении не может быть разрешен используемым осциллографом, его длина, по-видимому, составляет менее ~ 1 нс.

Характеристики импульсов 2-ой группы зависят от фазы напряжения. На рисунке 4.8 показана средняя форма импульсов тока для обоих периодов для всех рассмотренных типов электродов.

Было обнаружено, что в положительном полупериоде длительность импульса увеличивается с увеличением фазы. Этот эффект наблюдается для всех материалов коронирующего электрода, при этом наибольшее удлинение импульса наблюдается для деградировавшего алюминиевого электрода. Это увеличение длительности импульса не превышает 5 наносекунд.

Таким образом, форма положительных импульсов, соответствующих стримерам, не сильно различается для алюминиевых и медных электродов как по длительности, так и по эволюции в течение ПП.

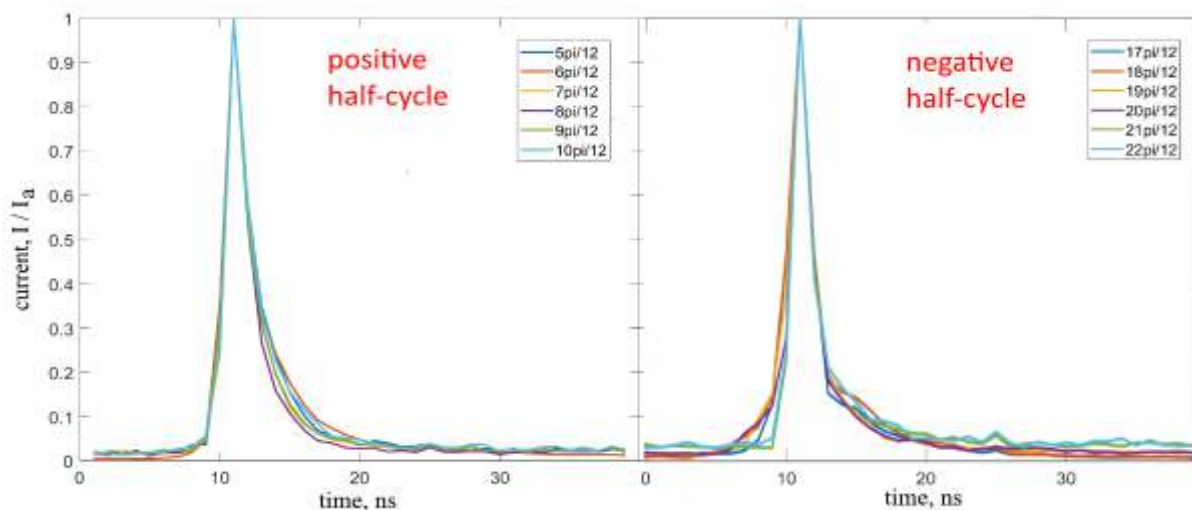


Рис. 4.7. Средняя форма импульсов 1-ой группы для разных фаз напряжения коронирующего электрода. Коронирующий электрод изготовлен из алюминия.

При отрицательной полярности развитие импульсов 2-ой группы во времени существенно зависит от материала коронирующего электрода. На **алюминиевом** электроде форма и длительность импульсов слабо изменяются в зависимости от фазы. Сложная форма заднего фронта с быстрым спадом тока на начальном участке наблюдается как для нового, так и для деградировавшего алюминиевого электрода.

В случае **медного** электрода наблюдается изменение формы импульса с увеличением фазы. В начале активной фазы форма импульса совпадает с формой импульса 1-ой группы микроразрядов. По мере увеличения времени от начала активной фазы структура импульса существенно меняется. Пик тока в начале импульса исчезает, новая постоянная времени затухания соответствует 20-30 нс, импульс становится длиннее с увеличением модуля напряжения на электроде. На деградировавших медных электродах изменение формы импульса проявляется более отчетливо.

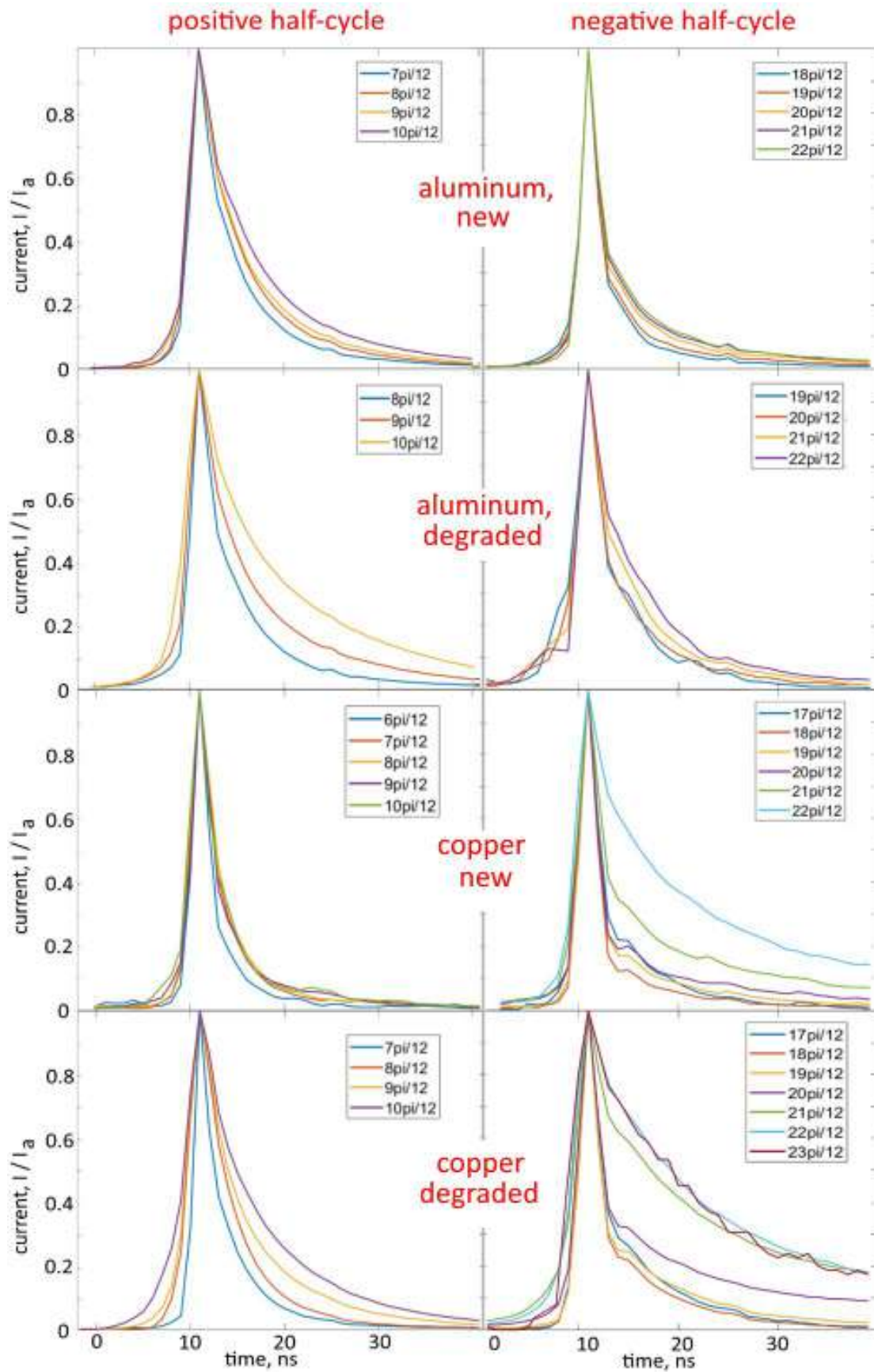


Рис. 4.8. Средняя форма импульсов 2-ой группы для разных фаз напряжения коронирующего электрода для разных электродов.

4.6. Обсуждение результатов главы 5

4.6.1. Две группы микрозарядов

Причина существования двух типов микрозарядов в пДБР не может быть проанализирована на основе одних только токовых измерений. Следует отметить, что наблюдаемые импульсы первой группы напоминают полученные в работе [118] «микроимпульсы», которые авторы связывают с релаксацией зарядовых доменов на поверхности барьера. Как и в [118], переносимый заряд для этих импульсов может быть ниже критерия образования стримера Рэтера-Мика ($\sim 10^8$ электронов = 16 пКл). Видно, что в рассматриваемой здесь асимметричной конфигурации форма МР 1-ой группы повторяет форму первых микрозарядов в основной (второй) группе. С помощью ICCD камеры также было проверено, что импульсы 1-й группы генерируют оптическое излучение вблизи электрода.

Можно предположить, что разные группы микрозарядов соответствуют зарядке разных областей диэлектрической поверхности. Импульсы тока 2-ой группы соответствуют микрозарядам, заряжающим дальние области диэлектрика. Их длина увеличивается с увеличением фазы, что приводит к большей покрываемой ими площади барьера и большему переносимому заряду. Между тем, примыкающие к электроду области диэлектрика между проходящими микрозарядами остаются незаряженными. Предполагается, что импульсы 1 группы соответствуют коротким МР, заряжающим поверхность диэлектрика в этих областях. На их длину не оказывает существенное влияние напряжение, поэтому их параметры не так сильно меняются по фазе напряжения.

4.6.2. Микрозаряды на алюминиевом электроде

Как было установлено ранее, в результате действия плазмы пДБР на алюминиевый электрод происходит формирование твердого диэлектрического слоя толщиной несколько микрон, замещающего материал электрода. Оксидный слой покрыт микрократерами с характерными размерами 100-300 нм, которые предположительно связаны с пробоем (плазменной перфорацией) диэлектрической пленки.

Зарядка оксидной пленки вблизи места образования микрозаряда приводит к локальному уменьшению электрического поля и «блокированию» некоторой части поверхности электрода. Данный эффект аналогичен экранирующему эффекту заряда, осажденного на поверхности барьера. В то же время, толщина оксидного слоя на электроде на 2–3 порядка меньше толщины барьера. Соответственно, удельная электрическая емкость этого слоя больше. Если предположить, что заряды, осевшие на оксидном слое и на барьере равны, то электродный

оксидный слой заряжается в относительно небольшой окрестности микроразряда по сравнению с областью, которую микроразряд заряжает на барьере.

В результате накопления заряда на оксидном слое электродные пятна перемещаются по кромке в течение одного полупериода. Можно предположить, что возникающая в результате однородность поверхностного заряда на барьере подавляет ветвление микроразрядов.

Поскольку микроразряды не прикреплены к какой-либо точке на кромке электрода, их старт всегда происходит в области с электрическим полем, минимально ослабленным поверхностным зарядом, что делает возможным пробой при более низком потенциале коронирующего электрода. Это приводит к увеличению количества МР за полупериод. Напротив, величина перенесенного заряда, соответствующая одиночному импульсу, уменьшается при деградации алюминиевого электрода. Процессы самоорганизации в положительный и отрицательный ПП, по всей видимости, схожи.

Форма положительных импульсов для алюминиевого электрода типична для пДБР – резкое нарастание тока с дальнейшим постепенным уменьшением. Постепенное увеличение длительности импульсов в 2 раза для второй группы микроразрядов может быть связано с увеличением длины стримера. В качестве альтернативы, более медленное затухание тока может быть объяснено отлипанием электронов от отрицательных ионов, образовавшихся в предыдущих поколениях микроразрядов. Кроме того, константы скорости реакции прилипания электронов в смесях N_2-O_2 линейно уменьшаются с ростом приведенного поля E/n [172], поэтому даже при незначительном нагреве газа в разрядной области (на единицы и десятки К) происходит уменьшение скорости гибели электронов..

Отрицательные импульсы на алюминиевом электроде всегда имеют двухступенчатое затухание на заднем фронте. Для первой стадии время затухания оказывается равным $\tau_1 = 1$ нс или меньше. Для второй стадии τ_2 аналогично времени затухания положительного импульсного тока. Двухступенчатая структура импульса тока типична для импульсов Тричела в отрицательном коронном разряде [102]. Предполагается, что пик на переднем фронте импульса формируется катодонаправленной волной ионизации. Обычно предполагается, что развитие этой волны контролируется фотоэмиссией с катода [101,102,107].

Наличие перфорации на оксидных пленках, а также окисление электрода на большую глубину говорит о том, что оксидный слой пробивается при формировании микроразряда.

Оценим напряженность электрического поля, создаваемого на оксидном слое в момент прохождения микроразряда. На рисунке 4.9 схематично показана схема прохождения заряда через разрядную ячейку.

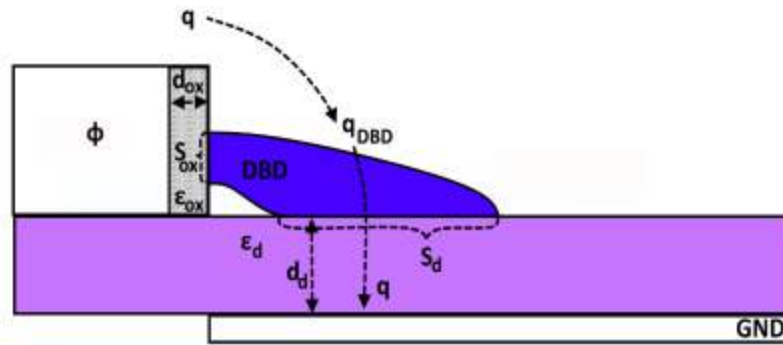


Рис. 4.9. Схема прохождения заряда через разрядную ячейку.

При старте микроразряда проводимость разрядного промежутка оказывается существенно выше, чем диэлектрического барьера и оксидного слоя на электроде [163,164]. Таким образом, можем считать, что приложенное напряжение падает лишь на емкостях, образуемых оксидным слоем и диэлектрическим барьером:

$$U = U_{ox} + U_d. \quad (30)$$

Согласно экспериментам и моделированию ДБР для используемой в настоящей работе конфигурации [41], напряжение зажигания приблизительно равно 2 кВ, примем его за U .

Согласно уравнению неразрывности, заряд поверхности оксидной пленки будет равен поверхностному заряду диэлектрического барьера.

$$q_{ox} = q_d, \quad (31)$$

$$\frac{\epsilon_{ox}\epsilon_0 S_{ox}}{d_{ox}} U_{ox} = \frac{\epsilon_d \epsilon_0 S_d}{d_d} U_d.$$

Предположив, что весь заряд на оксидном слое сконцентрирован в пятне размером порядка катодного слоя, можем задать S_{ox} равным 50×10 мкм. S_d задается как площадь свечения одного микроразряда, приблизительно 2×1 мм. Толщина оксидного слоя $d_{ox} = 1$ мкм, толщина диэлектрического барьера 1 мм. Оба слоя состоят из Al_2O_3 , поэтому $\epsilon_{ox} = \epsilon_d$.

Решая систему из уравнений (30) и (31) получим значение падения потенциала на оксидной пленке в 400 В. Таким образом, напряженность электрического поля внутри оксидного слоя составляет около 4 МВ/см, что на 2 порядка превышает значение пробивного поля для данного оксида алюминия.

Для электродов с оксидным покрытием пробой диэлектрического слоя может, в таком случае, играть роль, аналогичную взрывной эмиссии на металлических электродах, и создавать источник электронов на катоде [141,173], а также дополнительно увеличивать напряженность электрического поля у кромки до значений, когда существенный вклад в развитие разряда начинает играть автоэлектронная эмиссия [174]. Следует также отметить высокую амплитуду пика на переднем фронте, полученного в этих экспериментах по сравнению с типичной формой импульса Тричела, измеренных для чистых электродов в коронном разряде (например, в работе [105]).

Таким образом, можно предположить, что на окисленных электродах формирование пика на переднем фронте отрицательных импульсов связано с пробоем слоя окисла. Эта гипотеза дополнительно подтверждается наличием нанометровых кратеров на оксидном слое. Можно предположить, что пробой оксидного слоя либо обеспечивает электронами распространение катодонаправленной волны ионизации в основной фазе импульса, либо же сам по себе обеспечивает достаточное количество электронов для формирования микроразряда.

4.6.3. Микроразряды на медном электроде

Образование оксида в окрестностях точки привязки микроразряда регулируется балансом между окислением электрода, повторным осаждением оксидов и эрозионной очисткой дна кратера. Предполагается, что образование оксида происходит только во время пауз между микроразрядами или во время «темной» фазы цикла напряжения, в то время как удаление оксида происходит за счет катодного распыления во время отрицательного полупериода. Тонкий оксидный слой на дне кратера разрушается в результате образования микроразрядов первого поколения в отрицательном полупериоде. Вне кратеров переосаждение оксида формирует толстые оксидные структуры, препятствующие старту микроразрядов из этих областей.

Поведение микроразрядов на медной кромке различно для положительных и отрицательных МР.

«Дискретная» структура кромки электрода приводит к сложной морфологии разряда. В положительном ПП первые стримеры формируются на месте микроразрядов предыдущей отрицательной активной фазы. Эти области соответствуют положению «основных» кратеров на электродах. На последующие поколения микроразрядов влияют оставшиеся на барьере заряды, что приводит к разветвленной и изогнутой структуре стримеров

Деформация электродной кромки с возникновением на ней кратеров и привязка к ним микроразрядов приводит к тому, что развитие каждого следующего поколения МР происходит в электрическом поле, сильно ослабленном предыдущим поколением. Это означает, что для

соответствия критерию пробоя требуется большая разность потенциалов, что приводит к меньшей, по сравнению со случаем алюминиевого электрода, стримерной частоте в пределах положительного полупериода.

В отрицательном ПП первое поколение микрозарядов формируется на позициях последних стримеров положительного ПП, следуя довольно хаотической структуре распределения поверхностного заряда на барьере. Для последующих поколений положение МР на электроде, по-видимому, определяется структурой электрода. Микрозаряды образуются на участках электродов, где оксидный слой тонкий или отсутствует. Это приводит к стабилизации катодных пятен в «основных» кратерах в течение оставшейся части периода.

Форма положительных импульсов для электродов из алюминия и меди не сильно различается как по длительности, так и по эволюции в активной фазе.

Отличительной особенностью отрицательных импульсов на **медном** электроде является изменение формы импульса в зависимости от фазы напряжения. В начале отрицательного ПП спад тока происходит в два этапа, то есть в начале импульса формируется узкий пик длительностью в несколько нс. Для более поздних фаз пик на фронте токового импульса, пропадает. Общая длительность импульсов тока становится очень большой, до сотен нс, с типичным временем затухания порядка 30 нс (рис. 4.9).

Предлагается следующий механизм для объяснения эволюции формы импульса тока. Формирование первых импульсов в полупериоде происходит на электроде, покрытом тонкой оксидной пленкой. Можно предположить, что наличие этой пленки приводит к формированию пика на переднем фронте импульса аналогично ситуации с алюминиевым электродом. Во время действия разряда в течение одного ПП оксидная пленка разрушается и пик ослабевает. Так как в случае **алюминиевого** электрода удаления оксидного слоя не происходит, то такого искажение формы токового импульса в начальной стадии не наблюдается.

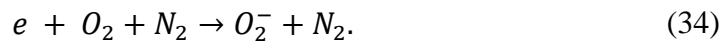
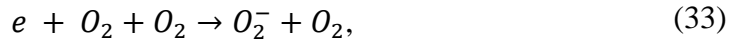
Причина уширения заднего фронта импульса может быть связана со стабилизацией разряда в отрицательном полупериоде. Можно предположить, что даже в поверхностной конфигурации объемный ионный заряд играет значительную роль в экранировании поля по аналогии с коронным разрядом с тонким электродом. Следует отметить, что разряд вблизи кромки происходит под значительным углом к поверхности, следуя линиям максимального усиления лавин [41,52,175]. В этом случае на длительность импульса будет влиять кинетика и динамика отрицательных ионов.

В электроотрицательных газах образование отрицательных ионов оказывает существенное влияние на распад плазмы вблизи кромки электрода. Для описания кинетики электронов обратимся к работе [172]. В электрическом поле процессы гибели электронов с образованием

отрицательных ионов в основном определяются высокопороговой реакцией диссоциативного прилипания электрона к кислороду



и реакциями



Предположительно, в рассматриваемых условиях основным каналом гибели являются трехчастичные реакции (33) и (34). Константа скорости реакции задается как

$$k = (4.7 - 0.25\vartheta) \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (35)$$

где ϑ – приведенное поле E/n , выраженное в единицах $10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$. Примем значение напряженности поля $E = 10 \text{ кВ/см}$, концентрации частиц при атмосферном давлении $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Тогда константа скорости реакции равна $k = 2.2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$.

Динамика электронов описывается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = kn_e N_{N_2} N_{O_2}. \quad (36)$$

Подставляя значения концентраций в формулу (36) получим время изменения концентрации электронов в e раз за $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

Скорость дрейфа электронов в воздухе при этих условиях составляет $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ см / с}$ [46]. В этом случае накопление отрицательного ионного заряда будет происходить на расстоянии около 1.8 мм от кромки электрода. Скорость дрейфа отрицательных ионов для O_2^- в этих условиях имеет верхнюю оценку $6 \cdot 10^4 \text{ см / с}$, что дает максимальное смещение заряда в 1 мм за время между отрицательными импульсами $\tau_p = 1.7 \text{ мкс}$ ($\tau_p = T / (4 \cdot N^-)$), где $T / 4$ - длительность активной фазы приложенного напряжения, N^- - количество отрицательных импульсов за один ПП питающего напряжения.).

Известно, что при длительной работе разряда гибель электронов при прилипании к кислороду с формированием отрицательных ионов может частично компенсироваться реакциями отлипания электронов с константами скорости реакций порядка $10^{-10} - 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [172].

Отрицательные ионы при отлипании от них электронов выступают как дополнительный источник электронов, предотвращая преждевременное прекращение импульса. Как правило, отлипание может быть причиной слабого увеличения длительности импульса, наблюдаемого для всех исследованных материалов, однако для отрицательного импульса на медном электроде эффект оказывается значительно усилен стабилизацией МР, в результате которой наработка ионов происходит локализовано, и непосредственно в разрядной области достигается бóльшая их концентрация.

Несбалансированность общего заряда, переносимого импульсами в положительном и отрицательном полупериодах, также может быть объяснена при анализе формы токовых импульсов. Дисбаланс заряда в таких измерениях был ранее получен [113] при аналогичном расположении электродов. Часть заряда в отрицательном ПП может переноситься постоянной составляющей тока; таким образом, тлеющий режим разряда может сосуществовать с импульсами. Также возможно, что «недостающий» заряд передается импульсами, длина которых превышает окно алгоритма поиска импульсов. Частично это подтверждается анализом формы импульса на поздних фазах питающего напряжения (рис. 4.10). Хотя время спада импульса до уровня e^{-1} составляет порядка 30 нс, значительная часть заряда может передаваться в течение 200 нс от начала импульса. Следует отметить, что разделить импульсный и непрерывный ток в подобных разрядах сложно, поскольку последний обычно образуется в результате слияния отдельных пиков [98].

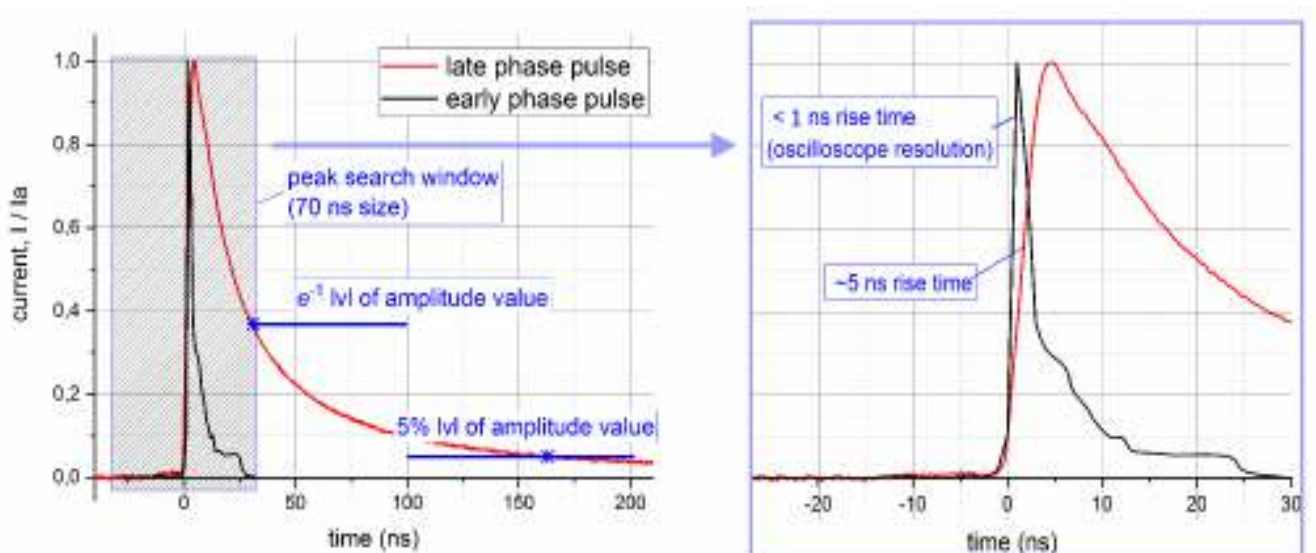


Рис. 4.10. Типичная форма нормализованных импульсов 2-ой группы для деградировавшего медного электрода до усреднения. Отрицательная полярность электрода. Черная линия - импульс ранней фазы, красная линия - длинный импульс, полученный на поздней фазе напряжения. Затененный прямоугольник показывает часть сигнала, анализируемую алгоритмом поиска импульсов.

4.7. Выводы к главе 4

Параметры импульсов на медном и алюминиевом электродах заметно различаются, а деградация кромок приводит к значительным изменениям в пространственной и временной статистике микрозарядов.

Зарядка поверхности диэлектрической пленки на алюминии приводит к стохастическому изменению положения микрозарядов в течение полупериода. Напротив, на медном электроде МР преимущественно привязываются к кратерам, образующимся при деградации кромки, где оксидный слой тонкий или отсутствует. В результате средняя равномерность разряда на алюминии оказывается значительно выше по сравнению с медным электродом.

Различная структура кромок электродов приводит к различиям в статистике и форме импульсов тока, что больше всего проявляется в отрицательном ПП. На медном электроде большая часть тока передается небольшими импульсами, тогда как на алюминии величина переносимого заряда в среднем импульсе значительно выше. Более того, было обнаружено, что на медном электроде в отрицательном полупериоде часть перенесенного заряда (~ 30%) связана с непрерывной составляющей тока, предположительно образованной перекрытием длинных импульсов общей длительностью порядка 100 нс. На алюминиевом электроде интегральный заряд, переносимый отрицательными и положительными импульсами, практически совпадает.

Было обнаружено, что в отрицательном полупериоде на переднем фронте импульса формируется узкий пик, делающий форму импульса подобной импульсам Тричела в отрицательном коронном разряде. Для медного электрода с отрицательной полярностью пик в начальной части импульса исчезает для поздних фаз напряжения, при этом длительность импульса существенно увеличивается. Предполагается, что пробой оксидного слоя на электроде приводит к возникновению достаточно плотного плазменного облака с формированием аномального катодного слоя у кромки, поэтому исчезновение пика связано с удалением тонкого слоя оксидной пленки из-за распыления в катодном слое микрозарядов. Увеличение длительности импульса может быть также связано с кинетикой отрицательных ионов вблизи электрода.

Глава 5. Изменение характеристик ДБР-актуаторов при деградации кромок

Как уже писалось ранее, течение, генерируемого пДБР, имеет сложную трехмерную структуру, существенно зависящую от структуры разряда. В предыдущих главах работы было продемонстрировано, что деградация электродных кромок приводит к существенным изменениям режима горения разряда и его пространственной организации. Таким образом, предположительно, характеристики плазменных ДБР-актуаторов (прежде всего структура генерируемых ими течений), будут зависеть от состояния кромки коронирующего электрода.

Этот вопрос является важным для прикладных исследований в плазменной аэродинамике, поскольку при использовании таких актуаторов предполагается длительная их работа, сопровождающаяся описанными выше процессами деградации кромок.

5.1. Структура ионного ветра, генерируемого ДБР со стабилизированными точками привязок микрозарядов

При исследовании течений, созданных ДБР-актуатором, как правило, не учитывается трехмерная структура разряда. Такой подход, очевидно, справедлив для исследования среднего течения только в случае, когда изменение структуры разряда происходит на временах, существенно меньших, чем газодинамические. Как было продемонстрировано ранее, на медном электроде при деградации кромки организуется квазифиламентированный режим горения разряда. Предположительно, отличия структуры разряда на медном и алюминиевом электродах должны приводить к изменению структуры ионного ветра от актуатора.

Прежде чем изучать структуру течения, генерируемого разрядом со сложной самоорганизацией МР, был выполнен модельный эксперимент, когда микрозарядные привязки фиксировались конфигурацией электродов. Для имитации квазифиламентированного режима горения нижний электрод выполнялся в виде гребенки (см. рис. 5.1а).

Квазифиламентированный режим горения разряда, организующийся при деградации разрядом медной кромки, формируется при напряжениях, намного меньших необходимых для контракции разряда. Поэтому для лучшего понимания структуры течения, генерируемого таким разрядом, рассматривались случаи как диффузного разряда с фиксированными точками привязок (рис. 5.1б), так и контрагированного разряда (рис. 5.1с). Изменение режима горения достигалось путем изменения вкладываемой в разряд мощности при варьировании амплитуды питающего напряжения.

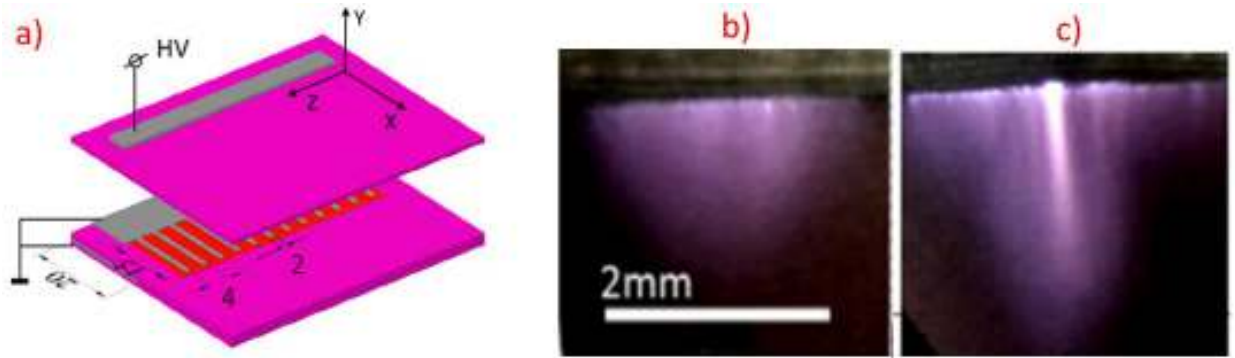


Рис. 5.1. а) Электродная система для организации квазифиламентированного режима горения разряда, б) изображение диффузного разряда с фиксированными привязками с) изображение контрагированного разряда с фиксированными привязками

На рисунках 5.2 и 5.3 представлены поля скорости течения, индуцированного такими неоднородным ДБР, полученные при реализации метода PIV, описанного в разделе 2.11.

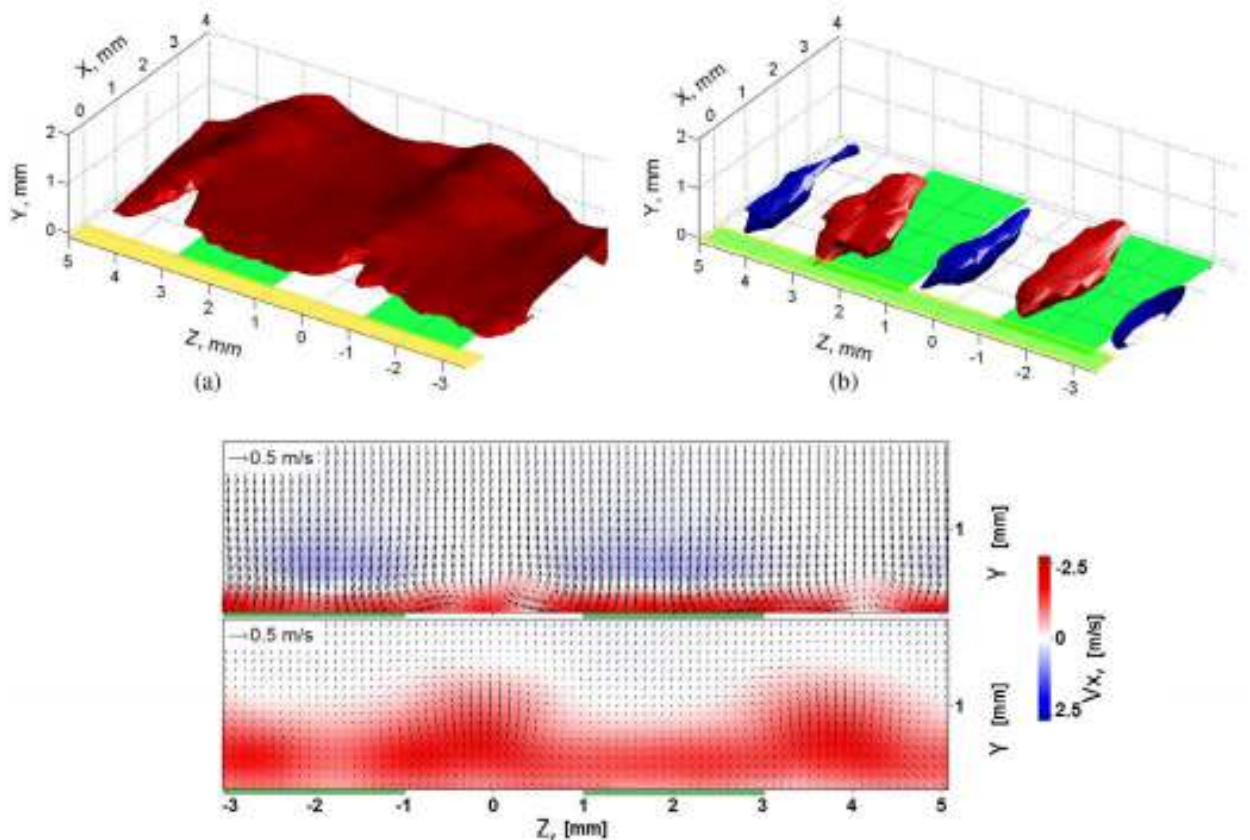


Рис. 5.2. Поля скорости индуцированного диффузным ДБР течения в сечениях: (а) Изоповерхность скорости пристенной струи $u = 1 \text{ м / с}$, (б) Изоповерхность X компоненты завихренности $\omega_x = \pm 10^3 \text{ 1 / с}$. (с) Поперечные сечения поля потока при $X = 1 \text{ мм}$, $X = 3.5 \text{ мм}$.

Видно (рис. 5.2), что каждая группа микрозарядов, локализованная над управляющим электродом, генерирует пристенную струю, направленную от края коронирующего электрода.

Кроме того, в окрестности каждого микроразряда наблюдается формирование пары продольных вихрей с противоположным направлением вращения. Перенос продольного импульса в этих вихрях приводит к смещению максимума скорости в область между положениями групп МР. Поскольку расстояние между вихрями достаточно мало, пара вихрей уносится от поверхности, что, в свою очередь, приводит к увеличению толщины пристенной струи.

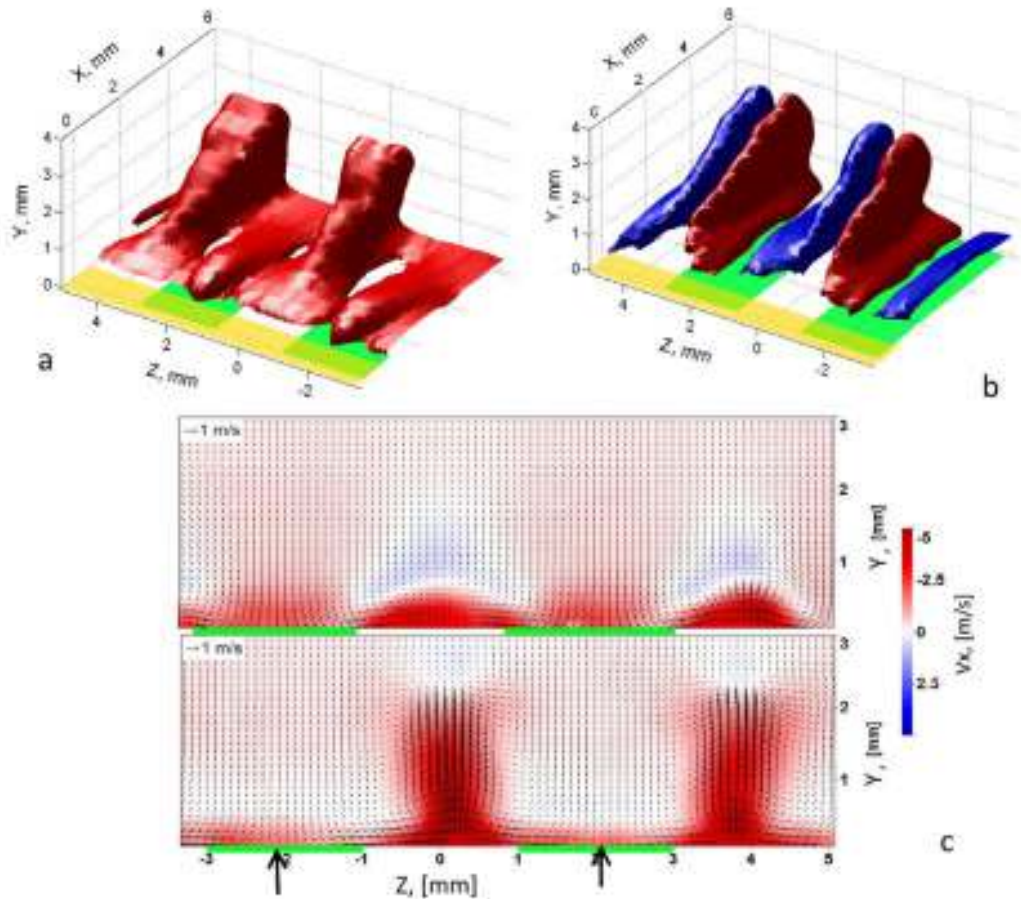


Рис. 5.3. Поля скорости индуцированного контрагированным ДБР течения в сечениях: (а) Изоповерхность скорости пристенной струи $u = 1$ м / с, (б) Изоповерхность X компоненты завихренности $\omega_x = \pm 10^3$ 1 / с. (с) Поперечные сечения поля потока при $X = 1$ мм , $X = 3.5$ мм.

При филаментированном режиме горения разряда общая структура течения остается аналогичной случаю диффузного режима горения, хотя образование филаментов приводит к значительному усилению вихрей. Таким образом, работу актуатора с квазифиламентированным режимом горения разряда на медном электроде правомерно можно сравнивать с работой описанного в этом подразделе модельного актуатора с гребенчатым электродом.

5.2. Изменение структуры ионного ветра, генерируемого актуаторами при длительной работе

Как было продемонстрировано выше, организация неоднородного вдоль коронирующей кромки режима горения ДБР приводит к формированию сложного трехмерного потока в окрестности кромки электрода. Логично предположить, что схожие эффекты будут наблюдаться и при изменениях разряда, вызванных деградацией электродной кромки.

В данном разделе приводится сравнение течений, индуцированных актуаторами с новыми электродами, и электродами, деградировавшими в результате воздействия ПДБР. Деградация электродных кромок достигалась путем воздействия пДБР в неподвижном воздухе с документированными ранее параметрами: частота питающего напряжения 100 кГц и амплитуда 3.4 кВ.

Алюминиевый электрод

На рисунке 5.4 представлено поле поперечной и продольной компоненты скорости течения, генерируемых актуатором с алюминиевым электродом.

В случае нового электрода течение изначально неоднородно. По бокам от областей локализации микроразрядов формируются пары продольных вихрей диаметром 1-4 мм. Эти вихри переносят продольную компоненту импульса пристенной струи, в результате чего распределение скорости вдоль кромки электрода становится существенно неоднородным. После деградации кромки течение становится двумерным и в среднем однородным вдоль кромки. При этом максимальное значение вертикальной компоненты скорости индуцированного течения падает до 20% от начальной скорости течения при том же питающем напряжении.

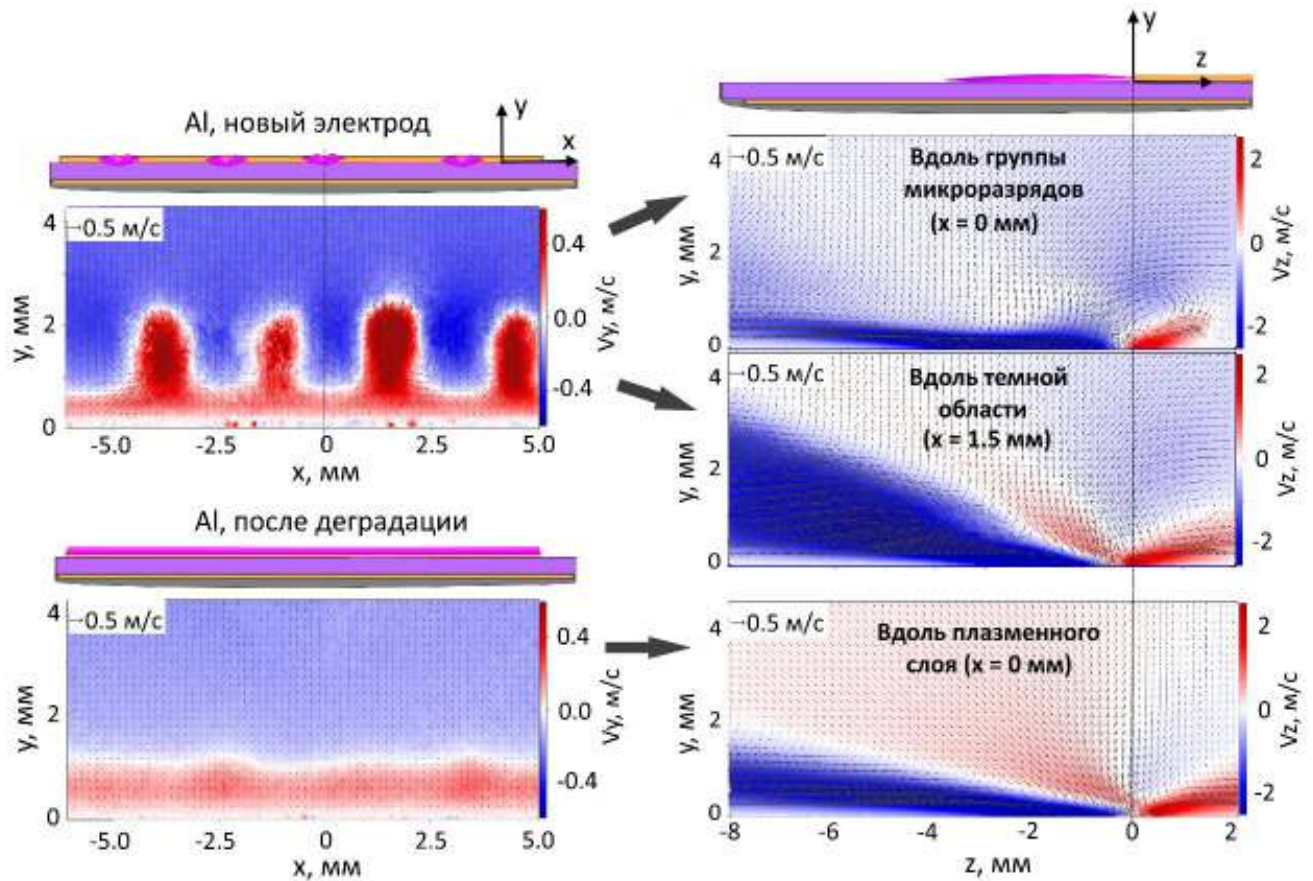


Рис. 5.4. Структура поперечной компоненты скорости на удалении $z = 4$ мм от кромки (слева) и продольной компоненты (справа) в случае алюминиевого электрода. Скetchами показано распределение интенсивности свечения разряда в соответствующих плоскостях и масштабах. Параметры разряда: $U_a = 3$ кВ, $f = 100$ кГц

Медный электрод

На рисунке 5.5 представлено поле поперечной и продольной компоненты скорости течения, генерируемых актуатором с медным электродом.

Как уже описывалось выше, разряд на медном электроде горит в виде каналов в первые минуты работы разрядной ячейки, и при длительных экспозициях микрозарядные каналы стабилизируются. Такие изменения соответствуют изменениям структуры генерируемого актуатором течения: изначально неоднородное вдоль кромки течение становится еще более неоднородным, интенсивность продольных вихрей растет за счет стабилизации микрозарядов. При этом скорость вертикальной компоненты скорости меняется незначительно.

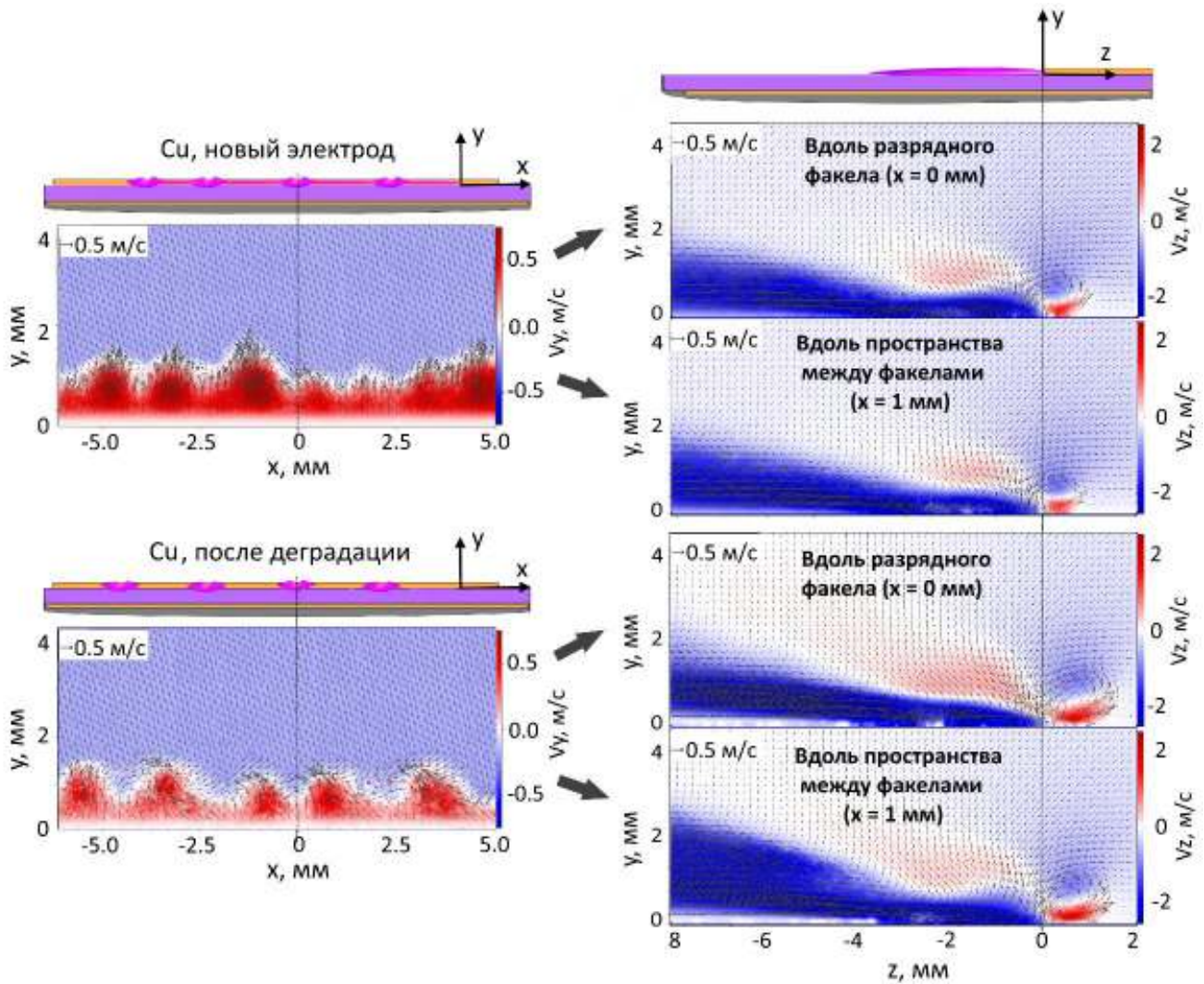


Рис. 5.5. Структура поперечной компоненты скорости на удалении $z = 4$ мм от кромки (слева) и продольной компоненты (справа) в случае медного электрода. Скetchами показано распределение интенсивности свечения разряда в соответствующих плоскостях и масштабах. Параметры разряда: $U_a = 3$ кВ, $f = 100$ кГц

5.3. Обсуждение результатов главы 5

Независимо от причин установления неоднородного вдоль кромки режима горения разряда, индуцированное таким разрядом течение имеет характерную трехмерную структуру. Основными особенностями этого течения являются пристенная струя, возникающая у каждой пары филаментов или групп микрозарядов, стартовых с небольшой области кромки электрода, и пара вихрей, образующихся на границах этой струи. Эти данные подтверждают результаты предварительных исследований поля течения в окрестности филаментированного ДБР теньевым методом и PIV, представленные в работе [72]. Детальный механизм образования трехмерной структуры потока рассмотрен в [73,176]. Показано, что определяющую роль играет возникающая на границах филаментов поперечная по отношению к направлению развития разряда

составляющая объемной силы. Кроме того, неоднородность разряда вдоль кромки также приводит к возникновению неоднородностей напряженности локального электрического поля в поперечном направлении, что оказывает влияние на структуру ионного ветра, генерируемого разрядом.

Схожесть картин течения, полученного для разряда с заведомо стабильными разрядными каналами (эксперимент с дискретным ответным электродом) и для разряда на медном электроде после деградации говорит о том, что использование такого электрода может быть эффективным способом организации трехмерного режима горения разряда, который требуется для решения ряда аэродинамических задач, например, создания виртуальной шероховатости для управления обтеканием тела [177] или плазменных вихрегенераторов для перемешивания пограничного слоя у обтекаемого объекта и управления ламинарно-турбулентным переходом [70,73,178].

5.4. Выводы к главе 5

Показано, что структура генерируемого разрядом течения зависит от режима горения разряда. На новых электродах из обоих материалов разряд неоднороден вдоль кромки, что влечет за собой возникновение продольных вихрей, локализованных в окрестности микроразрядных каналов. При деградации медного электрода течение становится еще более неоднородным, что соответствует стабилизации положения микроразрядных каналов. В случае с алюминием стохастизация микроразрядов приводит к возникновению практически однородного в среднем двумерного течения.

Результаты, изложенные в настоящем разделе, должны учитываться при использовании барьерного разряда в аэродинамических приложениях. В частности, видно, что для получения однородного по размаху воздействия на поток необходима стабилизация оксидного слоя на коронирующей кромке. Только в этом случае характеристики среднего течения, созданного плазменным актуатором, становятся хорошо прогнозируемыми.

Заключение

При горении диэлектрического барьерного разряда в кислородосодержащей атмосфере в поверхностной конфигурации с открытым коронирующим электродом происходит изменение структуры электродной кромки. Деградация кромки в этих условиях заключается, прежде всего, в образовании оксидного слоя, который может иметь сложную структуру в зависимости от свойств материала электрода и структуры самого разряда.

Основные механизмы, ответственные за деградацию кромки в разряде – это конкурирующие между собой процессы образования, накопления и переосаждения оксидов на кромке и их удаления в результате эрозионной очистки в катодном слое микроразрядов. Соотношение скоростей этих процессов зависит от стримерной частоты разряда и может быть неоднородным вдоль кромки. Также большое влияние оказывает стойкость оксидов материала электрода к распылению, что наглядно прослеживается при сравнении результатов, полученных при использовании алюминиевых и медных коронирующих электродов.

Установлено, что характеристики поверхностного барьерного разряда могут значительно меняться при деградации кромки разрядом. Можно выделить несколько наиболее значимых эффектов:

1. Изменение режима горения разряда.

Образующийся на поверхности коронирующего электрода непроводящий диэлектрический слой в процессе горения разряда заряжается, что приводит к локальному экранированию потенциала электрода. Это приводит к возникновению эффекта «электродной памяти», вследствие которого меняется динамика микроразрядов, пространственная и временная организация разряда.

2. Изменение интегральных электрических характеристик разряда.

Вследствие изменения режима горения разряда меняются и его интегральные электрические характеристики. В зависимости от баланса процессов окисления и очистки электрода, происходит либо удаление диэлектрического слоя, либо постепенное увеличение его толщины. Таким образом, при длительном воздействии плазмы ДБР на металлический электрод, возможно как увеличение, так и уменьшение рассеиваемой в разряде мощности и величины разрядного тока.

3. Изменение характеристик микрозарядов и токовых импульсов

Роль тех или иных механизмов эмиссии электронов в инициации и развитии разряда может меняться в зависимости от толщины и структуры оксида, покрывающую коронирующую кромку. Кроме того, изменение пространственной организации разряда приводит к тому, что микрозаряды развиваются в принципиально различных условиях. В результате этого наблюдается изменение множества характеристик микрозарядов и их статистики: изменение стримерной частоты, вызванное снижением или увеличением пороговой напряженности локального электрического поля, необходимой для старта микрозаряда; искажение формы импульса тока микрозаряда, обусловленное большим вкладом в развитие микрозаряда того или иного эмиссионного механизма; изменение значения переносимого в среднем импульсе заряда, обусловленное суммарным действием всех механизмов, описанных в этом и предыдущем пунктах.

4. Изменение структуры течения, генерируемого разрядом.

Генерируемое разрядом течение газа является суперпозицией течений, генерируемых отдельными микрозарядами. Поэтому изменение параметров МР, их временной и, в особенности, пространственной статистики (вызванное деградацией кромки при длительной ее работе) оказывают значимый эффект на структуру потока за ДБР-актуатором.

Выводы

1. Установлено, что деградация коронирующего электрода оказывает существенное влияние на режим горения и организацию поверхностного диэлектрического барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении. Деградация кромок происходит в результате действия конкурирующих процессов: накопления оксидов материала электрода, образующихся под воздействием разряда, и эрозионной очисткой кромки в катодных пятнах отрицательных МР. Направление протекания процесса определяется стойкостью оксидов к катодному распылению, а также частотой рождения микрозарядов, которая растет с частотой и амплитудой питающего напряжения для синусоидального ДБР.

2. Установлено, что вследствие различной стойкости оксидов материала электрода к распылению в катодном слое микрозарядов наблюдается принципиально различные изменения топологии кромок при воздействии на них разряда. При малой энергии связи ($\epsilon(\text{CuO}) \sim 1.7$ эВ) на электроде формируется эрозионный кратер с чистым материалом электрода, диаметр которого соответствует нормальной площади катодного пятна типичного микрозаряда в отрицательном полупериоде питающего напряжения. Между кратерами происходит осаждение и накопление оксида материала электрода, что приводит к блокированию старта микрозарядов с этих областей. При большой энергии связи ($\epsilon(\text{Al}_2\text{O}_3) \sim 17.3$ эВ) формируется равномерный по длине кромки слой окисла шириной порядка 100 мкм и толщиной 1 мкм, в котором наблюдаются кратеры диаметром ~ 100 нм, образуемые в результате электрического пробоя слоя при прохождении одиночных микрозарядов.

3. Обнаружено, что различия морфологии при деградации алюминиевой и медной кромок приводят к существенным изменениям как интегральных характеристик разряда, так и характеристик отдельных микрозарядов.

3.а). При питании ПДБР напряжением с параметрами 100 кГц и 3.4 кВ на медном электроде наблюдается увеличение мощности на 20-25 %, на алюминиевом – снижение до уровня 70% от начальных значений. Деградация кромки как алюминиевого, так и медного электродов приводит к увеличению пороговых значений зажигания и контракции разряда на $\sim 100-400$ В (5-10%) в диапазоне давлений 0.2-10 бар. В бескислородной атмосфере на предварительно очищенных от окисла электродах режим горения разряда не различается.

3.б). На деградировавших электродах при напряжении 10 кГц и 2.9 кВ наблюдается уменьшение среднего значения переносимого микроразрядом заряда в 1.5-2 раза, при этом на медном электроде количество микроразрядов падает, на алюминии – растет. Уменьшение количества импульсов на медном электроде сопровождается удлинением заднего фронта импульсов и возникновением в отрицательном полупериоде непрерывной компоненты разрядного тока, что объясняется наработкой отрицательных ионов O_2^- , выступающих дополнительным источником электронов при их отлипании. В случае медного электрода эффект проявляется наиболее сильно вследствие локализации разряда в квазифиламентном режиме. Этот эффект, предположительно, ответственен за увеличение средней вложенной в разряд мощности при длительном горении разряда при питании ПДБР напряжением с параметрами 100 кГц и 3.4 кВ.

4. Вследствие изменения режима горения разряда, обусловленного деградацией электродных кромок, происходят значительные изменения структуры ионного ветра, генерируемого ПДБР. На алюминиевом электроде формируется однородная пристенная струя, направленная вдоль поверхности от кромки электрода. На медном электроде формируется ярко выраженная трехмерная структура течения: каждому факелу разряда соответствует пара продольных вихрей и узкая пристенная струя в пространстве между факелами. Установление структуры ионного ветра происходит после деградации кромки; на новых электродах неоднородный вдоль кромки разряд генерирует ионный ветер с трехмерной структурой.

Благодарности

Данная работа была выполнена в Лаборатории 21.3 Плазменной аэродинамики и стимулированного горения в Объединенном Институте Высоких температур РАН.

Я хотел бы выразить глубокую благодарность своему научному руководителю Ивану Моралеву за руководство работой, а также за огромную помощь и поддержку, которые сопровождали меня на протяжении всей работы.

Идея работы, равно как и первичная постановка задачи, возникли при обсуждении физики барьерного разряда на конференции WSMPA 2016 с Александром Лазукиным, которого хотелось бы поблагодарить за тесную и плодотворную коллаборацию.

Я очень благодарен своему руководителю аспирантуры в НИУ «МЭИ» Валентину Битюрину за плодотворное обсуждение результатов работы и советы по ее выполнению.

Также хочу поблагодарить Алексея Петрова за помощь в постановке задачи, советам по работе и ее творческому обсуждению.

Хочу сказать спасибо Светлане Стариковской за проявление интереса к работе, за плодотворное обсуждение результатов, а также за бесценный опыт работы в коллективе LPP École Polytechnique в рамках международной коллаборации.

Выражаю благодарность Дарии Криворучко за обсуждение методов статобработки осциллограмм и ценный обмен опытом в рамках решения этой задачи, за ее многочисленные замечания и советы.

Хочу выразить благодарность Георгию Вальяно за проделанную работу по микроскопии и элементному анализу электродов и обсуждению связанных с этим результатов работы.

Я выражаю благодарность всем участникам конференций и семинаров, на которых были представлены материалы данной работы, за обсуждение результатов и замечания.

Еще я благодарю преподавателей Московского Энергетического Института, которые за время моего обучения в институте дали столь необходимые и полезные знания.

Сердечную благодарность хотелось бы выразить всем сотрудникам лаборатории 21.3 за обсуждение результатов работы, а еще за дружескую, располагающую к результативной работе атмосферу.

Я обращаюсь с особой благодарностью к моим близким и коллегам: Елизавете Аринович, Микаэлу Саргсяну, Максиму Хромову, Эдуарду Саиджанову, Ирине Валовой, Юлии Малиновской, Роману Гапонцеву, Роману Кармацкому, Михаилу Ёгину за проявление живого интереса к моей работе и моральную поддержку.

И, наконец, хочу сказать спасибо своим родителям Ольге и Виталию Селивониным, а также тёте Наталье Жгун за веру в меня, поддержку и терпение.

Литература

1. Siemens W. Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrähnen // Ann. Phys. 1857. Vol. 178, № 9. P. 66–122.
2. Kogelschatz U. Filamentary , Patterned , and Diffuse Barrier Discharges // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. Vol. 30, № 4. P. 1400–1408.
3. Buss K. Die elektrodenlose Entladung nach Messung mit dem Kathodenszillographen // Arch. für Elektrotechnik. 1932. Vol. 26, № 4. P. 261–265.
4. Braun D., Kuchler U., Pietsch G. Microdischarges in air-fed ozonizers // J. Phys. D. Appl. Phys. 1991. Vol. 24, № 4. P. 564–572.
5. Kogelschatz U., Eliasson B., Egli W. Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications // J. PHYS IV Fr. 1997. Vol. 7.
6. Manley T.C. The Electric Characteristics of the Ozonator Discharge // J. Electrochem. Soc. 1943. Vol. 84. P. 83–96.
7. Akishev Y. et al. Stepwise expansion of a surface dielectric barrier discharge as a result of alternation in formation of streamers and leaders // J. Phys. D. Appl. Phys. 2013. Vol. 46, № 13.
8. Bartnikas R. Note on discharges in helium under ac conditions // Vacuum. 1968. Vol. 18, № 10. P. 575.
9. Donohoe K.G., Wydeven T. Plasma polymerization of ethylene in an atmospheric pressure-pulsed discharge // J. Appl. Polym. Sci. 1979. Vol. 23, № 9. P. 2591–2601.
10. Bartnikas R. Some Observations on the Character of Corona Discharges in Short Gap Spaces // IEEE Trans. Electr. Insul. 1971. Vol. EI-6, № 2. P. 63–75.
11. Hoskinson A.R., Oksuz L., Hershkowitz N. Microdischarge propagation and expansion in a surface dielectric barrier discharge // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93, № 22. P. 10–13.
12. Hoskinson A.R., Hershkowitz N. Differences between dielectric barrier discharge plasma actuators with cylindrical and rectangular exposed electrodes // J. Phys. D. Appl. Phys. 2010. Vol. 43, № 6. P. 065205.
13. Debien A., Bernard N., Moreau E. Streamer inhibition for improving force and electric wind produced by DBD actuators // J. Phys. D Appl. Phys. 2012. Vol. 45.
14. Massines F. et al. Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges // EPJ Appl. Phys. 2009. Vol. 47, № 2.
15. Eliasson B., Hirth M., Kogelschatz U. Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges // J. Phys. D. Appl. Phys. 1987. Vol. 20, № 11. P. 1421–1437.
16. Yagi S., Tanaka M. Mechanism of ozone generation in air-fed ozonisers // J. Phys. D. Appl. Phys. 1979. Vol. 12, № 9. P. 1509–1520.
17. Akishev Y. et al. Novel AC and DC Non-Thermal Plasma Sources for Cold Surface Treatment of Polymer Films and Fabrics at Atmospheric Pressure // Plasmas Polym. 2002. Vol. 7, № 3. P. 261–

- 289.
18. Černák M. et al. Generation of thin surface plasma layers for atmospheric-pressure surface treatments // *Contrib. to Plasma Phys.* 2004. Vol. 44, № 5–6. P. 492–495.
 19. Mikeš J., Pekárek S., Soukup I. Experimental and modelling study of the effect of airflow orientation with respect to strip electrode on ozone production of surface dielectric barrier discharge // *J. Appl. Phys.* 2016. Vol. 120, № 17.
 20. Bednar N., Matović J., Stojanović G. Properties of surface dielectric barrier discharge plasma generator for fabrication of nanomaterials // *J. Electrostat.* 2013. Vol. 71. P. 1068–1075.
 21. Radacsi N. et al. Cold plasma synthesis of high quality organic nanoparticles at atmospheric pressure // *J. Nanoparticle Res.* 2013. Vol. 15, № 2. P. 1445.
 22. Ambrico P. et al. Reduction of microbial contamination and improvement of germination of sweet basil (*Ocimum basilicum* L.) seeds via surface dielectric barrier discharge // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2017. Vol. 50. P. 305401.
 23. Park Y. et al. The biological effects of surface dielectric barrier discharge on seed germination and plant growth with barley; The biological effects of surface dielectric barrier discharge on seed germination and plant growth with barley // *Plasma Process Polym.* 2016. Vol. 15, № 2. P. 1–8.
 24. Eden J.G. et al. Plasma science and technology in the limit of the small: Microcavity plasmas and emerging applications // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. Vol. 41, № 4. P. 661–675.
 25. Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G. Microplasmas and applications // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2006. Vol. 39, № 3.
 26. Tanaka Y. Continuous Emission Spectra of Rare Gases in the Vacuum Ultraviolet Region // *J. Opt. Soc. Am.* 1955. Vol. 45, № 9. P. 710.
 27. Kogelschatz U. et al. High-intensity sources of incoherent UV and VUV excimer radiation for low-temperature materials processing // *Appl. Surf. Sci.* 2000. Vol. 168, № 1–4. P. 29–36.
 28. Starikovskaia S.M. Plasma assisted ignition and combustion // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2006. Vol. 39, № 16. P. 265–299.
 29. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* Elsevier Ltd, 2013. Vol. 39, № 1. P. 61–110.
 30. Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2007. Vol. 40, № 3. P. 605–636.
 31. Wang J.-J. et al. Recent developments in DBD plasma flow control // *Prog. Aerosp. Sci.* Elsevier, 2013. Vol. 62. P. 52–78.
 32. Leonov S.B., Adamovich I. V, Soloviev V.R. Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2016. Vol. 25, № 6. P. 063001.
 33. Kriegseis J., Simon B., Grundmann S. Towards In-Flight Applications? A Review on Dielectric Barrier Discharge-Based Boundary-Layer Control // *Appl. Mech. Rev.* 2016. Vol. 68, № 2. P.

020802.

34. Gibalov V.I., Pietsch G.J. Dynamics of dielectric barrier discharges in different arrangements // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2012. Vol. 21, № 2. P. 024010.
35. Brandenburg R. Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2017. Vol. 26, № 5. P. 053001.
36. Kogelschatz U. Collective phenomena in volume and surface barrier discharges // *J. Phys. Conf. Ser.* 2010. Vol. 257, № 25th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases—SPIG 2010 IOP. P. 012015.
37. Falkenstein Z., Coogan J.J. Microdischarge behaviour in the silent discharge of nitrogen - oxygen and water - air mixtures // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 1999. Vol. 30, № 5. P. 817–825.
38. Kindersberger J., Lederle C. Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - Part II: Measurements // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 2008. Vol. 15, № 4. P. 949–957.
39. Mitin A.N., Sokolova M. V. Influence of the solid dielectric surface structure on the electric field at an air-barrier boundary // *Tech. Phys. Lett.* 2012. Vol. 38, № 5. P. 474–477.
40. Huang B. et al. Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: The influence of dielectric material and pulse repetition rate // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. Vol. 29, № 4.
41. Soloviev V.R., Selivonin I. V, Moralev I.A. Breakdown voltage for surface dielectric barrier discharge ignition in atmospheric air // *Phys. Plasmas.* 2017. Vol. 24. P. 103528.
42. Raether H. Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal // *Zeitschrift für Phys.* 1937. № 112. P. 464–489.
43. Meek J.M. A theory of spark discharge // *Phys. Rev.* 1940. Vol. 57, № 8. P. 722–728.
44. Loeb L.B. *Fundamental Processes Of Electrical Discharge In Gases.* New York: Jonh Wiley & Sons, Inc, 1939. 717 p.
45. Loeb L.B., Kip A.F. Electrical discharges in air at atmospheric pressure: The nature of the positive and negative point-to-plane coronas and the mechanism of spark propagation // *J. Appl. Phys.* 1939. Vol. 10, № 3. P. 142–160.
46. Raizer Y.P., Allen J.E. *Gas discharge physics.* Berlin: Springer, 1997. 447 p.
47. Лозанский Э.Д. Развитие электронных лавин и стримеров // *Успехи физических наук.* 1975. Vol. 117, № 3. P. 493–521.
48. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Д. *Теория искры.* Атомиздат. Москва, 1975. 272 p.
49. Eliasson B., Kogelschatz U. Modeling and Applications of Silent Discharge Plasmas // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1991. Vol. 19, № 2. P. 309–323.
50. Townsend J.S. The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions // *Nature.* 1900. Vol. 62, № 1606. P. 340–341.

51. Enloe C.L. et al. Surface potential and longitudinal electric field measurements in the aerodynamic plasma actuator // *AIAA J.* 2008. Vol. 46, № 11. P. 2730–2740.
52. Gibalov V.I., Pietsch G.J. The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces // *J. Phys. D Appl. Phys.* 2000. Vol. 33. P. 2618–2636.
53. Muller L. et al. Self-organized filaments in dielectric barrier glow discharges // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1999. Vol. 27, № 1. P. 20–21.
54. Müller I., Ammelt E., Purwins H. Self-Organized Quasiparticles : Breathing Filaments in a Gas Discharge System // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82, № 17. P. 3428–3431.
55. Allegraud K., Guaitella O., Rousseau A. Spatio-temporal breakdown in surface DBDs: Evidence of collective effect // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2007. Vol. 40, № 24. P. 7698–7706.
56. Houghton A.W., Leonov S.B. Charge transfer in constricted form of surface barrier discharge at atmospheric pressure // *J. Thermophys. Heat Transf.* 2017. Vol. 31, № 1. P. 145–153.
57. Stepanyan S. a et al. A nanosecond surface dielectric barrier discharge in air at high pressures and different polarities of applied pulses: transition to filamentary mode // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2014. Vol. 23, № 4. P. 045003.
58. Shcherbanev S.A. et al. Filamentary nanosecond surface dielectric barrier discharge. Plasma properties in the filaments // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2019. Vol. 28, № 6.
59. Ding C. et al. Filamentary nanosecond surface dielectric barrier discharge. Experimental comparison of the streamer-to-filament transition for positive and negative polarities // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2019. Vol. 28, № 8.
60. Moralev I. et al. Electrical characteristics of the surface DBD in the external airflow // *ESCAMPIG XXII*, Greiwald, Germany.
61. Robinson M. Movement of Air in Electric Wind of Corona Discharge // *Trans. Am. Inst. Electr. Eng. Part I Commun. Electron.* 1961. Vol. 80, № 2. P. 143–150.
62. Park S. et al. The creation of electric wind due to the electrohydrodynamic force // *Nat. Commun.* Springer US, 2018. Vol. 9, № 1. P. 1–8.
63. Velkoff H.R., Ketcham J. Effect of an Electrostatic Field on Boundary-Layer Transition // *AIAA J.* 1968. Vol. 6, № 7. P. 1381–1383.
64. Loeb L.B. *Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms.* Berkeley, CA: Univ. California Press, 1965. 694 p.
65. Boeuf J.P., Pitchford L.C. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, № 10.
66. Kotsonis M. et al. Measurement of the body force field of plasma actuators // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2011. Vol. 44, № 4. P. 045204.
67. Wang J.-J. et al. Recent developments in DBD plasma flow control // *Prog. Aerosp. Sci.* Elsevier, 2013. Vol. 62. P. 52–78.

68. Pons J., Moreau E., Touchard G. Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: Electrical properties and induced airflow characteristics // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2005. Vol. 38, № 19. P. 3635–3642.
69. Boeuf J.P. et al. Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators // *J. Phys. D. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2007. Vol. 40, № 3. P. 652–662.
70. Jukes T.N., Choi K.S. Dielectric-barrier-discharge vortex generators: Characterisation and optimisation for flow separation control // *Exp. Fluids*. 2012. Vol. 52, № 2. P. 329–345.
71. Thomas F.O. et al. Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control // *AIAA J.* 2009. Vol. 47, № 9. P. 2169–2178.
72. Moralev I. et al. Gas-dynamic disturbances created by surface dielectric barrier discharge in the constricted mode // *Exp. Fluids*. 2014. Vol. 55, № 5. P. 1747.
73. Moralev I. et al. Localized micro-discharges group dielectric barrier discharge vortex generators : Disturbances source for active transition control // *Proc IMechE Part G J Aerosp. Eng.* 2020. Vol. 234, № 1. P. 42–57.
74. Kriegseis J. et al. On the classification of dielectric barrier discharge plasma actuators: A comprehensive performance evaluation study // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 114, № 5.
75. Bletzinger P. et al. Plasmas in high speed aerodynamics // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2005. Vol. 38, № 4.
76. Znamenskaya I.A. et al. Energy deposition in boundary gas layer during initiation of nanosecond sliding surface discharge // *Tech. Phys. Lett.* 2010. Vol. 36, № 9. P. 795–797.
77. Znamenskaya I.A. et al. Development of gas-dynamic perturbations propagating from a distributed sliding surface discharge // *Tech. Phys.* 2007. Vol. 52, № 5. P. 546–554.
78. Koroteeva E. et al. Shock wave interaction with a thermal layer produced by a plasma sheet actuator // *J. Phys. D. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2017. Vol. 50, № 8.
79. Mursenkova I. V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E. Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2018. Vol. 51, № 10.
80. Post M.L., Corke T.C. Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators // *AIAA J.* 2004. Vol. 42, № 11. P. 2177–2184.
81. Jukes T.N., Choi K. Turbulent Drag Reduction by Surface Plasma through // 3rd AIAA Flow Control Conf. 2006. № June. P. 1–14.
82. Séraudie A. et al. Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions // *Collect. Tech. Pap. - 3rd AIAA Flow Control Conf.* 2006. Vol. 2, № June. P. 1065–1073.
83. Huang J., Corke T.C., Thomas F.O. Plasma actuators for separation control of low pressure turbine blades // 41st Aerosp. Sci. Meet. Exhib. 2003. Vol. 44, № 1.
84. Jacob J. et al. Boundary layer flow control using AC discharge plasma actuators // 2nd AIAA Flow Control Conf. 2004. № July. P. 1–12.

85. Li Y., Zhang X., Huang X. The use of plasma actuators for bluff body broadband noise control. 2010. P. 367–377.
86. Grundmann S., Tropea C. Active cancellation of artificially introduced Tollmien–Schlichting waves using plasma actuators // *Exp. Fluids*. Springer Berlin / Heidelberg, 2008. Vol. 44, № 5. P. 795–806.
87. Баранов С.А. et al. Управление ламинарно-турбулентным переходом в трёхмерном пограничном слое при повышенной внешней турбулентности с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Доклады Академии Наук*. 2019. Vol. 486, № 6. P. 668–672.
88. Kriegseis J. Performance Characterization and Quantification of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators. - A Doctoral Dissertation. Technischen Universität Darmstadt, 2011. 190 p.
89. Xia Q. et al. Comparison between Trichel pulse in negative corona and self-pulsing in other configurations // *Phys. Plasmas*. 2018. Vol. 25, № 2.
90. Gallo C.F. Corona—A Brief Status Report // *IEEE Trans. Ind. Appl.* 1977. Vol. IA-13, № 6. P. 550–557.
91. Trinh N.G. Partial Discharge XIX: Discharge in Air Part I: Physical Mechanisms // *IEEE Electr. Insul. Mag.* 1995. Vol. 11, № 2. P. 23–29.
92. Akishev Y.S. et al. Pulsed mode of a negative corona in nitrogen: I. Experiment // *Plasma Phys. Reports*. 2001. Vol. 27, № 6. P. 520–531.
93. Akishev Y.S. et al. Pulsed mode of a negative corona in nitrogen: II. Numerical calculations // *Plasma Phys. Reports*. 2001. Vol. 27, № 6. P. 532–541.
94. Zhang Y. et al. Trichel pulse in various gases and the key factor for its formation // *Sci. Rep.* Springer US, 2017. Vol. 7, № 1. P. 1–8.
95. Trichel G.W. The mechanism of the negative point to plane corona near onset // *Phys. Rev.* 1938. Vol. 54, № 12. P. 1078–1084.
96. Zentner R. Stufenimpulse der negativen Koronaentladung // *ETZ-A*. 1970. Vol. 91. P. 303–305.
97. Bandel H.W. Point-to-Plane Corona in Dry Air // *Phys. Rev.* 1951. Vol. 84, № 1. P. 92–99.
98. Goldman M., Goldman A. Corona Discharges // *Gaseous Electronics*. Academic P / ed. Hirsh M.N., Oscam H.J. New York, San Francisco, London: A Subsidiary of Harcourt Brace Jovanovich, 1978. P. 219–290.
99. Aleksandrov G.N. On nature of current pulses of a negative corona // *Sov. Physics-Technical Phys.* 1963. Vol. 8, № 2. P. 161.
100. Lama W.L., Gallo C.F. Systematic study of the electrical characteristics of the “trichel” current pulses from negative needle-to-plane coronas // *J. Appl. Phys.* 1974. Vol. 45, № 1. P. 103–113.
101. Černák M. et al. Streamer mechanism for negative corona current pulses // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 83, № 11. P. 5678–5690.
102. Cernak M., Hosokawa T. Complex form of current pulses in negative corona discharges // *Phys.*

- Rev. A. 1991. Vol. 43, № 2. P. 1107–1109.
103. Hoder T. et al. High-resolution measurements of the electric field at the streamer arrival to the cathode: A unification of the streamer-initiated gas-breakdown mechanism // *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* 2012. Vol. 86, № 5. P. 27–29.
 104. Jahanbakhsh S., Hoder T., Brandenburg R. Correlation between electric field, current and photon emission in subsequent barrier corona microdischarges // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing LLC, 2019. Vol. 126, № 19.
 105. Černák M., Hoder T., Bonaventura Z. Streamer breakdown: Cathode spot formation, Trichel pulses and cathode-sheath instabilities // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. Vol. 29, № 1.
 106. Golinski J., Grudzinski J. Some properties of Trichel pulses with AC voltage // *J. Phys. D Appl. Phys.* 1986. № 19. P. 1497.
 107. Cernak M., Hosokawa T., Odrobina I. Experimental confirmation of positive-streamer-like mechanism for negative corona current pulse rise // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 1993. Vol. 26, № 4. P. 607–618.
 108. Morrow R. Theory of stepped pulses in negative corona discharges // *Phys. Rev. A.* 1985. Vol. 32, № 6. P. 3821–3824.
 109. Goldman M., Sigmond R.S. Corona and Insulation // *IEEE Trans. Electr. Insul.* 1982. Vol. EI-17, № 2. P. 90–105.
 110. Dubois D. et al. Electrical analysis of positive corona discharge in air and N₂, O₂, and CO₂ mixtures // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 2013. Vol. 053304, № 2007. P. 1–10.
 111. Huang G. et al. Statistical Analysis of Pulsed Microdischarges and Ozone Generation in Dielectric Barrier Discharges // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2016. Vol. 44, № 10. P. 2111–2120.
 112. Čech J. et al. Diffuse coplanar Surface Barrier Discharge in artificial air: Statistical behaviour of microdischarges // *Open Chem.* 2015. Vol. 13, № 1. P. 528–540.
 113. Lazukin A., Chernyshev T., Krivoruchko D. The statistical data on microdischarges of the surface dielectric barrier discharge unit based on aluminum nitride barrier // *Phys. Plasmas.* 2019. Vol. 26. P. 033513.
 114. Jahanbakhsh S., Hoder T., Brandenburg R. Correlation between electric field, current and photon emission in subsequent barrier corona microdischarges // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing LLC, 2019. Vol. 126, № 19. P. 193305.
 115. Jahanbakhsh S., Brüser V., Brandenburg R. Single microdischarges in a barrier corona arrangement with an anodic metal pin: Discharge characteristics in subsequent breakdowns // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2018. Vol. 27, № 11. P. 115011.
 116. Селивонин И.В. Метод емкостных зондов и его применение для диагностики поверхностного диэлектрического барьерного разряда: дис. магистра физики. -. Национальный Исследовательский Университет “МЭИ,” 2016. 90 p.

117. Selivonin I., Moralev I. Method of increasing the spatial resolution of the surface charge distribution in DBD // 44th international conference on plasma physics and CF, February 13 – 17, 2017, Zvenigorod.
118. Synek P. et al. Advanced electrical current measurements of microdischarges: Evidence of sub-critical pulses and ion currents in barrier discharge in air // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. Vol. 27, № 4. P. 045008.
119. Плешивцев Н.В. Катодное распыление. Москва: Атомиздат, 1968. 347 p.
120. Бериш Р. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Выпуск I. Москва: Мир, 1984. 336 p.
121. Бериш Р. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Выпуск II. Москва: Мир, 1986. 488 p.
122. Mesyats G.A. Ectons and their role in plasma processes // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47, № 5 A.
123. Петров А.А. Исследование эрозии катода в отрицательном коронном разряде. Московский Физико-Технический Институт, 2010. 137 p.
124. Harrison D.E., Magnuson G.D. Sputtering Thresholds // Phys. Rev. 1961. Vol. 122, № 5. P. 1421–1430.
125. Stark J. Zur Theorie der Zerstäubung durch Atomstrahlen // Zeitschrift für Elektrochemie und Angew. Phys. Chemie. 1909. Vol. 15, № 14. P. 509–512.
126. Séverac C. et al. Chemistry on the low field anodes and cathodes of air corona gaps // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95, № 7. P. 3297–3303.
127. Meek J.M., Craggs J.D. Electrical breakdown of gases. Oxford, 1953. 508 p.
128. Le Ny R., Le Ny A.M., Saint-Blanquet C. Temperature distribution on the point surface in a negative corona discharge // 15th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Minsk, 1981.
129. Goldman M., Berger G. Dielectrics degradation under corona discharges // Proc. 4th Int. Conf. Gas Discharges, IEE Conf. Publ. 1976. № 143. P. 105–108.
130. Месяц Г.А. Эктон — лавина электронов из металла // Успехи физических наук. 1995. Vol. 165, № 6. P. 601–626.
131. Месяц Г.А. Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности. ФИАН, 2014. 251 p.
132. Воробьев Г.А., Мухачев В.А. Пробой тонких диэлектрических пленок. Москва: Советское радио, 1977. 72 p.
133. Budenstein P.P., Hayes P.J. Breakdown conduction in Al-SiO-Al capacitors // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38, № 7. P. 2837–2851.
134. Yao X. et al. DC discharge with high secondary electron emission oxide cathode: Effects of gas pressure and oxide cathode structure // Vacuum. 2019. Vol. 166, № April. P. 114–122.

135. Zhirnov V. V., Alimova A.N., Hren J.J. Anomalous field emission from Al₂O₃ coated Si tips // *Appl. Surf. Sci.* 2002. Vol. 191, № 1–4. P. 20–25.
136. Lee M.B. et al. Emission behavior of nm-thick Al₂O₃ film-based planar cold cathodes for electronic cooling // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86, № 12. P. 1–3.
137. ВЛАДИМИРОВ Г.Г. Г. Г. Владимиров. 2013. P. 368.
138. Weissler G.L. Positive and Negative Point-to-Plane Corona in Pure and Impure Hydrogen, Nitrogen, and Argon // *Phys. Rev.* 1943. Vol. 63, № 3 and 4. P. 96–107.
139. Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S. Effects of cathode spot dynamics on trichel pulses // *IEEE Int. Conf. Plasma Sci.* 2009. № November 2008. P. 35–38.
140. Greenwood A.N. Negative Point-to-Plane Corona – a New Mode of the Discharge // *Nature.* 1951. Vol. 168. P. 41–42.
141. Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S. On the Nature of Copper Cathode Erosion in Negative Corona Discharge // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2009. Vol. 37, № 7. P. 1146–1149.
142. Amirov R.H., Petrov a a, Samoylov I.S. Nanoparticles formation and deposition in the trichel pulse corona // *J. Phys. Conf. Ser.* 2013. Vol. 418, № March 2013. P. 012064.
143. Groza A. et al. Generation of porous alumina layers in a Polydimethylsiloxane/Hydrogen peroxide medium on aluminum substrate in corona discharges // *J. Nanomater.* 2014. Vol. 2014.
144. Minzari D. et al. Surface oxide formation during corona discharge treatment of AA 1050 aluminium surfaces // *Corros. Sci.* 2008. Vol. 50, № 5. P. 1321–1330.
145. Prysiaznyi V. et al. Influence of humidity on atmospheric pressure air plasma treatment of aluminium surfaces // *Appl. Surf. Sci.* 2012. Vol. 258, № 14. P. 5467–5471.
146. Changquan Wang, Xiangning He. Effect of atmospheric pressure dielectric barrier discharge air plasma on electrode surface // *Appl. Surf. Sci. North-Holland*, 2006. Vol. 253, № 2. P. 926–929.
147. Upadhyay D.J. et al. Surface oxygenation of polypropylene using an air dielectric barrier discharge: The effect of different electrode-platen combinations // *Appl. Surf. Sci.* 2004. Vol. 229, № 1–4. P. 352–364.
148. Borcia G., Anderson C.A., Brown N.M.D. Dielectric barrier discharge for surface treatment: application to selected polymers in film and fibre form // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2003. Vol. 12, № 3. P. 335–344.
149. Šimor M. et al. Atmospheric-pressure diffuse coplanar surface discharge for surface treatments // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, № 15. P. 2716–2718.
150. Pons J. et al. Observation of dielectric degradation after surface dielectric barrier discharge operation in air at atmospheric pressure // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008. Vol. 36, № 4. P. 1342–1343.
151. Rigit A.R.H., La K.C., Bong D.B.L. Degradation of a dielectric barrier discharge plasma actuator // *Proc. IEEE Int. Conf. Prop. Appl. Dielectr. Mater.* 2009. P. 569–572.

152. Hanson R.E. et al. Effect of dielectric degradation on dielectric barrier discharge plasma actuator performance // 51st AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo. 2013. 2013. № January. P. 1–13.
153. Forte M. et al. Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control // Exp. Fluids. 2007. Vol. 43.
154. Roth J.R., Dai X. Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 9 - 12 January 2006, Reno, Nevada. № January. P. AIAA 2006-1203.
155. Pescini E., Giorgi M.G. De. Electrode Material Degradation Monitoring for Durable Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators Manufacturing. 2016. № January. P. 1–14.
156. Houser N.M. et al. Sensors and Actuators A : Physical Microfabrication of dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control // Sensors Actuators A. Phys. Elsevier B.V., 2013. Vol. 201. P. 101–104.
157. Hoskinson A.R., Hershkowitz N., Ashpis D.E. Force measurements of single and double barrier DBD plasma actuators in quiescent air // J. Phys. D. Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 245209.
158. С-Компонент. Керамические подложки (Спецификация).
159. Kriegseis J. et al. Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators // J. Electrostat. Elsevier Ltd, 2011. Vol. 69, № 4. P. 302–312.
160. Лысов Н.Ю. Оптимизация параметров резонансного источника высокого напряжения для питания генератора озона на поверхностном барьерном разряде // Электричество. 2016. № 10. P. 28–35.
161. Selivonin I., Moralev I. On the electrical properties of the surface DBD and their effect on the resonant power sources // The International Conference “The Physics of Low Temperature Plasma” (PLTP-2017), Kazan, Russian Federation, June 5-9, 2017.
162. Selivonin I., Moralev I. On the electrical properties of the surface DBD and their effect on the resonant power sources // The International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG-2017), Lisbon, Portugal, 9-14 July 2017.
163. Orlov D.M. Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators // A Dissertation by Graduate Program in Aerospace and Mechanical Engineering, Notre Dame, Indiana. 2006. 205 p.
164. Orlov D.M., Corke T.C. Electric Circuit Model for Aerodynamic Plasma Actuator // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 9 - 12 January 2006, Reno, Nevada. № January. P. 9–12.
165. Hoder T., Synek P., Vorac J. Charge transfer equilibrium in surface barrier discharge: continuous current and negative ion-driven ionisation wave // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. P. 0–22.
166. Пашин М.М., Лысов Н.Ю. Измерение энергозатрат в озонаторах с объемным барьерным разрядом // Электричество. 2011. № 1. P. 21–26.

167. Pipa A. V. et al. The simplest equivalent circuit of a pulsed dielectric barrier discharge and the determination of the gas gap charge transfer // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. Vol. 83, № 11.
168. Syfer Technology Ltd. MLC Capacitors (datasheet).
169. Bian D.L. et al. Comparison between AlN and Al₂O₃ ceramics applied to barrier dielectric of plasma actuator // *Chinese Phys. B.* 2017. Vol. 26, № 8.
170. Токарев М.П. et al. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // *Вычислительные технологии.* 2007. Vol. 12, № 3. P. 109–131.
171. Reist P. Introduction to aerosol science. Macmillan Publishing Company, 1986. 299 p.
172. Kossyi I.A. et al. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. Vol. 1, № 3. P. 207–220.
173. Repän V. Low current mode of negative corona - A doctoral dissertation. University of Tartu, 2004. 116 p.
174. Месяц Г.А. Эктоны. Часть 2. Екатеринбург: УИФ “Наука,” 1994. 249 p.
175. Unfer T., Boeuf J.P. Modelling of a nanosecond surface discharge actuator // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2009. Vol. 42, № 19.
176. Nishida H., Nonomura T., Abe T. Three-dimensional simulations of discharge plasma evolution on a dielectric barrier discharge plasma actuator // *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 115, № 13. P. 133301.
177. Moralev I.A. et al. Damping of the longitudinal streak in the boundary layer by “plasma panel” actuator // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2019. Vol. 52, № 30. P. 304003.
178. Wicks M. et al. Mechanism of Vorticity Generation in Plasma Streamwise Vortex Generators // *AIAA J.* 2015. Vol. 53, № 11. P. 1–10.