

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Корнев Константин Николаевич

**Комбинированный разряд
в воздушных и углеводород-воздушных потоках
и его применение для инициации горения**

1.3.9. Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук,
профессор В.М. Шибков,
доктор физико-математических наук,
доцент С.А. Двинин

Москва – 2025

Оглавление

Список сокращений	4
Введение.....	5
ГЛАВА 1. Обзор литературы. Современное состояние исследований.....	14
1.1. Электрические разряды в потоках газов	14
1.2. Продольный и поперечный разряды постоянного тока в потоках газа.....	14
1.3. Надпороговый и подпороговый СВЧ разряды	17
1.4. Комбинированные разряды	18
1.5. Инициация плазменно-стимулированного горения	20
ГЛАВА 2. Экспериментальная установка. Методы исследования плазмы....	23
2.1. Схема экспериментальной установки	23
2.2. Методы определения газодинамических параметров высокоскоростного потока.....	27
2.3. Калибровка спектрометра	29
2.4. Методы определения температуры газа.....	31
2.5. Методы определения концентрации электронов.....	33
2.6. Методы определения электронной температуры	35
2.7. Метод измерения поглощаемой СВЧ мощности	37
ГЛАВА 3. Предварительный анализ свойств течения газа в канале и влияния разряда на течение. Численное моделирование	41
3.1. Моделирование элементов СВЧ тракта установки	41
3.2. Моделирование кинетики плазмы ППР и СВЧ разряда.....	44
3.2.1. ППР.....	45
3.2.2. СВЧ разряд.....	47
3.3. Моделирование газовых течений и разрядов в них.....	50
3.3.1. Модель локальной зоны энерговклада	52
3.3.2. Гидродинамическая модель ППР	53
Заключение к главе 3	56
ГЛАВА 4. Свойства подпорогового свч разряда в потоке газа.....	58
4.1. Структура СВЧ разряда	58
4.2. Свойства плазмы СВЧ разряда	61
4.3. СВЧ разряд в пропан-воздушном потоке.....	67

4.4. Преимущества и недостатки инициируемого СВЧ разряда.....	70
Заключение к главе 4	71
ГЛАВА 5. Исследование продольного и скользящего разрядов постоянного тока при малых токах. Поперечная структура положительного столба разряда	72
5.1. Свойства продольного разряда.....	73
5.1.1. Электрические характеристики	74
5.1.2. Пространственная структура разряда и ее эволюция по времени	77
5.1.3. Свойства плазмы разряда.....	80
5.1.4. Разряд в пропан-воздушном потоке	84
5.2. Исследование свойств продольно-поперечного разряда	85
5.2.1 Электрические характеристики	85
5.2.2. Свойства плазмы продольно-поперечного разряда.....	87
5.2.3. Радиальная структура продольно-поперечного разряда	90
5.2.4. Продольно-поперечный разряд в пропан-воздушных потоках.....	95
Заклучение к главе 5	99
ГЛАВА 6. Свойства комбинированного разряда в потоке газа	102
6.1. Структура комбинированного разряда. Новые эффекты	102
6.2. Электрические характеристики комбинированного разряда.....	103
6.3. Свойства плазмы комбинированного разряда	106
6.4. Комбинированный разряд в пропан-воздушном потоке.....	112
Заклучение к главе 6	121
Заклучение	123
Благодарности	129
Список литературы	130
Приложение 1. Таблицы плазмохимических реакций	146
Приложение 2. Детали аэродинамических расчетов	167

Список сокращений

РПТ – разряд постоянного тока

СВЧР – сверхвысокочастотный разряд

КР – комбинированный разряд

ППР – продольно-поперечный разряд

ПВРД – прямоточный воздушно-реактивный двигатель

Введение

Актуальность и степень разработанности темы. Низкотемпературная плазма газовых разрядов находит широкое применение в научных исследованиях и различных технологических приложениях [1]. Разряды в газовых потоках исследуются на протяжении последних лет в рамках задач плазменной аэродинамики и плазменно-стимулированного горения [2].

Современные разработки в области прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД) со сверхзвуковыми скоростями потока направлены на поиск технологий, способных повысить скорость горения и обеспечить полное сжигание топлива без использования механических стабилизаторов, создающих повышенную тепловую нагрузку. Одним из перспективных методов является применение электрических разрядов, что впервые было предложено в [3] и подтверждается многочисленными исследованиями [4–8], демонстрирующими эффективность газоразрядной плазмы как для воспламенения высокоскоростных топливных смесей, так и для управления обтеканием тел в дозвуковых и сверхзвуковых потоках. Особенностью этого направления исследований является разнообразие конструктивных решений разрядных систем: большое количество типов разряда (частотный диапазон, мощность) и их расположений в потоке (на поверхности стенок, на специальной формы пилонах или в кавернах).

Актуальность данной работы обусловлена необходимостью разработки новых методов управления горением в высокоскоростных топливно-воздушных смесях. Показано [9,10], что применение таких газовых разрядов как СВЧ разряд и разряд постоянного тока, эффективно для решения задач плазменно-стимулированного горения и плазменной аэродинамики, хотя и не лишено определенных недостатков. В рамках исследования рассматривается комбинированный разряд, который состоит из двух и более различных разрядов и сочетает в себе свойства составляющих его разрядов. Такое объединение разрядов, образующих плазму с различными свойствами, например, термической и холодной неравновесной, может позволить совместно использовать их преимущества или быть использовано с целью управления

комбинированным разрядом. Одной из важнейших задач плазменно-стимулированного горения является минимизация времени инициирования горения, которое может достигаться либо за счет автовоспламенения, либо посредством нетепловой генерации радикалов с помощью внешнего энергетического воздействия. Низкотемпературная плазма комбинированного разряда позволяет добиваться ускорения процессов воспламенения за счет обоих механизмов. В работе исследуются возможности воспламенения высокоскоростных газовых потоков комбинированным разрядом и его потенциальные преимущества и недостатки в решении описанных выше задач по сравнению с разрядами других типов.

Цель работы – выявление преимуществ и недостатков использования комбинированного разряда для плазменно-стимулированного воспламенения высокоскоростных углеводород-воздушных потоков.

Для достижения указанной цели в рамках настоящей работы были поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Экспериментальное исследование основных характеристик разряда постоянного тока: его пространственно-временной эволюции, электрических характеристик (вольтамперных характеристик, квазичастоты, напряженности поля) и свойств плазмы (температуры и плотности электронов, температуры газа, степени ионизации) как функций внешних параметров потока: скорости течения газа, его давления и состава.

2. Экспериментальное исследование основных характеристик иницируемого СВЧ разряда – его структуры, поглощаемой СВЧ мощности и свойств плазмы (температуры и плотности электронов, температуры газа, степени ионизации) как функции тех же внешних параметров потока.

3. Экспериментальное исследование основных характеристик комбинированного разряда: его пространственно-временной эволюции, электрических характеристик (вольтамперных характеристик, квазичастоты, напряженности поля) и свойств плазмы (температуры и плотности электронов, температуры газа, степени ионизации) как функций тех же внешних параметров

потока, а также отношения вкладываемых в разряд мощностей СВЧ и постоянного тока.

4. Сравнение полученных для трех разрядов результатов и получение вывода об использовании комбинированного разряда для плазменно-стимулированного воспламенения высокоскоростных углеводород-воздушных потоков.

Объектами исследования в работе выбраны продольно-поперечный разряд постоянного тока, иницируемый полуволновой антенной СВЧ разряд, комбинированный (СВЧ и постоянно-токовый) разряд и создаваемая ими плазма в высокоскоростных (50-250 м/с) воздушных и пропан-воздушных потоках.

Низкотемпературная плазма исследуемых типов разрядов относительно плотная и отличается высокой плотностью возбужденных частиц, что является благоприятным условием для инициации и поддержания горения топлив при высоких скоростях потоков.

Предмет исследования – основные параметры указанных выше типов разрядов и создаваемой ими плазмы.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые измерены основные параметры нестационарного комбинированного разряда в высокоскоростном (50-250м/с) воздушном и пропан-воздушном потоках при атмосферном давлении окружающего газа: вольтамперные характеристики, квазичастота, напряженность поля, свойства плазмы (температура и плотность электронов, температура газа, степень ионизации) и его пространственно-временная эволюция как функции скорости потока, разрядного тока и продольной (вниз по потоку) координаты, отношения вкладываемых мощностей СВЧ и постоянного тока в диапазоне рабочих токов постоянно-токового разряда 1–5 А и мощности СВЧ волны до 6.5 кВт.

2. Впервые экспериментально подтверждена пространственная неоднородность плазмы продольно-поперечного разряда, связанная с радиальным распределением температур и состава плазменного канала разряда, и определены

области пространственной локализации различных химических компонент (атомарного азота N, NH, ионов N_2^+ , гидроксила OH и атомарного кислорода O) и обнаружено их несовпадение. Этот факт ранее не учитывался при исследованиях продольно-поперечного разряда и построении его моделей.

3. Впервые экспериментально обнаружены феноменологические отличия комбинированного разряда от продольно-поперечного и СВЧ разрядов как частных его случаев. Одно из отличий (одновременное развитие СВЧ стримеров и дуги типа скользящего разряда) дает возможность квазинепрерывной обработки газового потока комбинированным разрядом при помощи скоростной видеосъемки, что также ранее не демонстрировалось.

4. Впервые для нестационарного комбинированного разряда в высокоскоростном (50-250 м/с) воздушном потоке показано влияние поляризации внешнего СВЧ поля на плотность электронов в плазменном канале. Эффективное воздействие поле оказывает на участки разряда, ориентированные вдоль него.

5. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность использования комбинированного разряда для воспламенения высокоскоростных (50-250 м/с) топливно-воздушных смесей в макете камеры сгорания прямоточных двигателей.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Теоретическая значимость состоит в том, что полученные результаты могут быть использованы для развития и разработки новых физико-математических моделей пространственно-неоднородных неравновесных разрядов в быстро движущихся газовых средах.

Практическая значимость заключается в том, что результаты могут быть полезны для создания технологий использования газоразрядной плазмы в летательных аппаратах нового поколения. В частности, показано, что разряды могут применяться для быстрого воспламенения и стабилизации горения в высокоскоростных воздушно-углеводородных потоках камер сгорания воздушно-реактивных двигателей. Результаты, полученные автором и вошедшие в диссертацию, вошли в отчеты по грантам РФФИ (№23-22-00233), РФФИ (№18-02-

00336\18), а также госбюджетной теме «Актуальные проблемы физики неравновесной плазмы» (№АААА-А16-116021560426-0).

Методология диссертационного исследования. Для решения поставленных задач был подготовлен экспериментальный стенд, позволяющий создавать исследуемые в работе разряды в контролируемых воздушных и пропан-воздушных потоках. Для определения электрических характеристик разрядов использовались методы осциллографии и высокоскоростной видеосъемки. Параметры плазмы: плотность, температура электронов и температура газа измерялись бесконтактным методом оптической эмиссионной спектроскопии. Использовались цифровые приборы: спектрометр, осциллограф, компьютер. Обработка спектров и других данных велась, в том числе с помощью языка программирования Python.

Положения, выносимые на защиту.

1. Комбинированный разряд может быть реализован в потоке воздуха и его смеси с пропаном при атмосферном давлении при скоростях потока от 50 до 250 м/с в диапазоне постоянного тока от 1 до 15 А и подводимых СВЧ (2.45 ГГц) мощностей от 1 до 5 кВт. Комбинированный разряд отличают меньшая напряженность поля и квазичастота и большая эффективная длина по сравнению с разрядом постоянного тока. В указанных условиях различие может быть до 2 раз.
2. Характерные радиусы сечения продольно-поперечного разряда, из которого исходит оптическое излучение линий частиц О, ОН, N_2^+ , NH, N различны и изменяются в пределах 0.8-2.1 мм, что говорит о радиальной неоднородности состава плазмы разряда.
3. Комбинированный разряд отличается от разряда постоянного тока в поперечном потоке возможностью следующих процессов: прораствание СВЧ стримеров, неоднородность свечения плазменного канала, поддержание существования незамкнутых на электроды плазменных каналов.
4. Плазма разряда постоянного тока при расположении концов электродов на оси волновода служит инициатором развития СВЧ стримеров, что облегчает инициацию СВЧ разряда при давлениях порядка атмосферного.

5. В комбинированном разряде достигаются высокая газовая температура 6000-9000 К и концентрация электронов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что позволяет воспламенять и поддерживать горение потока бедной (с отношением доли пропана к стехиометрической Φ равной 0.7) пропан-воздушной смеси со скоростями 50-250 м/с. При наличии СВЧ стримеров на концах электродов в комбинированном разряде осуществляется непрерывный режим обработки потока плазмой разряда.

Степень достоверности.

Плазма разрядов исследовалась несколькими независимыми методами. Преимущественно отдавалось предпочтение бесконтактным оптическим методам диагностики плазмы. Результаты экспериментов при одинаковых условиях дают совпадающие с точностью до ошибок эксперимента и теоретической точности методов диагностики результаты. Проводилась оценка погрешностей получаемых в эксперименте величин. Сравнение их с результатами работ других исследователей также показывает их хорошее согласие. При выборе методов оптической диагностики автор проводил тщательную проверку применимости их исходных предположений. Основные результаты диссертации обсуждались на ряде российских и международных конференций и опубликованы в высокорейтинговых научных журналах. Это позволяет считать полученные результаты обоснованными и достоверными.

Публикации. По материалам диссертации было опубликовано 5 [A1-A5] статей в рецензируемых научных журналах, индексируемых в RSCI, Scopus, Web of Science.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены соискателем на научных семинарах кафедры физической электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, ИНХС РАН, ОИВТ РАН, а также в докладах на российских и международных конференциях:

- Корнев К.Н., Логунов А.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волынец А.Л., Двинин С.А. Экспериментальное исследование комбинированного разряда в высокоскоростных потоках газов // Тезисы XXIV Международного Совещания по магнитоплазменной аэродинамике. ОИВТ РАН, Москва: 2025. С. 105–106.
- Корнев К.Н., Логунов А.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волынец А.Л., Двинин С.А. Комбинированный разряд в высокоскоростных газовых потоках // LI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу 17–21 марта 2025г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов. М.: АО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН, 2025 г. 2025. С. 251–251.
- Корнев К.Н., Логунов А.А., Двинин С.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волынец А.Л. О некоторых особенностях комбинированного разряда в высокоскоростных газовых потоках // Научная конференция ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ. Секция физики. Март–апрель 2025. Сборник тезисов докладов. М: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2025. С. 35–36.
- Корнев К.Н., Логунов А.А., Двинин С.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волынец А.Л. Измерение поглощенной мощности в СВЧ разряде иницируемом полуволновой антенной // Сборник тезисов докладов на научной конференции Ломоносовские чтения. Секция Физика, (Москва, МГУ, 20 марта – 03 апреля 2024 г.) М: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2024. С. 59–61.
- Корнев К.Н., Двинин С.А., Логунов А.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волынец А.Л. Комбинированный и СВЧ разряды в высокоскоростных газовых потоках // X Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии. (9-13 сентября 2024г., Иваново, Россия): сборник трудов. Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия: 2024. С. 88–88.
- Корнев К.Н., Двинин С.А., Логунов А.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р.,

Волынец А.Л. Экспериментальное исследование СВЧ разряда создаваемого инициатором в высокоскоростных потоках // Тезисы XXIII Международного Совещания по магнитоплазменной аэродинамике. — Москва, ОИВТ РАН: 2024. — С. 21–24.

- Kornev K.N., Shibkov V.M., Logunov A.A. Simulation of a longitudinal-transverse discharge in a highspeed air flow in the hydrodynamic approximation // Тезисы XXII Международного Совещания по магнитоплазменной аэродинамике. Москва, ОИВТ РАН: 2023. Р. 8.1.
- Абушаев Т.Р., Корнев К.Н. Изучение переходных процессов в электрической цепи для генерации продольно-поперечного разряда в высокоскоростных газовых потоках // Материалы Международного молодежного научного форума Ломоносов-2022 / Под ред. И. А. Алешковский, А. В. Андриянов, Е. А. Антипов, Е. И. Зимакова. — Москва: ООО МАКС Пресс, 2023.
- Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Моделирование в гидродинамическом приближении продольно-поперечного разряда в высокоскоростных воздушных потоках // Сборник тезисов докладов научной конференции ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ 2023. Секция физики. Москва: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2023. С. 250–251.
- Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Моделирование переходных процессов в электрической цепи продольно-поперечного разряда в высокоскоростных газовых потоках // Сборник тезисов докладов научной конференции ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ 2023. Секция физики. Москва: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2023. С. 38–39.

Личный вклад автора. Вклад автора в работы, вошедшие в диссертацию, а также написанные в соавторстве, является ключевым. Автором лично были подготовлены и проведены эксперименты по исследованию плазмы комбинированного, а также СВЧ и постоянно-токового разрядов в потоках газа. Автор лично проводил обработку экспериментальных данных и выполнял анализ

полученных результатов. Автор лично проводил численное моделирование некоторых аспектов экспериментов.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и 2 приложений. Общий объем диссертации 168 страниц печатного текста, включающих 73 рисунка и 25 таблиц. Библиография содержит 143 наименования.

ГЛАВА 1. Обзор литературы. Современное состояние исследований

1.1. Электрические разряды в потоках газов

Низкотемпературная плазма газовых разрядов находит широкое применение в научных исследованиях и различных технологических приложениях [1]. Разряды в газовых потоках исследуются на протяжении последних лет в рамках задач воздействия разрядов на поведение газовых потоков (плазменная аэродинамика), инициации химических реакций (плазменно-стимулированное горение) и плазмохимии, перемешивания горючей смеси и др. [2]. Для решения этих задач предложено использование различных видов разрядов в потоках газа, например: надпороговый и подпороговый СВЧ разряды [11,12], продольный и поперечный разряды постоянного тока [13], магнитоплазменные компрессоры [9,14,15] и их комбинации [16]. Ниже мы рассмотрим состояние исследований в этих областях.

1.2. Продольный и поперечный разряды постоянного тока в потоках газа

Разряд постоянного тока был использован для инициации горения в течениях топливовоздушной смеси в работах [17–21]. Он также применяется для осуществления других химических реакций: разложения различных вредных органических веществ, углекислого газа [22], наработки оксидов азота. Импульсные наносекундные разряды могут применяться для кратковременных локальных энергетических воздействий на сверхзвуковые течения с целью модификации ударных волн [23,24].

Для организации РПТ в газовом потоке существует две основных схемы: продольно и поперечно ориентированный относительно потока разряд [25]. В первом случае электрический ток течет вдоль газового потока. Во втором случае, по крайней мере, в момент пробоя электрический ток течет перпендикулярно течению газа. С точки зрения процессов физики газового разряда эти случаи различны.

В условиях, типичных для плазменной аэродинамики, длина свободного пробега ионов много меньше, чем размер разряда, поэтому скорость дрейфа ионов в большей части разряда много меньше, чем скорость течения нейтрального газа,

и ионы увлекаются потоком. Поэтому для продольного разряда различны с точки физических процессов случаи, если катод расположен вниз по потоку и если анод расположен вниз по потоку. Анализ влияния увлечения ионов потоком на свойства продольного разряда был проведен в работе [26]. В случае если катод расположен вниз по потоку, то распространение разряда от катода к аноду обусловлено электронами, скорость дрейфа которых относительно потока велика. Поэтому поток не влияет качественно на свойства разряда, добавляя лишь дополнительно к рекомбинационным потерям относительно небольшие конвективные потери, увеличивая поле, необходимое для поддержания стационарного разряда.

В противоположном случае, поскольку именно нагрев катода ионами приводит к термоэлектронной или вторичной ионной эмиссии, которые определяют существование разряда, вблизи катода скорость дрейфа ионов должна превышать скорость потока. Вдали от катода поле значительно меньше и определяется ионизационно-рекомбинационным балансом частиц в данном сечении разряда. Таким образом, на некотором расстоянии от катода появляется особая точка, в которой скорость течения ионов равна скорости потока и в окрестности которой должна обеспечиваться дополнительная ионизация, обеспечивающая существование разряда.

Поперечный и поперечно-продольный разряды являются более сложными для описания, поскольку образующийся плазменный столб выносится поперек направления протекания тока, формируя анодный и катодный следы, которые вместе образуют плазменный канал в форме петли. Если скорость потока достаточно высока, происходит периодическое прерывание.

Изучением продольно-поперечного разряда (*gliding arc discharge*), который также можно использовать в плазменной аэродинамике для задач плазменно-стимулированного горения, активно занимаются на протяжении более двух десятков лет, что обусловлено его возможностью создавать относительно плотную низкотемпературную неравновесную плазму, способную эффективно воздействовать на кинетику реакций горения. Квазипериодический продольно-

поперечный разряд наблюдается при обдувании газовым потоком расходящихся электродов, и он развивается следующим образом. При включении источника питания по кратчайшему расстоянию между электродами порядка 1 мм происходит пробой. Образующаяся плазменная перемычка начинает сноситься поперечным потоком. При этом перемещается как плазменный канал, так и его анодное и катодное пятна. Скорости отдельных участков разряда определяются локальной скоростью потока, а также взаимной ориентацией дрейфовой скорости ионов и скорости потока [27]. Перемещение же самих пятен может происходить скачкообразно по пробойному механизму [28]. Плазменный канал вытягивается в виде петли по направлению распространения потока. Его длина увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое пробойное значение. После этого по кратчайшему расстоянию между электродами происходит новый пробой, и процесс повторяется периодически с некоторой частотой повторения. Основные характеристики продольно-поперечного разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках представлены в [29–33], а также [34].

Продольно-поперечный разряд можно создавать не только источником постоянного тока, но также и переменного НЧ [35] и ВЧ [36] тока. Поскольку этот разряд при атмосферном давлении контрагирован, то выделение в нем тепловой энергии и накопление химически активных веществ происходит в небольшом объеме газа, окружающем проводящий канал [37]. При плазменно-стимулированном воспламенении высокоскоростных потоков разрядом воздействие происходит только в этом малом объеме, который периодически обновляется с частотой повторения разряда. Для увеличения доли объема потока, обрабатываемой разрядом, необходимо увеличивать частоту повторения разряда. С этой точки зрения интересна работа [38], поскольку в ней исследован образуемый наносекундными импульсами скользящий разряд с частотой повторения до 300 кГц, что вплотную приближает воздействие разряда на поток к непрерывному режиму. Попытки стабилизировать скользящий разряд в неравновесной его фазе с помощью вращения его магнитным полем описаны в [39]. Однако частота вращения разряда при разумных величинах магнитного поля

не может обеспечить квазинепрерывную обработку потока при скоростях более 50 м/с.

Кроме экспериментальных исследований ведутся теоретические и расчетные работы. Моделирование поперечного разряда в потоке проведено в [40]. Показано, что скорость потока определяет форму существования разряда: стационарную или импульсно-периодическую. В [41] построена 2D модель скользящего разряда в аргоне при атмосферном давлении и продемонстрирована разница между скользящим дуговым и тлеющим разрядами. Воздействие разрядом на кинетику воспламенения водородно-кислородных смесей изучалось в [42]. Цикл работ по моделированию продольного разряда в виде стационарной зоны тепловыделения, сопоставляемому с экспериментом, представлен в [43,44]. В ОИВТ РАН также проводятся численные расчеты разряда в потоке [45]. Исследуются МГД-модели в дозвуковых [46] и сверхзвуковых потоках [47], проводится моделирование ППР в Plasmaero [48,49].

1.3. Надпороговый и подпороговый СВЧ разряды

Плазма газовых разрядов может обеспечить широкий диапазон термодинамических условий в зависимости от применяемого разряда, одной из разновидностей которого являются разряды СВЧ диапазона. СВЧ разряды изучаются достаточно давно и известно много способов их реализации [50,51]. При фокусировке квазиоптического СВЧ пучка с помощью зеркал или линз создается свободно-локализованный СВЧ-разряд, представленный, например, в [52]. Был также изучен уникальный по своим свойствам поверхностный СВЧ разряд [53], который создается поверхностной волной на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. В плазме импульсного СВЧ разряда возможно осуществлять различные химические процессы, например, катализ разложения метана [54]. СВЧ разряд применяется для наработки окислов азота [55,56] и разложения углекислого газа [57]. Взаимодействие СВЧ разряда с разрядами других типов (комбинированные разряды) рассматривалось в [58]. В непрерывном режиме для реализации СВЧ разрядов используются магнетроны с мощностью в несколько киловатт. Такие мощности обычно недостаточны для

реализации разряда без инициаторов, обеспечивающих увеличение СВЧ поля в локальных областях пространства, в которых происходит пробой. Быстрый нагрев газа после пробоя может происходить за микросекундные времена и обеспечивает существование стационарного разряда в нагретом газе. Дальнейшее развитие разряда зависит от конфигурации инициатора, в качестве которого могут быть использованы металлические объекты в форме шара, стержня, кольца, спирали и других, а также зависит от рода и давления газа. Пространственная конфигурация плазмы и ее эволюция также зависит от того, возбуждается разряд в покое газе, дозвуковом или сверхзвуковом течении, от формы инициатора и его расположения относительно скорости течения. Различные типы таких разрядов изучались в работах В.М. Шибкова, В.Г. Бровкина и Ю.Ф. Колесниченко, а также К.В. Ходатаева и Л.П. Грачева в МРТИ РАН [11,12,59,60]. В этих работах исследован стримерный надкритический и подкритический СВЧ разряд, диапазоны его существования и этапы его развития. Осуществлено воспламенение высокоскоростного газового потока с его помощью. Тем не менее, систематическое исследование различных форм подкритического разряда в сверхзвуковом потоке газа к настоящему моменту времени отсутствует.

1.4. Комбинированные разряды

Комбинированный или гибридный разряд состоит из двух и более различных разрядов и сочетает в себе свойства составляющих его разрядов. Такое объединение разрядов, образующих плазму с различными свойствами, например, термической и холодной неравновесной, может позволить совместно использовать их преимущества или быть использовано с целью управления комбинированным разрядом (далее КР).

К настоящему времени исследовано взаимодействие разрядов различного частотного диапазона: СВЧ разрядов с разрядами постоянного тока (РПТ) и лазерными искрами, ВЧ разрядами, но в целом работ в этой области сравнительно немного. В работах [58,61] взаимодействие СВЧ разрядов с разрядами других типов (лазерная искра, искровой разряд) изучается в рамках способа инициации основного СВЧ разряда. Плазма, образующаяся в результате первичного разряда,

служит инициатором для последующего СВЧ разряда. Такой способ его инициации позволяет точно контролировать место и время его зажигания. В [62] также исследуется инициация СВЧ разряда лазерной искрой, использовался рубиновый лазер. Другая область исследования - применение комбинированных разрядов в ЭРД [63]. Гибридный режим в исследуемом устройстве позволяет управлять энергией ускоряемых ионов и выравнивать их распределение по поперечному сечению потока. В [64] гибридный разряд СВЧ – РПТ использовался для конверсии метана в ацетилен. По сравнению с отдельным использованием этих разрядов удалось снизить требуемую удельную энергию конверсии и увеличить срок службы электродов на 200 ч. Плазмотроны непрерывного действия, использующие только СВЧ разряд, ограничены мощностями в десятки киловатт, а дуговые плазмотроны требуют периодической смены электродов из-за их постепенного разрушения. Гибридные СВЧ-дуговые плазмотроны позволяют увеличивать вкладываемую в плазму мощность, при этом не увеличивая эрозию электродов [65]. Подобные плазмотроны применяются для нанесения различных технологических покрытий, модификации поверхностей из металла и керамики [66]. Изучение комбинированных разрядов в приложениях плазменной аэродинамики проводилось в [67]. Показано, что как комбинированный разряд, так и СВЧ разряд и РПТ по отдельности воспламеняют высокоскоростные пропан-бутан-воздушные потоки в модели камеры сгорания с обратной ступенькой. Однако энергетическая эффективность объединения разрядов в работе не измерялась.

Стационарный КР (РПТ и СВЧ) изучался в [68]. Использовался магнетрон 2.45 ГГц мощностью до 2 кВт, постоянный ток силой 1 мА-10 А. Комбинированный разряд изучался в основном в аргон-водородной газовой смеси (80% Ar + 20% H₂). Экспериментально изучены вольт-амперные характеристики и параметры плазмы комбинированного разряда, обращается внимание на деформацию радиального распределения параметров плазмы при наложении на разряд постоянного тока дополнительного СВЧ-поля. Предложен способ регулирования параметров плазмы в разряде путем изменения соотношения

между мощностями постоянного и СВЧ-полей при сохранении полной мощности, вкладываемой в разряд. В продолжении этой работы [69] представлены результаты экспериментального исследования процесса подавления винтовой неустойчивости, возникающей в «короткой» дуге атмосферного давления, в продольном магнитном поле. Экспериментально определены зависимости величины критического приложенного магнитного поля $B_{кр}$ (при котором возникает неустойчивость) от величины вкладываемой в разряд СВЧ-мощности для выбранных плазмообразующих газов — аргона с водородом и азота. В работе [70] экспериментально изучался гибридный разряд в азоте при низких давлениях 1-15 Торр. Комбинированный объемный разряд с предионизацией УФ излучением использовался в работе [23].

Взаимодействие НЧ и СВЧ полей исследовалось в [71,72] для задач по травлению кремния. Комбинированные разряды в смысле управляемого сочетания нескольких РПТ изучались в [73] с целью их применения для накачки лазерных сред, а сочетание НЧ разрядов в [74] для повышения эффективности работы озонаторов. Совместное возбуждение постоянным током и СВЧ полем газовой среды CO_2 лазера исследовалось в [75].

1.5. Инициация плазменно-стимулированного горения

Экспериментальные и расчетные данные подтверждают высокую эффективность газоразрядной плазмы как для управления аэродинамическим обтеканием, так и для воспламенения топливных смесей в высокоскоростных потоках и двигателях внутреннего сгорания. Многолетние исследования позволили систематизировать преимущества и недостатки различных типов разрядов для поджига горючих смесей. Результаты этих работ обобщены в [2,76].

На рис.1.1 [77] представлены различные режимы полета летательных аппаратов, в которых возможно применение газовых разрядов для управления горением или аэродинамическими характеристиками. Диапазон высот охватывает от 0 до 60 км, а скорости варьируются от звуковой до 5–7 М. При дозвуковых скоростях, как правило, требуется использование компрессора для повышения плотности потока.

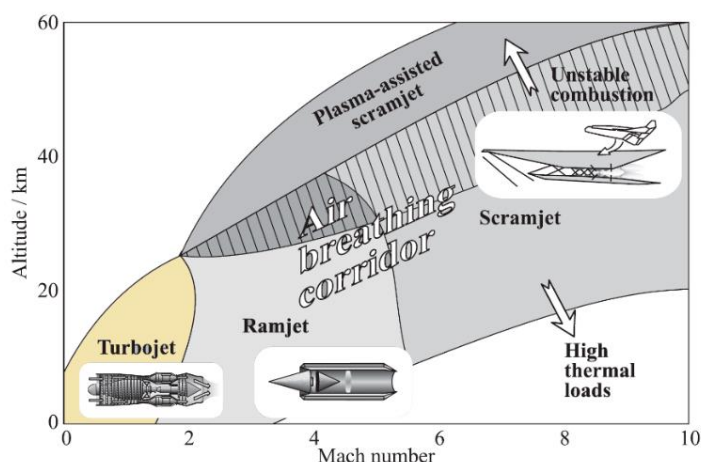


Рис.1.1. Области условий работы авиационных двигателей, в которых возможен плазменный поджиг топлива [77].

Для описания процесса горения топлива, сопровождающегося обычно большим количеством химических реакций, модель теплового источника может быть недостаточной. Детали химических реакций становятся важными на этапе оптимизации поджига при минимальных энергетических затратах. Поэтому изучению кинетики горения посвящено большое количество работ [19,78–86]. Основные изучаемые проблемы этих исследований – время индукции и его зависимость от параметров горючей смеси, расширение границ воспламеняемости топливно-кислородных смесей, влияние свободных радикалов (атомов Н и О) и возбужденных молекул синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ на процесс горения. Наличие радикалов снижает температуру воспламенения, а добавление синглетного кислорода увеличивает скорость пламени, хотя этот эффект носит нелинейный характер. Было показано, что добавление атомов кислорода значительно расширяет область воспламенения. Аналогичный эффект наблюдался при воздействии ультрафиолетового излучения ($\lambda \leq 175$ нм) Химические реакции окисления углеводородов и водорода в газовой фазе достаточно хорошо изучены. Основное внимание в этих работах уделяется механизмам цепочек реакций, обеспечивающих воспламенение топливных смесей. Первоначальные исследования были направлены на определение времени индукции при самовоспламенении, результаты которых обобщены в обзоре [7,87]. В частности,

на рис. 1.2 приведены зависимости времени задержки воспламенения от температуры для смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{Ar}$ [7].

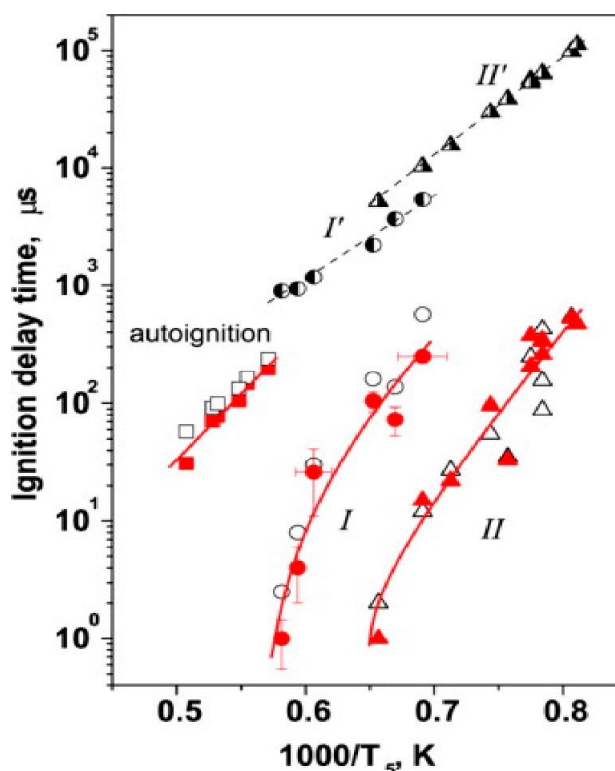


Рис 1.2. Время задержки воспламенения в смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{Ar} = 3.3:6.7:90$ в зависимости от температуры для (I' - II') самовоспламенения и (I - II) воспламенения электрическим разрядом. Закрашенные символы соответствуют измерениям, а открытые – расчетам [7].

В последнее время для решения задачи стали использоваться наносекундный импульсный разряд, которым можно создать высокие напряженности поля и таким образом более эффективно ионизовать и возбуждать горючую смесь. Эксперименты с наносекундным высоковольтным разрядом для смесей $\text{H}_2\text{-O}_2$, $\text{H}_2\text{-воздух}$ и $\text{CH}_4\text{-O}_2$ выявили существенные различия в условиях воспламенения при равновесном и неравновесном состояниях плазмы.

Таким образом, большое количество работ указывают на то, что именно использование разрядов в значительной степени дает возможность прогресса в развитии ПВРД.

ГЛАВА 2. Экспериментальная установка. Методы исследования плазмы¹

2.1. Схема экспериментальной установки

Эксперименты проводились на установке, позволяющей изучать воздействие разрядов на высокоскоростные газовые потоки (см. рис. 2.1). Поскольку исследуемые в работе СВЧ, ПТ и КР разряды требуют разное оснащение установки, ее схема для каждого типа разряда будет несколько отличаться. Например, создание СВЧ разряда в потоке требует подведения волноводного тракта к аэродинамическому каналу и установки в него инициатора. Для создания разряда постоянного тока необходимо погружение в поток двух электродов, подключенных к источнику питания. Между тем в обоих случаях часть установки, создающая высокоскоростной поток, остается неизменной. В случае комбинированного разряда использовались как СВЧ магнетрон, так и источник постоянного тока, поэтому здесь приведено описание именно этого варианта.

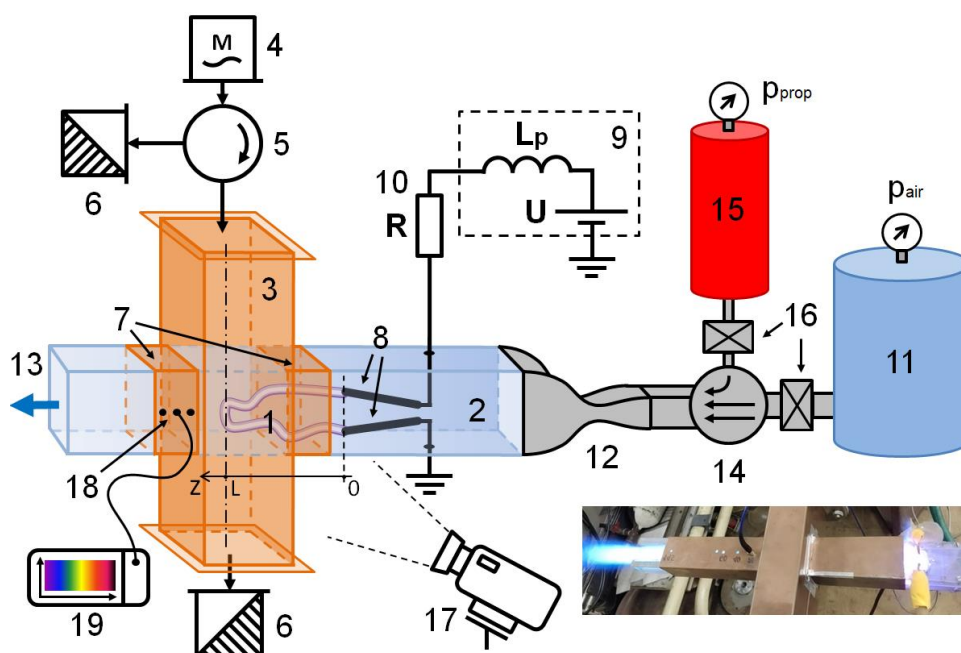


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки в модификации для изучения комбинированного разряда.

¹ Глава основана на работах автора [A1-A5].

Комбинированный (СВЧ и РПТ) разряд (1) создавался в аэродинамическом канале из оргстекла (2), вставляемом в тестовую волноводную секцию (3) поперек его широких стенок. Тестовая секция состоит из отрезка волновода длиной 182 мм с фланцами на концах (проходная секция) и с прямоугольными вырезами (43 мм×33 мм) по центрам широких стенок. СВЧ волна поступает в волноводный тракт сечением $45 \times 90 \text{ мм}^2$ от магнетронного генератора (4), работающего на частоте 2.45 ГГц и мощностью до 5 кВт. Возбуждается основная мода H_{10} . В СВЧ тракте присутствует циркулятор (5) для защиты магнетрона от отраженной волны при плохих условиях согласования. Отраженная и прошедшая за разряд волны поглощаются согласованными водоохлаждаемыми нагрузками (6). Таким образом, вектора напряженности поля E , скорость потока и ось канала z параллельны друг другу. Для устранения потерь СВЧ мощности вдоль оси аэродинамического канала предусмотрены заградительные волноводы (7). Длина их 15 см при сечении $33 \times 43 \text{ мм}^2$. Мощности магнетрона недостаточно для инициации разряда без вспомогательных инициаторов.

Для изучения СВЧР в канале закреплялся инициатор-диполь. Металлический диполь изготавливался из прутков меди, стали и вольфрама (легированный торием) диаметром 1-4 мм и заострялся с обоих концов до радиуса острия порядка 0.05 мм. Крепление диполя обеспечивало его позиционирование строго вдоль оси аэроканала и быструю замену в случае износа.

Трансформаторный источник постоянного тока (9) использовался для создания РПТ. Максимальное его напряжение $U=4.5 \text{ кВ}$, самоиндуктивность L_p около 40 мГн. Ток ступенчато регулировался с помощью последовательно включенного балластного сопротивления R (10) в пределах 1-15 А. Высокое напряжение от источника подавалось на электроды (8). Электрические характеристики (ток разряда i и падение напряжения V на нем) измерялись по осциллограммам сигналов с резисторного делителя ($k = 10000$) и малого измерительного сопротивления ($r = 0.1 \text{ Ом}$). Расходящиеся под небольшим углом электроды позволяют инициировать разряд без дополнительных воздействий путем только подачи высокого напряжения. Поскольку минимальное расстояние

между электродами d составляет 0.1-1 мм, напряжения источника достаточно для пробоя этого промежутка. Возникающий плазменный канал сносится поперечным газовым потоком в тестовую секцию, где при совместном действии СВЧ и постоянного токов формируется комбинированный разряд. Длина электродов 40 мм, расстояние между их кончиками 15 мм, диаметр проволоки 2.5 мм, материал - медь. Канал внутри тестовой секции можно было сдвигать вдоль оси, таким образом, регулируя расстояние L между кончиками электродов и осью волновода. При $L=2.25$ см кончики электродов располагаются на уровне стенки волновода (половина от ширины узкой стенки 45 мм). При $L=0$ см кончики электродов располагаются на оси волновода.

Высокоскоростной поток создавался при пропускании потока воздуха из предварительно накачиваемого ресивера высокого давления воздуха (11) через сопло Лаваля (12) в аэродинамический канал длиной 40 см. Внутреннее сечение канала прямоугольное и составляет 23×13 мм². Выходное сечение (13) его в этих экспериментах не откачивалось, и давление было равно атмосферному. С помощью смесителя (14) в поток мог инжектироваться пропан из баллона (15). Поток контролируемой длительности подавался с помощью электронно-управляемых клапанов (16) по команде управляющего устройства. Согласно предварительно проведенному аэродинамическому моделированию при атмосферном давлении на выходном сечении канала происходит нерасчетное истечение, сверхзвуковой поток запирается вблизи сопла. При этом в аэродинамическом канале поддерживается дозвуковое течение со скоростью $v = 50-250$ м/с, зависящей от давления в ресивере высокого давления p_0 . Давление в потоке p изменяется при этом в пределах 1-1.6 атм. Расход пропана регулируется также изменением давления пропана p_{prop} . Зависимости массовых расходов воздуха и пропана показаны на рис. 2.2. и рис. 2.3 соответственно. Зависимость на рис. 2.2 использовалась при валидации аэродинамической модели, описываемой подробнее в Главе 3.

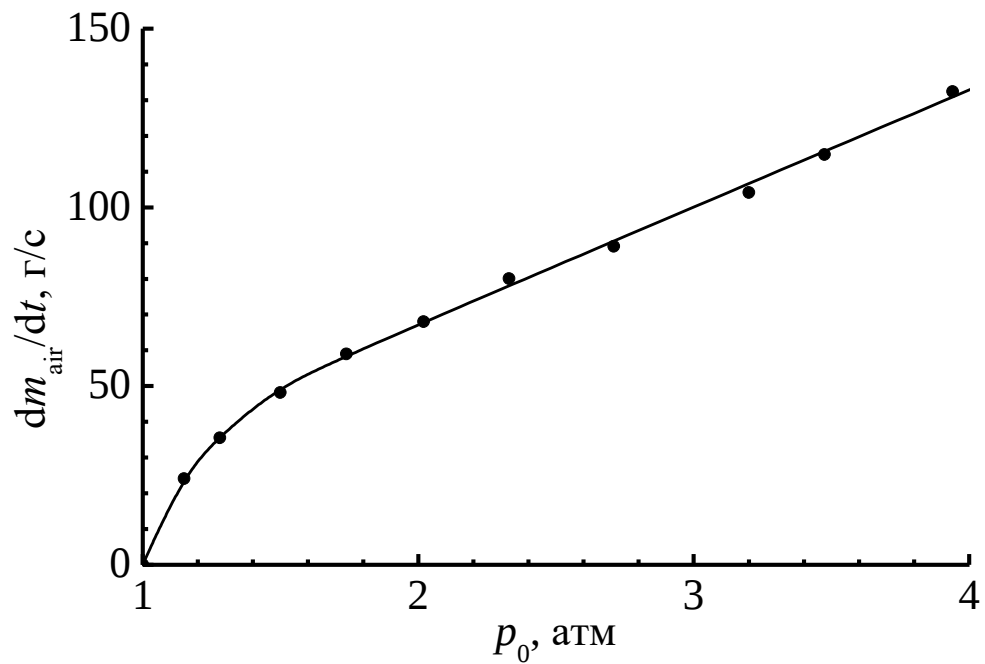


Рис. 2.2. Зависимость массового расхода воздуха от давления в воздушном резервуаре высокого давления.

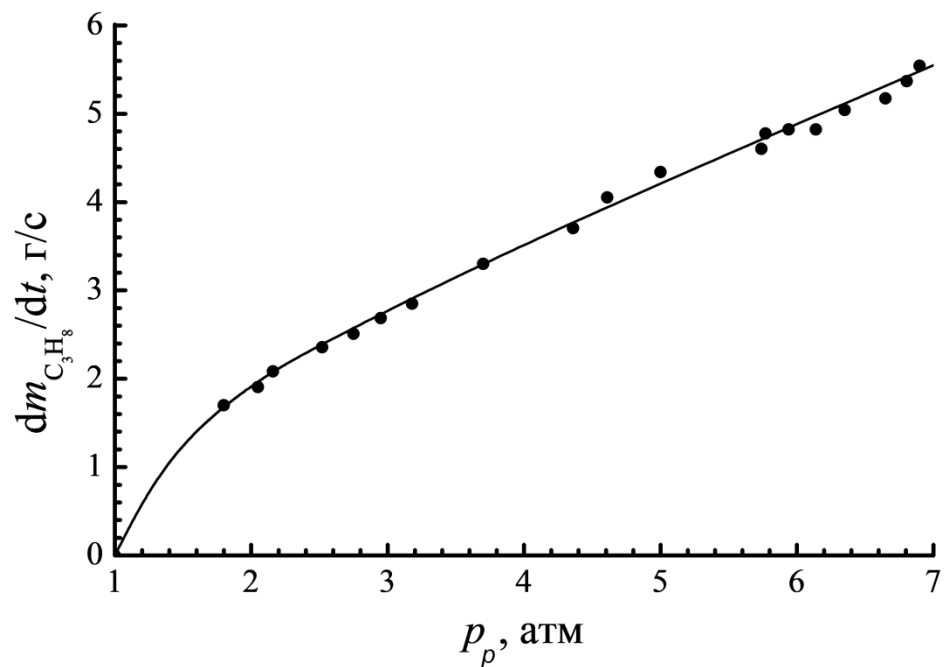


Рис. 2.3. Зависимость массового расхода пропана от давления в резервуаре высокого давления пропана.

Разряд активно излучает в ближнем УФ и видимом диапазонах, что дает возможность проводить диагностику плазмы методом оптической эмиссионной

спектроскопии и высокоскоростную видеосъемку разряда. Оптические спектры излучения разряда измерялись с помощью шестиканального спектрометра (19) Ocean Optics S2000TR. Высокоскоростная съемка (частота кадров 10000-20000 к/с) велась при помощи камеры «Видеоспринт» (17). Регистрация спектров происходила с помощью кварцевого оптоволокну через несколько сквозных отверстий (18) в стенке аэродинамического канала.

2.2. Методы определения газодинамических параметров высокоскоростного потока

В предыдущих исследованиях продольно-поперечного разряда, например [18], газовое течение в аэродинамическом канале предполагалось одномерным и адиабатическим. В таком случае, для расчетов газодинамических параметров в любом сечении канала можно применять соответствующие формулы из [88]. Значения скорости и давления в потоке в этом случае зависят от небольшого числа известных в эксперименте параметров: давления неподвижного воздуха в ресивере высокого давления воздуха, площадей критического сечения сопла Лавала и исследуемого сечения, рода газа.

Однако указанные формулы в условиях данной работы скорее всего неприменимы, т.к. в течении могут происходить явления типа образования ударных волн, отрыва потока от стенки, кризиса течения в канале постоянного сечения [88,89], которые приводят к существенным потерям полного давления (неадиабатичности) и неоднородности течения. Также одномерное приближение теряет смысл в части канала после выступающих в поток электродов, т.к. они приводят к большим возмущениям и образованию сильных ударных волн. Применение указанных формул газовой динамики достоверно только на участке потока до кризиса и отрыва. В условиях данной работы, а именно при малом отношении давления в ресивере воздуха и давления окружающей среды, сопло Лавала работает на нерасчетном режиме [89]. При этом система скачков давления располагается вблизи сопла. Положение этого скачка и точки отрыва при разнообразных условиях в потоке (широкий диапазон скоростей) экспериментально зафиксировать сложно.

Для исследований потоков, в которых могут наблюдаться возмущения или системы скачков уплотнения обычно используются методы визуализации потока: теневые и Шлирен-методы [90,91]. Для реализации этих методов необходимо, чтобы световой пучок искажался только при прохождении исследуемой области. В экспериментальной установке аэродинамический канал хоть и выполнен из оптически-прозрачного материала (оргстекло), но попытки применения теневого метода показали, что этот материал недостаточно однороден и сам по себе искажает проходящий световой поток, что сильно портит получаемую теневую картину.

Для измерения параметров газового потока применяют разнообразные датчики давления и насадки [88]. С их помощью измеряют статические и полные давления в потоке и на стенке, фиксируют прохождение скачков давления [6,92]. Однако измерения при помощи насадков в диапазоне околозвуковых и сверхзвуковых скоростей вызывают определенные сложности: получаемые результаты сильно зависят от положения датчика в потоке, его формы.

С учетом вышеперечисленного, был выбран метод контроля потока по двум методикам: по моделированию потока и по движению плазменного канала на высокоскоростной съемке, если такое было возможно. На рис. 2.4 представлены зависимости скорости потока от давления в ресивере в прямом аэродинамическом канале, определенные этими двумя методами.

Аэродинамическая модель установки была валидирована с помощью экспериментальных данных (с тензометрических датчиков давления на стенку и массовых расходов воздуха). Предполагалось, что движение разряда происходит практически со скоростью несущего их потока. Возникающая система скачков может приводить к усилению турбулентности потока, что сказывается на точности некоторых измерений разрядов и качестве видеосъемки. Особенности численного моделирования газовых потоков в каналах будут обсуждаться более подробно в гл.3.

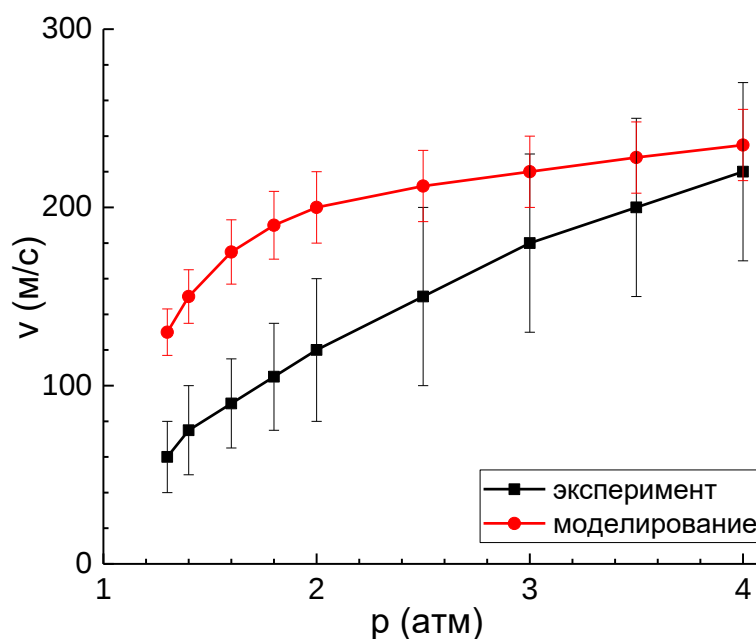


Рис.2.4. Зависимости скорости потока от давления в ресивере в прямом аэродинамическом канале. Черная кривая – измерения скорости плазменного канала поперечного разряда видеосъемкой. Красная – моделирование потока.

2.3. Калибровка спектрометра

Оптические спектры излучения разряда измерялись с помощью шестиканального спектрометра Ocean Optics S2000TR. Время экспозиции составляло 3-3000 мс, что намного больше характерного периода разрядов (~ 1 мс), поэтому получаемые таким способом спектры являются неразрешенными по времени и не описывают динамику развития разряда.

Во всем используемом в работе спектральном диапазоне были измерены и далее учитывались коэффициенты спектральной чувствительности матриц спектрометра. Они определялись при сравнении спектров эталонной ленточной вольфрамовой лампы с известной яркостной температурой (ТРИШ 2850-3000) и теоретических рассчитываемых тепловых спектров для данных температур. Полученные зависимости нормированных коэффициентов использовались при обработке экспериментальных спектров и представлены на рис. 2.5.

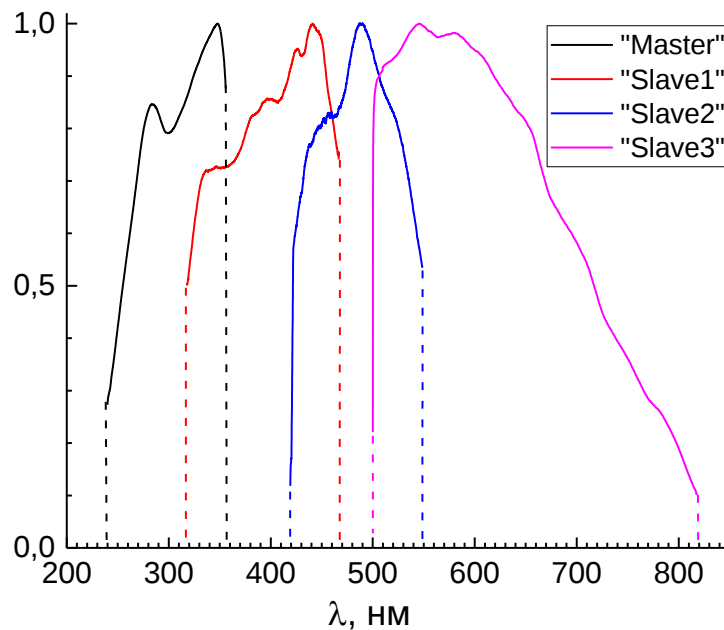


Рис. 2.5. Коэффициенты спектральной чувствительности матриц спектрометра для 4 используемых его каналов.

Была проведена также калибровка каналов спектрометра по длинам волн. Для этого использовались линии аргон-ртутной лампы, излучающей в видимом и УФ диапазоне. Количество линий в ее спектре позволяет провести стандартную процедуру калибровки, указываемую производителем спектрометра и заключающуюся в нахождении коэффициентов y полинома 3-степени зависимости длины волны от номера пикселя матрицы.

Для измерения уширения линий и анализа спектров важна разрешающая способность спектрометра. В описании прибора приведен порядок ее расчета. При известных числе пикселей в матрице (2048 у всех каналов) и ее спектральном диапазоне $\Delta\lambda$ можно получить дисперсию $D(\text{нм/пикс}) = \Delta\lambda/2048$. Для ширины встроенной входной щели спектрометра равной 50 мкм разрешение R составляет 6.5 пикселей и одинаково для всех каналов. В эксперименте использовались оптические волокна толще 50 мкм, поэтому именно входная щель определяет разрешение. Тогда итоговое оптическое разрешение $\Delta\lambda_g$ может быть посчитана как $\Delta\lambda_g = D \cdot R$. Также была определена полная ширина на половине высоты

FWHM по линиям в свечении калибровочной аргон-ртутной лампы для каждого из каналов спектрометра. Рассчитанные и экспериментальные величины представлены в таблице 2.1.

Табл.2.1. Характеристики каналов спектрометра.

Канал	Диапазон (нм)	D(нм/пикс)	$\Delta\lambda_g$ расчет (нм)	FWHM (нм)
Master	197,4÷355,9	0,077	0,5	0,31
Slave 1	317,1÷466,7	0,073	0,47	0,26
Slave 2	419,2÷548,6	0,063	0,4	0,3
Slave 3	495,4÷817,8	0,157	1,02	0,56

Таким образом, при измерении спектров молекулярных полос получается неразрешенная вращательная структура. Значения FWHM использовались далее при анализе уширений линий водорода.

2.4. Методы определения температуры газа

Газовая температура определялась по сопоставлению экспериментально получаемых и рассчитываемых в программах спектров молекулярных полос N_2 , N_2^+ , NH, CN, OH. Разработано много программ для моделирования спектров двухатомных молекул, например, Specair [93], LIFBASE [94], Spartan [95], но преимущественно использовалась библиотека MOOSE [96]. При использовании ее в скрипте, написанном на языке Python, она позволяет выполнять автоматизированную обработку большого количества спектров. Эта библиотека была создана на основе пакета MassiveOES [97], создатели которого преследовали цели облегчения обработки больших массивов спектроскопических данных.

Во время одного экспериментального запуска потока, который длится 1-3 секунды, спектрометр регистрирует ряд спектров. Их количество (примерно 5-30) зависит от выбранного времени экспозиции в настройках спектрометра. Из полученной группы сначала убираются переэкспонированные и недоэкспонированные спектры с помощью фильтрующей функции, а затем они корректируются с учетом коэффициентов спектральной чувствительности матриц спектрометра, полученных при калибровке. Каждый спектр аппроксимируется с

использованием библиотеки MOOSE в выбранном спектральном диапазоне с определенным набором компонентов. Несколько начальных и конечных спектров из этой серии исключаются, так как они не соответствуют установившемуся режиму разряда и воздушного потока. Аппроксимация предполагает определение двух температурных параметров (T_r и T_v) и до 5 мольных долей компонентов плазмы. Метод позволяет определить только относительные доли, поэтому подбираются 4 относительные мольные доли χ_{1-4} (относительно наиболее интенсивной компоненты, принимаемой за единицу). Подбираемые температуры T_r и T_v одинаковы для всех компонентов. Параметр разрешения аппроксимации был установлен равным разрешению спектрометра и не изменялся. После обработки партии спектров для каждого из них получается набор из 6 параметров. Их итоговая оценка определялась как среднее значение в группе, полученной в ходе одного эксперимента при заданных условиях. Погрешности оценивались как стандартное отклонение в той же группе.

Указанные выше программы и библиотеки для Python в основном подразумевают Больцмановские распределения частиц при определении интенсивности переходов и табулированные значения вероятностей переходов (факторы Хенля-Лондона, Франка-Кондона, коэффициенты Эйнштейна и другие радиационные константы). В LIFBASE есть возможность задания неравновесных распределений по вращательным и колебательным уровням молекул. Экспериментальные спектры хорошо аппроксимируются при Больцмановских распределениях, поэтому они предполагались и в дальнейшем. Это предположение используется и во многих других исследованиях разрядов в воздухе при атмосферном давлении [98,99]. Также подразумевается равенство вращательной и поступательной температур газа, поскольку, как известно, RT-релаксация протекает за времена порядка нескольких столкновений, которые при высоких давлениях намного меньше характерных времен развития исследуемых разрядов.

К недостаткам данного метода относится необходимость учета коэффициента спектральной чувствительности спектрометра, поскольку

молекулярные полосы занимают относительно большой спектральный диапазон и поэтому их форма чувствительна к искажениям за счет фактора спектральной чувствительности. Также недостатком является часто наблюдаемое наложение молекулярных полос и различных атомарных линий друг на друга в спектрах, что приводит, в совокупности с и так большим числом параметров моделируемого спектра, к возрастанию погрешности.

Использовался также набор вольфрам-рениевых высокотемпературных термопар ВР5/20 для регистрации температуры воспламененного пропан-воздушного потока.

2.5. Методы определения концентрации электронов

Определение концентрации электронов в плазме разрядов в высокоскоростном воздушном потоке производилось по измерению уширения линий водорода H_α и H_β серии Бальмера ($\lambda_{H\alpha}=656.3$ нм, $\lambda_{H\beta}=486.1$ нм). Метод широко известен в диагностике плазмы. Использование профиля водородных линий серии Бальмера с целью определения плотности электронов n_e легко реализуемо в эксперименте благодаря тому, что контуры линий бальмеровской серии H_α , H_β являются обычно спектрально разрешенными из-за больших констант уширения при линейном Штарк-эффекте.

СВЧ-диагностика концентрации электронов в плазме изучаемых разрядов трудно реализуема из-за достаточно высокой их концентрации ($\sim 10^{14} \div 10^{16}$ см⁻³). Надежное измерение в этом диапазоне возможно лишь при использовании СВЧ источников с миллиметровой и субмиллиметровой длиной волны.

Допплеровское уширение можно оценить как $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{A}}$, где $T(K)$ – температура газа в разряде, A – относительная атомная масса [100]. Для линий водорода, принимая в качестве оценки температуры $T \approx 6000$ К, получим $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 5.5 \cdot 10^{-5}$, а величина доплеровского уширения для линий H_α и H_β соответственно $\Delta\lambda_D = 0.036$ нм, $\Delta\lambda_D = 0.03$ нм. В работе доплеровское уширение не учитывалось, так как в данных условиях является достаточно малым.

Эффект уширения давлением при атмосферном и более низком давлении в разряде очень мал. Для газов величины коэффициента столкновительного уширения линии составляют, как правило, $K \approx 10$ МГц/Торр. В рассматриваемом частотном диапазоне и при давлении в сотни Торр эффект еще меньше, чем эффект Доплера: $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 10^{-5}$ и им можно пренебречь.

Смещение линий за счет эффекта Доплера при движении излучающей области относительно наблюдателя также слишком мало в исследуемом диапазоне скоростей: $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v}{c} \leq 10^{-6}$. Этот эффект в эксперименте еще меньше, т.к. оптическая ось волокна перпендикулярна направлению потока, и в этом случае перпендикулярный эффект Доплера $\sim \frac{v^2}{c^2}$.

Наблюдаемый в экспериментах с разрядом контур линий водорода (см. рис.2.6) представляет собой свертку лоренцевского и гауссовского профилей, описываемой функцией Фойгта.

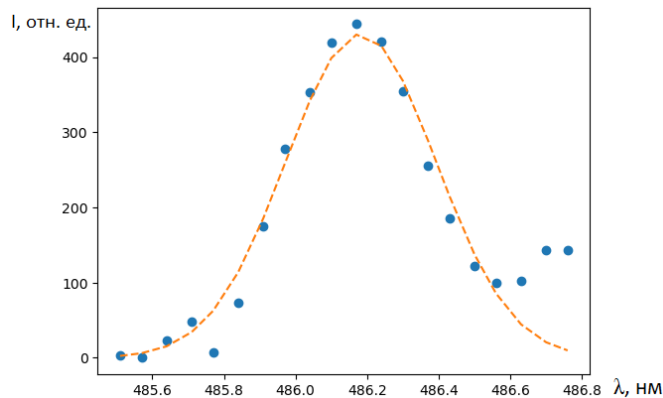


Рис.2.6. Экспериментально регистрируемый контур линии H_{β} и его аппроксимация.

Используя аппроксимирующую формулу этой функции [101], из полного уширения линии возможно выделить лоренцевскую компоненту $\Delta\lambda_s$, отвечающую штарковскому уширению, если известны экспериментально определенная ширина $\Delta\lambda$ и аппаратная функция спектрометра FWHM:

$$\Delta\lambda_s = \frac{1.0692 \cdot \Delta\lambda - \sqrt{1.143 \cdot \Delta\lambda^2 - 4 \cdot 0.069 \cdot (\Delta\lambda^2 - FWHM^2)}}{2 \cdot 0.069} \quad (1)$$

Далее выделенное уширение Штарка можно пересчитать в концентрацию электронов, используя известные выражения зависимости концентрации электронов n_e от лоренцевской полуширины $\Delta\lambda_s$ профиля линии, которые, например, приведены в справочнике [102]. Для водородной линии H_β : $n_e = 10^{13}(\Delta\lambda_s)^{3/2}[C_0(T) + C_1(T) \cdot \ln\Delta\lambda_s]$, см⁻³. В справочнике авторы приводят значения используемых коэффициентов для нескольких характерных условий. В работе использовались константы $C_0 = 36.56$ и $C_1 = -1.45$.

Необходимо отметить, что расчёт концентрации n_e по аналогичному выражению для линии H_α приводит к значительному и регулярному завышению в сравнении с H_β . При этом характер изменения электронной концентрации для линий H_β и H_α вдоль оси потока совпадает. Отчасти систематическое превышение электронной концентрации, рассчитанной по ширине линии H_α , можно объяснить слабой реабсорбцией излучения этой линии. Показатель поглощения в центре линии [103]: $k_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f_{ik} n^a}{\gamma_{1/2}}$. Для линии H_β реабсорбция несущественна: показатель поглощения в ее центре на порядок меньше, чем в центре H_α , вследствие впятеро меньшей f_{ik} и вдвое большей $\gamma_{1/2}$, в сравнении с этими характеристиками линии H_α . Также за это превышение может быть ответственен механизм уширения линии электронным ударом. Полуширина линий, имеющих сильную центральную компоненту, к которым и относится линия H_α , в сильной степени определяется электронным ударным уширением несмещенных компонент [104]. Ударное уширение сильно зависит от температуры и практически пропорционально концентрации электронов. Поскольку температура электронов заранее не известна с достаточной точностью, в работе далее концентрация электронов определялась только по уширению линии H_β .

2.6. Методы определения электронной температуры

Разработано множество методов определения электронной температуры, но применительно к изучаемым в работе разрядам подходят не все из них. Зондовые методы, хотя и позволяют определить не только температуру, но и вообще ФРЭЭ, не подходят, поскольку разряды реализованы в диапазоне атмосферного

давления, а также сильно неоднородны и контрагированы. Спектральный метод по величине континуума тоже не подходит, т.к. в континуум вносят вклад несколько радиационных процессов: фоторекомбинация, тормозное излучение электронов на ионах и нейтральных атомах, а также излучение из множества широких молекулярных полос. Вклад каждого из процессов сложно определить, к тому же они могут изменяться в силу нестационарности изучаемых разрядов.

Один из традиционных в диагностике низкотемпературной плазмы экспериментальных методов определения температуры электронов – метод относительных интенсивностей атомных линий [100]. Наблюдаемые в спектре узкие линии отвечают оптическим переходам между возбужденными состояниями атомов. Заселенность уровней возбужденных атомов в состоянии локального термодинамического равновесия описывается формулой Больцмана:

$$n_k = n_m \frac{g_k}{g_m} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \quad (2)$$

Отношение интенсивностей двух линий одного элемента в таком случае выражается как

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} = \frac{A_{mn}}{A_{pq}} \frac{v_{mn}}{v_{pq}} \frac{g_m}{g_p} e^{\frac{E_p - E_m}{kT}} \quad (3)$$

То есть определяется только разностью энергий возбуждения и электронной температурой.

Однако интенсивные радиационные переходы для достаточно глуболежащих энергетических уровней атома приводят к искажению распределения заселенностей и отклонению от равновесного. Для того чтобы возможно было использовать метод относительной интенсивности линий, необходимо их тщательно выбирать среди всех наблюдаемых в спектре. В частности, для этих возбужденных состояний частота заселения и расселения электронным ударом должна быть существенно выше частоты радиационных переходов. Поскольку интенсивность радиационных переходов падает с ростом главного квантового числа n (уменьшением энергии связи), сила осциллятора ведет себя как $f \sim n^{-3}$, а сечение ударных процессов $q \sim n^4$, то можно провести

условную энергетическую границу, определяющую области, в которой доминируют ударные процессы или радиационные [105]:

$$E_R = \left(\frac{n_e}{4.5 \cdot 10^{13}}\right)^{1/4} T_e^{-1/8} \quad (4)$$

При энергии связи $E_b < E_R$ в заселении и расселении уровня преобладают ударные процессы, и он слабо искажается радиационными переходами. Величина E_R в широком диапазоне условий лежит в диапазоне 2÷4 эВ.

Иная формулировка критерия для спектральных линий о преобладании процессов заселения и расселения уровней электронным ударом над радиационными процессами состоит в следующем. Частота возбуждения электронным ударом верхнего уровня оптического перехода с нижнего должна существенно превышать частоту спонтанного излучения. Можно вручную оценить эти частоты, располагая данными об излучательных переходах и сечениях возбуждения уровней. Коэффициенты A_{ki} достаточно легко найти, в отличие от данных по сечениям возбуждения. По имевшимся сечениям сделаны оценки необходимых сечений для расчета частоты электронных соударений, исходя из них частоты больше на 1-2 порядка, по сравнению с частотами радиационных переходов.

2.7. Метод измерения поглощаемой СВЧ мощности

Инициатор с разрядом для поступающей от магнетрона СВЧ волны представляет собой неоднородность с резко изменяющимся волновым сопротивлением, поэтому падающая на разряд мощность делится между отраженной, прошедшей за разряд и поглощенной в разряде. Поглощаемая разрядом мощность оценивалась в экспериментах с волноводным трактом, в котором мощности падающей, отраженной и прошедшей волн измерялись с помощью диодных СВЧ детекторов.

Предварительная калибровка диодных детекторов СВЧ мощности на основе диода Д603 проводилась по схемам волноводного тракта, представленных на рис. 2.7 (а и б).

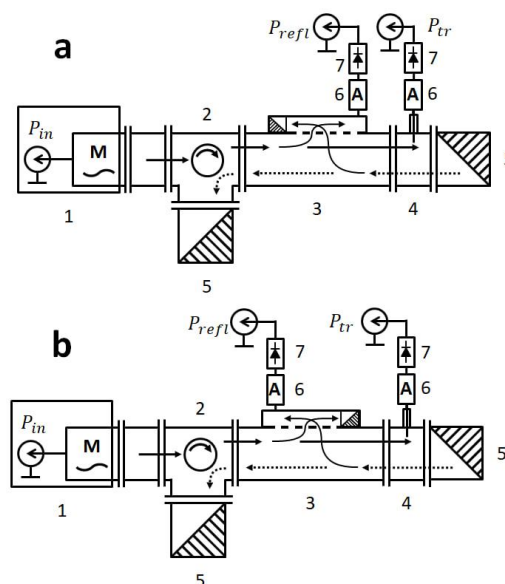


Рис.2.7. Схемы волноводного тракта, использованные при калибровке.

СВЧ излучение, генерируемое магнетроном источника 1 поступает в волноводный тракт через ферритовый циркулятор 2. К нему подключена охлаждаемая водой нагрузка 5, поглощающая отраженную волну. С помощью направленного волноводного ответвителя 3 возможно измерить мощность одну из двух волн: падающей или отраженной. Перед окончательной согласованной водяной нагрузкой в широкую стенку волновода вмонтирован выступающий внутрь на 1мм тонкий стержень 4, собирающий сигнал прошедшей за разряд СВЧ волны. Поскольку согласованная нагрузка 5 практически не дает отражения, то такое устройство может заменить в данном участке волноводного тракта направленный ответвитель. Согласованность окончательной нагрузки была проверена в схеме b. Сигналы со стержня и направленного ответвителя пропускаются через аттенюаторы 6 и затем детектируются диодными детекторными головками 7. Детектированный сигнал, представляющий собой огибающую переменного СВЧ сигнала, анализируется на осциллографе. С помощью аттенюаторов амплитуда сигнала подбиралась таким образом, чтобы работа детекторов осуществлялась в режиме квадратичного детектирования и в диапазоне токов, рекомендованных для диодов Д603. Полученные калибровочные кривые представлены на рис. 2.8.

генератора 1. На этом принципе и проводилось измерение поглощаемой мощности, поскольку поступающая от магнетрона мощность известна и определялась по анодному току магнетрона и соответствующей калибровочной кривой генератора. Для проверки этого принципа были проведены тестовые эксперименты с затупленными стержнями различной длины, на которых не зажигался разряд, и соответственно, не было поглощения. Поступающая от магнетрона мощность в этом случае делилась только между отраженной и прошедшей волнами. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 2.10.

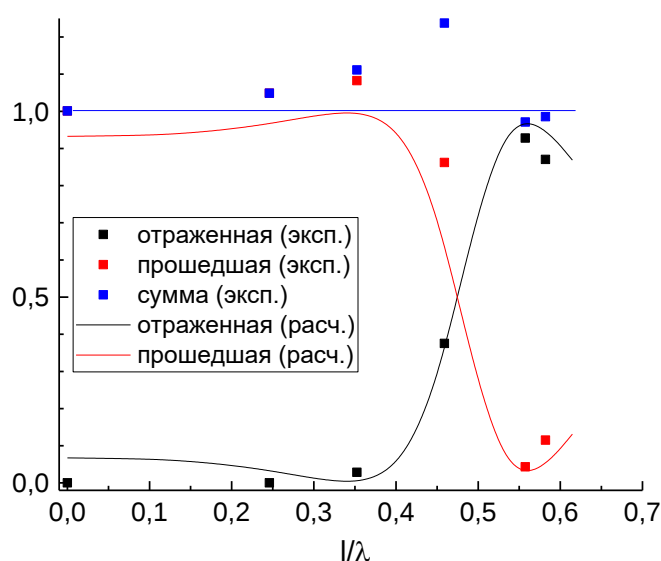


Рис. 2.10. Зависимости долей отраженной и прошедшей мощности, а также их суммы от длины стержня.

При приближении к резонансу $\lambda/2$ растет доля отраженной мощности и падает доля прошедшей, что говорит о происходящем рассогласовании и увеличении КСВ. С учетом определенной погрешности метод можно использовать для определения доли поглощаемой СВЧ мощности.

ГЛАВА 3. Предварительный анализ свойств течения газа в канале и влияния разряда на течение. Численное моделирование²

Понимание некоторых аспектов экспериментов, например режимов газового течения в канале или состава плазмы разрядов, требовало проведения вспомогательных численных расчетов, поскольку полную информацию с имеющимся оборудованием получить экспериментально невозможно. Предварительное моделирование этих аспектов также было полезным при планировании экспериментов и интерпретации их результатов. Проведение в полной мере численных расчетов как кинетики плазмы, так и газовых течений в столь сложных условиях достаточно сложно и заслуживает отдельной диссертационной работы. Обсуждаемые в данной главе результаты (оценки свойств плазмы и газовых потоков) являются приближенными, но тем не менее важными с точки зрения их взаимодействия. Данная глава основана на публикациях автора [A4, A5].

3.1. Моделирование элементов СВЧ тракта установки

Проведено численное моделирование некоторых элементов волноводного СВЧ тракта экспериментальной установки для изучения СВЧ разряда, инициируемом на металлическом диполе в газовых высокоскоростных потоках: тестовой секции волновода (с инициатором и без) и согласованной водяной нагрузки. Расчеты проведены в ПО COMSOL MultiPhysics, использовался модуль Electromagnetic Waves, метод исследования Frequency Domain. Геометрия расчетной модели тестовой секции представлена на рис. 3.1.

Поверхности волновода и запердельных отрезков заданы как идеальный проводник. Один из входов в тестовую секцию помечен как порт 1 (тип «прямоугольный») с возбуждаемой на нем волной (основная H_{10} мода) мощностью 0-5 кВт и частотой в диапазоне 2.4-2.5 ГГц. Остальные 3 выхода (один основного волновода и 2 запердельных) – порты без возбуждения волн. В

² Глава основана на работах автора [A4, A5].

качестве материала стенок аэроканала выбрано оргстекло ($\varepsilon=3$), диэлектрические потери в нем не учитывались.

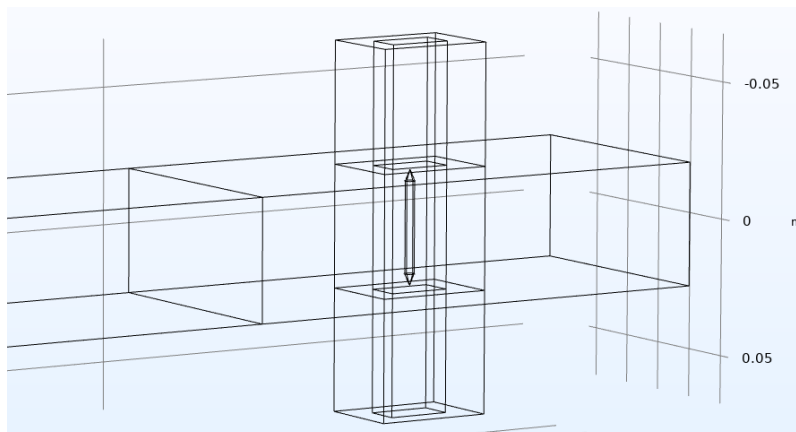


Рис.3.1. Геометрия тестовой секции с диполем внутри аэроканала.

В тестовой секции без диполя наблюдается рассогласование: часть падающей СВЧ мощности отражается обратно от участка волновода с вырезами и образуется стоячая волна. КСВ составляет около 1,68. Характерная напряженность поля $E=500$ В/см. Запредельные волноводы пропускают не более 10^{-4} амплитуды падающей волны.

Помещение в волновод металлического диполя с длиной $l \sim \lambda/2$ приводит к резкому росту напряженности поля возле его заостренных концов (см. рис.3.2).

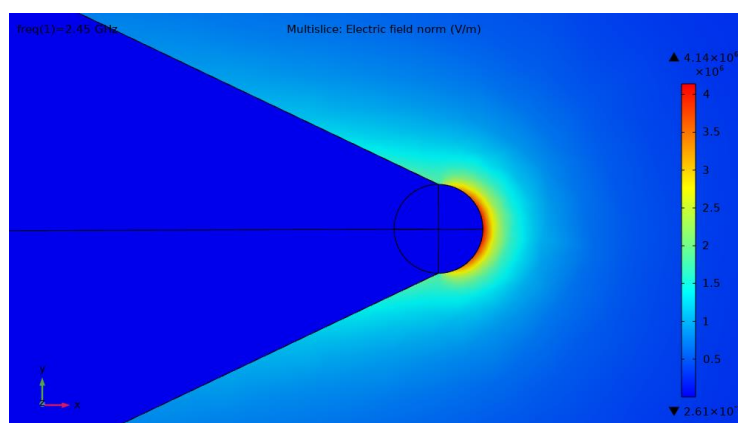


Рис.3.2. Электрическое поле E возле острия диполя. Радиус закругления 0,1 мм. Максимальное поле 41.4 кВ/см выше пробойного для 1 атм.

Значения могут превышать пробойное в воздухе при атмосферном давлении около 30 кВ/см, что приводит в эксперименте к зажиганию СВЧ разряда.

Максимальное значение напряженности поля существенно зависит от длины диполя (при фиксированном радиусе острия и тела стержня).

В тестовой секции с диполем различной длины наблюдается различная степень рассогласования. При длине диполя около 42 мм он полностью компенсирует рассогласование, вызванное вырезами в стенках волновода, КСВ становится близким к 1. С увеличением длины диполя КСВ резко возрастает, с уменьшением его длины КСВ немного растет до 1,68. При этом величина поля на остриях с ростом длины монотонно растет до максимума при длине $l=\lambda/2=61$ мм. Таким образом, точки максимума поля и минимума рассогласования не совпадают, а оптимальную для эксперимента длину диполя необходимо выбирать в этом диапазоне. Стоит отметить, что в расчете не учитывается влияние разряда, который не только поглощает определенную долю мощности волны, но и своей ненулевой проводимостью эффективно увеличивает длину диполя и может привести к рассогласованию.

Выполнены также расчеты согласованной поглощающей калориметрической водяной нагрузки, которая в установке ставится после тестовой секции с разрядом и может служить для измерения прошедшей через нее СВЧ мощности. Нагрузка рассчитана на заполнение водой с $\varepsilon=81$, представляет собой закрытый отрезок волновода длиной 70 см. Он разделен тонкой диэлектрической пластиной на 2 острых клинообразных объема с углом при клине около 5 градусов, один из которых заполняется водой. Вода задана как поглощающий материал с указанием в явном виде действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости: $\varepsilon'=70\div 81$, $\varepsilon''=1\div 5$. Величины ε' и ε'' , вообще говоря, зависят от температуры воды, но они были заданы при комнатной температуре. Вся СВЧ мощность поглощается в первых нескольких сантиметрах воды, практически не доходя до выходного порта (S_{21} менее -50 дБ). Рассчитанный угол водяного клина обеспечивает практически полное отсутствие отраженной волны (КСВ 1.02).

3.2. Моделирование кинетики плазмы ППР и СВЧ разряда

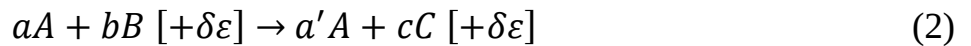
Для оценки параметров образуемой ППР и СВЧР плазмы (состава, температур газа и электронов, степени ионизации и степени ее неравновесности) было проведено моделирование кинетики плазмы этих разрядов в воздухе с помощью программы ZDPlasKin [106]. Программа написана на языке Fortran и содержит в себе модули решателя систем обыкновенных дифференциальных уравнений, решателя уравнения Больцмана Bolsig [107].

Кинетическая модель программы включает набор из 53 частиц и 672 их реакций для смеси N_2+O_2 (сухой воздух). В ней учтены следующие частицы: основное состояние азота $N_2(X1)$, возбужденные колебательные уровни $N_2(v=1-8)$, электронно-возбужденные состояния $N_2(A3)$, $N_2(B3)$, $N_2(a1)$, $N_2(C3)$, атомарный азот $N(4S)$, его возбужденные состояния $N(2D)$, $N(2P)$, положительные ионы N^+ , N_2^+ , N_3^+ , N_4^+ , основное состояние кислорода $O_2(X3)$, возбужденные колебательные уровни $O_2(v=1-4)$, электронно-возбужденные состояния $O_2(a1)$, $O_2(b1)$, $O_2(4.5eV)$ - сумма по состояниям $O_2(A3)$, $O_2(C3)$ и $O_2(c1)$, атомарный кислород $O(3P)$, его возбужденные состояния $O(1D)$, $O(1S)$, озон O_3 , положительные ионы O^+ , O_2^+ , O_4^+ , отрицательные ионы O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- , а также оксиды азота $NO(X2)$, N_2O , NO_2 , NO_3 , N_2O_5 , NO^+ , N_2O^+ , NO_2^+ , NO^- , N_2O^- , NO_2^- , NO_3^- , $O_2^+N_2$ и электроны. Часть реакций с участием электронов рассчитывается с помощью встроенного в программу модуля BOLSIG с использованием данных по сечениям процессов. Данные были взяты из общедоступной интернет-базы данных [108]. Сечения обратных процессов были рассчитаны из сечений прямых процессов с учетом принципа детального равновесия. Модуль BOLSIG на каждом шаге расчета решает уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям и рассчитывает с ее помощью скорость соответствующего процесса. Скорости остальных реакций формулировались в виде обобщенного закона Аррениуса и данные по ним взяты из [109–113]. Учтены реакции колебательного (де-) возбуждения азота и кислорода, VT-релаксации, VX, (де-)возбуждения и ионизации электронным ударом, e-i и i-i рекомбинации, реакции прилипания и отлипания электронов, тушения метастабильных состояний, оптических

переходов и преддиссоциации, реакции положительных и отрицательных ионов, бимолекулярные реакции. Полный список реакций и выражения для их скоростей представлены в таблице Приложения.

Эволюция во времени плотности частиц $[N_i]$ рассчитывается с помощью численного решения уравнений баланса (1). Реакция (2) со скоростью реакции R_j (3) дает источники частиц (4).

$$\frac{d[N_i]}{dt} = \sum_{j=1}^{j_{max}} Q_{ij}(t) \quad (1)$$



$$R_j = k_j[A]^a[B]^b \quad (3)$$

$$Q_A = (a' - a)R, Q_B = -bR, Q_C = cR \quad (4)$$

$$\frac{N_{gas}}{\gamma-1} \frac{dT_{gas}}{dt} = \sum_{j=1}^{j_{max}} \pm \delta \varepsilon_j \cdot R_j + P_{elast} \cdot N_e + Q_{src} \quad (5)$$

Эволюция температуры газа определяется из решения уравнения (5) (адиабатическое изометрическое приближение). Второй член в правой части соответствует упругим столкновениям с нейтральными частицами и вычисляется с помощью модуля BOLSIG.

3.2.1. ППР

Феноменологическая модель ППР устроена следующим образом. Плазменный канал цилиндрической формы с заданным радиусом и начальной длиной подключен к внешней цепи с источником постоянного напряжения $U = 4.5$ кВ и последовательно включенным балластным сопротивлением $R_{ext} = 250-1000$ Ом. Таким образом, ток короткого замыкания в цепи фиксировался в пределах 4.5-18 А. Радиус плазменного канала в соответствии с экспериментами выбирался в пределах 0.1-0.3 мм и оставался неизменным в течение численного эксперимента. Начальная длина канала равнялась 1 мм и соответствует минимальному межэлектродному расстоянию. В дальнейшем с увеличением времени в расчете длина плазменного канала линейно увеличивалась $l = 2vt + l_0$, где v - скорость газового потока 100-600 м/с, $l_0=1$ мм. Таким образом, канал

удлинялся по мере его сноса газовым потоком. Исходя из мгновенных значений длины канала и падения напряжения на нем рассчитывалось значение электрического поля в канале в данный момент времени, которое использовалось при расчетах в 0-мерной модели.

Перейдем к рассмотрению полученных в этой модели результатов. На рис. 3.3 и 3.4 показаны временной ход состава плазмы ППР и основных ее параметров (напряженности поля, приведенного поля, степени ионизации, тока и напряжения на разряде, температур газа и электронов) при начальных условиях: температура газа $T=300$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8$ см⁻³. Радиус канала 0.1 мм. Учтены снижение плотности при тепловом расширении и потери на теплопроводность. Поскольку градиент температуры очень велик (несколько тысяч градусов на длину порядка 1 мм) тепловой поток может быть достаточно большим.

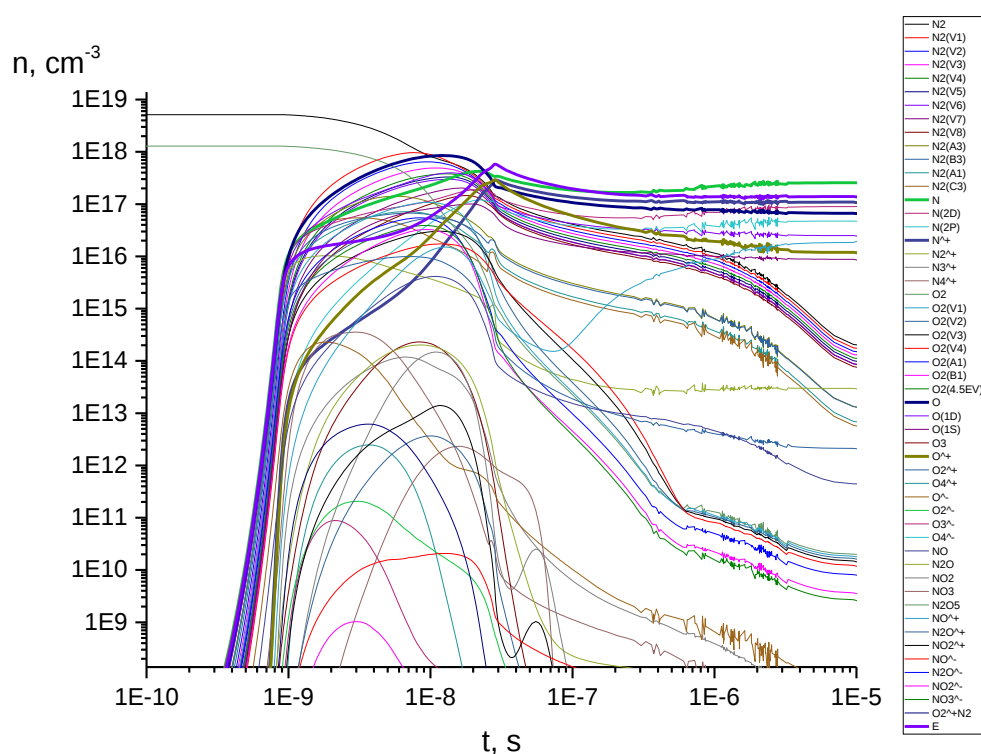


Рис.3.3. Временной ход состава плазмы ППР при начальных условиях: температура газа $T=300$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8$ см⁻³. Радиус канала 0.1 мм. Учтено тепловое расширение и потери на теплопроводность.

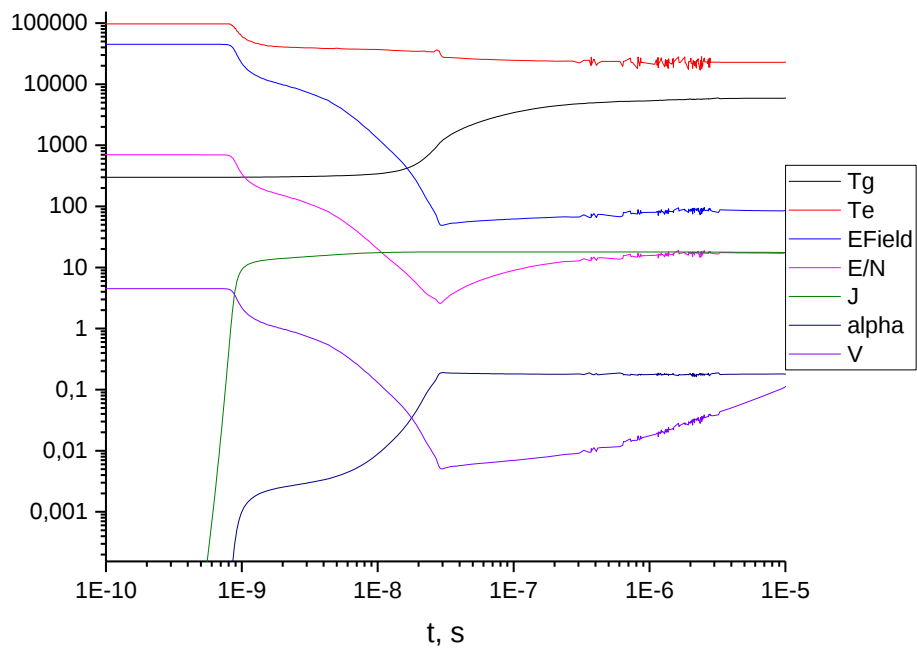


Рис.3.4. Временной ход основных параметров плазмы ППР при начальных условиях: температура газа $T=300$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8$ см⁻³. Радиус канала 0.1 мм. Учтено тепловое расширение и потери на теплопроводность.

Наблюдается быстрое накопление различных частиц за время порядка 1нс. При выходе на стационарные значения температура газа составляет около 6000 К, что характерно для дугового разряда в воздухе. Равенство температур электронов и газа не достигается, то есть плазма остается слабо неравновесной. Относительно высокие значения приведенного поля $E/N \sim 10-30$ Тд наблюдаются только в микросекундном масштабе времени до перехода к равновесному состоянию, после которого поле падает и составляет порядка единиц Тд в миллисекундном диапазоне времени. Концентрация электронов $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³, при этом в составе преобладают атомарные азот и кислород: N, N(2D), O, O(1D), а также молекулярный азот.

3.2.2. СВЧ разряд

Феноменологическая модель СВЧ разряда устроена следующим образом. Постоянная мощность СВЧ поля W (0.5-3 кВт) вводится в сферический объем с

заданным радиусом r (1-7 мм). Длина волны λ составляет 12.2 см. Данный параметр в виде приведенной круговой частоты электрического поля используется программой при вычислении эффективного поля. Начальная температура газа $T_g=150$ К, давление $p=200$ Торр, отношение концентраций газов $N_2:O_2 = 80:20$. В начальный момент времени в объем введены затравочные электроны $n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ и вычисляется начальная проводимость плазмы σ . С учетом известной плотности мощности СВЧ поля $P = \frac{W}{\frac{4}{3}\pi r^3}$ локальное электрическое поле E вычисляется на каждом шаге расчета как $E = \sqrt{\frac{P}{\sigma}}$. С учетом известной на каждом шаге расчета плотности нейтралов N вычисляется приведенное поле E/N , которое подается на вход решателя BOLSIG программы. После интегрирования временного шага решатель имеет на выходе подвижность и концентрацию электронов, с помощью которых рассчитывается новое значение проводимости плазмы. Далее процесс повторяется. Такая модель использовалась в [114]. В уравнение баланса энергии введены потери на теплопроводность в виде $Q = -\frac{\lambda(T_g)(T_g-150K)}{r^2}$. Выражение равно отношению мощности потока тепла через сферическую стенку радиуса r к объему этой сферы (плотность мощности потерь за счет теплопроводности). Учтено расширение газа при нагреве (изобарный процесс). В модели нет учета движения потока воздуха. Это возможно учесть, например, коэффициентом при члене потерь мощности. Кинетическая модель использовалась та же, что для ППР.

Ниже представлены результаты расчетов описанной выше модели СВЧР (рис. 3.5 и 3.6) при начальных условиях: температура газа $T=150$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8 \text{ см}^{-3}$, мощности СВЧ 2 кВт и радиусе 5 мм. Реализуется неравновесный разряд с $T_e \approx 9000$ К, $T_g \approx 6000$ К, $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Степень ионизации 10^{-3} . Отмечаются низкое поле $E \approx 20$ В/см, E/N порядка единиц Тд. Разряд выходит на стационарный режим за время порядка 10 мс.

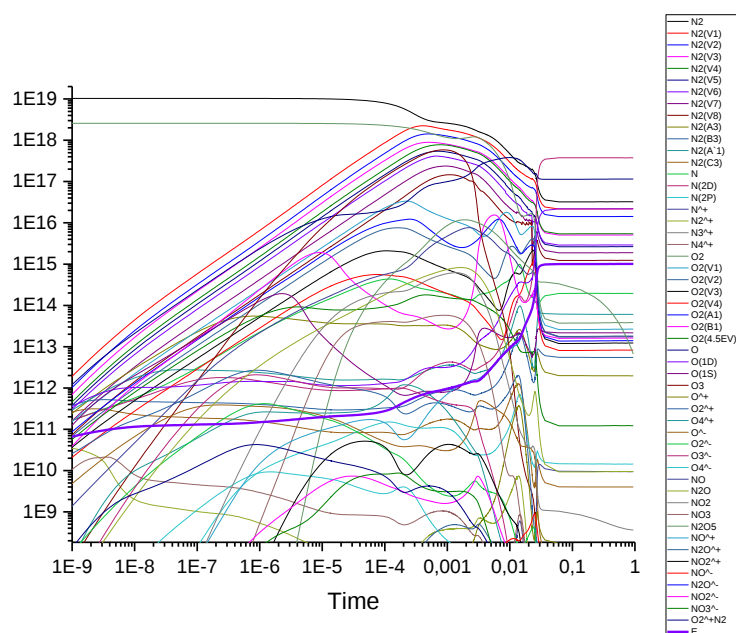


Рис.3.5. Временной ход состава плазмы СВЧР при начальных условиях: температура газа $T=150$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8$ см⁻³. Мощность СВЧ 2 кВт. Радиус 5 мм. Учтено тепловое расширение и потери на теплопроводность.

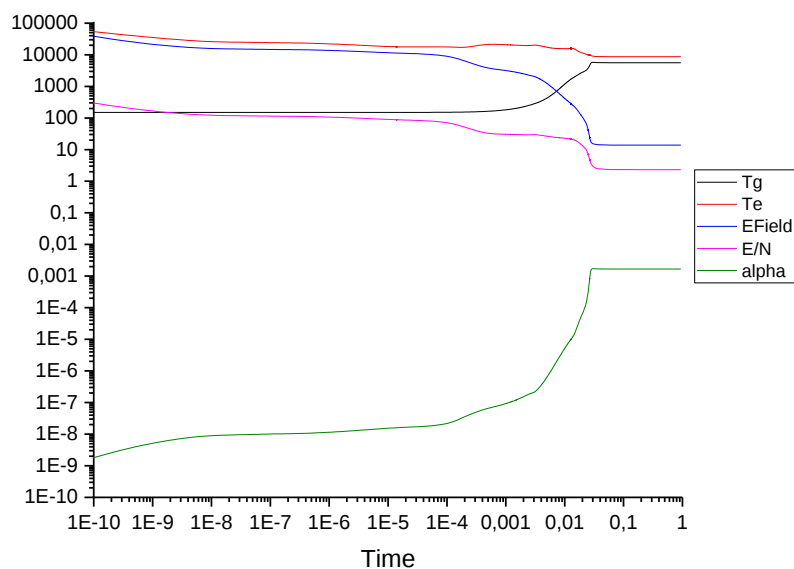


Рис.3.6. Временной ход основных параметров плазмы СВЧР при начальных условиях: температура газа $T=150$ К, $P=200$ Торр, $x_{N_2}=0.8$ $x_{O_2}=0.2$, $n_e=n_{N_2^+}=10^8$ см⁻³. Мощность СВЧ 2 кВт. Радиус 5 мм. Учтено тепловое расширение и потери на теплопроводность.

3.3. Моделирование газовых течений и разрядов в них

Основной целью расчетов является учет влияния простейших моделей разряда и создающих его электродов на сверхзвуковой воздушный поток в типичных условиях эксперимента, а также оценка аэродинамического течения, в котором развиваются разряды. Расчеты проводились в ПО ANSYS Fluent, позволяющем выполнять решение уравнений Навье - Стокса, усреднённых по числу Рейнольдса (RANS) для 2D, 3D-осесимметричных и 3D стационарных и нестационарных моделей. При этом нет учета проходящих плазмохимических реакций, а разряд задается либо как стационарная область выделения фиксированной плотности тепловой мощности, либо как токопроводящий канал в газовой среде, в котором происходит тепловыделение за счет Джоулева нагрева. Результаты расчетов представлены в публикациях [A4, A5, A11, A13]

Расчетная область состояла из соответствующих экспериментам [13,18,115] сопла Лавала длиной 120 мм и расширяющегося аэродинамического канала длиной 500 мм прямоугольного сечения (см. рис. 3.7).

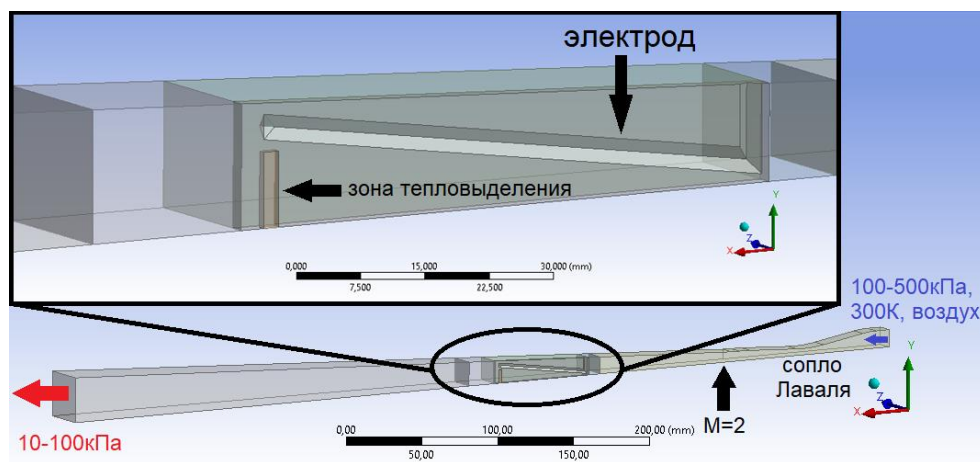


Рис. 3.7. Геометрия расчетной области.

Профиль сопла был снят с реально существующего, рассчитанного на число Маха $M=2$. На входном сечении сопла площадью $23 \times 23 \text{ мм}^2$ ставилось граничное условие фиксированной статической температуры 300 К и фиксированного статического давления p_{in} (в диапазоне 100-500 кПа.), так как это значение измерялось в эксперименте и задавало массовый расход воздуха через сопло. На

выходном сечении аэродинамического канала ($60 \times 60 \text{ мм}^2$) ставилось граничное условие фиксированного давления p_{out} (в диапазоне 10-100 кПа), соответствующего давлению в откачиваемой барокамере, служащей в эксперименте откачиваемой буферной емкостью и приемником отработанных газов. В одной из двух плоскостей симметрии модели расположены электроды. Остальные поверхности модели (в том числе поверхности электродов) были заданы как стенки с условием без проскальзывания. Длина электродов 70 мм, минимальное расстояние от оси 1 мм, максимальное – 10 мм, ромбическое сечение. Второй электрод либо задан явным образом, либо учитывается моделью из-за условий симметрии при моделировании четверти канала. Электрод отстоит на 110 мм от выходного сечения сопла Лавалья. В некоторых численных экспериментах (при исследовании гидродинамической модели разряда) длина электродов была уменьшена до 10 мм с сохранением угла между ними и осью модели для уменьшения периода времени между инициацией разряда и его закреплением на концах электродов. Концы электродов также при этом были заострены, чтобы облегчить условия моделирования в области аэродинамической тени.

Правильность всех размеров и параметров модели определялась при сравнении расчетных зависимостей массового расхода воздуха, генерируемой моделью тяги и давлениям на стенку от давления на входе в сопло с полученными экспериментально.

В качестве грубой модели разряда в потоке он рассчитывался либо как стационарная зона тепловыделения объемом $2 \times 1 \times 9 \text{ мм}^3$, либо как токопроводящий канал в газовой среде, в котором происходит тепловыделение за счет Джоулева нагрева. Термодинамические и транспортные свойства воздуха (теплоемкость при постоянном давлении c_p , коэффициенты теплопроводности и динамической вязкости) в таком случае предполагаются равновесными и в широком диапазоне температур до 24000 К были взяты из [116]. Их зависимости в этом диапазоне имеют нелинейный характер и учитывают диссоциацию и ионизацию азота, кислорода воздуха и других составляющих его газов. На самом

деле, изучаемые в диссертации разряды неравновесные, и такая грубая модель используется лишь для описания воздействия разряда на поток.

3.3.1. Модель локальной зоны энерговклада

Даже в отсутствие разряда в потоке при высоком давлении на выходе ($p_{out} > 250$ Торр) в канале происходят такие явления как отрыв течения от стенок с последующим образованием системы ударных волн, зон рециркуляции и торможением потока до дозвуковых скоростей, что говорит о перерасширенном для этого режима выходном сечении канала. Наблюдается падение на стенку косога скачка уплотнения от передней кромки электрода с последующим отражением от нее. В месте падения происходит отрыв пограничного слоя, а затем его присоединение [88]. Поток ускоряется после сопла из-за расширения канала до характерных скоростей $u = 580-640$ м/с при значениях его статической температуры $T = 120$ К. При таких условиях воспламенение и поддержание горения топлив без дополнительных мер (разряд или застойные зоны) невозможны. В аэродинамическом следе электродов в примененной модели вязкости не наблюдается существенное изменение статического давления и плотности газа (не более 10%) по сравнению со значениями в основном потоке.

При включенном источнике тепловой плотности мощности $w = (0.7-2.8) \times 10^{11}$ Вт/м³, соответствующей суммарной мощности $W = 5-20$ кВт в зоне выделения тепла объемом 72 мм³, выделяемой продольно-поперечным разрядом в типичных экспериментальных условиях, структура течения усложняется (рис.3.8).

Так как область тепловыделения неподвижна, газ нагревается только в малой области поперечного сечения канала шириной около 2-3 диаметров разряда и выносится потоком вниз на 10-20 см от конца электродов. При плотности тепловой мощности источника $w = 2.8 \times 10^{11}$ Вт/м³ (эквивалентной средней общей мощности разряда $W = 20$ кВт) газ нагревается до температур около 6700 К.

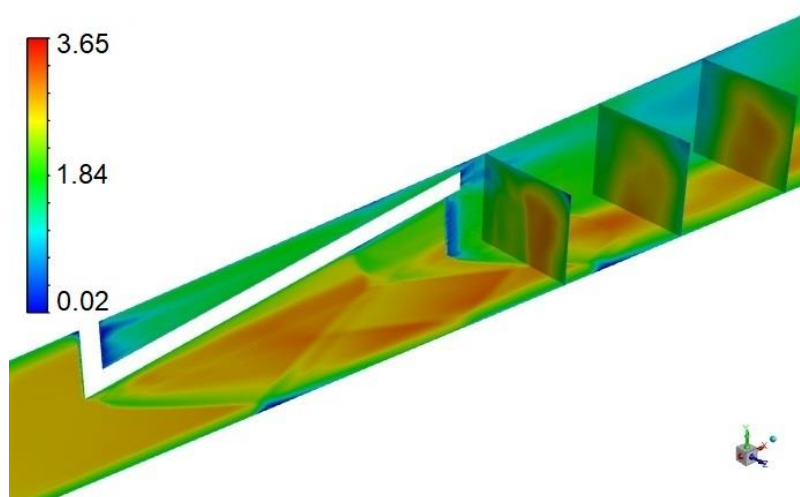


Рис. 3.8. Контуры числа Маха в потоке на плоскостях симметрии модели (пересекаются на центральной оси) и трех поперечных сечениях. Источник объемного тепловыделения активен ($W = 10$ кВт). $p_{in} = 400$ кПа, $p_{out} = 10$ кПа.

В экспериментах [13,18,115] наблюдается нагрев до 7000-9000 K. Полное тепловое заклинивание аэродинамического канала происходит только при $w = 1.12 \times 10^{12}$ Вт/м³ ($W=80$ кВт). Необходимо учитывать возможность заклинивания в опытах с инжекцией топлив в поток и их воспламенением. Наблюдаются значительные потери полного давления p_{total} в потоке в основном в трех местах: на стенках канала, на ударной волне от электрода и на области тепловыделения (снижение на 70%). Потери полного давления нежелательны с точки зрения работы ПВРД.

3.3.2. Гидродинамическая модель ППР

Расчетная область использовалась та же, что и для модели локальной зоны энерговклада. На входном сечении сопла ставилось граничное условие фиксированной статической температуры 300 K и фиксированного статического давления $p_{in}=400$ кПа, на выходном сечении аэродинамического канала ставилось граничное условие фиксированного давления $p_{out}=10$ кПа. Такие давления обеспечивают сверхзвуковой режим протекания воздуха через канал.

В уравнение баланса энергии, в отличие от предыдущей модели, включен вклад от Джоулева нагрева. На поверхности одного из электродов задавалось условие нулевого потенциала. На втором электроде ставилось граничное условие

равенства полного тока через электрод 10 А. На всех остальных поверхностях выставлялось условие нулевой плотности тока через них. Таким образом, условия в модели соответствовали подключенному источнику постоянного тока, а потенциал на электроде изменялся во времени и отслеживался. Электропроводность σ в диапазоне температур 1500-6000 К изменяется экспоненциально и приводит в описанных условиях по существу к канальной модели разряда [25].

Небольшая зона между электродами объемом $4 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$ использовалась для инициации продольно-поперечного разряда без нужды в моделировании процесса пробоя. В начальный момент времени в этой зоне вручную выставлялась температура $T \sim 10000 \text{ К}$, достаточная для протекания в воздухе электрического тока. Скорость газа при этом не изменялась. Начальное распределение температуры по поперечному сечению иницирующей зоны было выбрано гладким для более мягких условий симуляции: максимальная температура в центре сечения $T = 10000 \text{ К}$ плавно убывает до температуры холодного окружающего потока $T = 150 \text{ К}$. Поперечное распределение плотности электрического тока в начальный момент времени имело соответственно тот же вид, но с условием равенства полного тока через поперечное сечение разряда 10 А. Был выбран нестационарный (временной) режим. В качестве начального условия использовались аэродинамические распределения (скорости, давления, температуры) в стационарном случае без протекания токов в системе.

Результаты расчетов для модели с укороченными электродами в диапазоне времени t до 20 мкс приведены ниже. В случае укороченных до длины 10 мм электродов продольно-поперечный разряд быстрее сносится к их концам и закрепляется на них. Длина разряда продолжает увеличиваться, а форма существенно меняется, становясь петлеобразной. Поскольку в модели нет ионов и электронов, то нет разницы в скоростях движения по электродам анодного и катодного пятен, наблюдаемой в эксперименте [29], и разряд все время остается симметричным относительно центральной плоскости.

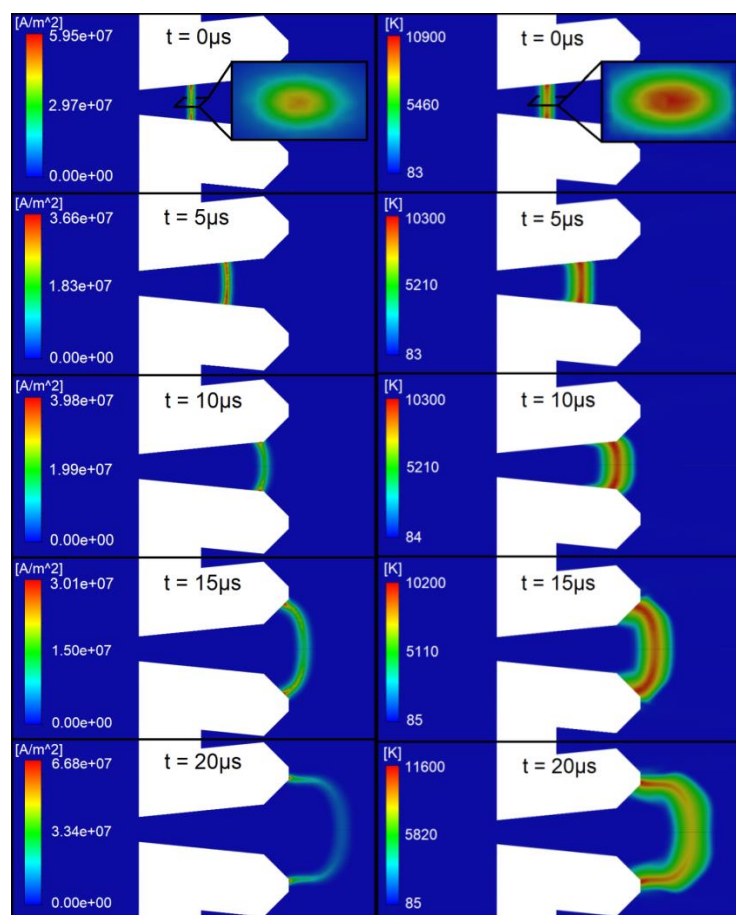


Рис.3.9. Контуры плотности тока (слева) и статической температуры (справа) в моменты времени $t = 0; 5; 10; 15; 20$ мкс. Укороченные электроды.

На рис. 3.9 представлены контуры плотности тока и статической температуры. Большая часть тока протекает по узкому нагретому каналу диаметром около 1 мм с характерной плотностью тока $j=2 \times 10^3$ А/см². С течением времени диаметр канала медленно растет, так как выделяемая тепловая мощность нагревает окружающие слои газа. Изначально прямой разряд со временем искривляется и принимает характерную форму, так как участки газа у поверхностей электродов движутся медленнее. Скорость центральной области разряда составляет 670 м/с, разряд движется вместе с потоком. Минимальная скорость перемещения участков канала наблюдается у поверхностей электродов и составляет 500 м/с. Максимальная температура газа T достигается в центре плазменного канала и составляет 8000-10000 К. Большая часть тока протекает именно по сильно нагретой центральной части диаметром около 1 мм. В токопроводящем центре канала выделяется тепловая мощность, которая

выносятся на его периферию за счет теплопроводности. При высоких температурах коэффициент теплопроводности k существенно выше, чем при комнатной температуре.

По значению температуры воздуха T в разряде 8000-10000 К, значению плотности тока $j=(1-5)\times 10^3$ А/см² и диапазону давлений p в потоке 0.2-0.3 атм были сделаны оценки концентрации электронов $n_e\sim 10^{16}$ см⁻³. Показано, что напряжение на разряде увеличивается с его длиной. Напряженность поля $E\sim 125$ В/см. Приведенное поле E/N около 30 Тд. При постоянном разрядном токе 10 А выделяемая в разряде тепловая мощность составляет около 1250 Вт/см.

Заключение к главе 3

Проведенные в Главе 3 численные расчеты элементов СВЧ тракта установки показали особенности согласования тестовой волноводной секции. Из-за наличия металлического полуволнового инициатора в нем наблюдается сильное отражение падающей СВЧ волны при определенных длинах инициатора. Условия согласования достаточно сильно меняются при изменении длины инициатора. Таким образом, если эффективная длина его меняется при появлении токопроводящего плазменного канала СВЧ разряда, необходимо устройство согласования для повышения КПД установки.

Расчеты кинетики плазмы СВЧР и ППР в 0-мерном приближении показывают достаточно сложный состав плазмы при выходе на стационарное состояние: наблюдается большая концентрация химически активных радикалов, атомарного азота и кислорода, возбужденных частиц. Значения основных параметров разрядов и создаваемой ими плазмы находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями. В разрядах достигаются высокие температуры ~ 6000 К. Это подтверждает эффективность использования этих разрядов для задач плазменно-стимулированного горения.

При моделировании газовых течений были получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке. При этом были применены 2 простейшие модели разряда: стационарная зона тепловыделения и канал с выделением мощности за счет Джоулева нагрева.

С помощью экспериментальных данных давлений на стенку и создаваемой моделью тяги была проведена проверка аэродинамической модели в случае отсутствия зоны объемного тепловыделения. Даже в отсутствие разряда в потоке происходят такие явления как отрыв течения от стенок с последующим образованием системы ударных волн, зон рециркуляции и торможением потока до дозвуковых скоростей. Наблюдаются значительные потери полного давления p_{total} в потоке в основном в трех местах: на стенках канала, на ударной волне от электрода и на области тепловыделения (снижение на 70%). Потери полного давления нежелательны с точки зрения работы ПВРД. Показано, что при плотности тепловой мощности источника $w=(1.4-2.8)\times 10^{11}$ Вт/м³ (эквивалентной средней общей мощности разряда $W=10-20$ кВт) разряд нагревает газ до 4000-6700 К. При высоких плотностях мощности может происходить тепловое заклинивание потока. Была также исследована модель разряда с силой тока 10 А. Рассмотрена его эволюция в диапазоне времени t до 20 мкс. Показано, что разряд в виде тонкого ~ 1 мм горячего канала движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока около 670 м/с. Температура воздуха T в центре разряда 8000-10000 К, характерная плотность тока $j=(1-5)\times 10^3$ А/см². Были сделаны оценки концентрации электронов $n_e\sim 10^{16}$ см⁻³, напряженности поля $E\sim 125$ В/см, приведенного поля $E/N\sim 30$ Тд. При постоянном разрядном токе 10 А выделяемая в разряде тепловая мощность составляет около 1250 Вт/см. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к закреплённой на их концах фазе разряда и искривление изначально прямого проводящего канала схожее с наблюдаемым в эксперименте.

ГЛАВА 4. Свойства подпорогового свч разряда в потоке газа³

Иницируемый полуволновой антенной СВЧ разряд исследован как предельный случай комбинированного разряда при отсутствии энерговклада со стороны источника постоянного тока. Представленные в главе результаты основаны на публикации [А3] автора.

4.1. Структура СВЧ разряда

Скоростная видеосъемка разряда в воздушном потоке показала зависимость средних длины l и толщины d плазменного канала от давления в потоке p_{flow} . На рис. 4.1 представлена сборка четырех кадров видеосъемки, проведенной при различных давлениях p_{flow} .



Рис. 4.1. Сборка кадров видеосъемки СВЧ разряда при различных давлениях в потоке p_{flow} . Экспозиция 2 мкс.

Воздушный поток направлен слева направо, вектор поля E параллелен потоку. Белыми линиями на каждом кадре слева выделен инициатор. Масштаб изображения помещен в правом верхнем углу (экспозиция 2 мкс). Рост давления приводит к уменьшению длины и толщины канала. Падающая мощность поддерживалась постоянной на уровне 5 кВт. Скорость потока при этом

³ Глава основана на работе автора [А3].

изменялась слабо, поскольку при атмосферном давлении на выходном сечении канала происходит нерасчетное истечение, сверхзвуковой поток запирается вблизи сопла, и в аэродинамическом канале поддерживается дозвуковое течение со скоростью $200\div 250$ м/с, слабо зависящей от давления в ресивере высокого давления p_0 . Давление в ресивере при этом только устанавливает давление в потоке вблизи разряда. Измеренные зависимости длины и толщины СВЧ разряда, давления и скорости в потоке от давления в ресивере представлены на рис. 4.2.

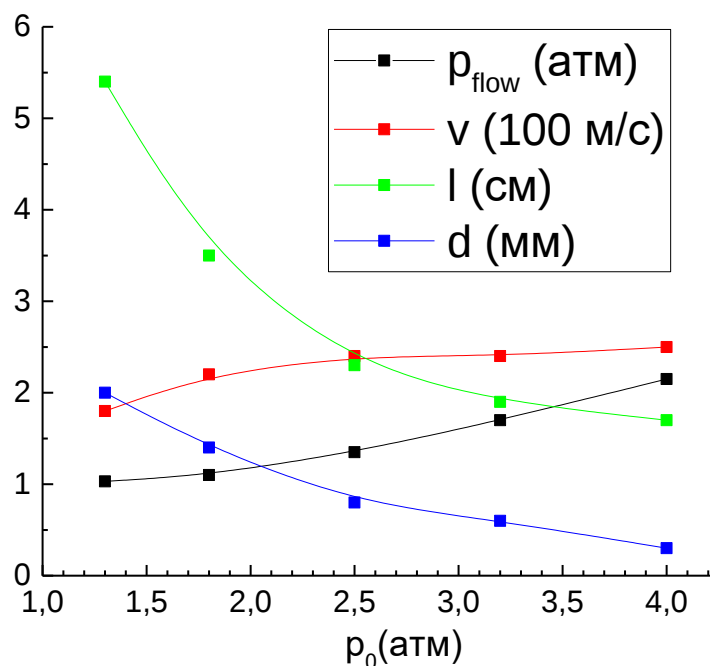


Рис.4.2. Зависимости давления в потоке p_{flow} , его скорости v , длины l и диаметра d СВЧ стримера от давления p_0 в ресивере высокого давления воздуха.

С ростом давления длина l и толщина d разрядного канала падают с 5,5 см до 2 см и с 2 мм до 0,3 мм соответственно. Поскольку падающая СВЧ мощность, а значит и величина поля E , оставались постоянными, но при этом изменялось давление в потоке, то указанные зависимости можно объяснить изменением приведенного поля E/N . Замечено, что при высоком давлении в ресивере $p_0=4$ атм, а значит, и высоком давлении в потоке $p_{flow}=2,5$ атм, пробой возникает при мощности СВЧ генератора 4 кВт и более, а при низком давлении в ресивере $p_0=1,4$ атм (давление в потоке $p_{flow}=1$ атм) удавалось инициировать разряд при

мощности 1.8 кВт. Точное определение порогов пробоя в данном эксперименте не проводилось, поскольку осложнено рядом причин. Во-первых, генератор имеет в схеме встроенный дроссель, из-за которого генератор выходит на стационарный режим в течение около 1 с, в то время как длительность эксперимента 3-4 с. Во-вторых, трудности контроля радиуса острия инициатора приводят к большому разбросу коэффициента геометрического усиления поля, а соответственно и величины порога пробоя.

Также стоит отметить, что проводящий канал СВЧ разряда, с длиной, сравнимой с $\lambda/2$ и особенно большой при низких давлениях в потоке, играет роль продолжения металлического инициатора, эффективно увеличивая его длину и искажая распределение СВЧ поля. Поскольку разряд развивается только на заднем по потоку острие стержня, систему «стержень и плазменный канал» можно рассматривать как несимметричный вибратор. Однако точное описание такой системы будет зависеть от свойств плазмы СВЧ разряда, его формы и длины и требует отдельного исследования как экспериментального, так и расчетного.

Скорость распространения фронта СВЧ разряда может быть оценена с помощью эмпирического выражения [11]:

$$V_{fr} = (1/\sqrt{3})(3 \cdot 10^4 \sqrt{p} + 1.7 \cdot 10^{-2} E_0 p \lambda), \text{ см/с} \quad (1)$$

При давлении p_{flow} около 10^3 Торр, поле E_0 около 400 В/см, $\lambda = 12.2$ см, скорость фронта составляет $V_{fr} \sim 6 \cdot 10^5$ см/с, в то время как скорость потока $v = 2 \cdot 10^4$ см/с, поэтому СВЧ разряд развивается в практически неподвижном газе, и высокоскоростной поток не должен оказывать существенного влияния на возможность развития разряда. При минимально возможной экспозиции видеокамеры 2 мкс зафиксировать развитие СВЧ стримера не удавалось.

Согласно [12] развитие СВЧ разряда определяется степенью его подкритичности $\Psi = E_{cr}/E_0$, где E_0 – напряженность поля в разрядной области, а $E_{cr} = 40p$ – величина критического поля, где p – давление воздуха в единицах Торр. В проведенной серии экспериментов $\Psi = 100 \div 200$, что говорит о глубокой подкритичности разряда и о том, что в данных условиях он должен существовать

только в форме привязанной к инициатору, что подтверждается проведенной видеосъемкой.

4.2. Свойства плазмы СВЧ разряда

На рис. 4.3 приведена определенная указанным в п.2 методом концентрация электронов n_e в зависимости от осевого расстояния z от заднего по потоку острия инициатора при давлении ресивера $p_0=4$ атм.

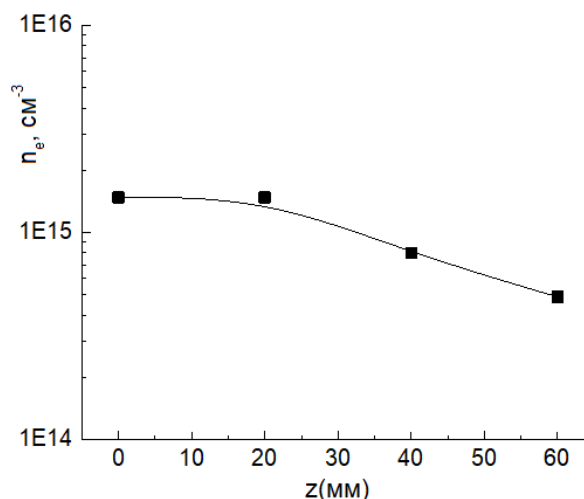


Рис.4.3. Зависимость плотности электронов n_e от расстояния вдоль оси потока z .

Значения $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до значения $z=20$ мм остаются постоянными, а при $z>20$ мм уменьшаются на порядок. В этих условиях длина разряда составляет 20мм, а значит, что в пределах канала концентрация приблизительно постоянная. После $z=20$ мм наблюдается рекомбинация плазмы в потоке, интенсивность свечения при этом сильно уменьшается. Измеренные концентрации n_e согласуются с полученными в [117]. При высокой частоте столкновений для данных давлений достаточно большие времена свечения плазмы можно объяснить, например, проникновением СВЧ поля в плазму, а также большими концентрациями метастабильных и колебательно-возбужденных частиц в плазме, однако их измерения требуют дополнительного исследования.

На оптическом спектре излучения разряда в воздухе наблюдаются интенсивные молекулярные полосы N_2 , N_2^+ , NH , CN , NO . Вращательная структура неразрешенная. Наблюдаемые полосы NH , CN могли появляться по

различным причинам. Поскольку это интенсивные оптические переходы, то даже небольших, примесных количеств углеводородных веществ в воздушном потоке могло быть достаточно для их наблюдения в спектрах разряда в воздухе. Источниками следов углеводородов могли послужить продукты абляции остатков лакового покрытия на медных инициаторах. Также слабыми источниками углерода и водорода могли быть углекислый газ и водяные пары в воздухе.

Аппроксимацией экспериментальных спектров определены вращательная температура T_r и колебательная температура T_v газа, а также относительные концентрации N_2 и N_2^+ . Они определялись по всем наблюдаемым полосам, в том числе и полосам NH, CN. В пределах погрешности ~ 400 К получаемые для разных молекулярных полос температуры совпадали. На рис.4.4 показан спектр СВЧ разряда в воздухе в диапазоне 340-360 нм, экспериментально полученный при $z=20$ мм и $p_0=4$ атм (красная линия), и его аппроксимация (черная линия).

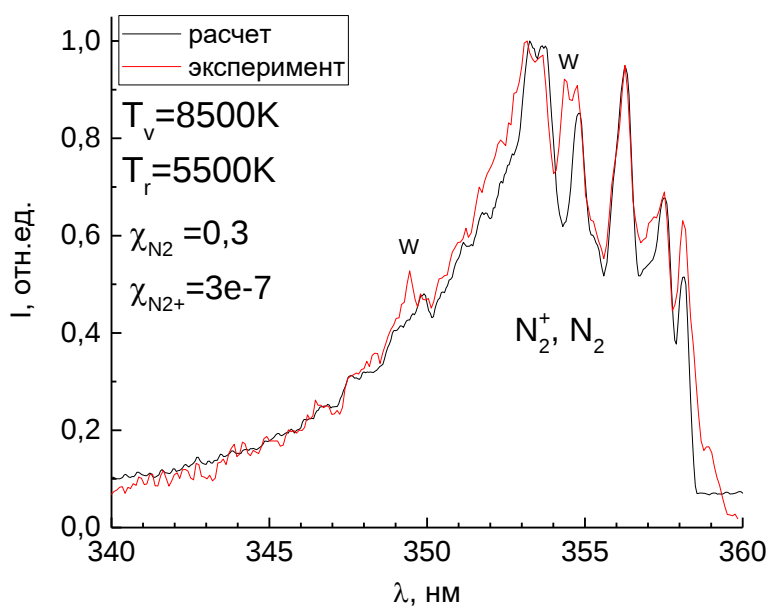


Рис. 4.4. Спектр СВЧ разряда в диапазоне 340-360 нм, экспериментально полученный при $z=20$ мм, $p_0=4$ атм (красный), и его аппроксимация (черный).

Экспозиция 20 мс.

Приблизительное равенство газовой и электронной температур ($T_e \approx T_r \approx 5500$ К) говорит о том, что плазма СВЧ разряда находится в состоянии

близком к равновесному. Схожий результат получен в [118]. Однако наблюдаются повышенные значения колебательной температуры по сравнению с электронной: T_v больше $T_e \approx T_r$ на 3000 К. Это можно интерпретировать так, что колебательное возбуждение происходит близко к острию в области пробоя, где температура электронов выше, затем достигнутая высокая колебательная температура в потоке «замораживается». В отличие от [118] поток имеет намного большие скорости. При скорости потока $v \sim 200$ м/с и длине разряда около нескольких сантиметров характерное время пребывания в разряде составляет 0.1 мс, что сопоставимо с временем VT-релаксации при $T \sim 5000$ К. В этом диапазоне температур и давлений при концентрации электронов $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³ степень ионизации α составляет 10^{-3} . По отношению концентраций N_2^+ и N_2 можно сделать оценку степени ионизации азота $\alpha_{N_2} \sim 10^{-6}$. Несогласованность этих значений говорит о том, что в условиях разряда ион N_2^+ является неосновным. Согласно [112] в СВЧ разрядах ион азота может преобразовываться в атомарную форму и участвовать в дальнейших плазмохимических реакциях, а также в разрядах могут нарабатываться значительные количества оксидов азота. Как и в работе [119] в спектрах наблюдаются интенсивные линии атомарного кислорода О (777.4 нм) и молекулярная полоса NO(γ). Выяснение того, какой ион в СВЧ разряде являлся основным в данной работе, не ставилось целью. Независимо получена оценка температуры электронов $T_e = 0,45 \div 0,55$ эВ по относительным интенсивностям линий меди. Для расчетов были использованы 5 линий меди $\lambda = 510.5, 515.3, 521.8, 570.0, 578.2$ нм, значения радиационных констант были взяты из [120].

При более низком давлении в потоке наблюдается более интенсивное свечение разряда. На рис. 4.5 представлены спектры СВЧ разряда в воздухе в диапазоне 320-470 нм, экспериментально полученные при $z=20$ мм и $p_0=2$ атм (вверху) и $p_0=1.5$ атм (внизу). Экспозиция спектрометра в обоих спектрах одинаковая и составляет 5 мс.

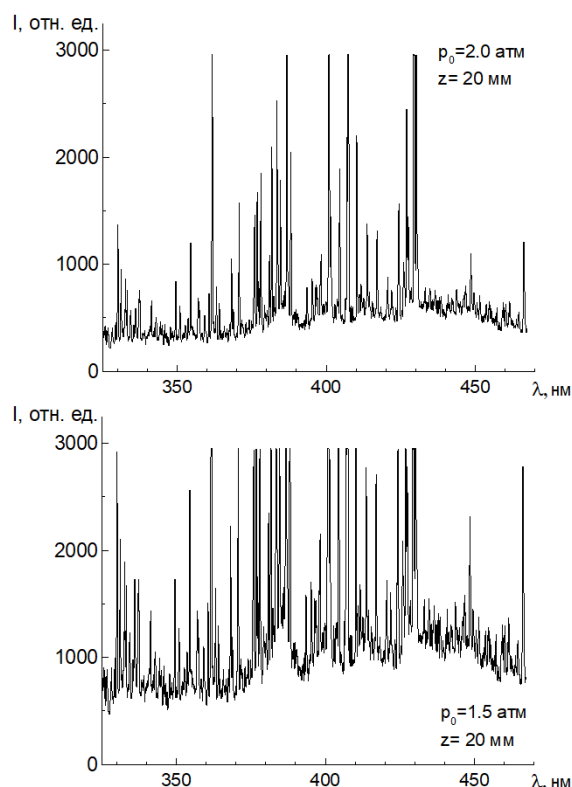


Рис. 4.5. Спектры СВЧ разряда в воздухе в диапазоне 325-470 нм, экспериментально полученные при $z=20$ мм и $p_0=2$ атм (вверху) и $p_0=1.5$ атм (внизу). Экспозиция в обоих спектрах 5 мс.

Молекулярные полосы выражены слабее, также наблюдаются интенсивный континуум и линии атомов материала инициатора. На уровне ≈ 3000 отн. ед. спектры перегружены. В случае термодинамического равновесия интенсивность континуума дается выражением [121]:

$$\varepsilon_{v,c} = \varepsilon_v^{ff} + \varepsilon_v^{bf} = C n_e n_z \frac{z^2}{T_e^{1/2}} \quad (2)$$

Большая его интенсивность может говорить о более высокой концентрации электронов или более низкой их температуре. Данное предположение сходится с наблюдаемым в эксперименте ослаблением линии H_β водорода.

По схеме, представленной на рис. 2.9, были проведены эксперименты по определению доли поглощаемой СВЧР мощности. Для этого применялись заостренные инициаторы длиной $l=61$ мм, а запуск генератора происходил с вместе включением воздушного потока. Эксперименты показали существенное

изменение коэффициентов отражения и прохождения при инициации разряда (рис. 4.6).

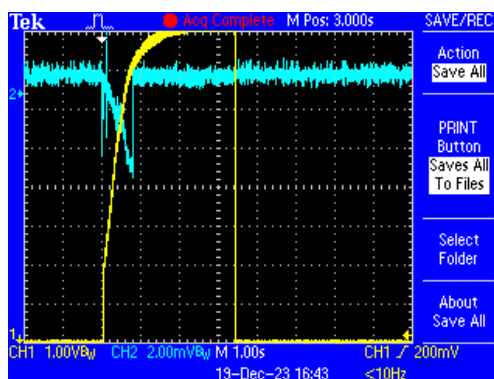


Рис. 4.6. Измерения СВЧ мощностей при пробое. Желтая кривая – анодный ток магнетрона, голубая - отраженный сигнал.

Характерная доля поглощенной мощности составила 50 %, в то время как отражение сильно снижалось до уровня 0-5 %, остальная мощность проходила за разряд и поглощалась оконечной водяной нагрузкой. Поскольку длина разряда и его свойства меняются с давлением в потоке, была измерена зависимость каждой из долей мощности от давления в ресивере. Зависимость представлена на рис. 4.7.

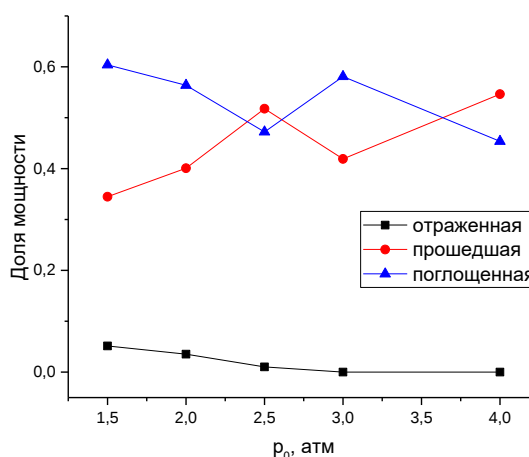


Рис. 4.7. Зависимости отраженной, прошедшей и поглощенной разрядом мощностей от длины давления в ресивере. СВЧР в воздухе.

Если мощность, отдаваемая магнетроном в волновод, составляет 5 кВт, то мощность P , поглощаемая разрядом, составляет 1.5÷2.5 кВт. При длине разряда $l \approx 3$ см характерное время пребывания газа в разрядном канале составляет

$$\tau_{res} = l/v \approx \frac{3\text{см}}{100\text{м/с}} = 0.3\text{мс} \quad (3)$$

В качестве оценки скорости v следует брать более низкие значения из аэродинамической тени разряда, а не основного потока. С учетом высокой температуры разрядного канала $T \approx 5500\text{ К}$ характерная плотность нейтралов $n \sim 10^{18}\text{ см}^{-3}$. Диаметр плазменного канала $d \approx 1\text{ мм}$. Тогда можно оценить удельный энергозатрат

$$W = \frac{P\tau_{res}}{n\pi d^2/4} \approx 100\text{эВ/мол} \quad (4)$$

Столь большой удельный энергозатрат связан с контрагированностью разряда, свойственной разрядам высокого давления. Для продольно-поперечного разряда с мощностью $P \approx 5 \div 15\text{ кВт}$, длиной дуги $l \approx 30\text{ см}$, $d \approx 1\text{ мм}$ характерное время пребывания газа $\tau_{res} \approx 0.5 \div 1\text{ мс}$ (период разряда), и удельный энергозатрат W оказывается еще в несколько раз больше, составляя сотни эВ/мол.

Если принять, что вложенная энергия со временем передается во все поперечное сечение потока $S = 23 \times 13\text{ мм}^2$, то

$$W_S = W \frac{\pi d^2/4}{S} = 0.26\text{эВ/мол} \quad (5)$$

Но за миллисекундные времена пока газ движется по каналу длиной около метра это вряд ли произойдет, хотя бы не за счет теплопроводности. Конвективный теплоперенос из-за завихрений в потоке нежелателен, т.к. приводит к потерям полного давления, что плохо с точки зрения работы ПВД.

Характерное удельное вложение энергии при плазменно-стимулированном воспламенении пропан-воздушных смесей в ДВС порядка 0.1 эВ/мол [122]. Однако в ДВС давления десятки атмосфер, что может существенно менять кинетику горения углеводородов, а также газовая смесь оказывается предварительно нагретой сжатием до высоких температур $T \sim 900\text{ К}$ перед разрядным импульсом, из-за чего требуется меньшая его энергия.

4.3. СВЧ разряд в пропан-воздушном потоке

При инъекции в воздушный поток пропана СВЧ разряд воспламеняет его. Фотография воспламененного пропан-воздушного потока представлена на рис. 4.8.

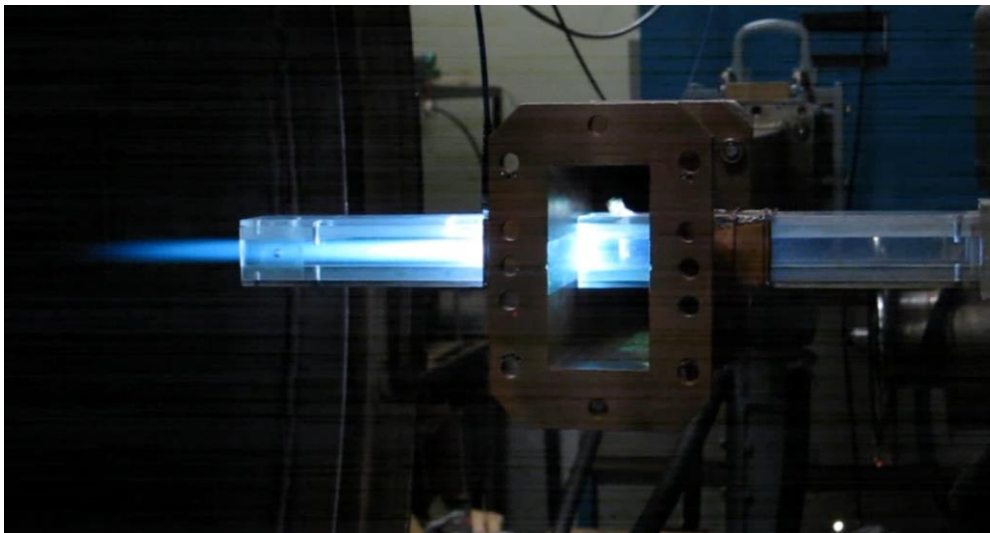


Рис. 4.8. Воспламененный СВЧ разрядом пропан-воздушный поток (направлен справа налево). Скорость 200 м/с, эквивалентное отношение $\Phi=0.42$.

Были сняты оптические спектры разряда в обедненном потоке при $z=40$ мм и $p_0=3$ атм и концентрации пропана в потоке 2.5% масс., которая соответствует эквивалентному отношению $\Phi=0.42$. Эквивалентное отношение Φ определялось как отношение концентрации топлива в потоке (по массе) к стехиометрической концентрации, то есть при значении эквивалентного отношения $\Phi < 1$ — бедная топливом смесь, а $\Phi > 1$ — богатая смесь. На спектрах (см. рис. 4.9) при инъекции пропана наблюдаются интенсивные молекулярные полосы $\text{OH}(\text{A-X})$ и $\text{CH}(\text{A-X})$ — маркеры горения углеводородов, а также «фиолетовая» система $\text{CN}(\text{B-X})$. Длина разряда в данных условиях менее 4 см, поэтому на спектре наблюдается в основном свечение воспламененного потока: молекулярные полосы азота и его иона выражены слабо. При этом не наблюдаются полосы Свана C_2 и образование сажи. Также в спектре сильно снижается интенсивность линий атомарного кислорода O (777.4 нм), что можно объяснить участием его в реакциях окисления.

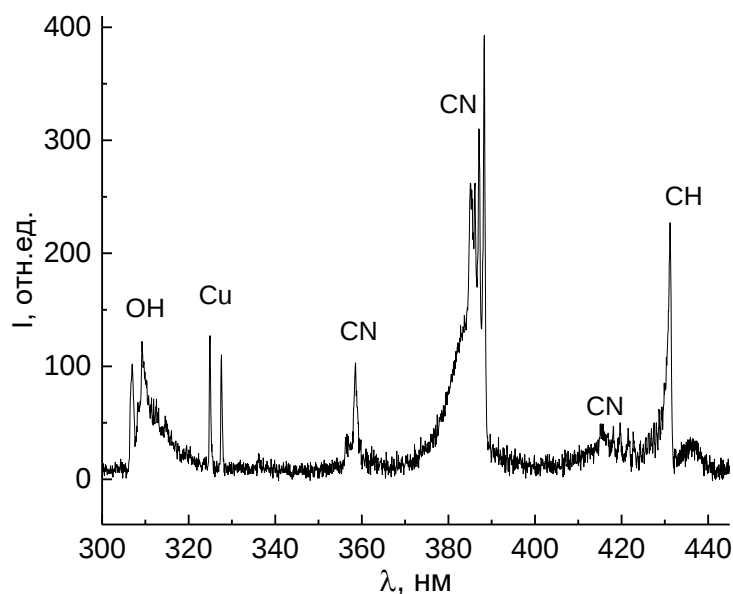


Рис. 4.9. Спектр СВЧ разряда при инъекции пропана в диапазоне 300-440 нм, полученный при $z=40$ мм, $p_0=3$ атм и $\Phi=0.42$. Экспозиция 100 мс.

Была определена концентрация электронов n_e в зависимости от расстояния z вдоль оси воздушного потока, отсчитываемого от острия металлического инициатора (см. рис.4.10), при $p_0=3$ атм и $\Phi=0.42$. На расстоянии z более 20 мм свечение водорода ослабевает, и линию H_β обнаружить в спектре становится невозможным даже с большим временем экспозиции спектрометра.

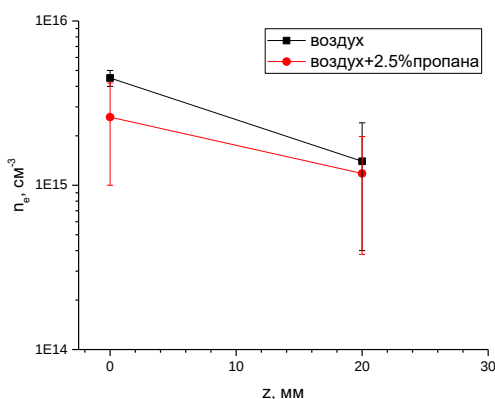


Рис.4.10. Зависимость плотности электронов от расстояния вдоль оси.

Снижение концентрации электронов при воспламенении потока может происходить из-за увеличения диаметра плазменного канала (снижается

плотность тока) и снижении температуры газа, а также могут играть роль изменения в кинетике.

Поскольку изучаемый разряд сильно неоднороден, любые его спектральные исследования должны проводиться с минимально возможным временем экспозиции и при сборе света из одной точки в пространстве (системой линз), что не всегда было возможно в эксперименте и могло влиять на погрешность получаемых результатов. При цилиндрической симметрии разряда для учета радиального распределения возможно использовать преобразование Абеля, но это достаточно трудная задача, и в данной работе не применялось. Нерегулярность разряда (например, воздействие турбулентностей в потоке) также приводит к снижению повторяемости результатов.

С целью анализа выходящих из канала продуктов были получены хроматограммы собранных на выходном его сечении образцов газа. Использовался хроматограф ХЛМ 8 МД модель 3 с катарометром при следующих параметрах анализа: колонка длиной 2 м, заполнена порapak QS, температура термостата 50°C, расход газа-носителя аргона 20 см³/мин.

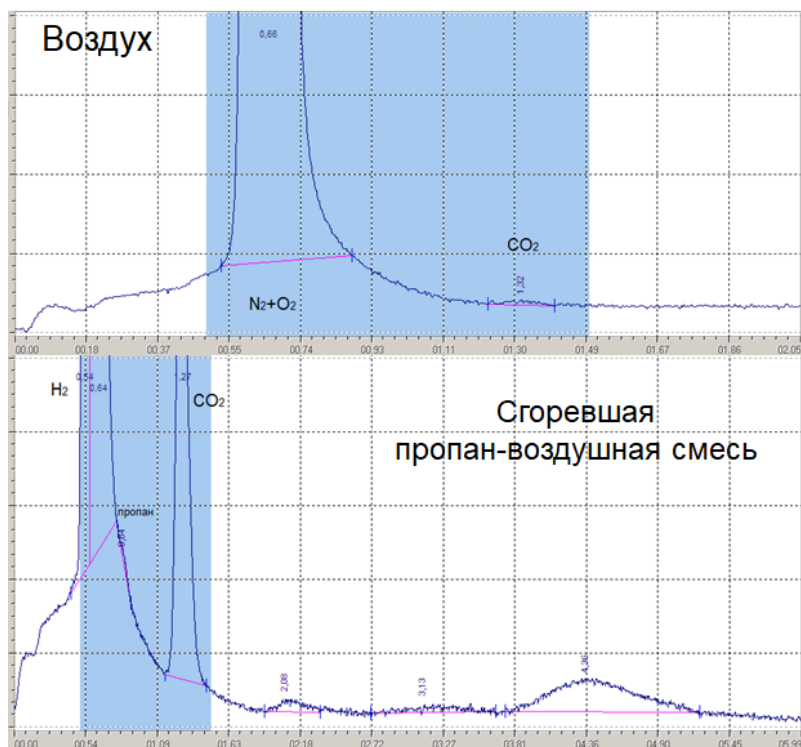


Рис.4.11. Хроматограммы отобранных на выходном сечении канала образцов газов. Параметры запуска: $p_0=3$ атм, $\Phi=0.42$, мощность СВЧ 5 кВт.

Качественный анализ отобранных на выходном сечении аэродинамического канала образцов чистого воздуха и сгоревшей пропан-воздушной смеси показал (рис. 4.11):

- 1) Появление интенсивного пика CO_2 и снижение пика пропана – эффективное его сгорание.
- 2) Появление пика H_2 – может появляться в газовой смеси из-за частичной высокотемпературной конверсии C_3H_8 .
- 3) Появление пиков других неопределенных веществ.

Количественный анализ не проводился, т.к. требовал наличие большого числа стандартных образцов, которых не было в наличии. Наличие водорода может также говорить о непрошедшем до конца сгорании смеси (недостаток длины канала). Моделирование кинетики термического автовоспламенения и последующего медленного охлаждения метан-воздушной стехиометрической смеси атмосферного давления в CHEMKIN показало, что в состав выходящих газов кроме CO_2 и H_2O и могут входить водород и несгоревшие углеводороды типа формальдегида и ацетальдегида.

4.4. Преимущества и недостатки иницируемого СВЧ разряда

Преимуществом данной реализации СВЧ разряда является возможность его иницирования и поддержания с помощью дешевых и доступных магнетронов киловаттной мощности в непрерывном режиме. Недостаток же данной реализации СВЧ разряда заключается в необходимости после каждого запуска осуществлять заточку концов инициатора, поскольку под действием высокой температуры и потока происходит их разрушение в результате абляции. Кроме того после нескольких экспериментов приходится полностью заменять инициатор, поскольку при укорочении до длины менее 55 мм он выходит из резонансной области, и пробой не происходит. Одни из возможных решений проблемы – иницировать разряд с помощью импульса высокого напряжения, искрового разряда или использовать магнетрон с мощностью 10-20 кВт. Необходимости в малом радиусе острия не будет, и СВЧ разряд можно будет

инициировать повторно. А при использовании стержня большего диаметра порядка нескольких миллиметров укорочение не будет столь быстрым.

Заключение к главе 4

В работе исследован глубоко подкритический СВЧ разряд в высокоскоростных 150–250 м/с воздушных потоках, создаваемый на полуволновом вибраторе с помощью магнетронного СВЧ генератора частотой 2.45 ГГц непрерывного действия мощностью до 5кВт. С помощью высокоскоростной видеосъемки разряда изучена структура, определены диаметр и длина плазменного канала стационарного разряда в зависимости от скорости и давления в потоке. Зависимости диаметра и длины разряда от давления объясняются различными значениями E/N . При этом зафиксировано изменение порога пробоя, но точное их определение затруднено из-за разброса радиуса острия инициатора. Начальные стадии развития СВЧ стримеров с имеющимся оборудованием при видеосъемке зафиксированы не были. По полученным оптическим спектрам определена концентрация электронов $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, колебательная и вращательная температуры газа $T_v \approx 8500 \text{ К}$, $T_r \approx 5500 \text{ К}$. Степень ионизации α при этом достаточно высока и составляет 10^{-3} . Экспериментально показана возможность использования такого СВЧ разряда для воспламенения топливно-воздушных смесей в камерах сгорания прямоточных двигателей. На оптических спектрах при инжекции пропана наблюдаются интенсивные молекулярные полосы OH(A-X) и CH(A-X) , а также «фиолетовая» система CN(B-X) . При этом не наблюдаются полосы Свана C_2 и образование сажи. Также сильно снижается интенсивность линий атомарного кислорода O (777.4 нм), что объясняется участием его в реакциях окисления пропана.

ГЛАВА 5. Исследование продольного и скользящего разрядов постоянного тока при малых токах. Поперечная структура положительного столба разряда⁴

Движение газового потока оказывает существенное воздействие на эволюцию разрядов: происходит конвективный перенос, макроскопическое перемещение частей плазменного канала, влияние на транспорт ионов. Существует два базовых варианта организации РПТ в потоке: продольно и поперечно ориентированный относительно потока разряд. В первом случае электрический ток течет вдоль газового потока. Во втором случае, по крайней мере, в момент пробоя электрический ток течет перпендикулярно течению газа. Анализ этих вариантов приведен в Главе 1.

Основное внимание в данной работе уделяется исследованию продольно-поперечного разряда как предельному случаю комбинированного разряда (при отсутствии подвода СВЧ мощности). Однако некоторые свойства РПТ, такие как ВАХ, структура положительного столба, удобнее изучать, в случае если разряд продольный.

Детальное исследование свойств поперечно-продольного разряда было проведено в работе [123]. Результаты измерения температур разряда в ней могли быть интерпретированы только в предположении, что положительный столб плазмы в поперечно-продольном разряде состоит из нескольких областей с различными параметрами. В связи с этим в данной работе было проведено исследование пространственных распределений излучения различных химических компонент разряда (N , NH , N_2^+ , OH , и O), которое показало, поперечные размеры областей, из которых излучает разряд – различны (подробнее смотри в п. 5.2.3). Еще одно отличие от исследований работы [123] – изучение разряда при малых токах, которые не были исследованы в [123]. Проведение этих исследований связано с изучением возможности снижения затрачиваемой мощности, используемой для поддержания разряда.

⁴ Глава основана на работе автора [A2].

5.1. Свойства продольного разряда

Для изучения в экспериментальной установке продольного разряда в высокоскоростных потоках была сделана специальная вставка в стенку аэродинамического канала (см. рис. 5.1). Разряд изначально зажигается между анодом (1), который стоит первый по потоку, и иницирующим электродом (3). Он соединен с минусом питания через дополнительное сопротивление величиной 1-10 кОм, таким образом, формируется слаботочный (с током 0.3-1 А) разряд. Поток сносит образующийся плазменный канал, который при касании им основного катода (2) замыкает цепь между основными электродами. Основной разряд шунтирует иницирующий, и последний окончательно распадается и потом не возникает. Форма иницирующего электрода подобрана таким образом, чтобы слабо возмущать поток, а также надежно инициировать основной разряд. Подобная геометрия трехэлектродного узла была использована в [124]. Промежуток между ним и анодом составляет 1 мм, расстояние между анодом и катодом 25-30 мм.

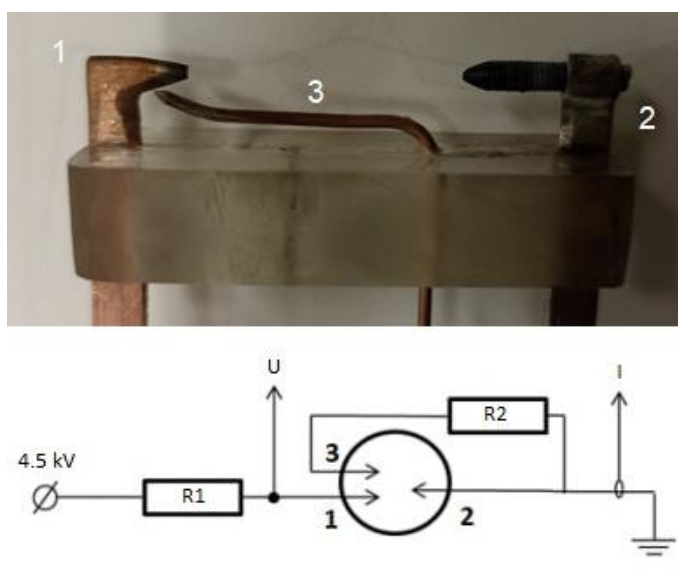


Рис.5.1. Фото вставки в стенку аэродинамического канала и схема ее подключения.

В качестве материала катода использовались латунь и вольфрам. Катод в виде тонкой 1-мм медной пластины чрезвычайно быстро разрушался из-за нагрева и абляции, поэтому он был заменен на разборный, представляющий собой

алюминиевый держатель с внутренней резьбой М3, в которую можно вкручивать сменные катоды из винта М3. Максимальная толщина держателя не превышала 4 мм. Латунный катод, однако, тоже довольно быстро разрушался при токах более 3 А. Вольфрамовый катод выдерживал запуски с током 5 А без видимого разрушения. Анод сделан из 1 мм медной пластинки, у которой для обтекания сделаны острые фаски. Анод практически не подвергался разрушению, поэтому он был выполнен максимально тонким и обтекаемым для потока.

5.1.1. Электрические характеристики

Были сняты осциллограммы падения напряжения на разряде и тока через разряд. На них можно отследить три характерные фазы разряда (см. рис. 5.2):

1. Рост напряжения до пробоя промежутка между инициирующим электродом и анодом. Разряда нет.
2. Слабый разряд между инициирующим электродом и анодом, пока он не достиг основного катода и не замкнул цепь между ними.
3. Слабый разряд достиг основного катода, установился большой ток основного продольного разряда между основным катодом и анодом. Стабильная фаза, продолжающаяся до конца экспериментального пуска.

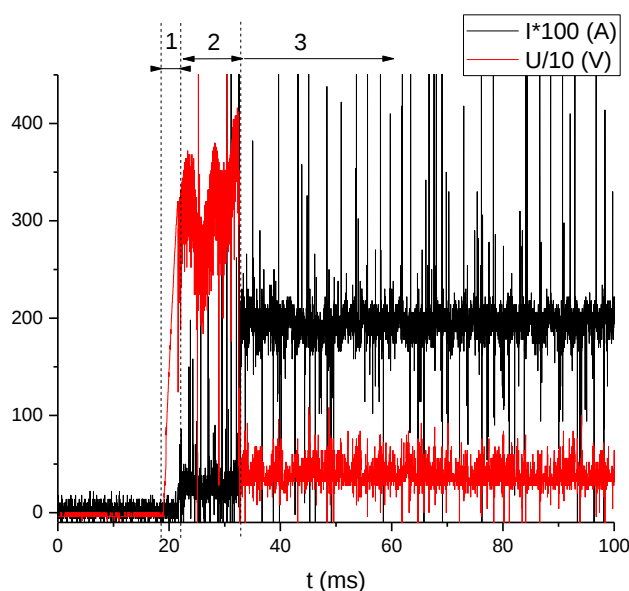


Рис.5.2. Осциллограмма продольного разряда при давлении в ресивере 2 атм и расстоянии между анодом и катодом (латунным) 26 мм.

Была снята ВАХ при давлении в ресивере 2 атм и расстоянии между анодом и катодом (латунным) 26 мм. Она показана на рис. 5.3. Использовались усредненные значения напряжения на разряде и тока из третьей стабильной фазы, то есть начальные участки осциллограммы обрезались.

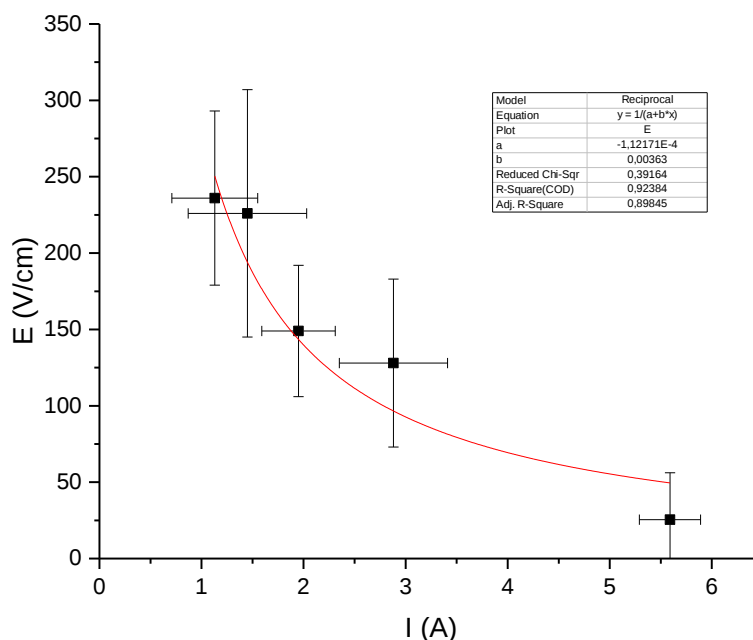


Рис.5.3. ВАХ продольного разряда при давлении в ресивере 2 атм и расстоянии между анодом и латунным катодом 26 мм.

ВАХ имеет падающую зависимость, присущую дуговому разряду. Погрешность точек, в том числе связана с нестабильностью длины разряда, возникающей из-за турбулентности в потоке. Минимальный уровень соответствует минимальной длине разряда между концами электродов. При смещении катодного пятна назад по боковой поверхности катода и выдувании канала за острие катода эффективная длина разряда увеличивается, из-за чего также растет падение напряжения на нем. При большей скорости этот эффект проявляется сильнее и приводит к большей погрешности определения ВАХ. Фрагмент осциллограммы, демонстрирующий этот эффект представлен на рис. 5.4. Красной линией отмечен уровень напряжения, соответствующий наименьшей длине разряда, когда он не искривлен. Таким образом, при

измерении стационарного падения напряжения на разряде, необходимо учитывать, что «шум» на осциллограмме на самом деле связан с физическим явлением и его нельзя устранять обычным фильтром типа RC-цепи.

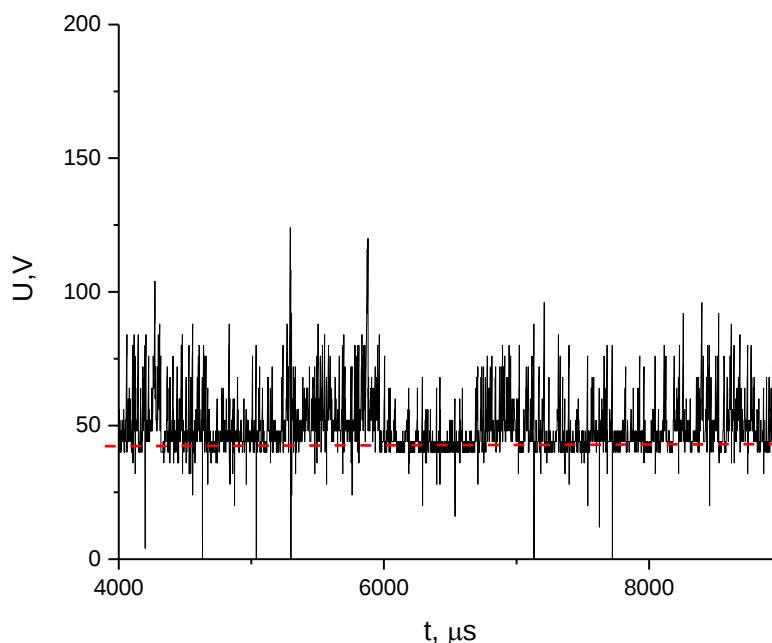


Рис.5.4. Фрагмент осциллограммы продольного разряда при давлении в ресивере 1.4 атм и расстоянии между анодом и латунным катодом 26 мм. Ток 1 А.

Также была получена ВАХ продольного разряда с вольфрамовым катодом при расстоянии между катодом и анодом 27 мм и 2 разных давлениях воздуха в ресивере (рис. 5.5). Кроме экспериментальных точек на график нанесены кривые из [124] для разряда в сверхзвуковом потоке и из [25] для дугового разряда в неподвижном воздухе. Эти две кривые можно считать предельными случаями ВАХ продольного разряда в исследуемом диапазоне скоростей. Аналогичные кривые построены при обратной полярности подключения: первый по потоку катод. Они в пределах погрешности измерений не отличаются, таким образом, наличие особой точки положительного столба не проявляется в этих экспериментах. Связано это вероятно с тем, что точка расположена слишком близко к поверхности электрода в пограничном слое, где влияние потока слабое.

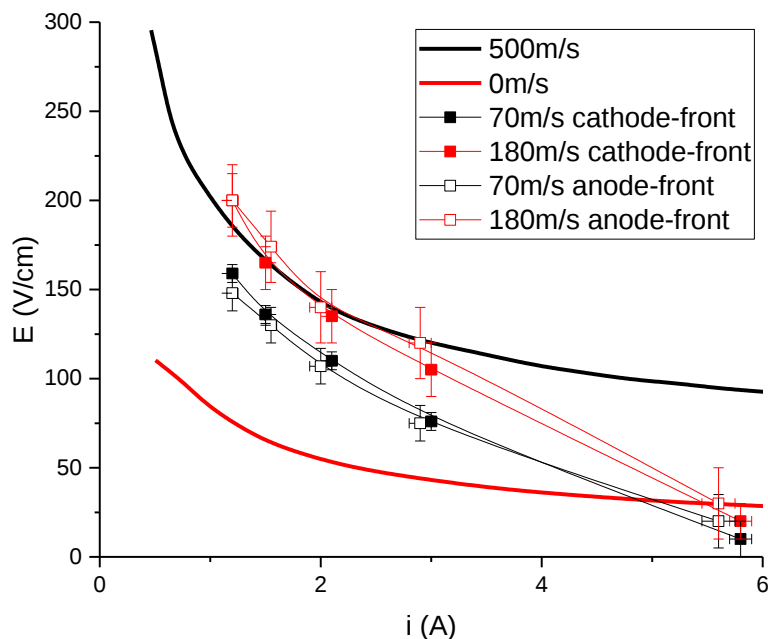


Рис.5.5. ВАХ продольного разряда с вольфрамовым катодом при расстоянии между катодом и анодом 27 мм.

При давлениях больше 3 атм (и соответственно скоростях выше 250 м/с) в имевшейся конфигурации электродов разряд получить не удавалось. Наблюдался только слаботочный разряд между анодом и инициирующим электродом, который не достигал основного катода. Увеличение тока через инициирующий электрод в пределах 0.3-1 А при помощи уменьшения дополнительного резистора не помогло.

5.1.2. Пространственная структура разряда и ее эволюция по времени

Проведены фото- и видеосъемки разряда с помощью высокоскоростной камеры, а также камеры телефона, результаты представлены на рис. 5.6-10. Структура ожидаемая для продольного разряда: практически прямолинейный плазменный канал, соединяющий анод и катод. Толщина канала разряда при токе 1 А составляет 0.5-1 мм. На фото и видео с большой экспозицией (>20 мкс) наблюдается кажущееся увеличение его толщины у катода, связанное с размытием при движении. Боковое смещение канала от оси не превышает 1 мм. Наблюдаются хорошо различимые катодное и анодное пятна.



Рис.5.6. Кадр из видео продольного разряда (480 к/с и экспозиция 2 мс). Дополнительно затемнено светофильтром НС-11. Поток слева направо. Ток 1 А. Латунный катод. Белыми линиями отмечено расположение электродов.



Рис.5.7. Кадр из видео продольного разряда (480 к/с и экспозиция 2 мс). Дополнительно затемнено светофильтром НС-10 (более слабый). Поток слева направо. Ток 1 А. Латунный катод.

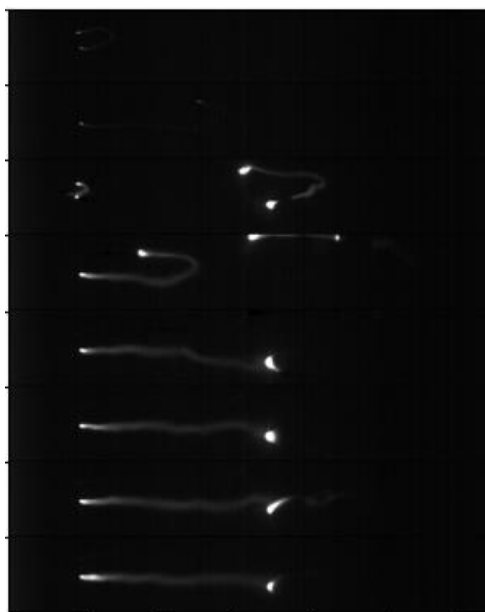


Рис.5.8. Серия кадров высокоскоростной съемки (5000 к/с, 2 мкс экспозиция) продольного разряда при токе 3 А, давлении 1.3 атм. Анод первый. Поток слева направо.



Рис.5.9. Серия кадров высокоскоростной съемки (15000 к/с, 2 мкс экспозиция) продольного разряда при токе 3 А, давлении 2 атм. Анод первый. Поток слева направо.

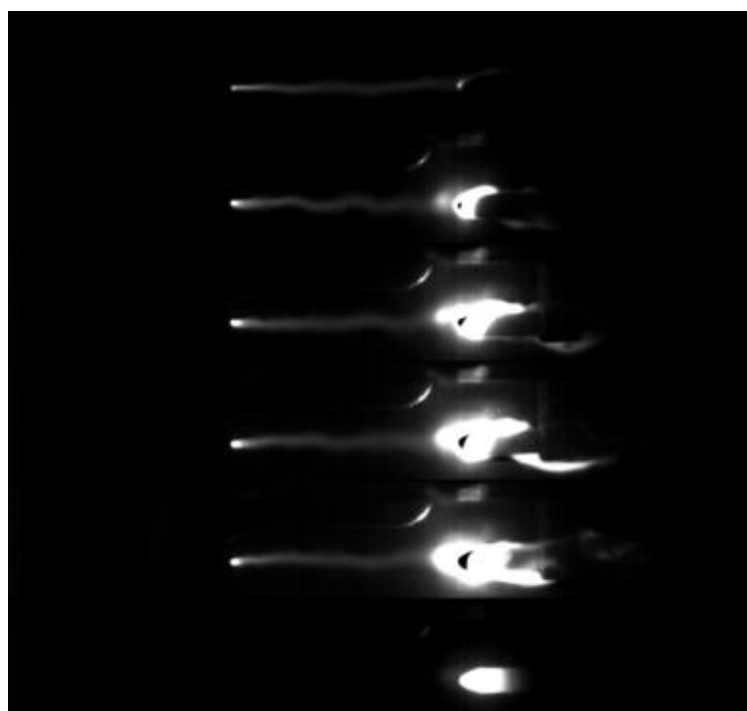


Рис.5.10. Серия фотографий (2мкс экспозиция) продольного разряда при токе 5 А, давлении 1.4 атм. Катод первый. Поток слева направо. Моменты времени 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1 с.

На рис. 5.8 и 5.9 виден момент переключения разряда со стадии слабotoчного инициирующего разряда на стадию основного. На рис. 5.9 хорошо различимы возмущения потока, которые искажают прямолинейную форму канала и которые приводят в итоге к особенностям обработки осциллограмм, обсуждаемых в п. 5.1.1. Рис. 5.10 демонстрирует сильный нагрев вольфрамового анода при высоком токе 5 А.

Толщина канала разряда растет с ростом тока, что показано на рис. 5.11. По кадрам видеосъемки с учетом известного пространственного масштаба (расстояние анод-катод) измерены диаметры плазменного канала продольного разряда на расстоянии 5 мм от переднего электрода. Эта точка выбрана исходя из того, что влияние газодинамических возмущений и связанное с ними размытие изображения минимальны.

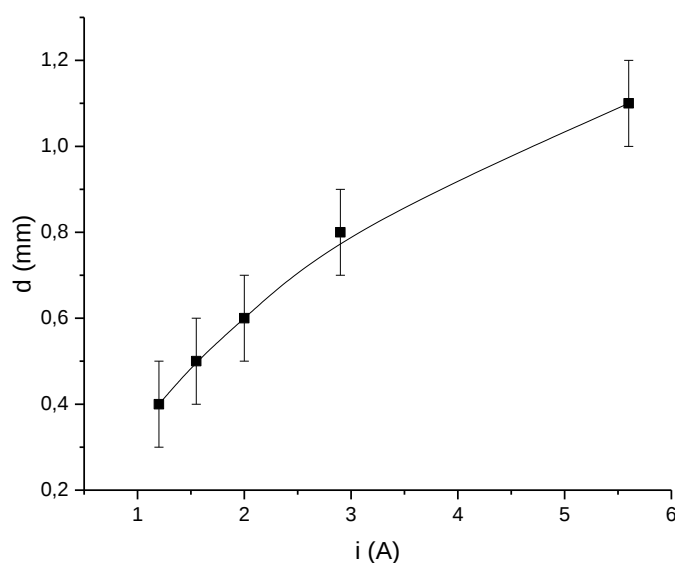


Рис. 5.11. Зависимость диаметра плазменного канала от тока на расстоянии 5 мм от переднего электрода

5.1.3. Свойства плазмы разряда

Получены и проанализированы оптические спектры продольного разряда. Оптическое волокно было расположено в точке, смещенной на 10 мм от первого по потоку катода (в поле зрения попадает только положительный столб). Ток изменялся в пределах 1-5 А при фиксированных скорости и давлении в потоке

(давление в ресивере 2 атм). С увеличением тока растет интенсивность излучения, поэтому для сравнения спектров между собой они были нормированы с учетом времени экспозиции спектрометра. Спектры для трех токов 1, 3 и 5 А представлены на рис. 5.12-15.

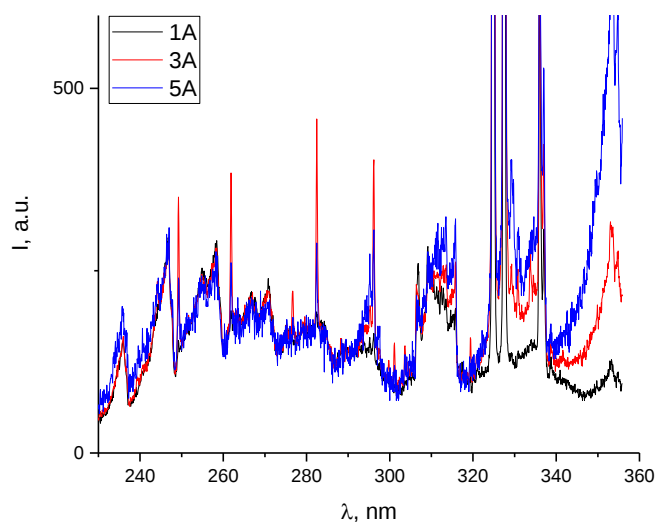


Рис. 5.12. Спектры продольного разряда, снятые в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении ресивера 2 атм. Диапазон 230-360 нм.

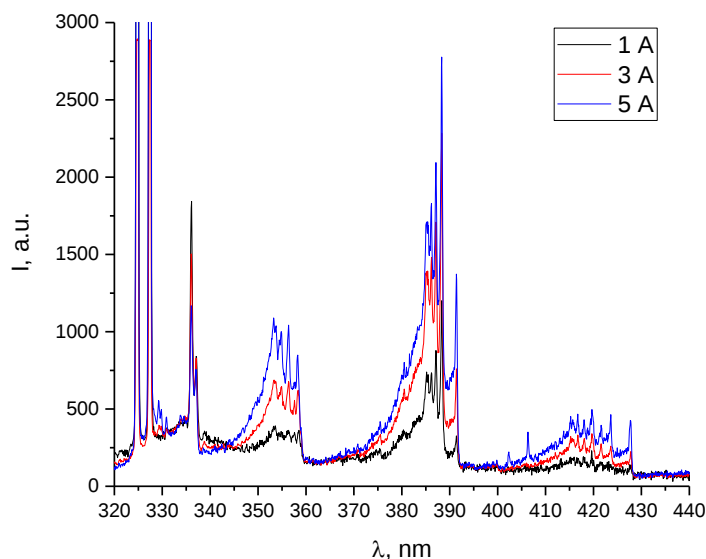


Рис. 5.13. Спектры продольного разряда, снятые в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении ресивера 2 атм. Диапазон 320-440 нм.

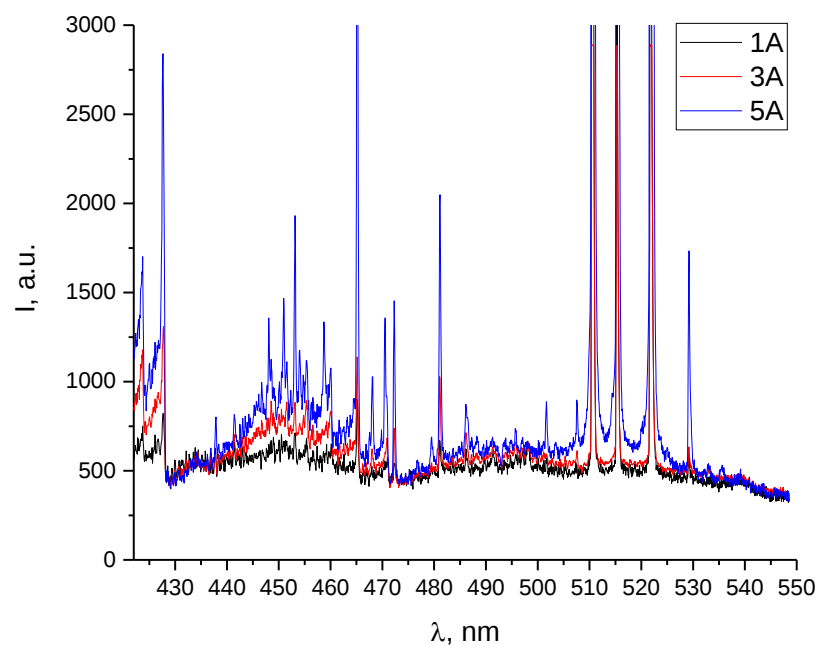


Рис. 5.14. Спектры продольного разряда, снятые в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении ресивера 2 атм. Диапазон 420-550 нм.

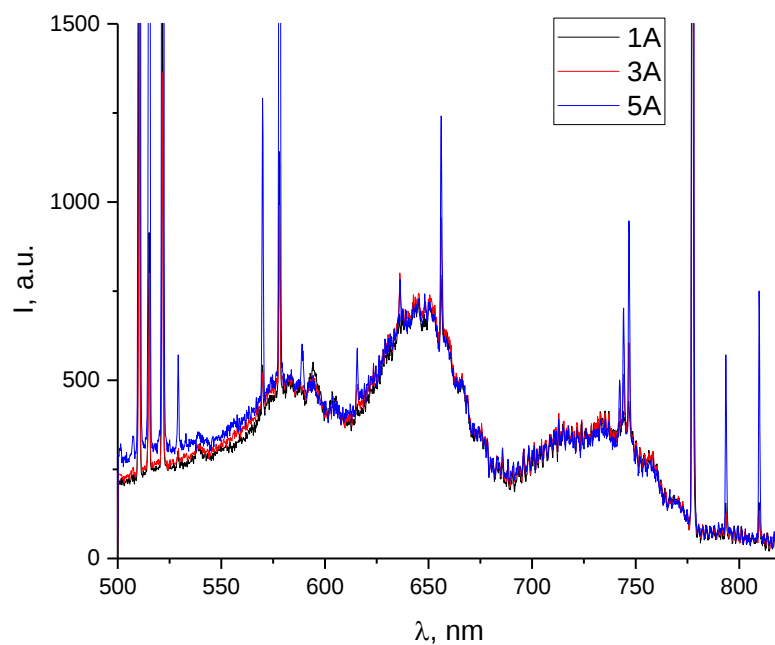


Рис. 5.15. Спектры продольного разряда, снятые в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении ресивера 2 атм. Диапазон 500-800 нм.

С ростом тока сильнее возбуждаются полосы CN, первая отрицательная система иона азота N_2^+ и вторая положительная система N_2 . Относительная интенсивность первой положительной системы N_2 , а также полос OH, NH и NO остаются приблизительно теми же. С увеличением тока также растет интенсивность линий атомарных Cu, H, O, N. Линии азота (например, характерная тройка линий 742, 744 и 746 нм) проявляются только при больших токах 3 и 5 А, при токе 1 А их практически нет, что говорит об увеличении диссоциации молекулярного азота в разряде с ростом тока. По уширению линии H_β оценка концентрации электронов составляет $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и растет практически прямо пропорционально току в диапазоне 1-5 А (рис.5.16).

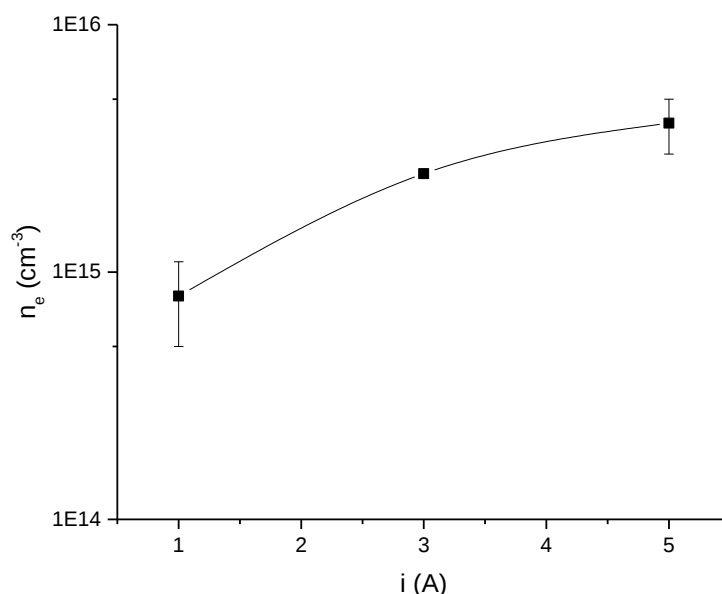


Рис. 5.16. Зависимость плотности электронов в продольном разряде от тока, измеренная в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении 2 атм.

Температура, определяемая по относительным интенсивностям линий меди, составляет около 0.55 эВ и слабо зависит от тока разряда. В данных условиях она, по-видимому, близка к газовой температуре. Вращательная температура, определяемая по полосам OH, CN, N_2^+ и N_2 составляет 6000-7000 К и растет с ростом тока (рис. 5.17). При этих температурах начинается интенсивная

диссоциация азота, что подтверждается ростом интенсивности линий его атомарной формы.

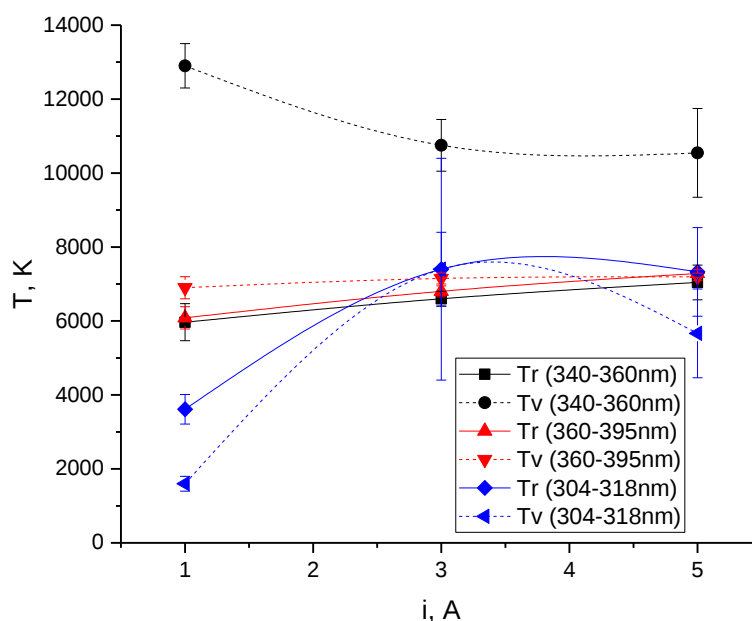


Рис. 5.17. Зависимость вращательной и колебательной температур в продольном разряде от тока, измеренная в точке 10 мм от первого по потоку катода при давлении ресивера 2 атм. Использованы 3 спектральных диапазона для аппроксимации спектров.

5.1.4. Разряд в пропан-воздушном потоке

Проведен ряд экспериментов по воспламенению пропан-воздушных потоков продольным разрядом в диапазоне токов 1-5 А. Удаётся воспламенить дозвуковую пропан-воздушную смесь при 2 атм в ресивере и 3 атм пропана даже при минимальном токе 1 А. Такой режим разряда представляется менее энергозатратным, чем исследованный в лаборатории ранее [18]. Однако воспламеняется только ближайшая к разряду часть потока. На рис. 5.18 наблюдается не воспламененная область у нижней стенки. Также, скорее всего на воспламенение влияет и образование застойной зоны за катодом (задний по потоку электрод).



Рис. 5.18. Фото воспламененного продольным разрядом пропан-воздушного потока, снятое на телефон (экспозиция 33 мс). Поток слева направо. Ток 1 А. Вольфрамовый катод. Давление воздуха 2 атм и давление пропана 3 атм.

5.2. Исследование свойств продольно-поперечного разряда

5.2.1 Электрические характеристики

Сигналы с измерительного сопротивления и резисторного делителя показывают квазипериодическую структуру разряда с характерным периодом 0.5-1 мс, зависящим преимущественно от скорости потока. При токе 1 А с ростом давления сигналы приобретают более нерегулярный шумный характер при примерно той же частоте разряда (рис. 5.19).

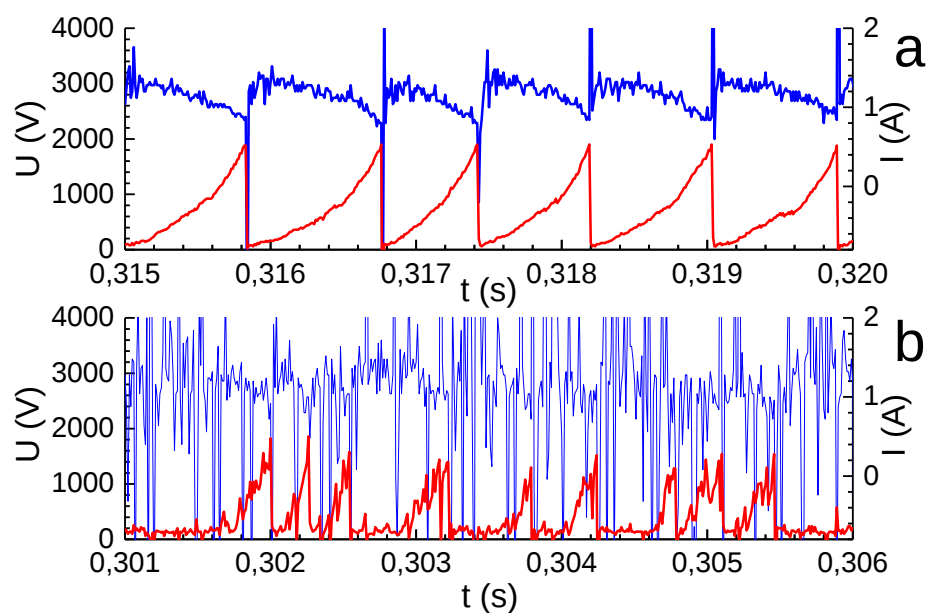


Рис.5.19. Фрагменты осциллограмм разряда при токе разряда $i = 1$ А и давлениях $p_0 = 2$ атм (а) и $p_0 = 4$ атм (b).

При покадровой обработке высокоскоростных видео разряда была определена зависимость длины плазменного канала от времени. Автоматизированным способом (код на языке Python) определялась длина яркой области на каждом кадре в пикселях и с помощью известного масштаба (длина промежутка между концами электродов) переводилась в длину в сантиметрах. Максимальная полная длина канала разряда в зависимости от тока i и давления p_0 составляла 5-20 см. С учетом известной частоты кадров полученная зависимость затем синхронизировалась с осциллограммой, полученной в том же эксперименте, по моменту первого пробоя. При делении кривой напряжения на кривую длины была получена зависимость напряженности поля в столбе разряда от времени. Поскольку величина падения напряжения в катодном слое дугового разряда относительно мала, ей при расчете напряженности пренебрегали. Однако ее ненулевая величина может приводить к резкому увеличению поля при малых длинах разряда. В условиях эксперимента основную ошибку вносят невысокая частота видеозаписи: на один квазипериод разряда приходится до 10 точек, а также погрешности определения длины. Сразу после пробоя разряд достаточно короткий и отделить на кадре катодную и анодную часть алгоритм не всегда мог, в таком случае эффективно длина уменьшается вдвое. Также в момент пробоя может наблюдаться остаточное свечение распадающейся плазмы, что может приводить к завышению длины. В центральной части квазипериода, где влияние этих факторов мало, наблюдается постоянный уровень напряженности поля. Этот уровень и выбирался в качестве средней по длине дуги напряженности поля E . При известном токе разряда и давлении в потоке можно получить величины средней погонной мощности P и средней по длине приведенной напряженности поля E/p . Измерена также концентрация электронов n_e , определявшейся в точке на оси канала с координатой $z = 0$ мм, при этом оптическое волокно направлено перпендикулярно плоскости электродов. Т.е. измерения относятся к части плазменного канала, которая перпендикулярна потоку и равноотстоит от анода и катода. Зависимости этих величин от тока разряда i и давления в ресивере p_0 показаны на рис.5.20.

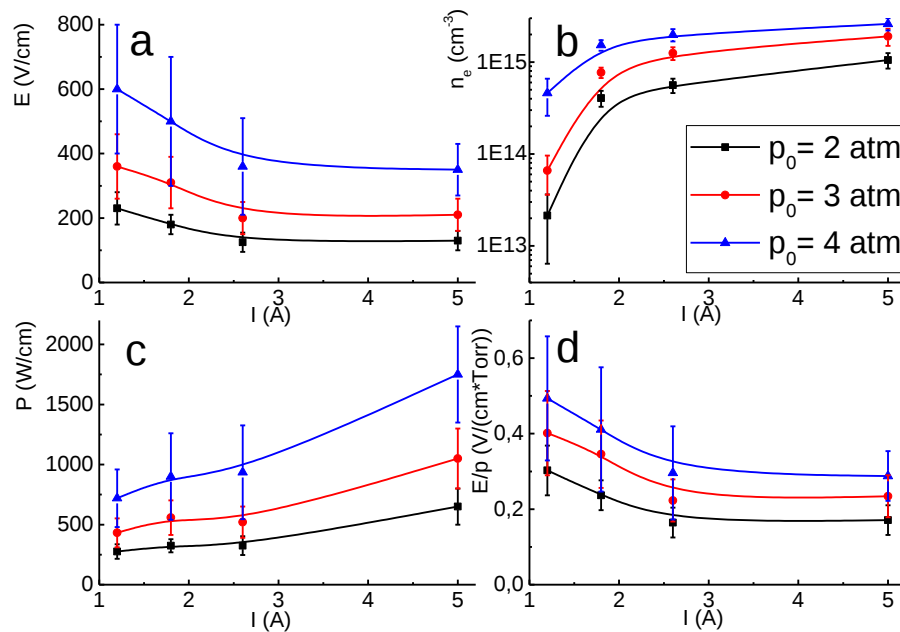


Рис.5.20. Зависимости средних напряженности поля E (a), концентрации электронов n_e (b), погонной мощности P (c) и приведенной напряженности поля E/p (d) от тока разряда i и давления p_0

Отмечается падающая ВАХ разряда, что естественно для дугового разряда. Снижение тока до 1 А особенно при $p_0 = 1$ атм приводит к резким росту напряженности поля E и снижению концентрации электронов n_e , что может говорить о подходе к порогу перехода дугового разряда в тлеющий. Для электродов из меди он наблюдается при токах 0.1-1 А [25].

Метод склейки скоростного видео с осциллограммой для определения длины и удельных характеристик разряда в потоке и у стенки применялся также в работах [125,126] и были получены схожие результаты.

5.2.2. Свойства плазмы продольно-поперечного разряда

Температуры возбуждения атомов меди дают неоднозначные оценки электронной температуры от 0.45 эВ для пары линий 521.8 нм / 570.0 нм до 0.8 эВ для пары 510.5 нм / 515.3 нм. Оценки электронной температуры для плазмы воздуха в BOLSIG+ дают 0.8-1.2 эВ. При этом учтен нагрев газа до температур 5000-6000 К и связанное с этим уменьшение плотности газа. Вероятно, если

температура электронов не слишком отличается от температуры газа, измерение температуры возбуждения атомов меди дает температуру газа. Переход может находиться в равновесии с электронами только в том случае, если столкновения атомных состояний с электронами для этих переходов происходят чаще, чем с нейтральными частицами. Однако если температуры равны, для выполнения условий, сформулированных в предыдущем предложении, степень ионизации должна превышать 0.01–0.03. В нашем случае степень ионизации составляет около 0.001–0.01. Поэтому даже если условие по энергии связи (см. п. 2.5) выполняется, метод может давать неоднозначные результаты.

Были проведены оценки радиационных и столкновительных частот на основе известных сечений [108] и радиационных констант [120], которые продемонстрировали возможность использования метода температуры возбуждения атомов меди. Столкновительные частоты по крайней мере на порядок превышали радиационные. Тем не менее, для повышения точности определения температуры электронов с использованием метода температуры возбуждения атомов меди необходимо применять адекватную радиационно-столкновительную модель.

На оптических спектрах разряда в воздухе наблюдаются интенсивные молекулярные полосы: полоса $\text{OH } A(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Pi)$ в области 306-324 нм, первая положительная система $\text{N}_2 \text{ B}(^3\Pi_g) \rightarrow A(^3\Sigma_u^+)$ в области 550 - 780 нм, вторая положительная система $\text{N}_2 \text{ C}(^3\Pi_u) \rightarrow \text{B}(^3\Pi_g)$ в области 280 - 340 нм, первая отрицательная система $\text{N}_2^+ \text{ B}(^2\Sigma_u^+) \rightarrow X(^2\Sigma_g^+)$ в области 320-392 нм, полоса $\text{NH } A(^3\Pi) \rightarrow X(^2\Sigma^-)$ в области 326-338 нм, фиолетовая система $\text{CN } \text{B}(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Sigma^+)$ в области 350-430 нм, β и γ системы $\text{NO } A(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Pi)$ и $\text{B}(^2\Pi) \rightarrow X(^2\Pi)$ соответственно в области 190-280 нм, а также линии атомарных N, O, H, Cu (рис.5.21). Вращательная структура молекулярных полос неразрешенная. Водород и углерод могут попадать в плазму из продуктов абляции остатков лакового покрытия на медных электродах, а также углекислого газа и водяных паров в воздухе. Температура газа, определяемая по T_r составляет 5000-7500 К и растет с увеличением силы тока. Колебательная температура T_v составляет 7000-8500 К.

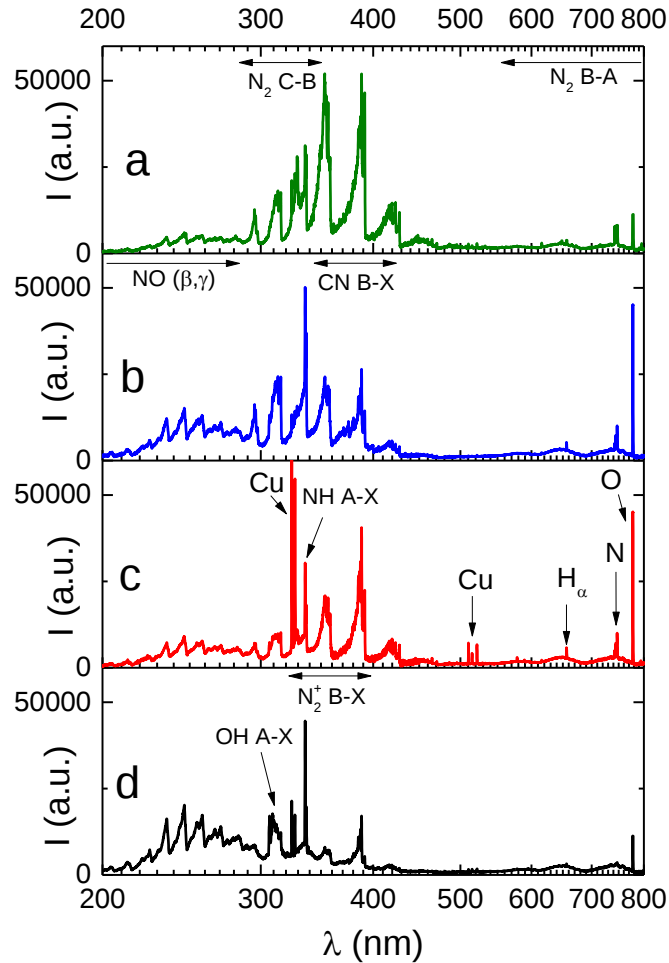


Рис.5.21. Оптические спектры разряда в воздухе в диапазоне 200-800 нм полученные в точке $z = 0$ мм при $p_0 = 4$ атм, $i = 5$ А (а), $p_0 = 4$ атм, $i = 1$ А (б), $p_0 = 2$ атм, $i = 5$ А (с), $p_0 = 2$ атм, $i = 1$ А (д).

Степень ионизации молекулярного азота растет с ростом тока в пределах $(0.5 \div 2) \times 10^{-3}$ и слабо зависит от давления в ресивере. В [124] показан способ учета радиального распределения температуры для получения синтезированного спектра и его сравнение с экспериментальными. Температура, определяемая по усредненному по сечению разряда спектру занижена. В центральных слоях канала она может достигать 8000-9000 К. При изменении давления в ресивере и силы тока было отмечено изменение относительных интенсивностей молекулярных полос OH (A-X), NH (A-X), N_2 (C-B), N_2^+ (B-X), наиболее сильных в диапазоне 300-350 нм, и трех линий N ($3p^4S^0-3s^4P$): 742.4, 744.2, 746.8 нм. Наименее интенсивны линии атомарного азота при токе 1 А и давлении в ресивере 2 атм, то

есть при этом температура газа мала (<6000 K) для эффективной диссоциации азота. При увеличении тока и давления относительная интенсивность полос азота и иона азота увеличиваются, что можно связать с увеличивающейся при этом плотностью тока в токопроводящей сердцевине канала, в то время как интенсивность свечения более холодных окружающих слоев - источников излучения ОН остается приблизительно той же.

5.2.3. Радиальная структура продольно-поперечного разряда

Известно, что в дуговом разряде устанавливается радиальный градиент температуры, за счет которого осуществляется вынос тепла из токопроводящего канала в окружающие слои газа [25]. Для установления радиальной структуры разряда были проведены время-разрешенные спектральные измерения. Определялся характерный радиус сечения продольно-поперечного разряда, из которого исходит излучение на определенных длинах волн, соответствующих наиболее важным с точки зрения кинетики и выраженным на спектрах частицам: О, ОН, N_2^+ , NH, N. Обычно пространственные распределения концентрации частиц в плазме изучают с помощью методов PLIF, TALIF [8]. При отсутствии дорогих импульсных лазеров эти методы не подходят. Радиальная структура с использованием ФЭУ исследовалась в [37] для разряда в медленных потоках, и было показано, что сигнал излучения ОН существенно шире сигнала N_2^+ . Нами же был исследован разряд в более быстрых потоках (около 100 м/с) при $i = 5$ А, $p_0 = 2$ атм и собиралось излучение от О ($3p^5P-3s^5S$), канта ОН(А-Х) (0,0), канта N_2^+ (В-Х) (0,0), канта NH (А-Х) (0,0), N ($3p^4S^0-3s^4P$) (длины волн соответственно 777.4 нм, 306.3 нм, 391.4 нм, 336.0 нм и 746.8 нм). Схема измерений представлена на рис.5.22. Поскольку не было возможности получить сигналы для 2 частиц одновременно из одной точки, т.к. не было разделяющегося оптоволокну, то сигналы от частиц исследовались отдельно, усреднялись по нескольким пускам и сравнивались между собой. Через отверстие в стенке канала, расположенное в $z = 0$ мм (с помощью него же определялась и концентрация электронов), излучение от разряда по кварцевому оптоволокну диаметром 400 мкм поступало в

ФЭУ (2) (использован ФЭУ-79) через монохроматор МДР-2 (3), настроенный на определенную длину волны.

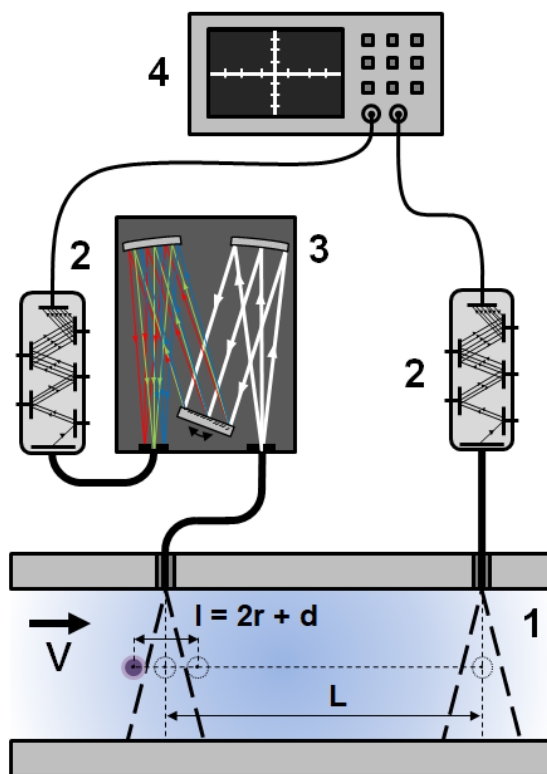


Рис.5.22. Схема разрешенных по времени спектральных измерений с помощью ФЭУ и монохроматора.

Полуширина аппаратной функции в условиях эксперимента около 0.7 нм. Электрический сигнал с ФЭУ подавался на осциллограф (4). Т.к. ФЭУ практически безынерционный, он может дать таким образом зависимость интенсивности выбранной длины волны от времени с микросекундным разрешением (в отличие от спектрометров на ПЗС с минимальным временем экспозиции около 1 мс). Второй ФЭУ получал свет через оптоволокно диаметром 200 мкм без монохроматора через отверстие в аэроканале (1), находящееся в $L = 27$ мм от первого ($z = 27$ мм).

Таким образом (см. рис. 5.23), по задержке сигнала Δt с него относительно первого ФЭУ вычисляется скорость потока v . Зная скорость и угол раствора конуса, из которого свет попадает в волокно (на уровне плоскости электродов это

кружок диаметром $d = 3$ мм), можно посчитать за какое время светящееся сечение пролетает угол видимости оптоволоконном.

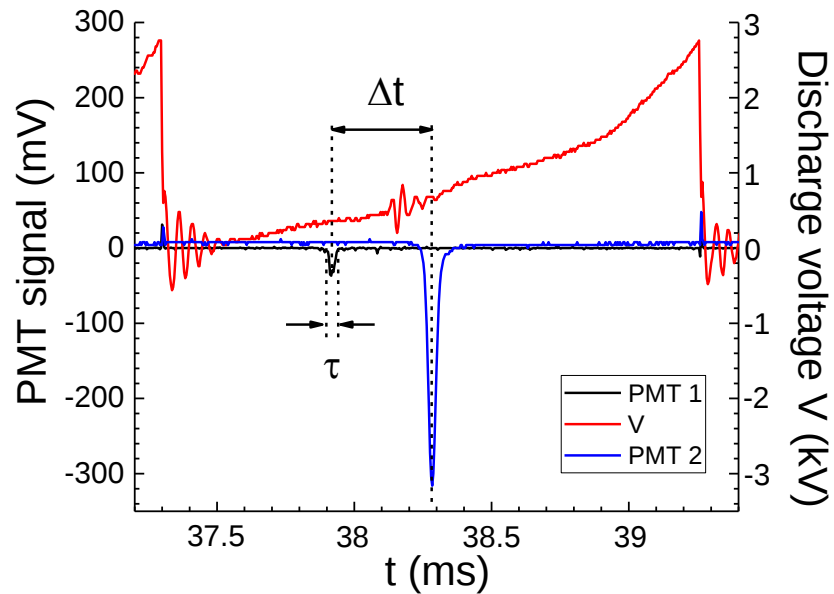


Рис.5.23. Напряжение разряда и сигналы с двух ФЭУ, регистрирующих излучение в точках $z = 0$ мм (первый) и $z = 27$ мм (второй). Ток разряда 5 А, $p_0 = 2$ атм. Скорость потока 90 м/с.

На осциллографе этому времени соответствует ширина пика на сигнале первого ФЭУ. Зная скорость потока $v = L/\Delta t$, диаметр видимости d и ширину пика τ , можно вычислить характерный радиус r .

$$r = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\Delta t} L - d \right) \quad (1)$$

Усреднение проводилось по приблизительно 50 точкам, поскольку вычисленные в каждом случае радиусы различались. Это может быть связано с тем, что поток неоднороден, часто наблюдаются аэродинамические возмущения, которые могут «разрывать» сечение. Наблюдались сигналы с несколькими максимумами в одном пике, что говорит о неоднородности свечения сечения. Такие неоднородности приводили к нескольким отдельным максимумам также и у сигнала с второго ФЭУ. Неоднородности приводили также к часто наблюдаемым перепробоям петли. Характерные средние радиусы частиц с учетом статистической погрешности показаны на рис. 5.24.

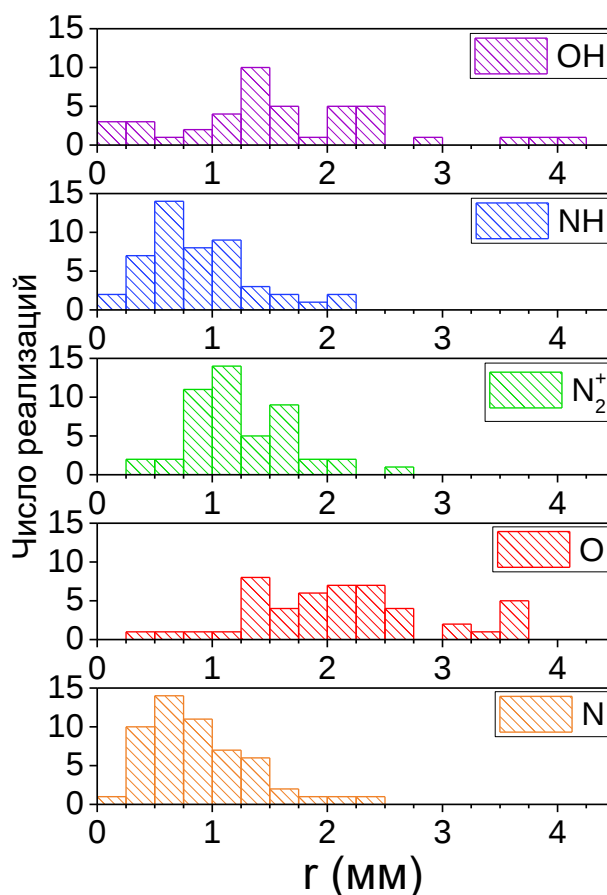


Рис.5.24. Гистограмма характерных радиусов сечения, из которого излучают N, NH, N₂⁺, OH и O, измеренных независимо. Ток разряда 5 А, $p_0 = 2$ атм. Скорость потока 90 м/с.

Результат можно объяснить следующим образом: азот диссоциирует при существенно большей температуре (7000-8000 К), чем кислород (3000-4000 К), поэтому атомарный азот локализован только в горячих центральных областях сечения, а атомарный кислород излучает уже с более холодной периферии разряда. В [124] представлены результаты моделирования продольного разряда, согласующиеся с полученными нами результатами. В целом, зависимость сигнала ФЭУ от времени несет информацию о радиальном распределении концентрации излучающей частицы, однако в данных условиях эффект размывания из-за большого диаметра поля видимости оптоволоконна ($d = 3 \text{ мм} \geq r$) и погрешность не позволяют проводить эту оценку. Для восстановления радиального распределения напрямую из сигнала ФЭУ необходимо знать функцию видимости от нитевидного

источника, либо проводить эксперимент с коллиматором, который имеет более узкий конус видимости. Однако с учетом светосилы и чувствительности имевшихся приборов такой коллиматор сильно снизил бы интенсивность сигнала. По полученным в эксперименте сигналам можно давать качественную оценку распределений и характерные поперечные размеры. Характерный радиус определяет характерный поперечный размер сечения, то есть не предполагает строго цилиндрическую геометрию плазменного канала. Было замечено, что наиболее острые пики получались для N, а сигналы O и OH часто были более сглаженные, широкие и искаженные. Сигналы, приходящие с большего сечения могут быть более подвержены влиянию аэродинамических возмущений. Наибольшая погрешность, наблюдаемая для OH, связана с тем, что его длина волны 306.3 нм находится на границе спектральной чувствительности использовавшегося ФЭУ. Поэтому сигнал был крайне слабый даже при максимальном напряжении питания ФЭУ.

Аналогичный эксперимент с двумя отдельными парами ФЭУ и монохроматор, настроенными на длины волн 777.4 нм (O) и 746.8 нм (N), был организован следующим образом. Поскольку не было разделяющегося оптоволокну, свет собирался двумя разными оптоволокну, вставлявшимися в отверстия аэроканала строго друг напротив друга (на нижней и верхней стенках канала). Отверстия просверлены достаточно соосно на станке. Тем не менее, несовпадение осей может привести к небольшому сдвигу между сигналами ФЭУ порядка нескольких микросекунд. С помощью проставок было обеспечено одинаковое расстояние между плоскостью электродов и торцами обоих оптоволокон, что давало одинаковые размеры областей видимости. Полученный результат (рис. 5.25) наглядно демонстрирует разность излучающих сечений разряда. Смещение сигналов даже при наблюдении из одной точки может говорить о неконцентричности сечений, из которых исходит излучение, которое может быть связано с обдувом разряда потоком и эффектом послесвечения плазмы.

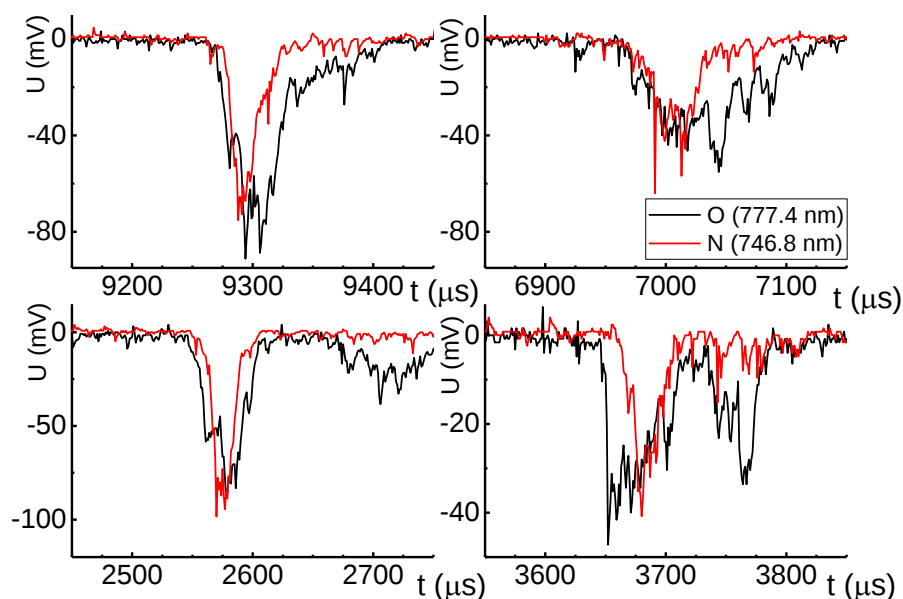


Рис.5.25. Сигналы с двух ФЭУ, принимающих излучение атомарных азота и кислорода из одной точки $z = 0$ мм, 4 разные реализации.

5.2.4. Продольно-поперечный разряд в пропан-воздушных потоках

При инъекции в воздушный поток газообразных топлив он воспламеняется продольно-поперечным разрядом, что было неоднократно показано различными авторами [4,127]. В диапазоне токов 1-5 А также происходит его воспламенение (рис. 5.26). На оптических спектрах наблюдаются интенсивные молекулярные полосы продуктов окисления углеводородов: OH (A-X), CN (B-X), CH (A-X). Среди них обнаруживается и линия H_β , которая дала возможность оценить концентрацию электронов: $(9-10) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что вдвое меньше концентрации без инъекции.

Измерения при помощи ФЭУ с настройкой монохроматоров на линии N (746.8 нм) и кант полосы CH (A-X) (430.0 нм), показало, что горение носит импульсный характер и локализовано вблизи плазменного канала (рис. 5.27). Таким образом, достаточно большая доля потока может быть не воспламенена, особенно в коротких каналах и при больших скоростях. В условиях, когда в потоке наблюдаются зоны отрыва и рециркуляции, такие воспламененные

области могут вызвать непрерывное горение пропан-воздушного потока, но вызванное этими неоднородностями потока.

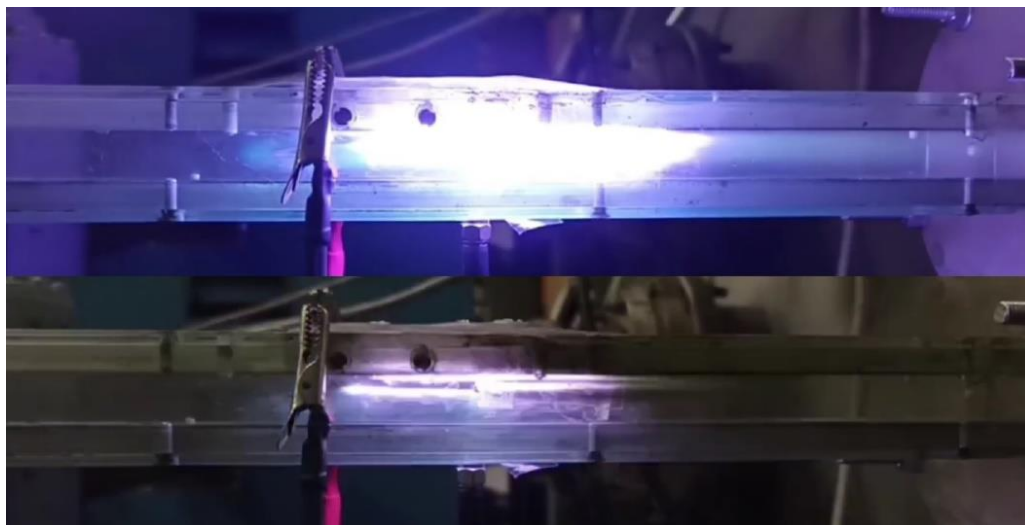


Рис.5.26. Фотография разряда при инъекции 2.5% пропана в поток (вверху) и без инъекции (внизу). Ток 5 А, давление в ресивере 3 атм.

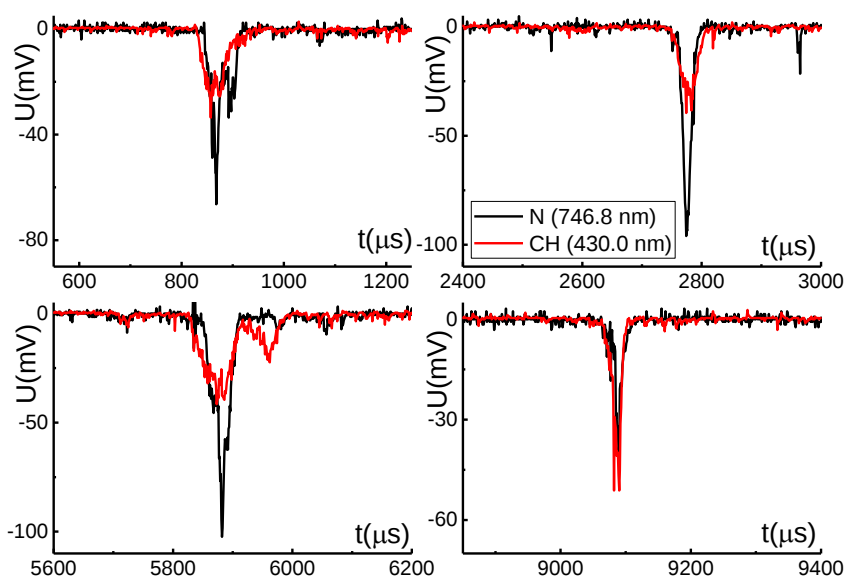


Рис. 5.27. Сигналы с двух ФЭУ, регистрирующих излучение атомарного азота N и радикала CH в одной точке ($z = 0$ мм). Разряд с добавлением 2,5% пропана в воздушный поток, ток разряда 5 А, давление в ресивере 3 атм. Четыре различных случая, соответствующих нескольким повторным пробоям в одной реализации разряда.

Проведенные эксперименты показали, что при анализе свойств поперечно-продольного разряда пространственное расположение различных компонент плазмы различно. На начальной стадии развития пробоя плазма неравновесна, поэтому пространственный размер области, занимаемой плазмой растет со временем и определяется диффузией заряженных частиц: сначала электронной, а потом амбиполярной.

Эксперименты показывают, что с течением времени этот размер может монотонно расти, либо в определенный момент может наблюдаться контракция разряда, то есть в центральной части разряда плотность плазмы начинает расти быстрее, чем в периферийной и видимый поперечный размер разряда на каком-то этапе эволюции положительного столба уменьшается. Затем этот процесс стабилизируется, и процесс расширения поперечного столба возобновляется.

Известно, что температура в работающем ПВРД составляет от 4000 К до 8000 К [128]. В диссертации А.А. Логунова [123] было показано, что эта температура достигается в поперечно-продольном (скользящем) разряде постоянного тока. Тем не менее, известно, что для неравновесного поджига газа достаточно достижения температур порядка 2000 К [129]. В связи с этим возникает вопрос, можно ли реализовать более низкие температуры (при сохранении большой плотности радикалов и активных частиц) при использовании СВЧ или комбинированного разряда.

Как уже указывалось выше, нагрев газа и в большинстве случаев переход к равновесной форме разряда сопровождается развитием тепловой (называемой также ионизационно-перегревной) неустойчивости [25,130–132]. В этих же работах можно посмотреть более подробный список литературы по данной проблеме.

Сравним развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в разряде постоянного тока и СВЧ разряде. Простейшая система уравнений для ее описания включает следующие уравнения [133–135].

1. Уравнение нагрева газа.

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{\chi(\rho, T_g) \Delta T_g}{\rho c_p} = \frac{n_e e^2 \nu_{e0} (\rho / \rho_0) E^2}{2m \rho c_p (\omega^2 + \nu_{e0}^2 (\rho / \rho_0)^2)} - Q_-(\rho, T_g, T_y) \quad (2)$$

2. Уравнение баланса частиц.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \vec{\nabla} D_a \vec{\nabla} n_e = \frac{n_e}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \nu_{i0} (|E|) \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^\beta n_e \quad (3)$$

3. Уравнение равновесия в изобарическом приближении.

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{T_{g0}}{T_g} \quad (4)$$

Здесь ρ_0 , ρ – плотности невозмущенного и нагретого газа, c_p , T_g – его теплоемкость при постоянном давлении и температура (T_{g0} – температура окружающего разряд холодного воздуха), $\chi(\rho, T_g)$ – теплопроводность газа, n_e – плотность электронов, e , m – их заряд и масса, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, E , ω – напряженность и частота поля поддерживающего плазму, Q_- – энергия теряемая электронами на генерацию излучения (плазма предполагается прозрачной для излучения), ν_{e0} – эффективная частота столкновений электрон-нейтрал. Частота ионизации предполагается пропорциональной амплитуде напряженности приведенного электрического поля в степени β , ν_{i0} – ее значение в холодном газе. В обычных условиях в нагрев газа уходит около 80% энергии, переданной электронам.

В системе предполагается, что передача энергии от электронов в поступательные степени свободы молекул происходит за счет следующих процессов [136–138].

1. Упругие столкновения.
2. Возбуждение вращательных степеней свободы.
3. Возбуждение колебательных степеней свободы и последующую VT или VV релаксацию.
4. Через возбуждение электронных возбужденных состояний. причем основную роль играет последний процесс.

Из уравнений (2) – (4) следует, что при достаточно высоких частотах СВЧ поля ограничение роста температуры газа в СВЧ разряде не за счет роста потерь энергии с температурой, а также за счет уменьшения вложения энергии в плазму при выполнении условия близости частоты столкновений электрон-нейтрал и частоты столкновений. При этом температура газа в СВЧ разряде в стационарном режиме должна быть меньше. Необходимая же эффективность вложения энергии в плазму будет осуществляться за счет увеличения объема генерируемой плазмы.

Такие различия СВЧ и постоянно-токового разрядов действительно наблюдаются в эксперименте. Сравнение температур и размеров плазмы в СВЧ и постоянно-токовом разрядах представлено в таблице 5.1.

Табл. 5.1. Сравнение характеристик плазмы СВЧР и РПТ.

Величины	СВЧ	РПТ
T_r, K	4500÷6000	5500÷9000
T_v, K	5000÷8000	6000÷10000
$n_e, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	1÷4	0.1÷5
$T_{Cu}, \text{ эВ}$	0,45÷0,7	0,4÷0,8
$T_e, \text{ эВ (BOLSIG)}$	0,65÷1,4	0,8÷1,6
$E, \text{ В/см}$	<400 ~50÷100 (Comsol)	30÷400
Структура, размеры	Канал вытянутый вдоль потока $d=(0.3-2)\text{мм}$, $l=(2-6)\text{см}$	Квазипериодический дугообразный (Поперечный разряд) $d=(0.3-1)\text{мм}$, $l=(10-40)\text{см}$, $f=(800-1200)\text{Гц}$

Заключение к главе 5

Изучен продольно-поперечный разряд в области относительно малых токов (1-5 А) в воздушных потоках со скоростью 100-250 м/с и давлением p 1-1.6 атм. При покадровой обработке высокоскоростных видео и последующей временной

синхронизации их с осциллограммами получены зависимости средних напряженности поля E и производных величин: погонной мощности P , приведенной напряженности поля E/p от тока разряда i и давления p_0 . Величина поля меняется от 100 В/см до 600 В/см и достигает максимального значения при $p_0 = 4$ атм. и токе 1 А. Концентрация электронов n_e при этом снижается с 10^{15} см⁻³ до 10^{14} см⁻³. Такой режим является переходным между дуговым и тлеющим разрядом. Аппроксимацией наблюдающихся на оптических спектрах разряда в воздухе интенсивных молекулярных полос: ОН (А-Х), N₂ (В-А), N₂ (С-В), N₂⁺ (В-Х), NH (А-Х), CN (В-Х) оценена температура газа, которая составляет 5000-7500 К и растет с увеличением силы тока, а также колебательная температура T_v , составляющая 7000-8500 К. Были проведены время-разрешенные спектральные измерения с помощью ФЭУ, при этом были определены характерные радиусы сечения продольно-поперечного разряда, из которого исходит излучение на определенных длинах волн, соответствующих наблюдаемым на оптических спектрах частицам: О, ОН, N₂⁺, NH, N и важным с точки зрения кинетики плазмы разряда. Наименьший радиус у атомарного азота 0.8 ± 0.4 мм, наибольший – у атомарного кислорода 2.1 ± 0.8 мм, что объясняется наличием радиального градиента температуры в разряде и подтверждается результатами моделирования в других научных группах. При инъекции в воздушный поток пропана он воспламеняется продольно-поперечным разрядом, а на спектрах наблюдаются интенсивные молекулярные полосы продуктов окисления углеводородов: ОН (А-Х), CN (В-Х), CH (А-Х). Измерения при помощи ФЭУ показало, что горение носит импульсный характер и локализовано вблизи плазменного канала, где и наблюдается наибольшая концентрация химически активных частиц, таких как атомарный кислород О. Из-за этого достаточно большая доля потока может не воспламеняться.

Таким образом, для использования продольно-поперечного разряда в задачах плазменно-стимулированного горения нет необходимости повышать разрядный ток, т.к. при меньшей в разы вкладываемой мощности температура газа на оси разряда так же превышает 5000 К, чего достаточно для воспламенения

потока. При этом повышается поле E , что ускоряет реакции диссоциации и возбуждения молекул электронами. Поскольку радиус сечения разряда, где протекает ток и велика концентрация химически активных частиц, мал и составляет ~ 1 мм, необходимо стремиться к большей частоте разряда: увеличивается доля объема газа, обрабатываемая им.

ГЛАВА 6. Свойства комбинированного разряда в потоке газа⁵

В данной главе будут представлены результаты экспериментов, целью которых было исследование комбинированного разряда в воздушных и пропан-воздушных потоках и отраженные в публикации [A1].

6.1. Структура комбинированного разряда. Новые эффекты

Без подвода СВЧ мощности через волноводный тракт в воздушном потоке формируется РПТ, известный как скользящий разряд [34] или продольно-поперечный разряд [18]. Наибольшее визуальное влияние на разряд внешнее СВЧ поле оказывает при сопоставимых мощностях РПТ и СВЧ, что соответствует токам РПТ не более 5 А при мощности СВЧ генератора 5 кВт. В этом случае реализуется режим комбинированного разряда (КР). Проведена высокоскоростная видеосъемка КР. Чтобы получить визуальный доступ для съемки в данном случае эксперимент проводился без тестовой секции волновода: аэродинамический канал крепился непосредственно к срезу волновода. Эксперимент при этом проводился дистанционно в полностью экранированном помещении. Полученные сборки последовательных кадров видео представлены на рис. 6.1. Можно отметить следующие эффекты внешнего СВЧ поля на РПТ. Поддержание распадающейся плазмы при пролете зоны СВЧ поля наблюдается на 3,4 кадрах рис.6.1(а). Неравномерное свечение столба разряда (3 кадр рис.6.1(б)). Появление незамкнутых стримеров на концах электродов при уже инициированном плазменном канале разряда (3,4,8 кадры рис.6.1(с)). Этот эффект проявляется при малых $L < 2.5$ см, когда концы электродов сами попадают в область наиболее сильного СВЧ поля. Иногда наблюдалось прорастание СВЧ стримеров из середины разрядной петли (4-9 кадры на рис.6.1(д)) с образованием тройных соединений. При определенных соотношениях длин проводящего плазменного канала и электродов они могут представлять собой эффективную антенну, подобную полуволновому вибратору. В таком случае может происходить

⁵ Глава основана на работе автора [A1].

активный рост сети плазменных каналов, который наблюдается для подкритических СВЧ разрядов в воздухе [139].

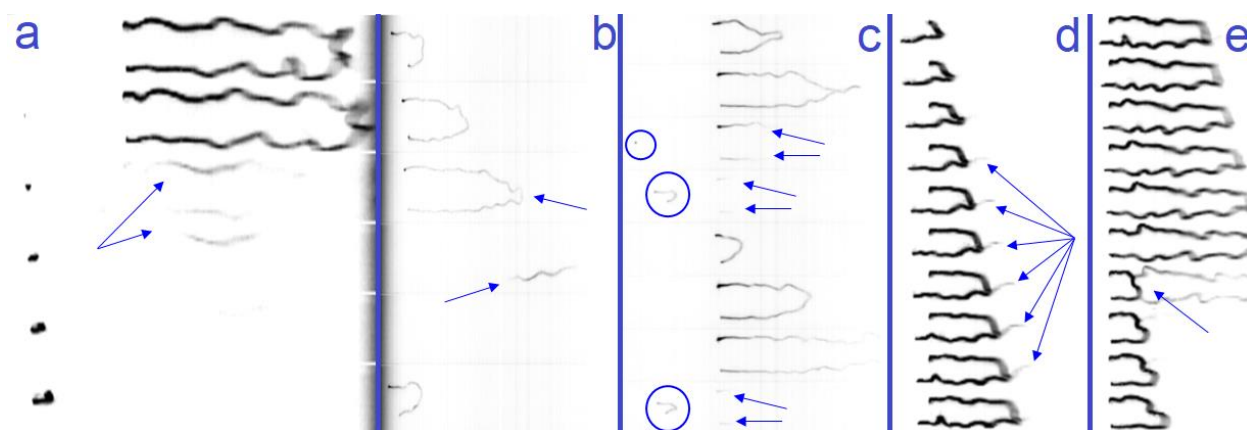


Рис.6.1. Сборки последовательных кадров видеосъемки КР при мощности СВЧ 5 кВт и $i=5$ А, $p_0=1.5$ атм, $L=2.25$ см, частоте кадров 20000 к/с, экспозиции 44 мкс (а), $i=1$ А, $p_0=1.3$ атм, $L=3.5$ см, частоте кадров 2500 к/с, экспозиции 12 мкс (б), $i=1$ А, $p_0=1.3$ атм, $L=0$ см, частоте кадров 2500 к/с, экспозиции 12 мкс (с), $i=5$ А, $p_0=1.5$ атм, $L=2.25$ см, частоте кадров 20000 к/с, экспозиции 44 мкс (д, е). Поток направлен слева направо.

Длина плазменного канала разряда в потоке непрерывно меняется, из-за чего условия резонанса выполняются не все время, но с некоторой периодичностью. Поскольку в разряде наблюдаются не только пробой по минимальному межэлектродному промежутку, но и между анодной и катодной частями столба (7 кадр на рис.6.1(е)), разряд характеризуется некоторой квазичастотой, которая в основном зависит от скорости потока и межэлектродного расстояния.

6.2. Электрические характеристики комбинированного разряда

При отступе $L=2.25$ см (т.е. концы электродов на уровне широкой стенки волновода) проведены с помощью цифрового осциллографа измерения электрических параметров (напряжение на разряде, разрядный ток и квазичастота разряда) синхронизированные с видеозаписью (для определения длины канала). Синхронизация получаемых временных зависимостей напряжения на разряде и длины плазменного канала позволяет делением одного на другое получить

временную зависимость напряженности поля в разряде. Длина разрядного канала определялась на видеозаписи покaдрово с помощью скрипта на Python. Выделялась наиболее яркая часть кадра, соответствующая плазменному каналу, определялась ее длина в пикселях, и по известному масштабу (расстояние между концами электродов) она переводилась в длину в сантиметрах. Поскольку в выбранном диапазоне токов при атмосферном давлении разряд является дуговым и величина катодного падения и толщина слоя мала, ею при расчете поля пренебрегали, считая, что все падение напряжения происходит на положительном столбе разряда. Получаемая зависимость напряженности от времени не постоянна, в качестве оценки значения поля бралась средняя величина в течение эксперимента. Проведена серия экспериментов, в которых изменялись сила тока и скорость потока.

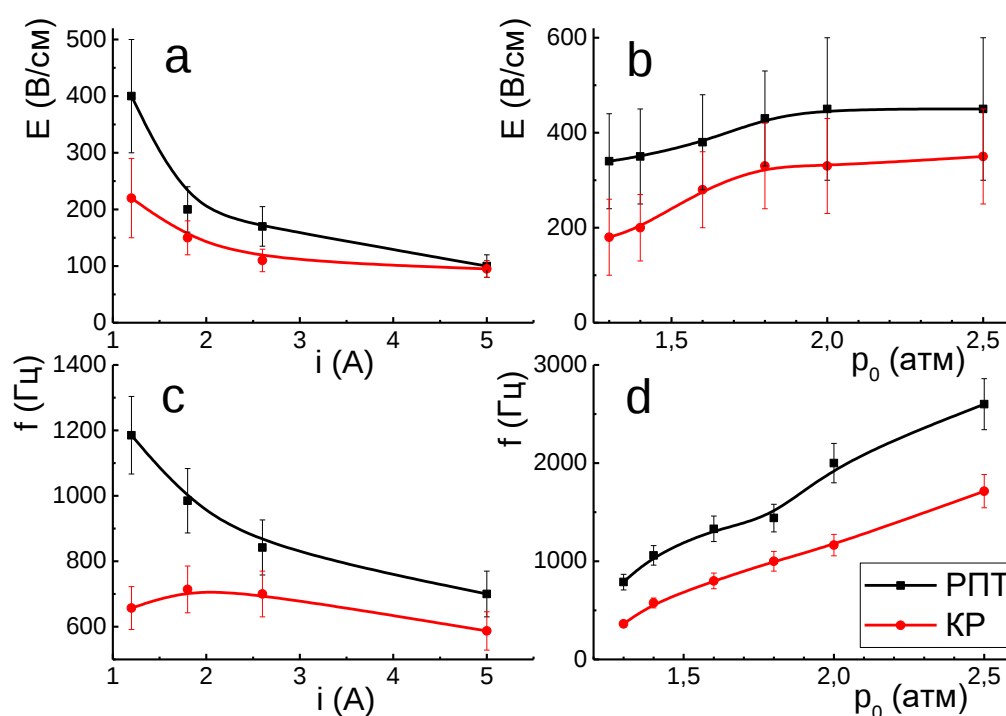


Рис.6.2. ВАХ разряда при $p_0=1.5$ атм (а), зависимость поля E от p_0 при $i=1$ А (б), зависимость квазичастоты f от i при $p_0=1.5$ атм (с), зависимость квазичастоты f от p_0 при $i=1$ А (д). Измерения в КР (красные) и РПТ (черные). Все измерения выполнены при мощности СВЧ 5 кВт и отступе $L=2.25$ см.

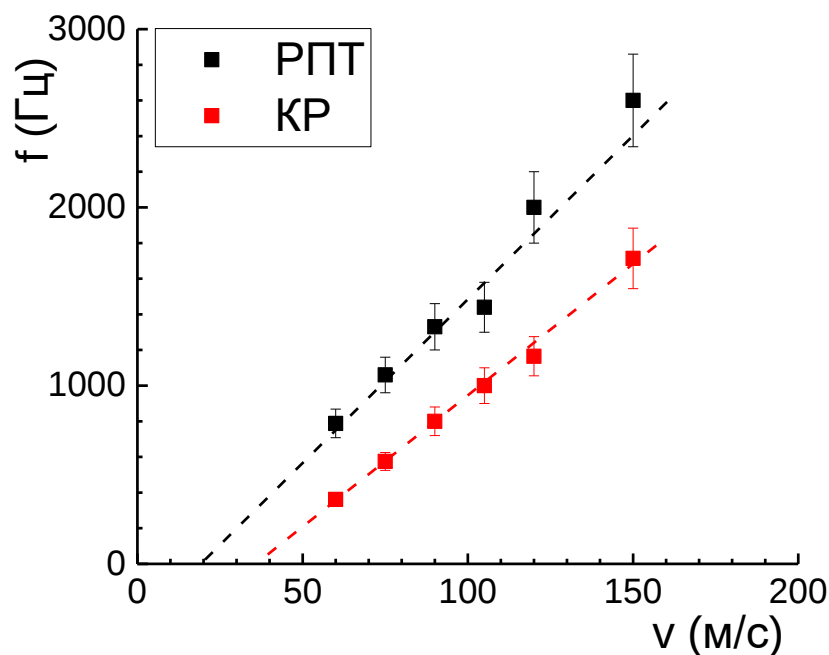


Рис.6.3. Зависимость квазичастоты f КР (красная) и РПТ (черная) от скорости потока v при мощности СВЧ 5 кВт, токе $i=1$ А и отступе $L=2.25$ см.

Изменение тока в пределах 1-5 А соответствует при этом изменению P_{MW}/P_{DC} в пределах 2-0,5. При малых токах преобладает вклад СВЧ мощности, а при больших основной вклад от РПТ. Результаты представлены на рис. 6.2 и 6.3.

КР отличается более низкие значения поля в разряде, по сравнению с РПТ (рис. 6.2(a)). Наиболее сильно это проявляется в области малых токов, где наибольший вклад со стороны СВЧ. Результат объясняется увеличением вкладываемой мощности, при которой для поддержания разряда уже требуется меньшее поле. Эффект практически исчезает при больших токах, где дополнительный вклад от СВЧ поля относительно малый. Поле в разряде растет (рис. 6.2(b)) с увеличением давления в ресивере: при увеличении скорости потока увеличиваются конвективные потери и разряду для его поддержания требуется повышение поля. Это относится как к КР, так и к РПТ. КР отличается более низкая квазичастота (рис. 6.2(c)). Повторный пробой определяется достижением некоторого порогового пробойного напряжения на разряде, фиксированного при заданном минимальном межэлектродном расстоянии. Поэтому при меньшем

разрядном поле в КР он имеет большую эффективную длину по сравнению с РПТ. При постоянной скорости потока эту длину КР приобретет за большее время, чем РПТ, таким образом квазичастота в КР получается ниже. В такой модели зависимость квазичастоты от скорости прямо пропорциональная, в эксперименте же получилась линейная зависимость (см. рис. 6.3). Разряд летит практически со скоростью потока, но у него есть определенная скорость распространения. Пересечение линейных аппроксимаций с осью абсцисс дают значения порядка 20-40 м/с. Согласно [40] при столь малых скоростях может реализовываться стационарная форма разряда.

6.3. Свойства плазмы комбинированного разряда

Оптические измерения проводились по схеме, изображенной на рис. 2.1, при этом тестовая секция, в отличие от экспериментов, описанных выше, не снималась. Измерения концентрации электронов в КР и РПТ проводились в двух точках с $z=30$ мм: лежащей на оси канала (симметрично относительно электродов) и в смещенной к стенке на 7 мм (точка напротив электрода). Таким образом, измерения в центральной точке относятся к середине петли, т.е. участку, перпендикулярному полю и потоку, а в смещенной – к продольной части, ориентированной параллельно вектору напряженности СВЧ поля и скорости потока. Поскольку при этом в поле зрения собирающего свет оптоволокну разряд пребывает дольше, экспозицию спектрометра уменьшали до 5 раз. Поскольку СВЧ поле поляризовано вдоль потока, то ожидалось увидеть разницу в его воздействии на продольные и поперечные участки разряда. Результаты измерений приведены на рис. 6.4.

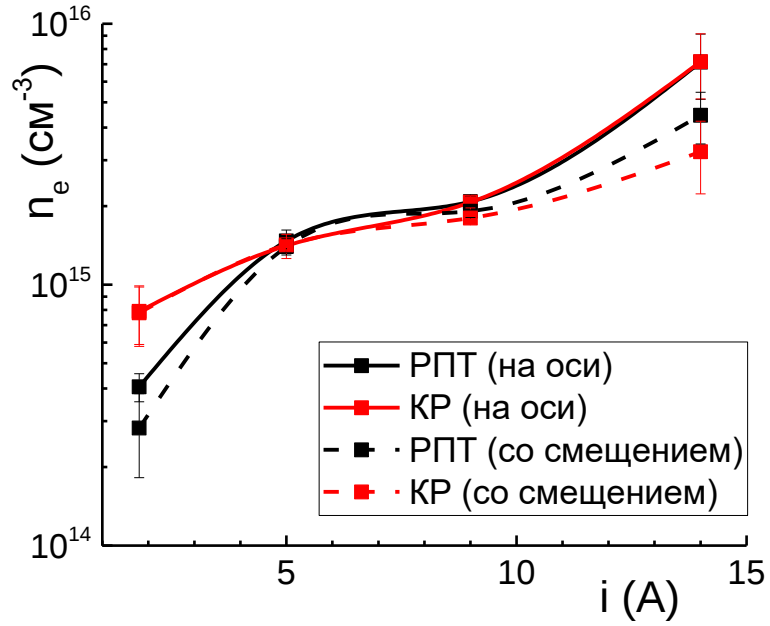


Рис. 6.4. Зависимость концентрации электронов n_e в КР (красные) и РПТ (черные) от тока i при мощности СВЧ 5 кВт, давлении $p_0=1.5$ атм и отступе $L=2.25$ см. Сплошные линии – измерения на оси канала, пунктирные – через смещенные от центра стенки отверстия.

Как было показано для стационарного комбинированного разряда [68] влияние СВЧ поля на РПТ определяется соотношением глубины проникновения поля в плазму (толщина скин-слоя δ) и радиуса разряда r . Толщина скин-слоя зависит от частоты поля и проводимости плазмы [25]:

$$\delta = \frac{e}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} = \frac{5.03}{\{\sigma[\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}] \cdot f[\text{МГц}]\}^{1/2}} \text{ см} \quad (1)$$

где f – частота поля, а σ – электронная проводимость ионизованного газа:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m^2)} = 2.82 \cdot 10^{-4} n_e \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} [\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}] \quad (2)$$

где ν_m – эффективная частота столкновений, зависящая от давления газа.

При атмосферном давлении и температурах ~ 6000 К толщина скин-слоя δ меньше радиуса разряда при концентрациях более 10^{15} см^{-3} , которые достигаются при токах 10 А и более (см. рис. 6.5).

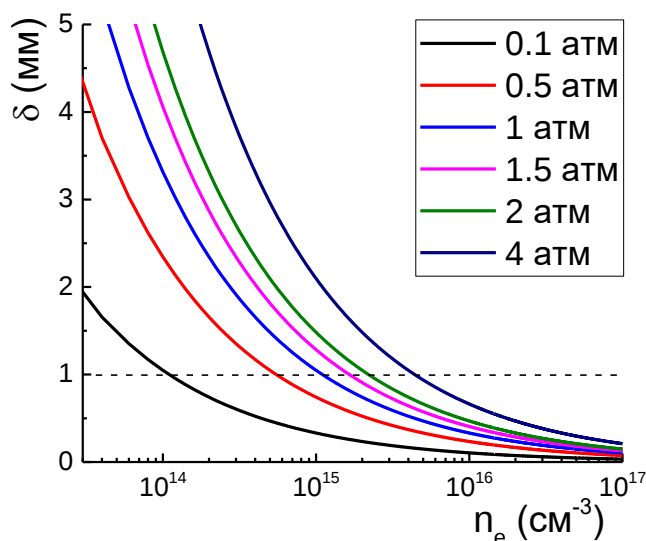


Рис. 6.5. Зависимость толщины скин-слоя δ от концентрации электронов n_e при различных давлениях газа, частота поля 2.45 ГГц.

Воздействие внешнего СВЧ поля при этом сводится к нагреву периферии поперечного сечения разряда, что приводит к увеличению площади проводящего канала и при постоянной величине тока к снижению плотности тока и концентрации электронов на оси разряда. Радиальное распределение температуры и концентрации электронов деформируется и становится более плоским. В условиях эксперимента при таких больших токах дополнительный вклад мощности от СВЧ оказывается мал и проявляется слабо. При большой глубине проникновения по сравнению с радиусом сечения разряда нагрев СВЧ полем происходит по всему сечению разряда. Однако при этих условиях мощность РПТ уже оказывается сравнима с мощностью СВЧ поля, что приводит к повышению концентрации электронов.

На оптических спектрах КР и РПТ в воздухе наблюдаются интенсивные молекулярные полосы: полоса $\text{OH } A(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Pi)$ в области 306-324 нм, первая положительная система $\text{N}_2 \text{ B}(^3\Pi_g) \rightarrow A(^3\Sigma_u^+)$ в области 550 - 780 нм, вторая положительная система $\text{N}_2 \text{ C}(^3\Pi_u) \rightarrow \text{B}(^3\Pi_g)$ в области 280 - 340 нм, первая отрицательная система $\text{N}_2^+ \text{ B}(^2\Sigma_u^+) \rightarrow X(^2\Sigma_g^+)$ в области 320-392 нм, полоса $\text{NH } A(^3\Pi) \rightarrow X(^2\Sigma^-)$ в области 326-338 нм, фиолетовая система $\text{CN } \text{B}(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Sigma^+)$ в области 350-430 нм, β и γ системы $\text{NO } A(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Pi)$ и $\text{B}(^2\Pi) \rightarrow X(^2\Pi)$

соответственно в области 190-280 нм, а также линии атомарных N, O, H, Cu. Вращательная структура молекулярных полос неразрешенная. Водород и углерод могут попадать в плазму из продуктов абляции остатков лакового покрытия на медных электродах и стенок канала, а также углекислого газа и водяных паров в воздухе. Температура газа, определяемая по T_r составляет 6000-9000 К и растет с увеличением силы тока i и скорости потока v . Колебательная температура T_v несколько выше и составляет 7500-9500 К, изменяясь таким же образом с увеличением тока i и скорости v . Степень ионизации молекулярного азота растет с ростом тока в пределах $(0.5 \div 2) \times 10^{-3}$.

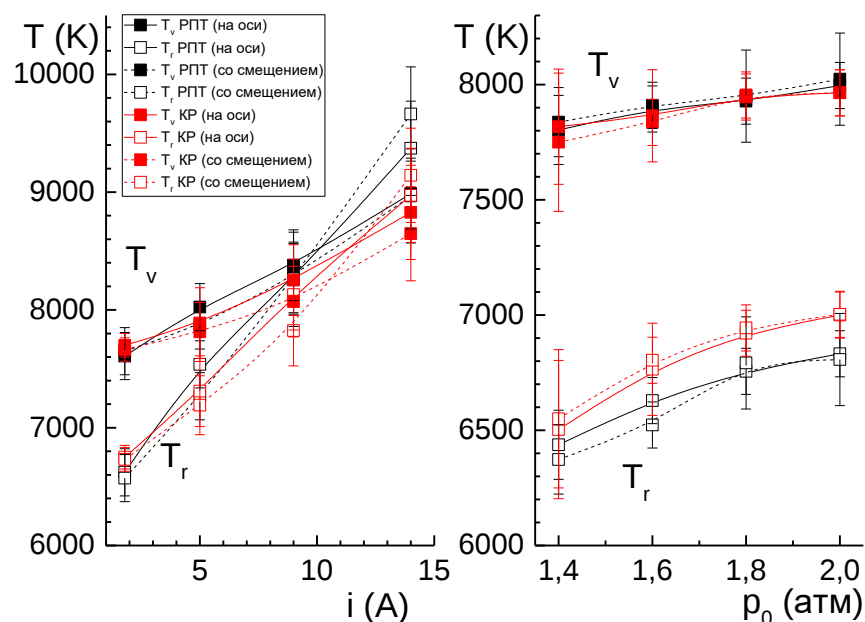


Рис.6.6. Зависимости T_r и T_v в КР (красные) и РПТ (черные) от тока i при $p_0=1.5$ атм (слева) и от p_0 при $i=1.8$ А (справа). Сплошные линии – измерения на оси канала, пунктирные – через смещенные от центра стенки отверстия. Заполненные точки – колебательная температура, пустые – вращательная. Аппроксимация по спектральному диапазону 330-430 нм. Все измерения выполнены при мощности СВЧ 5 кВт и отступе $L=2.25$ см.

Зависимости температуры от тока и скорости потока представлены на рис. 6.6. Разница температур в КР и РПТ мала. СВЧ поле как было показано выше снижает поле РПТ, что приводит к снижению температуры электронов, а

следовательно эффективности колебательного возбуждения молекул, но эффект невыраженный. Повышение общей вкладываемой в разряд мощности (увеличение тока) приводит к более высокой степени равновесности плазмы (уменьшение разности температур).

В течение одного запуска потока, который длится несколько секунд, спектрометр регистрирует некоторое количество спектров. Их число зависит от выбранной экспозиции в его настройках. Погрешности температуры оценены как стандартное отклонение при обработке нескольких спектров (порядка 10), получаемых в течение одного эксперимента при заданных условиях. Несколько начальных и конечных спектров из этой серии выбрасывались, т.к. они не относятся к стационарному состоянию разряда и воздушного потока.

Определяемые значения температуры газа существенно зависят от выбираемого спектрального диапазона (см. табл. 6.1).

Табл.6.1. Вращательная и колебательная температуры газа в КР, определенные по различным участкам спектра при $i=1.8$ А и $p_0=1.5$ атм, мощности СВЧ 5 кВт.

Молекулы	Диапазон, нм	Оптические переходы	T_r , К	T_v , К
ОН	300÷323	ОН(A-X)	4500	2400
NH	328÷345	NH(A-X)	5300	4600
N_2/N_2^+	340÷360	$N_2^+(B-X) \Delta v=-1$ $N_2(C-B) \Delta v=+1$	5800	12000
CN/N_2^+	360÷395	$CN(B-X) \Delta v=0$ $N_2^+(B-X) \Delta v=0$ $N_2(C-B) \Delta v=+2$	6000	7000
$CN/N_2^+/N_2/NH$	330÷430	$N_2(C-B)$ $N_2^+(B-X)$ $CN(B-X)$ $NH(A-X)$	6500	7800

Наиболее высокая колебательная температура, сопоставимая с электронной температурой ~ 1 эВ, получается при выборе участка 340-360 нм. Он содержит в основном полосы нейтрального азота N_2 и иона азота N_2^+ , в отличие от участка 360-390 нм, в котором доминирует циан CN. Циан частично появляется в разряде из-за абляции со стенок, что объясняет его увеличивающуюся с ростом тока долю. Достаточно высокая температура CN может быть связана с возникновением этих молекул в ходе реакций с сильно-возбужденными соединениями в плазме [140]. Наиболее низкие температуры ~ 4000 К получены при анализе полосы гидроксила OH. Усредненные значения получаются при выборе широкого спектрального диапазона 330-430 нм (см. рис. 6.7), содержащего полосы от нескольких молекул. Приведенные на рис. 5.6. зависимости получены именно при аппроксимации в широком спектральном диапазоне 330-430 нм.

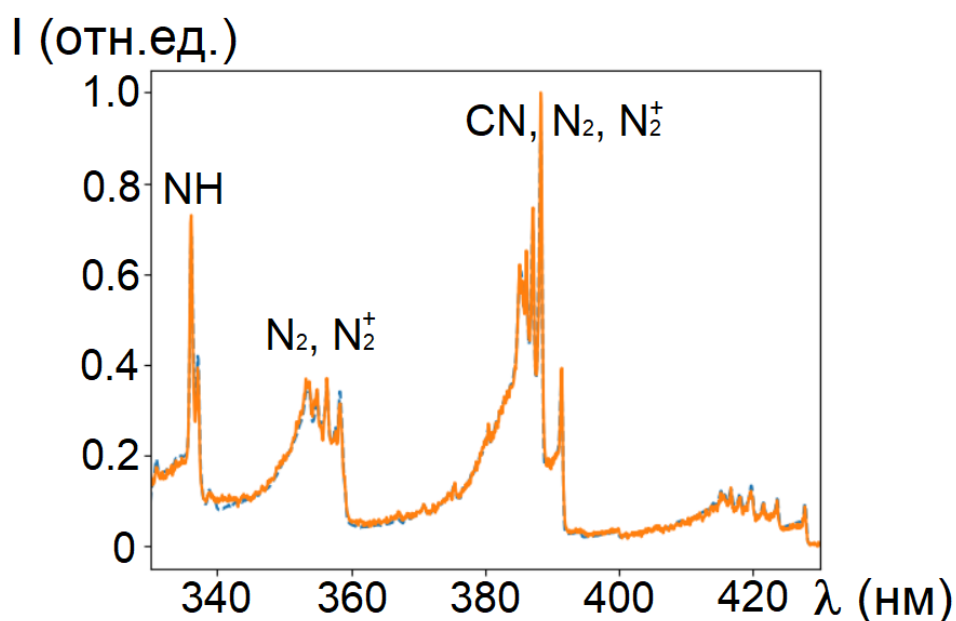


Рис. 6.7. Спектр КР в диапазоне 330-430 нм (оранжевый) и его аппроксимация (синий). Получено при $i=1.8$ А и $p_0=1.5$ атм, мощности СВЧ 5 кВт.

Подобные различия могут говорить о неоднородном пространственном строении разряда. В [124] представлены результаты моделирования продольного РПТ в сверхзвуковом воздушном потоке. Указывается, что радиальные распределения частиц, таких как N, O, N_2^+ различно, из чего следует, что получаемая по ним при обработке спектров информация может относиться к

различным слоям разряда, в которых условия (температуры газа и электронов, в частности) различны. Эксперименты, проведенные в [141] также это подтверждают. Ион азота, как и атомарный азот, присутствует преимущественно в центральной горячей области плазменного канала. Гидроксил появляется уже на относительно холодной периферии разряда, так как диссоциация кислорода происходит при температурах ~ 3000 К, а для азота требуется более высокая температура ~ 6000 К. Также различия при определении температур по различным молекулам даже при однородных условиях может быть связано с особенностями кинетики плазмы.

При больших токах появляются интенсивные линии меди, которые мешают аппроксимации. Замечено, что для ОН, где при больших токах наблюдается наложение полосы азота, есть положительная корреляция $+(0,3 - 0,9)$ между вращательной и колебательной температурами и концентрациями азота и иона азота. Существенное повышение температур и неточность результатов с ростом тока при аппроксимации в диапазоне $300 \div 323$ нм может быть связана с этими факторами.

6.4. Комбинированный разряд в пропан-воздушном потоке

Как РПТ, так и КР позволяют воспламенять и поддерживать горение пропан-воздушного потока со скоростями 50-250 м/с. На рис. 6.8 представлено фото воспламененного с помощью КР пропан-воздушного потока при $i=1.2$ А, $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощность СВЧ 5 кВт. При этих давлениях в ресиверах пропана и воздуха формируется бедная (по топливу) смесь с эквивалентным отношением $\Phi=0.7$. Расстояние от концов электродов до оси волновода $L=10$ см. На фотографии черной стрелкой вниз отмечено направление поступающей СВЧ мощности, синей стрелкой вправо – направление потока. Красным прямоугольником выделена вставка с электродами.

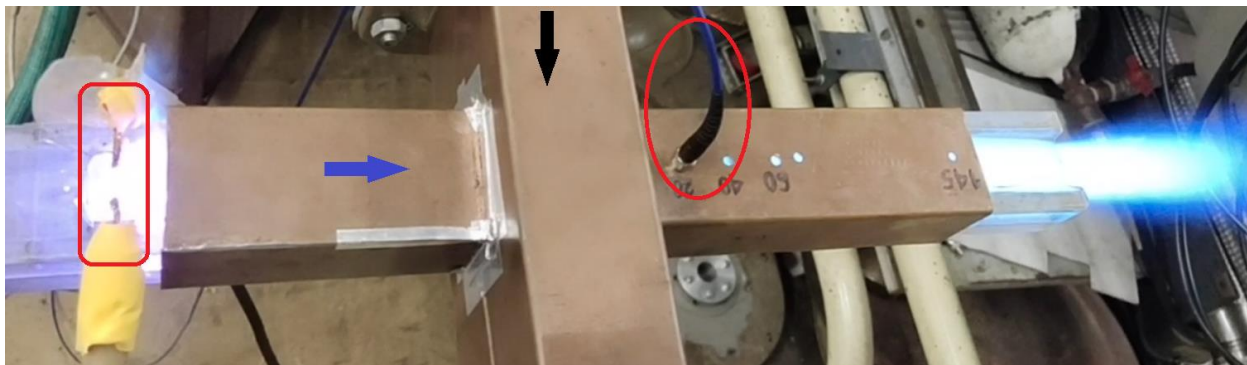


Рис.6.8. Фото воспламененного с помощью КР пропан-воздушного потока. Черная стрелка вниз – направление падающей СВЧ волны, синяя стрелка вправо – направление потока. Красным прямоугольником выделена вставка с электродами. Красным эллипсом выделено диагностическое оптоволоконно. Условия эксперимента: $i=1.2$ А, $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощность СВЧ 5 кВт.

В этом эксперименте снимались оптические спектры в точке с $z=13$ см от концов электродов, то есть на расстоянии 5 см от оси волновода с противоположной от электродов стороны. Красным эллипсом на рис. 6.8 выделено диагностическое оптоволоконно. Измерения при помощи высокотемпературной термопары ВР показали повышение температуры потока на выходном сечении до 1400 – 1700 К, при этом на датчиках давления фиксируются изменения давления и его пульсации, связанные с воспламенением потока, а датчик усилия регистрирует возникновение повышенной тяги. На рис. 6.9. показаны временные зависимости статических давлений, тяги и температуры. Давления измерялись в 2 точках: в 2 см от сопла до разряда (черная линия) и вблизи выходного сечения (красная). Температура потока измерялась в том же месте возле выходного сечения. Инжекция пропана осуществляется в период времени $t=1.5$ -2.5 с. Воздушный поток подается в промежутке времени $t=1.2$ -3 с. Были измерены спектры КР и РПТ при $i=1.2$ А, $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм и мощности СВЧ 5 кВт в 3 различных точках по потоку с координатой $z=25, 65$ и 130 мм, и они представлены на рис. 6.10.

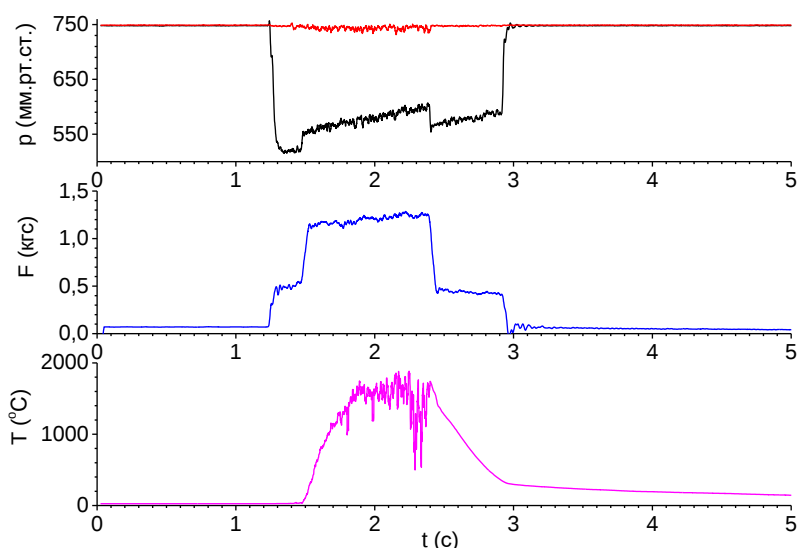


Рис.6.9. Зависимости статических давлений (черная и красная кривые), тяги (синяя) и температуры (фиолетовая) от времени. Условия эксперимента: $i=1.2$ А, $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощность СВЧ 5 кВт.

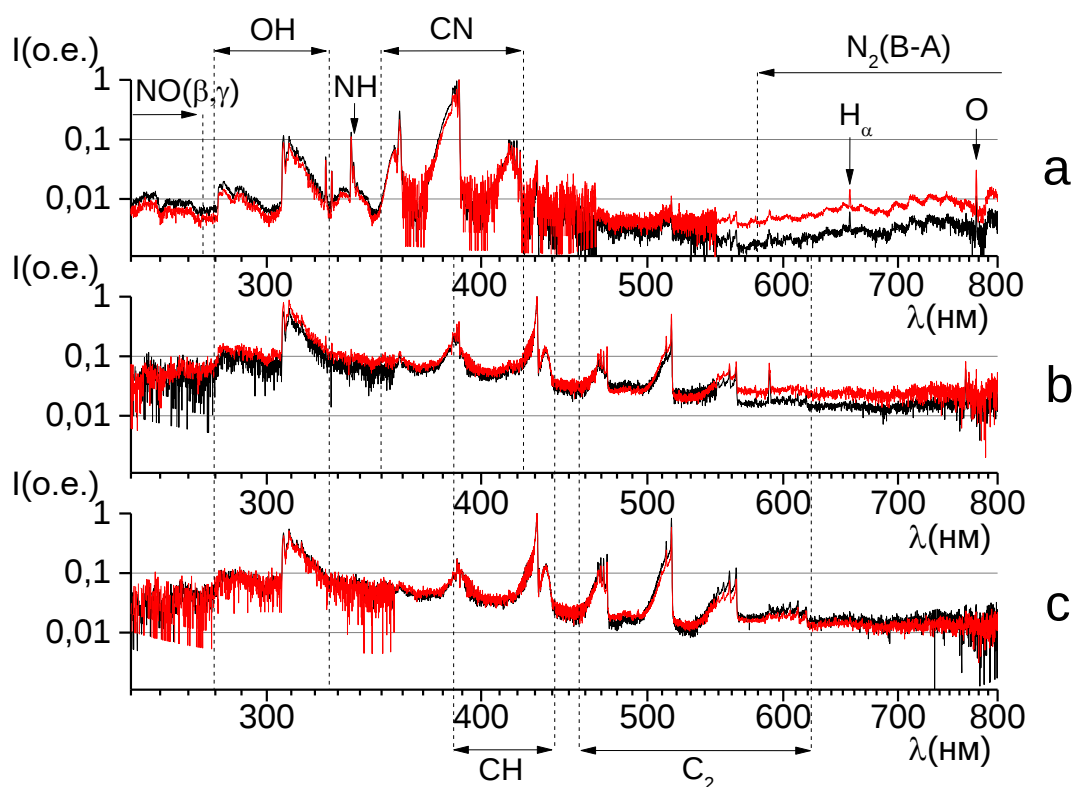


Рис. 6.10. Экспериментально зарегистрированные нормированные композитные спектры КР (черные) и РПТ (красные) в диапазоне 250-800 нм в трех точках потока с $z=25$ мм (а), 65мм (b), 130мм (c). Получено при $i=1.2$ А и $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощности СВЧ 5 кВт (для КР).

Последняя точка $z=130$ мм находится уже после сечения волновода, то есть соответствует области потока после воздействия СВЧ поля. Поперечное сечение волновода расположено в точках с $z=80\div 125$ мм. Спектры были записаны со всех доступных каналов спектрометра, затем откорректированы заранее известным коэффициентом чувствительности и сшиты между собой в единый композитный спектр в диапазоне 250–800 нм. Можно заметить условные зоны разряда и формирования пламени, в которых доминируют разные молекулярные полосы. На оптических спектрах в точке с $z=25$ мм, ближайшей к разряду, наиболее интенсивна система полос циана $\text{CN } B(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Sigma^+)$ в области 350–430 нм. Она далее по потоку ослабевает, уступая место полосам $\text{CH } A(^2\Delta) \rightarrow X(^2\Pi)$ и $B(^2\Sigma) \rightarrow X(^2\Pi)$, наблюдаемых в диапазонах 420–440 нм и 380–400 нм соответственно. Молекулярная полоса гидроксила OH , вызванная переходом $A(^2\Sigma^+) \rightarrow X(^2\Pi)$ в области 280–324 нм, остается достаточно интенсивной на всех трех спектрах. На спектрах в разрядной зоне также прослеживаются менее интенсивные полосы первой положительной системы нейтрального азота $\text{N}_2 B(^3\Pi_g) \rightarrow A(^3\Sigma_u^+)$ в 550–800 нм, полосы $\text{NH } A(^3\Pi) \rightarrow X(^2\Sigma^-)$ в 326–338 нм, а также линии атомарных кислорода O и водорода H , которые далее по потоку уже не обнаруживаются. На оптических спектрах в точках с $z=65$ мм и 130 мм наблюдаются преимущественно молекулярные полосы, характерные для углеводородно-воздушного пламени: радикалов CH , OH , CN и C_2 . В конце потока при $z=130$ мм полосы Свана C_2 становятся сравнимыми по интенсивности с CH . Полосы Свана C_2 часто наблюдаются в спектрах углеводородного пламени [142], в том числе при плазменно-стимулированном горении сверхзвукового этилен-воздушного потока [76]. Ранее (например, в [143]) при плазменно-стимулированном горении пропан-воздушных потоков на установке не наблюдались интенсивные полосы Свана. В [76] изучалось воспламенение не однородной предварительно перемешанной смеси, а инжектируемого в поток со стенки этилена. В этом случае большой градиент эквивалентного отношения, есть участки как бедные, так и сильно обогащенные по топливу, из которых может и наблюдаться их эмиссия. В нашем же случае разряд осуществляется недалеко (около 5 мм) от стенки канала из

оргстекла. Поэтому в пламя могут попадать органические продукты абляции стенки и вызывать повышенное излучение полос Свана.

Однако стоит отметить, что при указанном токе петля РПТ достаточно короткая, она заканчивается между $z=25$ мм и $z=65$ мм, то есть СВЧ поле слабо взаимодействует с разрядом и интенсивно воздействует только на пламя. СВЧ поле в запредельном волноводе быстро ослабляется, но плазма может образовывать коаксиальный волновод, по которому волна может распространяться дальше. Итоговая величина поля в непосредственной близости к электродам в работе не определялась. Конструкционно придвинуть электроды ближе к волноводу не позволяет запредельный волновод, а излишнее удлинение электродов будет сильно возмущать поток. Эффективно повысить длину разряда позволит повышение тока, но при этом сильно изменится отношение мощностей СВЧ и РПТ в пользу последнего.

Аппроксимация полученных спектров позволила получить оценки вращательной и колебательной температур газа (см. рис. 6.11).

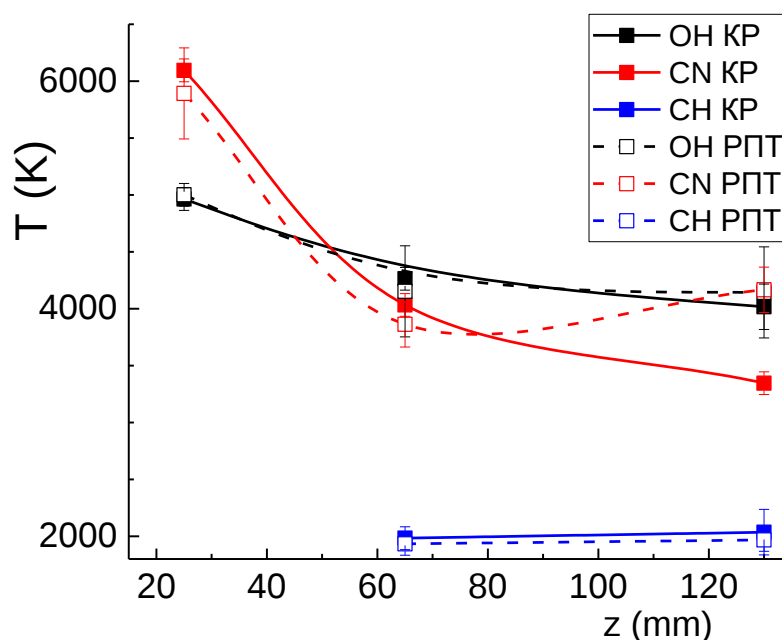


Рис. 6.11. Зависимости определенных по полосам ОН, CN, CH T_r в КР (сплошные) и РПТ (пунктирные) от координаты z при $i=1.2$ А и $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощности СВЧ 5кВт (для КР).

С увеличением координаты z вращательные температуры СН и ОН снижаются от значений ~ 6000 К, характерных для плазменного канала, до значений ~ 3500 - 4000 К. Температуры, определяемые по СН (рис. 6.12) практически не зависят от координаты и наличия СВЧ поля и составляют $T_r = (1950 \pm 200)$ К и $T_v = (2450 \pm 400)$ К, типичные для углеводородно-воздушного пламени.

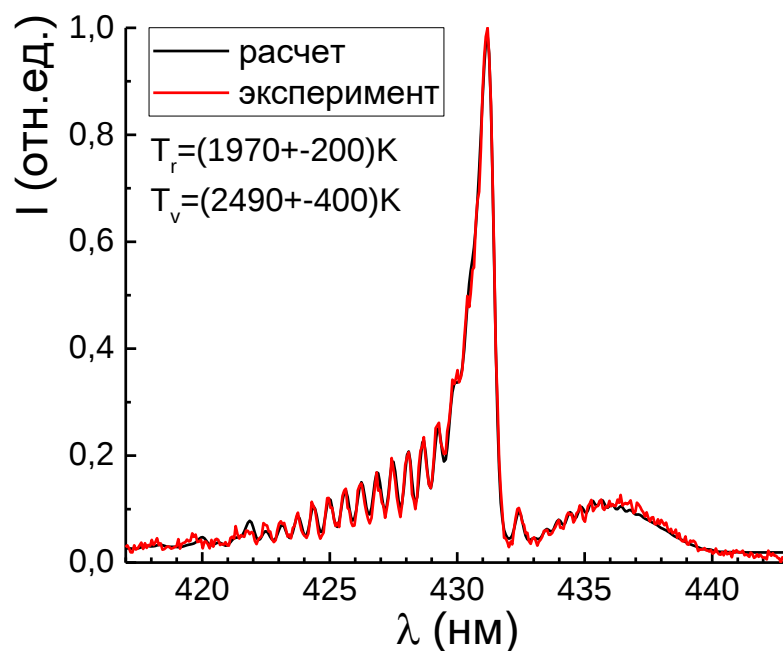


Рис.6.12. Экспериментально зарегистрированный спектр КР в диапазоне 417-443 нм (красный) и его аппроксимация (черный). Получено при $i=1.2$ А и $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощности СВЧ 5 кВт.

Различия температур для разных молекулярных полос также вызваны пространственной неоднородностью плазмы. Отличия между температурами для КР и РПТ при одном и том же токе $i=1.2$ А в рамках погрешности нет. Отсутствие разницы при отличающейся в 2 раза вкладываемой мощности можно объяснить тем, что измерения проводились в далекой от разряда зоне потока, где уже формируется пламя, спектр которого и наблюдается. Температура его определяется удельной теплотой сгорания топлива. Выделяемая при полном сгорании пропана в потоке (с известным массовым расходом пропана 1-4 г/с)

теплота много больше выделяемой в разряде мощности. Разница между мощностями КР и РПТ на фоне теплоты сгорания теряется.

В экспериментальную установку входит управляющее устройство, позволяющее в выбранные моменты времени включать и выключать все исполнительные устройства: клапаны и генераторы разряда. Есть возможность выставлять длительности их включения и задержки относительно друг друга. Были проведены эксперименты, в которых подача пропана в поток в определенный момент прекращалась, а КР продолжал действовать. Циклограмма этих экспериментов представлена на рис. 6.13.

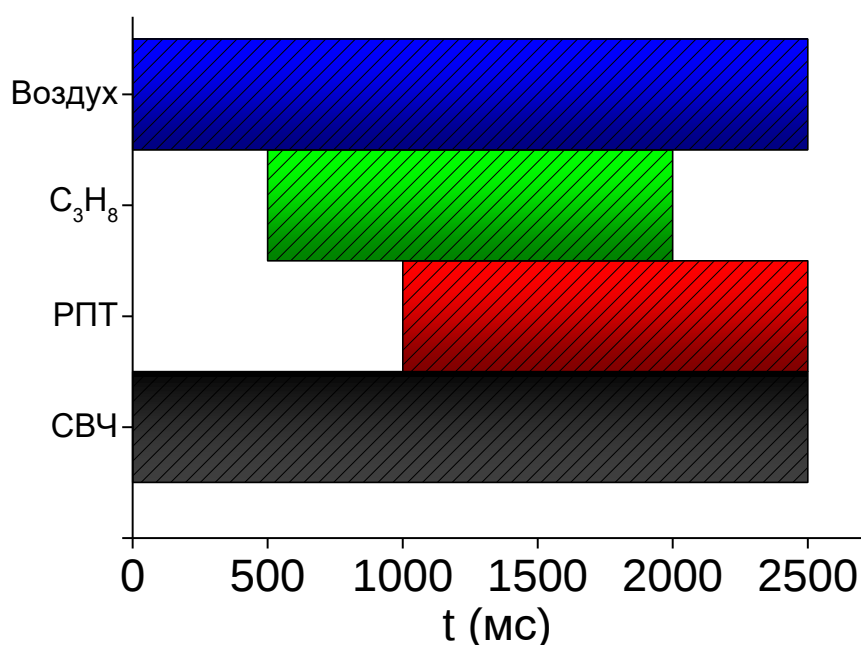


Рис. 6.13. Циклограмма эксперимента по измерению в одном пуске спектров КР с горением пропана и без.

В этом случае на спектрометре, регистрирующем спектры в течение всего эксперимента, получают две хорошо различающихся группы спектров: КР в пропан-воздушном потоке и в уже ставшем после закрытия клапана пропана практически чисто воздушном потоке. При этом все спектры получают при одинаковом времени экспозиции, что позволяет сравнивать спектры из этих двух групп по интенсивности, и в близких условиях в потоке. Экспериментально

зарегистрированные композитные спектры КР в воздухе (черные) и в воспламененном пропан-воздушном потоке (красные) в диапазоне 240-800 нм в точке потока с $z=25$ мм представлены на рис.6.14. Получены спектры при $i=5$ А и $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощности СВЧ 5 кВт. Сшивка нескольких каналов спектрометра проводилась аналогично спектрам на рис. 6.10.

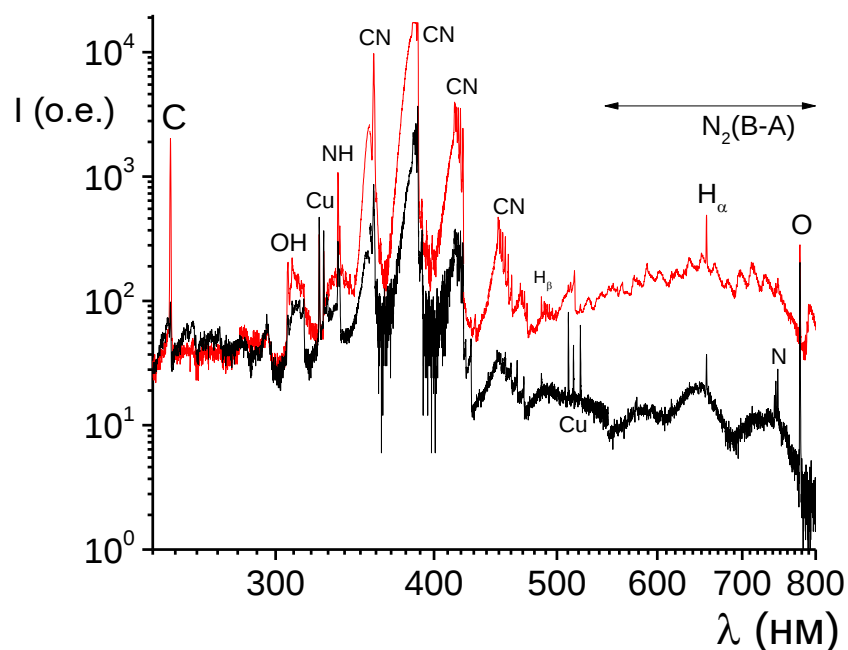


Рис. 6.14. Экспериментально зарегистрированные композитные спектры КР в воздухе (черные) и в воспламененном пропан-воздушном потоке (красные) в диапазоне 240-800 нм в точке потока с $z=25$ мм. Получены при $i=5$ А и $p_0=2$ атм, $p_{prop}=4$ атм, мощности СВЧ 5 кВт.

Заметны существенные отличия спектров. Сильная линия атомарного углерода С 247,9 нм есть только на спектрах КР с горением пропана, причем ее интенсивность изменяется более чем на порядок. Полосы CN также становятся интенсивнее при горении в несколько раз. На спектрах без горения они ослабевают до уровня интенсивности полос молекулярного иона азота N_2^+ , что аналогично можно наблюдать на рис.6.10. Также нужно отметить, что на спектрах при горении пропана ослабевает линия атомарного кислорода О 777 нм относительно фона, состоящего в основном из первой положительной системы

азота N_2 (В-А). Первая положительная система азота интенсивно возбуждается при горении. Концентрация электронов, определяемая по Штарковскому уширению линии H_β , составляет $(1.8-2.1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при горении пропана и $(2.2-2.6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в воздушном потоке, то есть практически не изменяется. Точка потока с $z=25$ мм расположена близко к электродам, то есть представленные спектры относятся к разрядной области, поэтому на спектрах не наблюдаются молекулярные полосы CN и C_2 . Среди минусов указанного способа (согласно циклограмме на рис. 6.12) проведения эксперимента можно отметить следующие. Во-первых, в течение пуска падают давления в ресиверах воздуха и пропана, из-за чего изменяются как скорость и давление потока, так и концентрация пропана в нем. Но эти изменения небольшие, т.к. объем баллонов в газовой системе достаточно большой. Во вторых, после закрытия клапана пропана может выдвигаться остаточный газ в поток. Его объем не велик, т.к. клапан пропана подсоединен к шлангу основного потока очень коротким шлангом. Отличия спектров внутри групп достаточно малые, что позволяет сказать о достаточно быстром переходе между режимами потока с инжекцией пропана и без нее.

Проведенные в этой и предыдущих главах работы эксперименты показывают различия СВЧР, РПТ и КР, которые приведены кратко в таблице 6.2. со сравнением характеристик этих разрядов.

Табл. 6.2. Сравнение характеристик плазмы СВЧР, РПТ, КР.

Величины	СВЧ	РПТ	КР
T_r, K	4500÷6000	5500÷9000	5500÷9000
T_v, K	5000÷8000	6000÷10000	6000÷10000
$n_e, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	1÷4	0.1÷5	0.4÷5
$T_{Cu}, \text{эВ}$	0,45÷0,7	0,4÷0,8	0,45÷0,7
$T_e, \text{эВ}$ (BOLSIG)	0,65÷1,4	0,8÷1,6	0,8÷1,6
$E, \text{В/см}$	<400 ~50÷100 (Comsol)	30÷400	30÷200

Структура, размеры	Канал вытянутый вдоль потока $d=(0.3-2)\text{мм}$, $l=(2-6)\text{см}$	Квазипериодический дугообразный (Поперечный разряд) $d=(0.3-1)\text{мм}$, $l=(10-40)\text{см}$, $f=(800-1200)\text{Гц}$	Квазипериодический дугообразный (+стример) $d=(0.3-1)\text{мм}$, $l=(20-50)\text{см}$, $f=(600-800)\text{Гц}$
Особенности	+ Непрерывный + Меньше перегрев - Сложное оборудование	+ Простота питания + Высокое поле - Перегрев - Периодичность	+ Возможность непрерывного режима + Инициация СВЧР + Возможность контроля n_e + Высокое поле - Сложное оборудование

Заключение к главе 6

Экспериментально изучен комбинированный разряд, формирующийся при одновременном воздействии СВЧ и постоянного токов, в высокоскоростных воздушных потоках. При видеосъемке комбинированного разряда обнаружены необычные для РПТ в поперечном потоке эффекты, такие как прорастание СВЧ стримеров, неоднородность свечения плазменного канала, поддержание свечения незамкнутых на электроды плазменных каналов. Визуальное влияние СВЧ поля на РПТ происходит при сопоставимых мощностях СВЧ и РПТ. Методом синхронизации осциллограмм и видеосъемки сделаны оценки поля в РПТ и комбинированном разряде. Комбинированный разряд отличают меньшее поле и квазичастота и большая эффективная длина по сравнению с РПТ. Воздействие поляризованного СВЧ излучения на продольно-поперечный разряд различно на продольные и поперечные его участки, а также зависит от соотношения глубины его проникновения и радиуса плазменного канала. Показано, что в комбинированном разряде достигаются высокая газовая температура $\sim 6000-9000\text{ К}$ и концентрация электронов $\sim 10^{15}\text{ см}^{-3}$, что благоприятно для задач плазменно-стимулированного горения. Однако точная оптическая диагностика плазмы контрагированного разряда должна проводиться с учетом его высокой

пространственной неоднородности. Воздействие внешнего СВЧ поля на сильноточный РПТ в потоках может быть использовано для контроля параметров плазмы разряда при относительно малых дополнительных вложениях мощности. Плазма РПТ может быть использована для инициации СВЧ разряда на концах электродов. В этом случае нет необходимости сильно заострять их концы для достижения пробойного поля при высоких давлениях. После выключения источника постоянного тока СВЧ разряд может быть поддержан внешним СВЧ полем. Наличие СВЧ стримеров на концах электродов в КР позволяет осуществлять непрерывный поджиг потока, в отличие от чистого РПТ: в скользящем разряде из-за квазипериодичности остаются участки потока, необрабатываемые им.

Экспериментально показано, что как РПТ, так и КР, позволяют воспламенять и поддерживать горение потока бедной (эквивалентное отношение $\Phi=0.7$) пропан-воздушной смеси со скоростями 50-250 м/с. На спектрах можно выделить условные зоны разряда и формирования пламени, в которых доминируют разные молекулярные полосы. На оптических спектрах пламени наблюдаются преимущественно молекулярные полосы радикалов СН, ОН, CN, C₂. По наиболее интенсивным полосам СН, ОН, CN сделаны оценки вращательной и колебательной температур газа, указывающие на пространственную неоднородность потока. Вращательные температуры CN и ОН вдоль потока снижаются от значений ~ 6000 К, характерных для плазменного канала, до значений ~ 3500 - 4000 К. Температуры СН при этом слабо изменяются и составляют ~ 2000 К.

Заключение

В диссертации представлены результаты экспериментального исследования комбинированного разряда в высокоскоростных (50-250 м/с) воздушных и пропан-воздушных потоках, проводится анализ преимуществ и недостатков данного типа разряда, а также приводится обзор работ других исследователей. Также как предельные случаи комбинированного разряда в тех же экспериментальных условиях были изучены разряд постоянного тока (продольный и продольно-поперечный) и иницируемый полуволновой антенной СВЧ разряд. Для некоторых аспектов выполненных экспериментов были проведены численные расчеты: распределения СВЧ поля в элементах волноводного тракта, кинетики плазмы в 0-мерном приближении, газодинамических течений в канале установки. Основные результаты диссертации формулируются следующим образом.

1. Реализован комбинированный разряд в потоке воздуха и его смеси с пропаном при атмосферном давлении при скоростях потока от 50 до 250 м/с в диапазоне постоянного тока от 1 до 15 А и подводимых СВЧ 2.45 ГГц мощностей от 1 до 5 кВт. Комбинированный разряд отличают меньшая напряженность поля и квазичастота и большая эффективная длина по сравнению с РПТ. В указанных условиях различие может быть до 2 раз. В комбинированном разряде достигаются высокая газовая температура 6000-9000 К и концентрация электронов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

2. Определены характерные радиусы сечения продольно-поперечного разряда, из которого исходит оптическое излучение линий частиц: О, ОН, N_2^+ , NH, N. Радиусы различны и изменяются в пределах 0.8-2.1 мм, что говорит о наличии радиальных градиентов свойств плазмы разряда.

3. Комбинированный разряд отличается от РПТ в поперечном потоке возможностью следующих проявлений: прорастания СВЧ стримеров, неоднородностью свечения плазменного канала, поддержанием свечения незамкнутых на электроды плазменных каналов. Наличие СВЧ стримеров на концах электродов в комбинированном разряде при определенной степени погружения электродов в волновод позволяет осуществлять непрерывный поджиг

бедной (эквивалентное отношение $\Phi=0.7$) пропан-воздушной смеси со скоростями от 50 до 250 м/с.

4. Плазма РПТ может быть использована для инициации СВЧ разряда на концах электродов, что облегчает его пробой при высоких давлениях порядка атмосферного.

5. Исследован создаваемый на полуволновом инициаторе глубоко подкритический СВЧ (2.45 ГГц) разряд в высокоскоростных 150–250 м/с воздушных потоках. Стационарный разряд представляет собой плазменный канал, начинающийся на острие инициатора. Определены его диаметр и длина в зависимости от скорости и давления в потоке. С ростом давления длина l и толщина d разрядного канала падают с 5.5 см до 2 см и с 2 мм до 0.3 мм соответственно. Эти зависимости объясняются различными значениями E/N . Определена концентрация электронов $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, колебательная и вращательная температуры газа $T_v \approx 8500 \text{ К}$, $T_e \approx T_r \approx 5500 \text{ К}$. Степень ионизации α составляет 10^{-3} . Экспериментально показана возможность воспламенения пропан-воздушных потоков в указанном диапазоне скоростей с помощью СВЧ разряда.

6. Изучен продольный и продольно-поперечный разряды в диапазоне токов 1-5 А в воздушных потоках со скоростью 100-250 м/с и давлением 1-1.6 атм. Получены зависимости средних напряженности поля E и производных величин: погонной мощности P , приведенной напряженности поля E/p от тока разряда i и давления p_0 . Величина поля меняется от 100 В/см до 600 В/см и достигает максимального значения при $p_0 = 4 \text{ атм}$ и токе 1 А. Концентрация электронов n_e при этом снижается с 10^{15} см^{-3} до 10^{14} см^{-3} . Температура газа составляет 5000-7500 К и растет с увеличением силы тока, а колебательная температура T_v составляет 7000-8500 К.

7. Показано, что пропан-воздушный поток воспламеняется продольным и продольно-поперечным разрядом. Измерения при помощи ФЭУ показали, что горение носит импульсный характер и локализовано вблизи плазменного канала, где наблюдается наибольшая концентрация нарабатываемых в разряде химически

активных частиц. Из-за этого достаточно большая доля потока может не воспламеняться.

8. Сделан вывод, что для использования продольно-поперечного разряда в задачах плазменно-стимулированного горения нет необходимости повышать разрядный ток, т.к. при меньшей в разы вкладываемой мощности температура газа на оси разряда также превышает 5000 К, чего достаточно для воспламенения потока. При этом повышается поле E , что ускоряет реакции диссоциации и возбуждения молекул электронами. Поскольку радиус сечения разряда, где протекает ток и велика концентрация химически активных частиц, мал и составляет ~ 1 мм, необходимо стремиться скорее к большей частоте разряда: увеличивается доля объема газа, обрабатываемая им.

9. Численные расчеты элементов СВЧ тракта установки показали особенности согласования тестовой волноводной секции. Из-за наличия металлического полуволнового инициатора в нем наблюдается сильное отражение падающей СВЧ волны при определенных длинах инициатора. Условия согласования достаточно сильно меняются при изменении длины инициатора. Таким образом, если эффективная длина его меняется при появлении токопроводящего плазменного канала СВЧ разряда, необходимо устройство согласования для повышения КПД установки.

10. При моделировании газовых течений были получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке. С помощью экспериментальных данных (давлений на стенку и создаваемой каналом тяги) была проведена валидация аэродинамической модели в случае отсутствия зоны объемного тепловыделения. Получена верхняя граница давления ($p_{out}=100-200$ Торр) на выходном сечении канала, обеспечивающего правильный режим течения воздуха в модели. Показано, что при плотности тепловой мощности источника $w=1.4 \times 10^{11}$ Вт/м³ (эквивалентной средней общей мощности разряда $W=10$ кВт) разряд нагревает газ до температуры от 1700-2500 К в середине потока до $T=3500-4200$ К вблизи конца электрода, что приводит к ускорению потока без его теплового заклинивания. При плотности тепловой

мощности источника $w=2.8 \times 10^{11}$ Вт/м³ (эквивалентной средней общей мощности разряда $W=20$ кВт) газ нагревается сильнее до 6700 К, но начинается локальное тепловое заклинивание потока.

11. В гидродинамическом приближении в рамках канальной модели был исследован РПТ с силой тока 10 А. Показано, что разряд движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока около 670 м/с, достаточно слабо его возмущая. Сделаны оценки концентрации электронов $n_e=(0.9-5.1) \times 10^{16}$ см⁻³, что согласуется со значениями, полученными экспериментально. С увеличением длины разряда также растет и напряжение на нем. Оценена напряженность поля $E \sim 125$ В/см и приведенная напряженность поля в канале разряда E/N около 30 Тд, а тепловая мощность, выделяемая разрядом, составила 1250 Вт/см. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к фазе, когда разряд закреплен на их концах.

Публикации, в которых отражены основные результаты диссертации

в изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационных советах МГУ:

- A1 Kornev K.N., Logunov A.A., Surkont O.S., Abushaev T.R., Volynets A.L., Dvinin S.A. Hybrid microwave-direct current discharge in high speed flows // *Physics of Plasmas*. 2025. Vol. 32, №.6. P.063501. (JIF 2,0). DOI: 10.1063/5.0249220 Авт. вклад 0,6 из 0,75 п.л.
- A2 Kornev K.N., Logunov A.A., Dvinin S.A. Low-current gliding DC discharge in high-speed flows // *Journal of Physics D - Applied Physics*. 2024. Vol. 57, №. 47. P. 475208. (JIF 3,1). DOI: 10.1088/1361-6463/ad726e Авт. вклад 0,6 из 0,75 п.л.
- A3 Корнев К.Н., Логунов А.А., Сурконт О.С., Абушаев Т.Р., Волюнец А.Л., Двинин С.А. Иницируемый полуволновой антенной СВЧ-разряд в высокоскоростных потоках // *Физика плазмы*. 2024. Т. 50, № 3. С. 349–358. (ИФ РИНЦ 1,4). DOI: 10.31857/S0367292124030093 Авт. вклад 0,5 из 0,56 п.л.
- Kornev K.N., Logunov A.A., Surkont O.S., Abushaev T.R., Volynets A.L., Dvinin S.A. A microwave discharge in high-velocity flows initiated by a half-wave antenna // *Plasma Physics Reports*. 2024. Vol. 50, № 3. P. 388–396. (JIF 0,9) DOI: 10.1134/S1063780X24600129 Авт. вклад 0,5 из 0,56 п.л.
- A4 Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Численное моделирование сверхзвукового потока с областью тепловыделения продольно-поперечным разрядом // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. 2023. № 4. С. 137–145. (ИФ РИНЦ 1,15). DOI: 10.31857/S1024708422601020 Авт. вклад 0,5 из 0,56 п.л.
- Kornev K.N., Logunov A.A., Shibkov V.M. Numerical modeling of supersonic flow with a region of heat release by a longitudinal-transverse discharge // *Fluid Dynamics*. 2023. Vol. 58, № 4. P. 640–648. (JIF 1,0) DOI: 10.1134/S0015462823600281 Авт. вклад 0,5 из 0,56 п.л.
- A5 Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Моделирование продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом воздушном потоке в

гидродинамическом приближении // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 3. С. 288–295. (ИФ РИНЦ 1,4). DOI: 10.31857/S0367292122601527 Авт. вклад 0,4 из 0,44 п.л.

Kornev K.N., Logunov A.A., Shibkov V.M. Simulation of a transverse-longitudinal discharge in a supersonic air flow in the hydrodynamic approximation // Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49, № 3. P. 380–386. (JIF 0,9) DOI: 10.1134/S1063780X22602139 Авт. вклад 0,4 из 0,44 п.л.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям, Шибкову Валерию Михайловичу и Двинину Сергею Александровичу, за неоценимый опыт, полученный в процессе подготовки данной диссертации, за Ваши профессионализм и всестороннюю помощь на каждом этапе исследований. Отдельная благодарность адресуется коллективу кафедры физической электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова за поддержку и содействие в научной деятельности, а также сотрудникам лаборатории газового разряда Логунову Александру Александровичу, Сурконтю Олегу Стефановичу. Благодарю Гайдамака С.Н. за возможность использовать газовый хроматограф и помощь в работе с прибором. Особую признательность автор выражает жене, родителям и друзьям за любовь, понимание и заботу. Вы всегда были и остаетесь для меня надежной опорой на всем пути моей работы и жизни.

Список литературы

1. Adamovich I., Agarwal S., Ahedo E., Alves L.L., Baalrud S., Babaeva N., Bogaerts A., Bourdon A., Bruggeman P.J., Canal C. The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology // J. Phys. D. Appl. Phys. IOP Publishing, 2022. Vol. 55, № 37. P. 373001.
2. Leonov S.B. Electrically driven supersonic combustion // Energies. 2018. Vol. 11, № 7.
3. Чёрный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматлит, 1959.
4. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L. V. Microwave and direct-current discharges in high-speed flow: Fundamentals and application to ignition // J. Propuls. Power. 2009. Vol. 25, № 1. P. 123–137.
5. Klimov A., Bitiurin V., Moralev I., Tolkunov B., Nikitin A., Velichko A., Bilera I. Non-premixed plasma-assisted combustion of hydrocarbon fuel in high-speed airflow // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2006. P. 617.
6. Adamovich I. V, Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G., Nishihara M. Repetitively pulsed nonequilibrium plasmas for magnetohydrodynamic flow control and plasma-assisted combustion // J. Propuls. Power. 2008. Vol. 24, № 6. P. 1198–1215.
7. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-Assisted Ignition and Combustion // Progress in Energy and Combustion Science. 2011. Vol. 39.
8. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // Prog. Energy Combust. Sci. Elsevier, 2015. Vol. 48. P. 21–83.
9. Ершов А.П., Каменщиков С.А., Логунов А.А., Черников В.А. Горение высокоскоростного воздушно-пропанового потока, инициируемое продольно-поперечным разрядом постоянного тока // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 2009. Vol. 47, № 5. P. 643–649.
10. Alexandrov K., Esakov I., Grachev L., Alexandrov K. Experimental Study of Detonation in Propane-Air Mix Initiated by Pulse Microwave Discharge // 46th

- AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2008. P. 1406.
11. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. Стримерный СВЧ разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // Журн. техн. физики. 1999. Vol. 69, № 11. P. 14–18.
 12. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. Диапазон существования самостоятельно развивающегося подкритического стримерного СВЧ разряда // Журнал технической физики. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический ..., 1999. Vol. 69, № 11. P. 19–24.
 13. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Издательство" Наука", 2018. Vol. 44, № 8. P. 661–674.
 14. Дешко К.И., Черников В.А. Об оптимизации системы питания магнитоплазменного компрессора // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2018. № 1. P. 108–113.
 15. Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. Исследование возможности применения магнитоплазменного компрессора для плазменно стимулированного горения в высокоскоростном потоке // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2018. Vol. 44, № 8. P. 675–684.
 16. Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2012. Vol. 38, № 6. P. 551.
 17. Александров А.Ф., Ершов А.П., Логунов А.А., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибков В.М. Воспламенение сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси электрическим разрядом // Вестник Московского университета. Серия

3. Физика. Астрономия. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2008. № 1. P. 78–80.
18. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2017. Vol. 43, № 3. P. 314–322.
19. Bityurin V., Leonov S., Yarantsev D., Van Wie D. Hydrocarbon fuel ignition by electric discharge in high-speed flow // Proc. 4th Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow. 2002. P. 200.
20. Firsov A.A., Dolgov E. V, Leonov S.B. Effect of DC-discharge geometry on ignition efficiency in supersonic flow // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2018. Vol. 1112, № 1. P. 12011.
21. Алаторцев В.К., Иншаков С.И., Иншаков И.С., Кудрявцева Е.Д., Скворцов В.В., Урусов А.Ю., Успенский А.А., Шахатов В.А. Исследование высокотемпературных зон, образованных в сверхзвуковом потоке воздуха при инъекции горючих газов и кислорода в продольные разряды // Ученые записки ЦАГИ. Федеральное государственное унитарное предприятие "Центральный ...", 2020. Vol. 51, № 2. P. 24–38.
22. Лебедев Ю.А., Шахатов В.А. Разложение CO₂ в тлеющем разряде (аналитический обзор) // Успехи прикладной физики. 2022. Vol. 10, № 4. P. 323.
23. Arkhipov N.O., Znamenskaya I.A., Mursenkova I. V, Ostapenko I.Y., Sysoev N.N. Development of nanosecond combined volume discharge with plasma electrodes in an air flow // Moscow Univ. Phys. Bull. Springer, 2014. Vol. 69. P. 96–103.
24. Znamenskaya I., Lutsky A., Tatarenkova D., Karnosova E., Sysoev N. Nanosecond volume discharge in the non-stationary high-speed profiled channel flow // Phys. Fluids. AIP Publishing, 2023. Vol. 35, № 7.
25. Raizer Y.P., Allen J.E. Gas discharge physics. Springer, 1997. Vol. 2.

26. Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. Тлеющий разряд в продольном потоке газа // Физика плазмы. 1982. Vol. 8, № 5. P. 1086.
27. Shibkov V.M., Shibkova L. V, Logunov A.A. Effect of the air flow velocity on the characteristics of a pulsating discharge produced by a DC power source // Plasma Phys. Reports. Springer, 2018. Vol. 44. P. 754–765.
28. Клементьева И.Б., Битюрин В.А., Толкунов Б.Н., Моралев И.А. Экспериментальное исследование электрических разрядов в газовых потоках во внешнем магнитном поле // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 2011. Vol. 49, № 6. P. 816–825.
29. Логунов А.А., Корнев К.Н., Шибкова Л.В., Шибков В.М. Влияние межэлектродного расстояния на основные характеристики пульсирующего поперечно-продольного разряда в высокоскоростных многокомпонентных газовых потоках // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 2021. Vol. 59, № 1. P. 22–30.
30. Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Y.K. Electron density and temperature in a transverse–longitudinal discharge plasma in high-speed airflows // Plasma Phys. Reports. Springer, 2022. Vol. 48, № 7. P. 806–811.
31. Нестеренко Ю.К., Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Характеристики квазистационарного пульсирующего поперечно–продольного разряда в высокоскоростных пропан–воздушных потоках // Ученые записки физического факультета Московского университета. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2021. № 2. P. 2120601.
32. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. Параметры плазмы пульсирующего разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках газа // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 2020. Vol. 58, № 6. P. 836–843.

33. Shibkova L. V, Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N., Dolbnya D.S. Parameters of electron component in a pulsating discharge in a supersonic airflow // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2019. Vol. 1394, № 1. P. 12002.
34. Fridman A., Nester S., Kennedy L.A., Saveliev A., Muta-Yardimci O. Gliding arc gas discharge // Prog. energy Combust. Sci. Elsevier, 1999. Vol. 25, № 2. P. 211–231.
35. Dalaine V., Cormier J.M., Pellerin S., Lefaucheux P. H₂S destruction in 50 Hz and 25 kHz gliding arc reactors // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1998. Vol. 84, № 3. P. 1215–1221.
36. Tang Y., Sun J., Shi B., Li S., Yao Q. Extension of flammability and stability limits of swirling premixed flames by AC powered gliding arc discharges // Combust. Flame. Elsevier, 2021. Vol. 231. P. 111483.
37. Richard F., Cormier J.M., Pellerin S., Chapelle J. Physical study of a gliding arc discharge // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1996. Vol. 79, № 5. P. 2245–2250.
38. Kikuchi Y., Nakagawa T. Generation of a nanosecond pulsed gliding arc discharge with a repetition frequency of 300 kHz in an air flow at atmospheric pressure // IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE, 2020. Vol. 49, № 1. P. 4–8.
39. Fridman A., Gutsol A., Gangoli S., Ju Y., Ombrello T. Characteristics of Gliding Arc and Its Application in Combustion Enhancement // J. Propuls. Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008. Vol. 24, № 6. P. 1216–1228.
40. Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I., Chernikov V.A., Shibkov V.M. Simulation of a DC discharge in a transverse supersonic gas flow // High Temp. Springer, 2004. Vol. 42. P. 171–182.
41. Kolev S., Bogaerts A. Similarities and differences between gliding glow and gliding arc discharges // Plasma Sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2015. Vol. 24, № 6. P. 65023.
42. Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Влияние газового

- разряда на воспламенение водородно-кислородной смеси // Кинетика и катализ. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2005. Vol. 46, № 6. P. 821–834.
43. Elliott S., Firsov A.A., Leonov S.B. Oblique shock wave reflection at plasma array presence // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2021. Vol. 2100, № 1. P. 12008.
 44. Watanabe Y., Elliott S., Firsov A., Houpt A., Leonov S. Rapid control of force/momentum on a model ramp by quasi-DC plasma // J. Phys. D. Appl. Phys. IOP Publishing, 2019. Vol. 52, № 44. P. 444003.
 45. Firsov A., Savelkin K. V, Yarantsev D.A., Leonov S.B. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. The Royal Society Publishing, 2015. Vol. 373, № 2048. P. 20140337.
 46. Tarasov D.A., Firsov A.A. CFD simulation of DC-discharge in airflow // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2021. Vol. 2100, № 1. P. 12015.
 47. Тарасов Д.А., Фирсов А.А. Моделирование разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке // XLVI Академические чтения по космонавтике. 2022. P. 478–481.
 48. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Popov N.A., Firsov A.A. Re-Breakdown Process at Longitudinal–Transverse Discharge in a Supersonic Airflow // Plasma Phys. Reports. Springer, 2023. Vol. 49, № 5. P. 575–586.
 49. Bityurin V.A., Dobrovolskaya A.S., Bocharov A.N., Firsov A.A. Atomic Oxygen Generation by Longitudinal–Transverse Discharge // Plasma Phys. Reports. Springer, 2023. Vol. 49, № 5. P. 587–594.
 50. Lebedev Y.A. Microwave discharges at low pressures and peculiarities of the processes in strongly non-uniform plasma // Plasma Sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2015. Vol. 24, № 5. P. 53001.
 51. Lebedev Y.A., Solomakhin P. V, Shakhmatov V.A. Microwave electrode discharge in nitrogen: Structure and characteristics of the electrode region // Plasma Phys. Reports. Springer, 2008. Vol. 34. P. 562–573.
 52. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-

- разряд в воздухе // М. Нефть и газ. 1996. Vol. 204. P. 7.
53. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд в воздухе // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение" Российская академия наук", 2007. Vol. 33, № 1. P. 77–85.
 54. Бабарицкий А.И., Герасимов Е.Н., Демкин С.А., Животов В.К., Книжник А.А., Потапкин Б.В., Русанов В.Д., Рязанцев Е.И., Смирнов Р.В., СВЧ-разряд Г.В.Ш.И.-периодический. как катализатор химической реакции. ЖТФ, 2000.
 55. Шахатов В.А., Грицинин С.И., Борзосексов В.Д. Моделирование образования оксидов азота на стадии охлаждения подпорогового микроволнового разряда в воздухе с содержанием метана // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение" Российская академия наук", 2021. Vol. 47, № 5. P. 441–475.
 56. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосексов В.Д., Грицинин С.И., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Лебедев Ю.А. Синтез оксидов азота в подпороговом микроволновом разряде в воздухе и в его смеси с метаном // Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение" Российская академия наук", 2020. Vol. 46, № 3. P. 264–272.
 57. Lebedev Y.A., Shakhatov V.A. Decomposition of Carbon Dioxide in Microwave Discharges (an Analytical Review) // Russ. J. Appl. Chem. Springer, 2022. Vol. 95, № 1. P. 1–20.
 58. Kolesnichenko Y., Brovkin V., Afanas'ev S., Khmara D., Lashkov V., Mashek I. Interaction of high-power mw with dc, rf, shf and laser created plasmas // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2005. P. 405.
 59. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. Особенности развития импульсных СВЧ разрядов в квазиоптическом пучке в различных газах // Журнал технической физики. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический ..., 1998. Vol. 68, № 4. P. 33–36.

60. Бычков Д.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Раваев А.А., Северинов Л.Г. Электрический разряд в глубоко подкритическом поле СВЧ-пучка в высокоскоростной струе воздуха и его смеси с пропаном // Журнал технической физики. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический ..., 2009. Vol. 79, № 9. P. 33–40.
61. Brovkin V., Afanas' ev S., Khmara D., Kolesnichenko Y. Experimental Investigation of Combined Laser-DC-MW Discharges // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2006. P. 1459.
62. Mashek I.C., Anisimov Y.I., Efremova E.A., Lashkov V.A. Laser-induced MW discharge // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: High-Power Lasers and Applications. SPIE, 2006. Vol. 6053. P. 303–312.
63. Zeng M., Liu H., Huang H., Yu D. Effects of magnetic field strength on the microwave discharge cusped field thruster // Vacuum. Elsevier, 2022. Vol. 206. P. 111504.
64. XU X.-X., YANG Y.-J., SUN J.-Y., ZHANG J.-S. MW-DC hybrid plasma conversion of natural gas to acetylene // Acta Chim. Sin. 2005. Vol. 63, № 7. P. 625.
65. Leontiev I.A., Yashnov Y.M. MULTI-STAGE PLASMOTRON. 2018.
66. Гуляев И.П., Кузьмин В.И., Голубев М.П., Тырышкин П.А., Долматов А.В. Визуализация газодинамической структуры плазменных потоков напылительного плазмотрона" ПНК-50" теневым методом // Вестник Югорского государственного университета. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2018. № 4 (51). P. 61–68.
67. Shibkov V., Aleksandrov A., Chernikov V., Ershov A., Konstantinovskij R., Zlobin V. Combined MW-DC discharge in a high speed propane-butane-air stream // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2006. P. 1216.
68. Батенин В.М., Роддатис В.К. О некоторых особенностях разрядов атмосферного давления при совместном воздействии постоянного и СВЧ-электрических полей (комбинированные разряды) параметры плазмы и

- электрические характеристики комбинированного разряда // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 1980. Vol. 18, № 6. P. 1137–1143.
69. Батенин В.М., Роддатис В.К. О некоторых особенностях разрядов атмосферного давления при совместном воздействии постоянного и СВЧ-электрических полей (комбинированные разряды) // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 1981. Vol. 19, № 2. P. 240–245.
70. Lebedev Y.A., Krashevskaya G. V, Titov A.Y., Epstein I.L. Hybrid microwave-DC discharge in nitrogen at reduced pressures // High Temp. Springer, 2019. Vol. 57. P. 621–627.
71. Лушакова М.С., Тихон О.И. Исследование особенностей возбуждения пульсирующего комбинированного (СВЧ+ НЧ поля) разряда. БГУИР, 2017.
72. Бордусов С. Характеристики процесса ионно-химического травления монокристаллического кремния плазмой комбинированного разряда // Электронная обработка материалов. 2002. Vol. 38, № 6. P. 39–42.
73. Наумов В.Г., Шашков В.М. Исследование комбинированного разряда, используемого для накачки быстропротекающих лазеров // Квантовая электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1977. Vol. 4, № 11. P. 2427–2434.
74. Андреев В.В., Пичугин Ю.П., Телегин В.Г., Телегин Г.Г. Комбинированный барьерный разряд в воздухе при атмосферном давлении // Прикладная физика. Акционерное общество НПО Орион, 2011. № 6. P. 74–78.
75. Brand H., März M. Mikrowellen-geschaltete Gasentladungen und ihre Anwendung beim CO₂-Laser // Electr. Eng. 1996. Vol. 79, № 1. P. 71–75.
76. Savelkin K. V, Yarantsev D.A., Adamovich I. V, Leonov S.B. Ignition and flameholding in a supersonic combustor by an electrical discharge combined with a fuel injector // Combust. Flame. Elsevier, 2015. Vol. 162, № 3. P. 825–835.
77. Leonov S., Yarantsev D., Sabelnikov V. Electrically driven combustion near the plane wall in a supersonic duct // Prog. Propuls. Phys. EDP Sciences, 2011. Vol.

2. P. 519–530.
78. Dautov N.G., Starik A.M. On the problem of choosing a kinetic scheme for the homogeneous reaction of methane with air // *Kinet. Catal.* Pleiades Publishing, Ltd.(Плеадес Паблшинг, Лтд), 1997. Vol. 38, № 2. P. 185–208.
79. Basevich V.Y., Belyaev A.A., Posvyanskii V.S., Frolov S.M. Mechanism of the oxidation and combustion of normal paraffin hydrocarbons: Transition from C 1–C 6 to C 7 H 16 // *Russ. J. Phys. Chem. B.* Springer, 2010. Vol. 4. P. 985–994.
80. Semenov N.N. Some problems in chemical kinetics and reactivity. Princeton University Press, 2017.
81. Nalbandyan A.B. Photochemical oxidation of hydrogen // *J. Phys. Chem.* 1946. Vol. 20, № 11. P. 1259–1272.
82. Bozhenkov S.A., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y. Nanosecond gas discharge ignition of H₂– and CH₄– containing mixtures // *Combust. Flame.* Elsevier, 2003. Vol. 133, № 1–2. P. 133–146.
83. Starik A.M., Titova N.S. Kinetics of detonation initiation in the supersonic flow of the H₂+ O₂ (air) mixture in O₂ molecule excitation by resonance laser radiation // *Kinet. Catal.* Springer, 2003. Vol. 44. P. 28–39.
84. Popov N.A. The effect of nonequilibrium excitation on the ignition of hydrogen-oxygen mixtures // *High Temp.* Springer, 2007. Vol. 45. P. 261–279.
85. Konstantinovskii R.S., Shibkov V.M., Shibkova L. V. Effect of a gas discharge on the ignition in the hydrogen-oxygen system // *Kinet. Catal.* Springer, 2005. Vol. 46. P. 775–788.
86. Ma J.X., Alexander D.R., Poulain D.E. Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures // *Combust. Flame.* Elsevier, 1998. Vol. 112, № 4. P. 492–506.
87. Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N.L., Shneider M.N. Streamer self-focusing in an external longitudinal magnetic field // *Phys. Rev. E. APS*, 2021. Vol. 103, № 6. P. 63201.
88. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика:[В 2 ч.]-5-е изд. перераб. и доп // М. Наука. Гл. ред. физ-мат. лит. 1991. Vol. 600. P. 304.

89. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. Изд. 2-е, переработ. М // Л. Госэнергоиздат. 1961. Vol. 675.
90. Знаменская И.А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей // Обзор//Научная визуализация. 2021. Vol. 13, № 3. P. 125–158.
91. Znamenskaya I., Doroshchenko I., Sysoev N. Computer vision study of the flow generated by a sliding discharge // Computer (Long. Beach. Calif). 2023. Vol. 15, № 4. P. 1–11.
92. Александров А.Ф., Ершов А.П., Каменщиков С.А., Логунов А.А., Черников В.А. Воспламенение сверхзвуковой пропан-воздушной смеси с использованием импульсной плазмы // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2008. № 2. P. 63–65.
93. Laux C.O. Radiation and nonequilibrium collisional-radiative models // von Karman Inst. Lect. Ser. 2002. Vol. 7. P. 2002–2007.
94. Luque J., Crosley D.R. SRI International. LIFBASE Software Spectroscopy Tool // SRI Int. MP. 1999. P. 9–99.
95. Lino da Silva M. The line-by-line radiative code spartan. 2016.
96. Salden A. AntoineTUE/Moose: Molecular optical emission spectroscopy for Python (v0.2.0). 2024.
97. Voráč J., Synek P., Potočňáková L., Hnilica J., Kudrle V. Batch processing of overlapping molecular spectra as a tool for spatio-temporal diagnostics of power modulated microwave plasma jet // Plasma sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2017. Vol. 26, № 2. P. 25010.
98. Zhao T.-L., Xu Y., Song Y.-H., Li X.-S., Liu J.-L., Liu J.-B., Zhu A.-M. Determination of vibrational and rotational temperatures in a gliding arc discharge by using overlapped molecular emission spectra // J. Phys. D. Appl. Phys. IOP Publishing, 2013. Vol. 46, № 34. P. 345201.
99. Zhu J., Ehn A., Gao J., Kong C., Aldén M., Salewski M., Leipold F., Kusano Y., Li Z. Translational, rotational, vibrational and electron temperatures of a gliding

- arc discharge // Opt. Express. Optical Society of America, 2017. Vol. 25, № 17. P. 20243–20257.
100. Очкин В. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. Litres, 2022.
 101. Olivero J.J., Longbothum R.L. Empirical fits to the Voigt line width: A brief review // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. Elsevier, 1977. Vol. 17, № 2. P. 233–236.
 102. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы: Справочник. Атомиздат, 1973.
 103. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. Рипол Классик, 2013.
 104. Bekefi G. Principles of laser plasmas // New York. 1976.
 105. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Наука, 1982.
 106. Pancheshnyi S., Eismann B., Hagelaar G., Pitchford L. ZDPlasKin: a new tool for plasmachemical simulations // Bull. Am. Phys. Soc. American Physical Society, 2008. Vol. 53.
 107. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma sources Sci. Technol. IOP Publishing, 2005. Vol. 14, № 4. P. 722.
 108. Pitchford L.C., Alves L.L., Bartschat K., Biagi S.F., Bordage M., Bray I., Brion C.E., Brunger M.J., Campbell L., Chachereau A. Lxcat: An open-access, web-based platform for data needed for modeling low temperature plasmas // Plasma Process. Polym. Wiley Online Library, 2017. Vol. 14, № 1–2. P. 1600098.
 109. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma kinetics in atmospheric gases. Springer Science & Business Media, 2013. Vol. 31.
 110. Gordiets B.F., Ferreira C.M., Guerra V.L., Loureiro J.M.A.H., Nahorny J., Pagnon D., Touzeau M., Vialle M. Kinetic model of a low-pressure N_2/O_2 flowing glow discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE, 1995. Vol. 23, № 4. P. 750–768.
 111. Guerra V., Sá P.A., Loureiro J. Kinetic modeling of low-pressure nitrogen discharges and post-discharges // Eur. Phys. Journal-Applied Phys. EDP Sciences,

2004. Vol. 28, № 2. P. 125–152.
112. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 1992. Vol. 1, № 3. P. 207.
113. McKnight L.G., McAfee K.B., Sipler D.P. Low-field drift velocities and reactions of nitrogen ions in nitrogen // *Phys. Rev. APS*, 1967. Vol. 164, № 1. P. 62.
114. Kelly S., Bogaerts A. Nitrogen fixation in an electrode-free microwave plasma // *Joule*. Elsevier, 2021. Vol. 5, № 11. P. 3006–3030.
115. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ...*, 2018. № 5. P. 43–48.
116. Boulos M.I., Fauchais P., Pfender E. *Thermal plasmas: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2013.
117. Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М. Концентрация электронов в канале стимулированного СВЧ-разряда в азоте // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 1988. Vol. 29, № 1. P. 89.
118. Балтин Л.М., Батенин В.М., Девяткин И.И., Лебедева В.Р., Цемко Н.И. Стационарный СВЧ-разряд в азоте при атмосферном давлении // *Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ...*, 1971. Vol. 9, № 6. P. 1105–1112.
119. Tatarova E., Dias F.M., Felizardo E., Henriques J., Pinheiro M.J., Ferreira C.M., Gordiets B. Microwave air plasma source at atmospheric pressure: Experiment and theory // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing, 2010. Vol. 108, № 12.
120. Ralchenko Y., Kramida A. Development of NIST atomic databases and online tools // *Atoms*. MDPI, 2020. Vol. 8, № 3. P. 56.
121. Лохте-Хольтгрёвен В. *Методы исследования плазмы. Спектроскопия, лазеры, зонды*. 1971.

122. Filimonova E.A., Dobrovolskaya A.S., Bocharov A.N., Bityurin V.A., Naidis G. V. Formation of combustion wave in lean propane-air mixture with a non-uniform chemical reactivity initiated by nanosecond streamer discharges in the HCCI engine // *Combust. Flame*. Elsevier, 2020. Vol. 215. P. 401–416.
123. Логунов А.А. Пульсирующий поперечно-продольный разряд в высокоскоростных потоках воздуха. Дисс. канд. физ.-мат. наук. МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2024. 157 р.
124. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // *Energies*. MDPI, 2022. Vol. 15, № 19. P. 7015.
125. Efimov A. V, Firsov A.A., Kolosov N.S., Leonov S.B. Characterization of electric discharge collocated with gas jet in supersonic airflow // *Plasma Sources Sci. Technol.* IOP Publishing, 2020. Vol. 29, № 7. P. 07LT01.
126. Perevoshchikov E.E., Firsov A.A. Influence of Current and Interelectrode Gap on Characteristics of Longitudinal–Transverse Discharge in a Supersonic Airflow // *Plasma Phys. Reports*. Springer, 2023. Vol. 49, № 5. P. 634–639.
127. Feng R., Huang Y., Zhu J., Wang Z., Sun M., Wang H., Cai Z. Ignition and combustion enhancement in a cavity-based supersonic combustor by a multi-channel gliding arc plasma // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2021. Vol. 120. P. 110248.
128. Артёмов О.А. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. Компания Спутник+, 2007.
129. Chintala N., Meyer R., Hicks A., Bao A., Rich J.W., Lempert W.R., Adamovich I. V. Nonthermal ignition of premixed hydrocarbon-air flows by nonequilibrium radio frequency plasma // *J. Propuls. Power*. 2005. Vol. 21, № 4. P. 583–590.
130. Staack D., Farouk B., Gutsol A., Fridman A. Stabilization of the ionization overheating thermal instability in atmospheric pressure microplasmas // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing, 2009. Vol. 106, № 1.
131. Gao J.K., Ma Y., Chen Y., Ke W., Zhu X.D., Yan S.Q., Ding W.X., Zhuang G. Experimental investigation on thermal instability in high current-carrying glow plasmas at high pressure // *Phys. Plasmas*. AIP Publishing, 2025. Vol. 32, № 4.

132. Nighan W.L. Causes of thermal instability in externally sustained molecular discharges // *Phys. Rev. A. APS*, 1977. Vol. 15, № 4. P. 1701.
133. Гильденбург В.Б., Ким А.В. Ионизационные неустойчивости электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. 1978. Vol. 74, № 1. P. 141.
134. Ким А.В., Фрайман Г.М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // *Физика плазмы*. 1983. Vol. 9, № 3. P. 613–617.
135. Гильденбург В.Б., Ким А.В. Ионизационно-перегревная неустойчивость высокочастотного разряда в поле электромагнитной волны // *Физика плазмы*. 1980. Vol. 6, № 4. P. 904–909.
136. Александрой А.Ф., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в сфокусированном пучке // *Инженерно-физический журнал*. 1992. Vol. 62, № 5. P. 726–732.
137. Попов Н.А. Исследование механизма быстрого нагрева азота и воздуха в газовых разрядах // *Физика плазмы*. 2001. Vol. 27, № 10. P. 940.
138. Попов Н.А. Формирование и развитие лидерного канала в воздухе // *Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук"*, 2003. Vol. 29, № 8. P. 754–767.
139. Grachev L.P., Esakov I.I., Khodataev K. V. Initiated subcritical microwave streamer discharge and the problem of global elimination of Freons from the Earth's atmosphere // *Tech. Phys. Springer*, 1998. Vol. 43. P. 1414–1423.
140. Inshakov S.I., Skvortsov V. V, Shakhatov V.A., Kudryavtseva E.D., Uspenskii A.A. Distribution of the Rotational Temperature of C₂ Molecules in High-Temperature Regions in a Supersonic Airflow under Injecting Ethylene, Propane, and Oxygen in the Discharge Area // *High Temp. Springer*, 2022. Vol. 60, № 2. P. 148–158.
141. Kornev K.N., Logunov A.A., Dvinin S.A. Low-current gliding DC discharge in high-speed flows // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2024.
142. Пирс Р., Гейдон А. Отождествление молекулярных спектров: Пер. с англ. Иностранной литературы, 1949.

143. Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Y.K. Gas Heating under Conditions of Pulsating Transverse–Longitudinal Discharge in Subsonic and Supersonic Airflows // Plasma Phys. Reports. Springer, 2022. Vol. 48, № 7. P. 798–805.

Приложение 1. Таблицы плазмохимических реакций

Ниже представлены таблицы со скоростями плазмохимических реакций, использованных в кинетической модели в Главе 3. Константы скоростей реакций приведены в единицах с^{-1} для одночастичных реакций, в единицах $\text{см}^3\text{с}^{-1}$ для двухчастичных реакций и в единицах $\text{см}^6\text{с}^{-1}$ для трехчастичных реакций. Расчет скорости реакций с участием электронов проводится в BOLSIG+ [107] исходя из сечений соответствующего процесса [108], если не указана ссылка на источник. Используются данные из работ [109–113]

Табл.1. Вращательное возбуждение и RT релаксация.

№	Реакция	Скорость	Ссылка
1	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(\text{rot})$	BOLSIG	
2	$e + O_2 \Rightarrow e + O_2(\text{rot})$	BOLSIG	
3	$N_2(\text{rot}) + AN \Rightarrow N_2 + AN$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
4	$O_2(\text{rot}) + AN \Rightarrow O_2 + AN$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]

Табл.2. Колебательное возбуждение и девозбуждение электронным ударом.

№	Реакция
5	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(v=1-8)$
6	$e + N_2(v=1-8) \Rightarrow e + N_2$
7	$e + O_2 \Rightarrow e + O_2(v=1-4)$
8	$e + O_2(v=1-4) \Rightarrow e + O_2$

Табл.3. VT-релаксация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
9	$A + N_2 \Rightarrow B + N_2$ $A = N_2(v=1,2...8)$ $B = N_2(v=0,1...7)$	$k_{VT10_N2N2} \cdot R$ $R = 1,2...8$	[109]
10	$A + N_2 \Rightarrow B + N_2$ $A = N_2(v=0,1...7)$ $B = N_2(v=1,2...8)$	$k_{VT01_N2N2} \cdot R$ $R = 1,2...8$	[109]
11	$A + N \Rightarrow B + N$	$k_{VT10_N2N} \cdot R$	[109]

	A = N ₂ (v=1,2...8) B = N ₂ (v=0,1...7)	R = 1,2...8	
12	A + N => B + N A = N ₂ (v=0,1...7) B = N ₂ (v=1,2...8)	k _{VT01_N2N} ·R R = 1,2...8	[109]
13	A + O => B + O A = N ₂ (v=1,2...8) B = N ₂ (v=0,1...7)	k _{VT10_N2O} ·R R = 1,2...8	[109]
14	A + O => B + O A = N ₂ (v=0,1...7) B = N ₂ (v=1,2...8)	k _{VT01_N2O} ·R R = 1,2...8	[109]
15	A + O ₂ => B + O ₂ A = O ₂ (v=1,2...4) B = O ₂ (v=0,1...3)	k _{VT10_O2O2} ·R R = 1,2...4	[109]
16	A + O ₂ => B + O ₂ A = O ₂ (v=0,1...3) B = O ₂ (v=1,2...4)	k _{VT01_O2O2} ·R R = 1,2...4	[109]
17	A + O => B + O A = O ₂ (v=1,2...4) B = O ₂ (v=0,1...3)	k _{VT10_O2O} ·R R = 1,2...4	[109]
18	A + O => B + O A = O ₂ (v=0,1...3) B = O ₂ (v=1,2...4)	k _{VT01_O2O} ·R R = 1,2...4	[109]
19	N ₂ (A3) + N ₂ (v6) => N ₂ (B3) + N ₂	3.0·10 ⁻¹¹	[109]
20	N ₂ (A3) + N ₂ (v7) => N ₂ (B3) + N ₂ (v1)	3.0·10 ⁻¹¹	[109]
21	N ₂ (A3) + N ₂ (v8) => N ₂ (B3) + N ₂ (v2)	3.0·10 ⁻¹¹	[109]
22	N ₂ (B3) + N ₂ => N ₂ (A3) + N ₂ (v6)	3.0·10 ⁻¹¹	[109]
23	N ₂ (B3) + N ₂ (v1) => N ₂ (A3) + N ₂ (v7)	3.0·10 ⁻¹¹	[109]
24	N ₂ (B3) + N ₂ (v2) => N ₂ (A3) + N ₂ (v8)	3.0·10 ⁻¹¹	[109]

25	$N_2(B3) + N_2(v3) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
26	$N_2(B3) + N_2(v4) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
27	$N_2(B3) + N_2(v5) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
28	$N_2(B3) + N_2(v6) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
29	$N_2(B3) + N_2(v7) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
30	$N_2(B3) + N_2(v8) \Rightarrow N_2(A3) + N_2(v8)$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]

Где константы скоростей релаксации рассчитываются следующим образом:

$$E_{vibN2} = 0.29 \cdot 11605 [K]$$

$$E_{vibO2} = 0.19 \cdot 11605 [K]$$

$$Q_{vibN2} = \exp(-E_{vibN2}/T_{gas})$$

$$k_{VT10_N2N2} = 7.80 \cdot 10^{-12} \cdot T_{gas} \cdot \exp(-218/T_{gas}^{1/3} + 690/T_{gas}) / (1.0 - Q_{vibN2})$$

$$k_{VT10_N2N} = 4.00 \cdot 10^{-16} \cdot (T_{gas}/300)^{0.5}$$

$$k_{VT10_N2O} = 1.20 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(-27.6/T_{gas}^{1/3})$$

$$k_{VT01_N2N2} = k_{VT10_N2N2} \cdot Q_{vibN2}$$

$$k_{VT01_N2N} = k_{VT10_N2N} \cdot Q_{vibN2}$$

$$k_{VT01_N2O} = k_{VT10_N2O} \cdot Q_{vibN2}$$

$$Q_{vibO2} = \exp(-E_{vibO2}/T_{gas})$$

$$k_{VT10_O2O2} = 1.35 \cdot 10^{-12} T_{gas} \cdot \exp(-137.9/T_{gas}^{1/3}) / (1.0 - Q_{vibO2})$$

$$k_{VT10_O2O} = 4.5 \cdot 10^{-15} \cdot T_{gas}$$

$$k_{VT01_O2O2} = k_{VT10_O2O2} \cdot Q_{vibO2}$$

$$k_{VT01_O2O} = k_{VT10_O2O} \cdot Q_{vibO2}$$

Табл.4. Возбуждение электронных уровней электронным ударом.

№	Реакция
31	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(A3)$
32	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(B3)$
33	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(a1)$
34	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2(C3)$
35	$e + N_2 \Rightarrow e + N + N(2D)$
36	$e + O_2 \Rightarrow e + B$

	$B = O_2(a1), O_2(b1), O_2(4.5eV)$
37	$e + O_2 \Rightarrow e + O + B$ $B = O, O(1D), O(1S)$
38	$e + O_2(a1) \Rightarrow e + O + O$
39	$e + O_2(b1) \Rightarrow e + O + O$
40	$e + O \Rightarrow e + O(1D)$
41	$e + O \Rightarrow e + O(1S)$
42	$e + N \Rightarrow e + N(2D)$
43	$e + N \Rightarrow e + N(2P)$

Табл.5. Девозбуждение электронных уровней электронным ударом.

№	Реакция
44	$e + N_2(A3) \Rightarrow e + N_2$
45	$e + N_2(B3) \Rightarrow e + N_2$
46	$e + N_2(a1) \Rightarrow e + N_2$
47	$e + N_2(C3) \Rightarrow e + N_2$
48	$e + O_2(a1) \Rightarrow e + O_2$
49	$e + O_2(b1) \Rightarrow e + O_2$
50	$e + O_2(4.5eV) \Rightarrow e + O_2$
51	$e + O(1D) \Rightarrow e + O$
52	$e + O(1S) \Rightarrow e + O$
53	$e + N(2D) \Rightarrow e + N$
54	$e + N(2P) \Rightarrow e + N$

Табл.6. Ионизация электронным ударом.

№	Реакция
55	$e + N \Rightarrow e + e + N^+$
56	$e + O \Rightarrow e + e + O^+$
57	$e + N(2D) \Rightarrow e + e + N^+$
58	$e + O(1D) \Rightarrow e + e + O^+$
59	$e + N_2 \Rightarrow e + e + N_2^+$

60	$e + N_2(A3) \Rightarrow e + e + N_2^+$
61	$e + O_2 \Rightarrow e + e + O_2^+$
62	$e + O_2(a1) \Rightarrow e + e + O_2^+$
63	$e + O_2(b1) \Rightarrow e + e + O_2^+$
64	$e + NO \Rightarrow e + e + NO^+$
65	$e + N_2O \Rightarrow e + e + N_2O^+$
66	$e + NO_2 \Rightarrow e + e + NO_2^+$

Табл.7. Электрон-ионная рекомбинация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
67	$e + N_2^+ \Rightarrow N + B$ B = N, N(2D), N(2P)	$1.8 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.39} \cdot R$ R = 0.5, 0.45, 0.05	[109]
68	$e + O_2^+ \Rightarrow O + B$ B = O, O(1D), O(1S)	$2.7 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.7} \cdot R$ R = 0.55, 0.4, 0.05	[109]
69	$e + NO^+ \Rightarrow O + B$ B = N, N(2D)	$4.2 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.85} \cdot R$ R = 0.2, 0.8	[109]
70	$e + N_3^+ \Rightarrow N_2 + N$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.5}$	[109]
71	$e + N_4^+ \Rightarrow N_2 + N_2$	$2.3 \cdot 10^{-6} (300/Te)^{0.53}$	[109]
72	$e + N_2O^+ \Rightarrow N_2 + O$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.5}$	[109]
73	$e + NO_2^+ \Rightarrow NO + O$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.5}$	[109]
74	$e + O_4^+ \Rightarrow O_2 + O_2$	$1.4 \cdot 10^{-6} (300/Te)^{0.5}$	[109]
75	$e + O_2 + N_2 \Rightarrow O_2 + N_2$	$1.3 \cdot 10^{-6} (300/Te)^{0.5}$	[109]
76	$e + A + e \Rightarrow B + e$ A = N ⁺ , O ⁺ B = N, O	$7.0 \cdot 10^{-20} (300/Te)^{4.5}$	[109]
77	$e + A + AN \Rightarrow B + AN$ A = N ⁺ , O ⁺ B = N, O	$6.0 \cdot 10^{-27} (300/Te)^{1.5}$	[109]

Табл.8. Прилипание электронов

№	Реакция	Скорость	Ссылка
---	---------	----------	--------

78	$e + O_2 \Rightarrow O^- + O$	BOLSIG	
79	$e + NO \Rightarrow O^- + N$	BOLSIG	
80	$e + O_3 \Rightarrow O^- + O_2$	BOLSIG	
81	$e + O_3 \Rightarrow O_2^- + O$	BOLSIG	
82	$e + NO_2 \Rightarrow O^- + NO$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
83	$e + O + O_2 \Rightarrow O^- + O_2$	$1.0 \cdot 10^{-31}$	[109]
84	$e + O + O_2 \Rightarrow O_2^- + O$	$1.0 \cdot 10^{-31}$	[109]
85	$e + O_3 + AN \Rightarrow O_3^- + AN$	$1.0 \cdot 10^{-31}$	[109]
86	$e + NO + AN \Rightarrow NO^- + AN$	$8.0 \cdot 10^{-31}$	[109]
87	$e + N_2O + AN \Rightarrow N_2O^- + AN$	$6.0 \cdot 10^{-33}$	[109]
88	$e + O_2 + N_2 \Rightarrow O_2^- + N_2$	$1.1 \cdot 10^{-31} (300/T_e)^2 \cdot \exp(-70/T_{gas}) \cdot \exp(1500 \cdot (T_e - T_{gas}) / (T_e \cdot T_{gas}))$	[112]

Табл.9. Отлипание электронов

№	Реакция	Скорость	Ссылка
89	$O^- + O \Rightarrow O_2 + e$	$1.4 \cdot 10^{-10}$	[109]
90	$O^- + N \Rightarrow NO + e$	$2.6 \cdot 10^{-10}$	[109]
91	$O^- + NO \Rightarrow NO_2 + e$	$2.6 \cdot 10^{-10}$	[109]
92	$O^- + N_2 \Rightarrow N_2O + e$	$5.0 \cdot 10^{-13}$	[109]
93	$O^- + O_2 \Rightarrow O_3 + e$	$5.0 \cdot 10^{-15}$	[109]
94	$O^- + O_2(a1) \Rightarrow O_3 + e$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
95	$O^- + O_2(b1) \Rightarrow O + O_2 + e$	$6.9 \cdot 10^{-10}$	[109]
96	$O^- + N_2(A3) \Rightarrow O + N_2 + e$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	[109]
97	$O^- + N_2(B3) \Rightarrow O + N_2 + e$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	[109]
98	$O^- + O_3 \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
99	$O_2^- + O \Rightarrow O_3 + e$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
100	$O_2^- + N \Rightarrow NO_2 + e$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
101	$O_2^- + O_2 \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$2.7 \cdot 10^{-10} \cdot (T_{effN2}/300)^{0.5} \cdot \exp(-5590/T_{effN2})$	[109]
102	$O_2^- + O_2(a1) \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$2.0 \cdot 10^{-10}$	[109]

103	$O_2^- + O_2(b1) \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	[109]
104	$O_2^- + N_2 \Rightarrow O_2 + N_2 + e$	$1.9 \cdot 10^{-12} \cdot (T_{\text{eff}N_2}/300)^{0.5} \cdot \exp(-4990/T_{\text{eff}N_2})$	[109]
105	$O_2^- + N_2(A3) \Rightarrow O_2 + N_2 + e$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	[109]
106	$O_2^- + N_2(B3) \Rightarrow O_2 + N_2 + e$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	[109]
107	$O_3^- + O \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
108	$NO^- + N \Rightarrow N_2O + e$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
109	$A + N \Rightarrow NO + B + e$ $A = O_3^-, N_2O^-, NO_2^-, NO_3^-$ $B = O_2, N_2, NO, NO_2$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
110	$NO^- + O \Rightarrow NO_2 + e$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
111	$A + O \Rightarrow NO + B + e$ $A = N_2O^-, NO_2^-, NO_3^-$ $B = NO, O_2, O_3$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
112	$A + N_2(A3) \Rightarrow B + N_2 + e$ $A = O_3^-, NO^-, N_2O^-, NO_2^-, NO_3^-$ $B = O_3, NO, N_2O, NO_2, NO_3$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	[109]
113	$A + N_2(B3) \Rightarrow B + N_2 + e$ $A = O_3^-, NO^-, N_2O^-, NO_2^-, NO_3^-$ $B = O_3, NO, N_2O, NO_2, NO_3$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	[109]

Табл.10. Оптические переходы и преддиссоциация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
114	$N_2(A3) \Rightarrow N_2$	0.50	[109]
115	$N_2(B3) \Rightarrow N_2(A3)$	$1.34 \cdot 10^5$	[109]
116	$N_2(a1) \Rightarrow N_2$	$1.0 \cdot 10^2$	[109]
117	$N_2(C3) \Rightarrow N_2(B3)$	$2.45 \cdot 10^7$	[109]
118	$O_2(a1) \Rightarrow O_2$	$2.6 \cdot 10^{-4}$	[109]
119	$O_2(b1) \Rightarrow O_2(a1)$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	[109]
120	$O_2(b1) \Rightarrow O_2$	$8.5 \cdot 10^{-2}$	[109]

121	$\text{O}_2(4.5\text{eV}) \Rightarrow \text{O}_2$	11.0	[109]
-----	---	------	-------

Табл.11. Возбуждение и тушение молекул азота

№	Реакция	Скорость	Ссылка
122	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O} \Rightarrow \text{NO} + \text{N}(2\text{D})$	$7.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
123	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}(1\text{S})$	$2.1 \cdot 10^{-11}$	[109]
124	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}$	$2.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
125	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}(2\text{P})$	$4.0 \cdot 10^{-11} (300/T_{\text{gas}})^{0.667}$	[109]
126	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{O}(1\text{D})$	$2.1 \cdot 10^{-12} (T_{\text{gas}}/300)^{0.55}$	[109]
127	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2(\text{a1})$	$2.0 \cdot 10^{-13} (T_{\text{gas}}/300)^{0.55}$	[109]
128	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2(\text{b1})$	$2.0 \cdot 10^{-13} (T_{\text{gas}}/300)^{0.55}$	[109]
129	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2\text{O} + \text{O}$	$2.0 \cdot 10^{-14} (T_{\text{gas}}/300)^{0.55}$	[109]
130	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2$	$3.0 \cdot 10^{-16}$	[109]
131	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{NO} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{NO}$	$6.9 \cdot 10^{-11}$	[109]
132	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N} + \text{NO}$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
133	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{NO}$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
134	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N}_2(\text{A3}) \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2(\text{B3})$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
135	$\text{N}_2(\text{A3}) + \text{N}_2(\text{A3}) \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2(\text{C3})$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
136	$\text{N}_2(\text{B3}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2(\text{A3}) + \text{N}_2$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
137	$\text{N}_2(\text{B3}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2$	$2.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
138	$\text{N}_2(\text{B3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{O}$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
139	$\text{N}_2(\text{B3}) + \text{NO} \Rightarrow \text{N}_2(\text{A3}) + \text{NO}$	$2.4 \cdot 10^{-10}$	[109]
140	$\text{N}_2(\text{C3}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2(\text{a1}) + \text{N}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
141	$\text{N}_2(\text{C3}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{O}(1\text{S})$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
142	$\text{N}_2(\text{a1}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2(\text{B3}) + \text{N}_2$	$1.9 \cdot 10^{-13}$	[109]
143	$\text{N}_2(\text{a1}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{O}$	$2.8 \cdot 10^{-11}$	[109]
144	$\text{N}_2(\text{a1}) + \text{NO} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N} + \text{O}$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	[109]
145	$\text{N}_2(\text{a1}) + \text{N}_2(\text{A3}) \Rightarrow \text{N}_4^+ + \text{e}$	$4.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
146	$\text{N}_2(\text{a1}) + \text{N}_2(\text{a1}) \Rightarrow \text{N}_4^+ + \text{e}$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
147	$\text{N} + \text{N} + \text{M} \Rightarrow \text{N}_2(\text{A3}) + \text{M}$	$R = 1.7 \cdot 10^{-33}, 1.7 \cdot 10^{-33},$	[109]

	$M = N_2, O_2, NO, N, O$	$1.7 \cdot 10^{-33}, 1.0 \cdot 10^{-32}, 1.0 \cdot 10^{-32}$	
148	$N + N + M \Rightarrow N_2(B3) + M$ $M = N_2, O_2, NO, N, O$	$R = 2.4 \cdot 10^{-33}, 2.4 \cdot 10^{-33},$ $2.4 \cdot 10^{-33}, 1.4 \cdot 10^{-32}, 1.4 \cdot 10^{-32}$	[109]

Табл.12. Тушение метастабильных состояний N

№	Реакция	Скорость	Ссылка
149	$N(2D) + O \Rightarrow N + O(1D)$	$4.0 \cdot 10^{-13}$	[109]
150	$N(2D) + O_2 \Rightarrow NO + O$	$5.2 \cdot 10^{-12}$	[109]
151	$N(2D) + NO \Rightarrow N_2 + O$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	[109]
152	$N(2D) + N_2O \Rightarrow NO + N_2$	$3.5 \cdot 10^{-12}$	[109]
153	$N(2D) + N_2 \Rightarrow N + N_2$	$1.0 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(-510/T_{gas})$	[111]
154	$N(2P) + N \Rightarrow N + N$	$1.8 \cdot 10^{-12}$	[111]
155	$N(2P) + O \Rightarrow N + O$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[110]
156	$N(2P) + N \Rightarrow N(2D) + N$	$6.0 \cdot 10^{-13}$	[111]
157	$N(2P) + N_2 \Rightarrow N + N_2$	$6.0 \cdot 10^{-14}$	[111]
158	$N(2P) + N(2D) \Rightarrow N_2^+ + e$	$1.0 \cdot 10^{-13}$	[111]
159	$N(2P) + O_2 \Rightarrow NO + O$	$2.6 \cdot 10^{-12}$	[112]
160	$N(2P) + NO \Rightarrow N_2(A3) + O$	$3.0 \cdot 10^{-11}$	[112]

Табл.13. Возбуждение и тушение молекул кислорода

№	Реакция	Скорость	Ссылка
161	$O_2(a1) + O \Rightarrow O_2 + O$	$7.0 \cdot 10^{-16}$	[109]
162	$O_2(a1) + N \Rightarrow NO + O$	$2.0 \cdot 10^{-14} \exp(-600/T_{gas})$	[109]
163	$O_2(a1) + O_2 \Rightarrow O_2 + O_2$	$3.8 \cdot 10^{-18} \exp(-205/T_{gas})$	[109]
164	$O_2(a1) + N_2 \Rightarrow O_2 + N_2$	$3.0 \cdot 10^{-21}$	[109]
165	$O_2(a1) + NO \Rightarrow O_2 + NO$	$2.5 \cdot 10^{-11}$	[109]
166	$O_2(a1) + O_3 \Rightarrow O_2 + O_2 + O(1D)$	$5.2 \cdot 10^{-11} \exp(-2840/T_{gas})$	[109]
167	$O_2(a1) + O_2(a1) \Rightarrow O_2 + O_2(b1)$	$7.0 \cdot 10^{-28} T_{gas}^{3.8} \exp(700/T_{gas})$	[109]
168	$O + O_3 \Rightarrow O_2 + O_2(a1)$	$1.0 \cdot 10^{-11} \exp(-2300.0 \cdot 100/T_{gas})$	[109]
169	$O_2(b1) + O \Rightarrow O_2(a1) + O$	$8.1 \cdot 10^{-14}$	[109]
170	$O_2(b1) + O \Rightarrow O_2 + O(1D)$	$3.4 \cdot 10^{-11} (300/T_{gas})^{0.1}$	[109]

		$\exp(-4200/T_{\text{gas}})$	
171	$\text{O}_2(\text{b1}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}_2(\text{a1}) + \text{O}_2$	$4.3 \cdot 10^{-22} T_{\text{gas}}^{2.4} \exp(-281/T_{\text{gas}})$	[109]
172	$\text{O}_2(\text{b1}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O}_2(\text{a1}) + \text{N}_2$	$1.7 \cdot 10^{-15} (T_{\text{gas}}/300)$	[109]
173	$\text{O}_2(\text{b1}) + \text{NO} \Rightarrow \text{O}_2(\text{a1}) + \text{NO}$	$6.0 \cdot 10^{-14}$	[109]
174	$\text{O}_2(\text{b1}) + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2 + \text{O}$	$2.2 \cdot 10^{-11}$	[109]
175	$\text{O}_2(4.5\text{eV}) + \text{O} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O}(1\text{S})$	$9.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
176	$\text{O}_2(4.5\text{eV}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}_2(\text{b1}) + \text{O}_2(\text{b1})$	$3.0 \cdot 10^{-13}$	[109]
177	$\text{O}_2(4.5\text{eV}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O}_2(\text{b1}) + \text{N}_2$	$9.0 \cdot 10^{-15}$	[109]

Табл.14. Тушение метастабильных состояний О

№	Реакция	Скорость	Ссылка
178	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O} \Rightarrow \text{O} + \text{O}$	$8.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
179	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O}_2$	$6.4 \cdot 10^{-12} \exp(67/T_{\text{gas}})$	[109]
180	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O}_2(\text{a1})$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
181	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O}_2(\text{b1})$	$2.6 \cdot 10^{-11} \exp(67/T_{\text{gas}})$	[109]
182	$\text{O}(1\text{D}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2$	$2.3 \cdot 10^{-11}$	[109]
183	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O} + \text{O}$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	[109]
184	$\text{O}(1\text{D}) + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	[109]
185	$\text{O}(1\text{D}) + \text{NO} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{N}$	$1.7 \cdot 10^{-10}$	[109]
186	$\text{O}(1\text{D}) + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{NO} + \text{NO}$	$7.2 \cdot 10^{-11}$	[109]
187	$\text{O}(1\text{D}) + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2$	$4.4 \cdot 10^{-11}$	[109]
188	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O} \Rightarrow \text{O}(1\text{D}) + \text{O}$	$5.0 \cdot 10^{-11} \exp(-300/T_{\text{gas}})$	[112]
189	$\text{O}(1\text{S}) + \text{N} \Rightarrow \text{O} + \text{N}$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[112]
190	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}(1\text{D}) + \text{O}_2$	$1.3 \cdot 10^{-12} \exp(-850/T_{\text{gas}})$	[112]
191	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}$	$3.0 \cdot 10^{-12} \exp(-850/T_{\text{gas}})$	[112]
192	$\text{O}(1\text{S}) + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2$	$1.0 \cdot 10^{-17}$	[112]
193	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_2(\text{a1}) \Rightarrow \text{O} + \text{O}_2(4.5\text{eV})$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	[112]
194	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_2(\text{a1}) \Rightarrow \text{O}(1\text{D}) + \text{O}_2(\text{b1})$	$2.9 \cdot 10^{-11}$	[112]
195	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_2(\text{a1}) \Rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}$	$3.2 \cdot 10^{-11}$	[112]
196	$\text{O}(1\text{S}) + \text{NO} \Rightarrow \text{O} + \text{NO}$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	[112]

197	$\text{O}(1\text{S}) + \text{NO} \Rightarrow \text{O}(1\text{D}) + \text{NO}$	$5.1 \cdot 10^{-10}$	[112]
198	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	[112]
199	$\text{O}(1\text{S}) + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O} + \text{O}(1\text{D})$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	[112]
200	$\text{O}(1\text{S}) + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2\text{O}$	$6.3 \cdot 10^{-12}$	[112]
201	$\text{O}(1\text{S}) + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{O}(1\text{D}) + \text{N}_2\text{O}$	$3.1 \cdot 10^{-12}$	[112]

Табл.15. Бимолекулярные азот-кислородные реакции

№	Реакция	Скорость	Ссылка
202	$\text{N} + \text{NO} \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2$	$1.8 \cdot 10^{-11} (T_{\text{gas}}/300)^{0.5}$	[109]
203	$\text{N} + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{NO}$	$3.2 \cdot 10^{-12} (T_{\text{gas}}/300) \exp(-3150/T_{\text{gas}})$	[109]
204	$\text{N} + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{N}_2$	$9.1 \cdot 10^{-13}$	[109]
205	$\text{N} + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2\text{O}$	$3.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
206	$\text{N} + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2$	$7.0 \cdot 10^{-13}$	[109]
207	$\text{N} + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO} + \text{NO}$	$2.3 \cdot 10^{-12}$	[109]
208	$\text{O} + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N} + \text{NO}$	$3.0 \cdot 10^{-10} \exp(-38370/T_{\text{gas}})$	[109]
209	$\text{O} + \text{NO} \Rightarrow \text{N} + \text{O}_2$	$7.5 \cdot 10^{-12} (T_{\text{gas}}/300) \exp(-19500/T_{\text{gas}})$	[109]
210	$\text{O} + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}_2$	$4.2 \cdot 10^{-18}$	[109]
211	$\text{O} + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2$	$8.3 \cdot 10^{-12} \exp(-14000/T_{\text{gas}})$	[109]
212	$\text{O} + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{NO} + \text{NO}$	$1.5 \cdot 10^{-10} \exp(-14090/T_{\text{gas}})$	[109]
213	$\text{O} + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO} + \text{O}_2$	$9.1 \cdot 10^{-12} (T_{\text{gas}}/300)^{0.18}$	[109]
214	$\text{O} + \text{NO}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{NO}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
215	$\text{N}_2 + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2\text{O}$	$2.5 \cdot 10^{-10} \exp(-50390/T_{\text{gas}})$	[109]
216	$\text{NO} + \text{NO} \Rightarrow \text{N} + \text{NO}_2$	$3.3 \cdot 10^{-16} (300/T_{\text{gas}})^{0.5} \exp(-39200/T_{\text{gas}})$	[109]
217	$\text{NO} + \text{NO} \Rightarrow \text{O} + \text{N}_2\text{O}$	$2.2 \cdot 10^{-12} \exp(-32100/T_{\text{gas}})$	[109]
218	$\text{NO} + \text{NO} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2$	$5.1 \cdot 10^{-13} \exp(-33660/T_{\text{gas}})$	[109]
219	$\text{NO} + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{NO}_2$	$2.8 \cdot 10^{-12} \exp(-23400/T_{\text{gas}})$	[109]
220	$\text{NO} + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{NO}_2$	$2.5 \cdot 10^{-13} \exp(-765/T_{\text{gas}})$	[109]
221	$\text{NO} + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{NO}_2$	$4.6 \cdot 10^{-10} \exp(-25170/T_{\text{gas}})$	[109]

222	$\text{NO} + \text{NO}_3 \Rightarrow \text{NO}_2 + \text{NO}_2$	$1.7 \cdot 10^{-11}$	[109]
223	$\text{O}_2 + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O} + \text{O}_3$	$2.0 \cdot 10^{-11} \exp(-49800/T_{\text{gas}})$	[109]
224	$\text{O}_2 + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO} + \text{O}_3$	$2.8 \cdot 10^{-12} \exp(-25400/T_{\text{gas}})$	[109]
225	$\text{NO}_2 + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO} + \text{NO} + \text{O}_2$	$3.3 \cdot 10^{-12} \exp(-13500/T_{\text{gas}})$	[109]
226	$\text{NO}_2 + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO} + \text{NO}_3$	$4.5 \cdot 10^{-10} \exp(-18500/T_{\text{gas}})$	[109]
227	$\text{NO}_2 + \text{O}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{NO}_3$	$1.2 \cdot 10^{-13} \exp(-2450/T_{\text{gas}})$	[109]
228	$\text{NO}_2 + \text{NO}_3 \Rightarrow \text{NO} + \text{NO}_2 + \text{O}_2$	$2.3 \cdot 10^{-13} \exp(-1600/T_{\text{gas}})$	[109]
229	$\text{NO}_3 + \text{O}_2 \Rightarrow \text{NO}_2 + \text{O}_3$	$1.5 \cdot 10^{-12} \exp(-15020/T_{\text{gas}})$	[109]
230	$\text{NO}_3 + \text{NO}_3 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{NO}_2 + \text{NO}_2$	$4.3 \cdot 10^{-12} \exp(-3850/T_{\text{gas}})$	[109]
231	$\text{N} + \text{N} \Rightarrow \text{N}_2^+ + \text{e}$	$2.7 \cdot 10^{-11} \exp(-6.74 \cdot 10^4/T_{\text{gas}})$	[109]
232	$\text{N} + \text{O} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{e}$	$1.6 \cdot 10^{-12} (T_{\text{gas}}/300)^{0.5} (0.19 + 8.6 \cdot T_{\text{gas}}) \exp(-32000/T_{\text{gas}})$	[109]

Табл.16. Диссоциация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
233	$\text{N}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{N} + \text{N} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{O}, \text{N}$	$5.4 \cdot 10^{-8} (1 - \exp(-3354/T_{\text{gas}})) \exp(-113200/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 1.0, 6.6, 6.6$	[109]
234	$\text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{O}, \text{N}, \text{NO}$	$6.1 \cdot 10^{-9} (1 - \exp(-2240/T_{\text{gas}})) \exp(-59380/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 5.9, 21.0, 1.0, 1.0$	[109]
235	$\text{NO} + \text{M} \Rightarrow \text{N} + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{O}, \text{N}, \text{NO}$	$8.7 \cdot 10^{-9} \exp(-75994/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 20.0, 20.0, 20.0$	[109]
236	$\text{O}_3 + \text{M} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{N}, \text{O}$	$6.6 \cdot 10^{-10} \exp(-11600/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 0.38, 6.3 \cdot \exp(170/T_{\text{gas}}), 6.3 \cdot \exp(170/T_{\text{gas}})$	[109]
237	$\text{N}_2\text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}_2\text{O}$	$1.2 \cdot 10^{-8} (300/T_{\text{gas}}) \exp(-29000/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 2.0, 4.0$	[109]
238	$\text{NO}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{NO} + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{NO}_2$	$6.8 \cdot 10^{-6} (300/T_{\text{gas}})^2 \exp(-36180/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 0.78, 7.8, 5.9$	[109]

239	$\text{NO}_3 + \text{M} \Rightarrow \text{NO}_2 + \text{O} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}, \text{O}$	$3.1 \cdot 10^{-5} (300/T_{\text{gas}})^2 \exp(-25000/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 1.0, 10.0, 10.0$	[109]
240	$\text{NO}_3 + \text{M} \Rightarrow \text{NO} + \text{O}_2 + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}, \text{O}$	$6.2 \cdot 10^{-5} (300/T_{\text{gas}})^2 \exp(-25000/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 1.0, 12.0, 12.0$	[109]
241	$\text{N}_2\text{O}_5 + \text{AN} \Rightarrow \text{NO}_2 + \text{NO}_3 + \text{AN}$	$2.1 \cdot 10^{-11} (300/T_{\text{gas}})^{4.4} \exp(-11080/T_{\text{gas}})$	[109]

Табл.17. Ассоциация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
242	$\text{N} + \text{N} + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\max(8.3 \cdot 10^{-34} \exp(500/T_{\text{gas}}), 1.91 \cdot 10^{-33})$	[109]
243	$\text{N} + \text{N} + \text{M} \Rightarrow \text{N}_2 + \text{M}$ $\text{M} = \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}, \text{O}$	$1.8 \cdot 10^{-33} \exp(435/T_{\text{gas}}) \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 1.0, 3.0, 3.0$	[109]
244	$\text{O} + \text{O} + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2$	$\max(2.8 \cdot 10^{-34} \exp(720/T_{\text{gas}}),$ $1.0 \cdot 10^{-33} (300/T_{\text{gas}})^{0.41})$	[109]
245	$\text{O} + \text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$ $\text{M} = \text{O}_2, \text{N}, \text{O}, \text{NO}$	$4.0 \cdot 10^{-33} (300/T_{\text{gas}})^{0.41} \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 0.8, 3.6, 0.17$	[109]
246	$\text{N} + \text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{NO} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2$	$1.0 \cdot 10^{-32} (300/T_{\text{gas}})^{0.5}$	[109]
247	$\text{N} + \text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{NO} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}, \text{O}, \text{NO}$	$1.8 \cdot 10^{-31} (300/T_{\text{gas}})$	[109]
248	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O}_3 + \text{N}_2$	$\max(5.8 \cdot 10^{-34} (300/T_{\text{gas}})^{2.8},$ $5.4 \cdot 10^{-34} (300/T_{\text{gas}})^{1.9})$	[109]
249	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{O}_3 + \text{M}$ $\text{M} = \text{O}_2, \text{NO}$	$7.6 \cdot 10^{-34} (300/T_{\text{gas}})^{1.9}$	[109]
250	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{O}_3 + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}, \text{O}$	$\min(3.9 \cdot 10^{-33} (300/T_{\text{gas}})^{1.9},$ $1.1 \cdot 10^{-34} \exp(1060/T_{\text{gas}}))$	[109]
251	$\text{O} + \text{N}_2 + \text{AN} \Rightarrow \text{N}_2\text{O} + \text{AN}$	$3.9 \cdot 10^{-35} \exp(-10400/T_{\text{gas}})$	[109]
252	$\text{O} + \text{NO} + \text{M} \Rightarrow \text{NO}_2 + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}$	$1.2 \cdot 10^{-31} (300/T_{\text{gas}})^{1.8} \text{R}$ $\text{R} = 1.0, 0.78, 0.78$	[109]
253	$\text{O} + \text{NO}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{NO}_3 + \text{M}$	$8.9 \cdot 10^{-32} (300/T_{\text{gas}})^2 \text{R}$	[109]

	M = N ₂ , O ₂ , N, O, NO	R = 1.0, 1.0, 13.0, 13.0, 2.4	
254	NO ₂ + NO ₃ + AN => N ₂ O ₅ + AN	$3.7 \cdot 10^{-30} (300/T_{\text{gas}})^{4.1}$	[109]

Табл.18. Реакции с положительными ионами

№	Реакция	Скорость	Ссылка
255	N ⁺ + O => N + O ⁺	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
256	N ⁺ + O ₂ => O ₂ ⁺ + N	$2.8 \cdot 10^{-10}$	[109]
257	N ⁺ + O ₂ => NO ⁺ + O	$2.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
258	N ⁺ + O ₂ => O ⁺ + NO	$2.8 \cdot 10^{-11}$	[109]
259	N ⁺ + O ₃ => NO ⁺ + O ₂	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
260	N ⁺ + NO => NO ⁺ + N	$8.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
261	N ⁺ + NO => N ₂ ⁺ + O	$3.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
262	N ⁺ + NO => O ⁺ + N ₂	$1.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
263	N ⁺ + N ₂ O => NO ⁺ + N ₂	$5.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
264	O ⁺ + N ₂ => NO ⁺ + N	$1.0 \cdot 10^{-12} (1.5 - 2.0 \cdot 10^{-3} T_{\text{effN}} + 9.6 \cdot 10^{-7} T_{\text{effN}}^2)$	[109]
265	O ⁺ + O ₂ => O ₂ ⁺ + O	$2.0 \cdot 10^{-11} (300/T_{\text{effN}})^{0.5}$	[109]
266	O ⁺ + O ₃ => O ₂ ⁺ + O ₂	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
267	O ⁺ + NO => NO ⁺ + O	$2.4 \cdot 10^{-11}$	[109]
268	O ⁺ + NO => O ₂ ⁺ + N	$3.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
269	O ⁺ + N(2D) => N ⁺ + O	$1.3 \cdot 10^{-10}$	[109]
270	O ⁺ + N ₂ O => NO ⁺ + NO	$2.3 \cdot 10^{-10}$	[109]
271	O ⁺ + N ₂ O => N ₂ O ⁺ + O	$2.2 \cdot 10^{-10}$	[109]
272	O ⁺ + N ₂ O => O ₂ ⁺ + N ₂	$2.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
273	O ⁺ + NO ₂ => NO ₂ ⁺ + O	$1.6 \cdot 10^{-9}$	[109]
274	N ₂ ⁺ + O ₂ => O ₂ ⁺ + N ₂	$6.0 \cdot 10^{-11} (300/T_{\text{effN2}})^{0.5}$	[109]
275	N ₂ ⁺ + O => NO ⁺ + N	$1.3 \cdot 10^{-10} (300/T_{\text{effN2}})^{0.5}$	[109]
276	N ₂ ⁺ + O ₃ => O ₂ ⁺ + O + N ₂	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
277	N ₂ ⁺ + N => N ⁺ + N ₂	$7.2 \cdot 10^{-13} (T_{\text{effN2}}/300)$	[109]

278	$\text{N}_2^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2$	$3.3 \cdot 10^{-10}$	[109]
279	$\text{N}_2^+ + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{N}_2\text{O}^+ + \text{N}_2$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
280	$\text{N}_2^+ + \text{N}_2\text{O} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{N} + \text{N}_2$	$4.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
281	$\text{O}_2^+ + \text{N}_2 \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{NO}$	$1.0 \cdot 10^{-17}$	[109]
282	$\text{O}_2^+ + \text{N} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	[109]
283	$\text{O}_2^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	$6.3 \cdot 10^{-10}$	[109]
284	$\text{O}_2^+ + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_3$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
285	$\text{O}_2^+ + \text{NO}_2 \Rightarrow \text{NO}_2^+ + \text{O}_2$	$6.6 \cdot 10^{-10}$	[109]
286	$\text{N}_3^+ + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N} + \text{N}_2$	$2.3 \cdot 10^{-11}$	[109]
287	$\text{N}_3^+ + \text{O}_2 \Rightarrow \text{NO}_2^+ + \text{N}_2$	$4.4 \cdot 10^{-11}$	[109]
288	$\text{N}_3^+ + \text{N} \Rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2$	$6.6 \cdot 10^{-11}$	[109]
289	$\text{N}_3^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{N} + \text{N}_2$	$7.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
290	$\text{N}_3^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{N}_2\text{O}^+ + \text{N}_2$	$7.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
291	$\text{NO}_2^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{NO}_2$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	[109]
292	$\text{N}_2\text{O}^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2\text{O}$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	[109]
293	$\text{N}_4^+ + \text{N}_2 \Rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\min(2.1 \cdot 10^{-16} \exp(\text{T}_{\text{effN4}}/121), 1.0 \cdot 10^{-10})$	[109]
294	$\text{N}_4^+ + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$2.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
295	$\text{N}_4^+ + \text{O} \Rightarrow \text{O}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$2.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
296	$\text{N}_4^+ + \text{N} \Rightarrow \text{N}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
297	$\text{N}_4^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$4.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
298	$\text{O}_4^+ + \text{N}_2 \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2 + \text{O}_2$	$4.6 \cdot 10^{-12} (\text{T}_{\text{effN4}}/300)^{2.5} \exp(-2650/\text{T}_{\text{effN4}})$	[109]
299	$\text{O}_4^+ + \text{O}_2 \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$3.3 \cdot 10^{-6} (300/\text{T}_{\text{effN4}})^4 \exp(-5030/\text{T}_{\text{effN4}})$	[109]
300	$\text{O}_4^+ + \text{O}_2(\text{a1}) \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
301	$\text{O}_4^+ + \text{O}_2(\text{b1}) \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
302	$\text{O}_4^+ + \text{O} \Rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_3$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
303	$\text{O}_4^+ + \text{NO} \Rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]

304	$O_2^+ + N_2 + N_2 \Rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	$1.1 \cdot 10^{-6} (300/T_{\text{effN4}})^{5.3} \exp(-2360/T_{\text{effN4}})$	[109]
305	$O_2^+ + N_2 + O_2 \Rightarrow O_4^+ + N_2$	$1.0 \cdot 10^{-9}$	[109]
306	$N^+ + N_2 + N_2 \Rightarrow N_3^+ + N_2$	$1.7 \cdot 10^{-29} (300/T_{\text{effN}})^{2.1}$	[109]
307	$N^+ + O + AN \Rightarrow NO^+ + AN$	$1.0 \cdot 10^{-29}$	[109]
308	$N^+ + N + AN \Rightarrow N_2^+ + AN$	$1.0 \cdot 10^{-29}$	[109]
309	$O^+ + N_2 + AN \Rightarrow NO^+ + N + AN$	$6.0 \cdot 10^{-29} (300/T_{\text{effN}})^2$	[109]
310	$O^+ + O + AN \Rightarrow O_2^+ + AN$	$1.0 \cdot 10^{-29}$	[109]
311	$O^+ + N + AN \Rightarrow NO^+ + AN$	$1.0 \cdot 10^{-29}$	[109]
312	$N_2^+ + N_2 + N_2 \Rightarrow N_4^+ + N_2$	$5.2 \cdot 10^{-29} (300/T_{\text{effN2}})^{2.2}$	[109]
313	$N_2^+ + N + N_2 \Rightarrow N_3^+ + N_2$	$9.0 \cdot 10^{-30} \exp(400/T_{\text{effN2}})$	[109]
314	$O_2^+ + O_2 + O_2 \Rightarrow O_4^+ + O_2$	$2.4 \cdot 10^{-30} (300/T_{\text{effN2}})^{3.2}$	[109]
315	$O_2^+ + N_2 + N_2 \Rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	$9.0 \cdot 10^{-31} (300/T_{\text{effN2}})^2$	[109]

Табл.19. Реакции с отрицательными ионами

№	Реакция	Скорость	Ссылка
316	$O^- + O_2(a1) \Rightarrow O_2^- + O$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
317	$O^- + O_3 \Rightarrow O_3^- + O$	$8.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
318	$O^- + NO_2 \Rightarrow NO_2^- + O$	$1.2 \cdot 10^{-9}$	[109]
319	$O^- + N_2O \Rightarrow NO^- + NO$	$2.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
320	$O^- + N_2O \Rightarrow N_2O^- + O$	$2.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
321	$O_2^- + O \Rightarrow O^- + O_2$	$3.3 \cdot 10^{-10}$	[109]
322	$O_2^- + O_3 \Rightarrow O_3^- + O_2$	$3.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
323	$O_2^- + NO_2 \Rightarrow NO_2^- + O_2$	$7.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
324	$O_2^- + NO_3 \Rightarrow NO_3^- + O_2$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
325	$O_3^- + O \Rightarrow O_2^- + O_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
326	$O_3^- + NO \Rightarrow NO_3^- + O$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
327	$O_3^- + NO \Rightarrow NO_2^- + O_2$	$2.6 \cdot 10^{-12}$	[109]
328	$O_3^- + NO_2 \Rightarrow NO_2^- + O_3$	$7.0 \cdot 10^{-11}$	[109]
329	$O_3^- + NO_2 \Rightarrow NO_3^- + O_2$	$2.0 \cdot 10^{-11}$	[109]

330	$O_3^- + NO_3 \Rightarrow NO_3^- + O_3$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
331	$NO^- + O_2 \Rightarrow O_2^- + NO$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
332	$NO^- + NO_2 \Rightarrow NO_2^- + NO$	$7.4 \cdot 10^{-10}$	[109]
333	$NO^- + N_2O \Rightarrow NO_2^- + N_2$	$2.8 \cdot 10^{-14}$	[109]
334	$NO_2^- + O_3 \Rightarrow NO_3^- + O_2$	$1.8 \cdot 10^{-11}$	[109]
335	$NO_2^- + NO_2 \Rightarrow NO_3^- + NO$	$4.0 \cdot 10^{-12}$	[109]
336	$NO_2^- + NO_3 \Rightarrow NO_3^- + NO_2$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
337	$NO_2^- + N_2O_5 \Rightarrow NO_3^- + NO_2 + NO_2$	$7.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
338	$NO_3^- + NO \Rightarrow NO_2^- + NO_2$	$3.0 \cdot 10^{-15}$	[109]
339	$O_4^- + M \Rightarrow O_2^- + O_2 + M$ $M = N_2, O_2$	$1.0 \cdot 10^{-10} \exp(-1044/T_{effN4})$	[109]
340	$O_4^- + O \Rightarrow O_3^- + O_2$	$4.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
341	$O_4^- + O \Rightarrow O^- + O_2 + O_2$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
342	$O_4^- + O_2(a1) \Rightarrow O_2^- + O_2 + O_2$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
343	$O_4^- + O_2(b1) \Rightarrow O_2^- + O_2 + O_2$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[109]
344	$O_4^- + NO \Rightarrow NO_3^- + O_2$	$2.5 \cdot 10^{-10}$	[109]
345	$O^- + O_2 + AN \Rightarrow O_3^- + AN$	$1.1 \cdot 10^{-30} (300/T_{effN})$	[109]
346	$O^- + NO + AN \Rightarrow NO_2^- + AN$	$1.0 \cdot 10^{-29}$	[109]
347	$O_2^- + O_2 + AN \Rightarrow O_4^- + AN$	$3.5 \cdot 10^{-31} (300/T_{effN2})$	[112]

Табл.20. Ион-ионная рекомбинация

№	Реакция	Скорость	Ссылка
348	$O^- + A \Rightarrow O + B$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+$ $B = N, N_2, O, O_2, NO, N_2O, NO_2$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/T_{ionN})^{0.5}$	[112]
349	$O_2^- + A \Rightarrow O_2 + B$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+$ $B = N, N_2, O, O_2, NO, N_2O, NO_2$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/T_{ionN})^{0.5}$	[112]
350	$O_3^- + A \Rightarrow O_3 + B$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+$	$2.0 \cdot 10^{-7} (300/T_{ionN})^{0.5}$	[112]

	B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂		
351	NO ⁻ + A => NO + B A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻⁷ (300/T _{ionN}) ^{0.5}	[112]
352	N ₂ O ⁻ + A => N ₂ O + B A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻⁷ (300/T _{ionN}) ^{0.5}	[112]
353	NO ₂ ⁻ + A => NO ₂ + B A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻⁷ (300/T _{ionN}) ^{0.5}	[112]
354	NO ₃ ⁻ + A => NO ₃ + B A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻⁷ (300/T _{ionN}) ^{0.5}	[112]
355	O ⁻ + A => O + B A = N ₂ ⁺ , N ₃ ⁺ , N ₄ ⁺ , O ₂ ⁺ , O ₄ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ , O ₂ ⁺ N ₂ B = N+N, N+N ₂ , N ₂ +N ₂ , O+O, O ₂ +O ₂ , N+O, N ₂ +O, N+O ₂ , O ₂ +N ₂	1.0·10 ⁻⁷	[112]
356	O ₂ ⁻ + A => O ₂ + B A = N ₂ ⁺ , N ₃ ⁺ , N ₄ ⁺ , O ₂ ⁺ , O ₄ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ , O ₂ ⁺ N ₂ B = N+N, N+N ₂ , N ₂ +N ₂ , O+O, O ₂ +O ₂ , N+O, N ₂ +O, N+O ₂ , O ₂ +N ₂	1.0·10 ⁻⁷	[112]
357	O ₃ ⁻ + A => O ₃ + B A = N ₂ ⁺ , N ₃ ⁺ , N ₄ ⁺ , O ₂ ⁺ , O ₄ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ , O ₂ ⁺ N ₂ B = N+N, N+N ₂ , N ₂ +N ₂ , O+O, O ₂ +O ₂ , N+O, N ₂ +O, N+O ₂ , O ₂ +N ₂	1.0·10 ⁻⁷	[112]
358	NO ⁻ + A => NO + B	1.0·10 ⁻⁷	[112]

	$A = N_2^+, N_3^+, N_4^+, O_2^+, O_4^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+, O_2^+N_2$ $B = N+N, N+N_2, N_2+N_2, O+O, O_2+O_2, N+O, N_2+O, N+O_2, O_2+N_2$		
359	$N_2O^- + A \Rightarrow N_2O + B$ $A = N_2^+, N_3^+, N_4^+, O_2^+, O_4^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+, O_2^+N_2$ $B = N+N, N+N_2, N_2+N_2, O+O, O_2+O_2, N+O, N_2+O, N+O_2, O_2+N_2$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	[112]
360	$NO_2^- + A \Rightarrow NO_2 + B$ $A = N_2^+, N_3^+, N_4^+, O_2^+, O_4^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+, O_2^+N_2$ $B = N+N, N+N_2, N_2+N_2, O+O, O_2+O_2, N+O, N_2+O, N+O_2, O_2+N_2$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	[112]
361	$NO_3^- + A \Rightarrow NO_3 + B$ $A = N_2^+, N_3^+, N_4^+, O_2^+, O_4^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+, O_2^+N_2$ $B = N+N, N+N_2, N_2+N_2, O+O, O_2+O_2, N+O, N_2+O, N+O_2, O_2+N_2$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	[112]
362	$O_4^- + A \Rightarrow O_2 + O_2 + B$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+, N_2O^+, NO_2^+, N_3^+, N_4^+, O_4^+, O_2^+N_2$ $B = N, N_2, O, O_2, NO, N_2O, NO_2, N_2+N, N_2+N_2, O_2+O_2, O_2+N_2$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	[112]
363	$O^- + A + AN \Rightarrow O + B + AN$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+$ $B = N, N_2, O, O_2, NO$	$2.0 \cdot 10^{-25} (300/T_{ionN})^{2.5}$	[112]
364	$O_2^- + A + AN \Rightarrow O_2 + B + AN$ $A = N^+, N_2^+, O^+, O_2^+, NO^+$	$2.0 \cdot 10^{-25} (300/T_{ionN})^{2.5}$	[112]

	B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO		
365	O ⁻ + A + AN => B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ B = NO, N ₂ O, O ₂ , O ₃ , NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN}) ^{2.5}	[112]
366	O ₂ ⁻ + A + AN => B + AN A = N ⁺ , O ⁺ , NO ⁺ B = NO ₂ , O ₃ , NO ₃	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN}) ^{2.5}	[112]

Табл.21. Трехчастичная рекомбинация O₃⁻, NO⁻, N₂O⁻, NO₂⁻, NO₃⁻

№	Реакция	Скорость	Ссылка
367	O ₃ ⁻ + A + AN => O ₃ + B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN2}) ^{2.5}	[112]
368	NO ⁻ + A + AN => NO + B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN2}) ^{2.5}	[112]
369	N ₂ O ⁻ + A + A => N ₂ O + B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN2}) ^{2.5}	[112]
370	NO ₂ ⁻ + A + AN => NO ₂ + B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN2}) ^{2.5}	[112]
371	NO ₃ ⁻ + A + AN => NO ₃ + B + AN A = N ⁺ , N ₂ ⁺ , O ⁺ , O ₂ ⁺ , NO ⁺ , N ₂ O ⁺ , NO ₂ ⁺ B = N, N ₂ , O, O ₂ , NO, N ₂ O, NO ₂	2.0·10 ⁻²⁵ (300/T _{ionN2}) ^{2.5}	[112]

Где эффективные температуры выражаются следующим образом [113]:

$$dT_{ion} = 2/(3 \cdot 1.3807 \cdot 10^{-16}) \cdot 1.6605 \cdot 10^{-24} \cdot (1.0 \cdot 10^{-17} \cdot E/N[T_D])^2$$

$$T_{ionN} = T_{gas} + dT_{ion} \cdot 14 \cdot (8.0 \cdot 10^{19})^2$$

$$T_{ionN2} = T_{gas} + dT_{ion} \cdot 28 \cdot (4.1 \cdot 10^{19})^2$$

$$T_{ionN3} = T_{gas} + dT_{ion} \cdot 42 \cdot (6.1 \cdot 10^{19})^2$$

$$T_{ionN4} = T_{gas} + dT_{ion} \cdot 56 \cdot (7.0 \cdot 10^{19})^2$$

$$T_{effN} = (T_{ionN} + 0.5 \cdot T_{gas}) / (1 + 0.5)$$

$$T_{effN2} = (T_{ionN2} + 1.0 \cdot T_{gas}) / (1 + 1.0)$$

$$T_{effN3} = (T_{ionN3} + 1.5 \cdot T_{gas}) / (1 + 1.5)$$

$$T_{effN4} = (T_{ionN4} + 2.0 \cdot T_{gas}) / (1 + 2.0)$$

Приложение 2. Детали аэродинамических расчетов

При расчете решались 5 (в одной из моделей при протекании электрического тока 6) уравнений: уравнения непрерывности (закон сохранения массы) (1), уравнения Эйлера (закон сохранения импульса) (2), уравнение баланса энергии (3), 2 уравнения модели вязкости k - ε (4,5) и уравнение для потенциалов (6).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = S_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla(\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F}_{ext} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho(e + \frac{v^2}{2})) + \nabla(\rho v(h + \frac{v^2}{2})) = \nabla(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + \bar{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) + S_h \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (5)$$

$$\nabla(\sigma \nabla \varphi) + S = 0 \quad (6)$$

Здесь S_m – источник масс, p – статическое давление, $\bar{\tau}$ – тензор напряжений, $\rho \vec{g}$ – гравитационная сила, $\vec{F}_{ext}$ – внешние силы, k_{eff} – эффективная теплопроводность (с учетом турбулентной компоненты, задаваемой моделью турбулентности), первые три члена в правой части уравнения (3) соответствуют переносу энергии за счёт: теплопроводности, диффузии компонентов и вязкой диссипации, e и h – внутренняя энергия и энтальпия потока.

Расчетная область была разбита на несколько доменов с размером ячейки от 0.05 мм в зоне инициации разряда до 5 мм у входного и выходного сечений модели. Разбиение расчетной области на домены позволило обеспечить не менее 10 узлов на каждом ребре геометрической модели канала, в том числе на сечениях электрода миллиметровых размеров. Примененные при построении сетки встроенные программные методы позволили создать правильную ориентированную сетку со сгущением у пограничных слоев на стенках. Общее число ячеек сетки составило 2 млн., степень сгущения (отношение характерных линейных размеров элементов в глубине потока и у стенок) равно 5, характерное число узлов в поперечном потоке сечении канала 10000, характерное число узлов

вдоль оси канала 1000. Во всех доменах, кроме содержащего поверхности электрода, использовались ориентированные ячейки-параллелепипеды. Сложная форма электрода с наличием большого числа не прямых углов не позволила применить такие же ячейки, вместо них использовались тетраэдрические.

Размер ячейки расчетной сетки ($0.05 \div 5$ мм) даже с учетом ее сгущения на неподвижных поверхностях, к сожалению, не обеспечивает достаточно хорошего разрешения пограничного слоя потока. Оценка его толщины $\delta \approx 5 \sqrt{\frac{\mu l}{\rho U}}$, где μ – динамическая вязкость газа, l – характерный размер обтекаемого тела, ρ – плотность газа, а U – скорость газового потока, дает величину около ($0.05 \div 0.3$ мм), соизмеримую с размером ячейки.

В расчете использовались модели вязкости *Spalart-Allmaras* и *standart k-ε*, дававшие качественно одинаковую картину течения воздуха. Модель *Spalart-Allmaras* – одна из полуэмпирических моделей турбулентности, содержащая одно дифференциальное уравнение относительно турбулентной вязкости и разработанная для решения задач аэродинамики. Модель *Standart k-ε* – стандартная модель вязкости с двумя уравнениями, которая дает общее описание турбулентности с помощью двух уравнений переноса для турбулентной кинетической энергии (k) и для скорости диссипации турбулентной кинетической энергии (ϵ). Доступные в программе более сложные модели вязкости, содержащие большее количество дифференциальных уравнений, не использовались, поскольку при практически тех же результатах сильно увеличивали время расчетов.