Министерство образования и науки Российской Федерации

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (ТГУ)

Радиофизический факультет (РФФ)
Кафедра квантовой электроники и фотоники (КЭиФ)

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ В ГЭК

Руководитель ООП
д-р физ.- мат. наук, профессор
_____ А.В. Войцеховский
"01" 06 2017

Кузнецов Владимир Сергеевич

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ И АЗОТЕ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание степени магистра
по направлению подготовки
12.04.03 – Фотоника и оптоинформатика

Руководитель ВКР
д-р физ.мат. наук, профессор
_____ Э.А. Соснин
«18» 05 2017 г.

Автор работы:
магистрант группы № 710
_____ В.С. Кузнецов

Томск 2017

ВВЕДЕНИЕ 3
1 Физические процессы в плазме 8
1.1 Общие сведения 8
1.2 Классификация видов плазмы 9
1.3 Столкновительные процессы в низкотемпературной плазме 13
1.4 Излучательные процессы в низкотемпературной плазме 16
1.5 Процессы переноса заряженных частиц 22
1.6 Выводы 34
2 Плазменные струи атмосферного давления (ПСАД) 35
2.1 Способы возбуждения и конструкции источников ПСАД 36
2.2 Спектры излучения и кинетика образования рабочих частиц в ПСАД 42
2.3 Вывод 44
3 Экспериментальная часть 45
3.1 Постановка задач 45
3.2 Экспериментальные установки и исследования 45
3.2.1 Плазменная струя атмосферного давления 45
3.2.2 Планарная плазменная струя атмосферного давления 48
3.3 Результаты и обсуждение 50
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 55
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ 56
ПРИЛОЖЕНИЕ А 60

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Низкотемпературная плазма, ввиду многообразия происходящих в ней процессов, представляет собой объект, значение которого крайне трудно переоценить, как с научной, так и с практической точек зрения. Использование низкотемпературной плазмы для решения каких-либо задач во многом зависит от ее типа, что определяется плотностью и степенью термического равновесия. Одним из наиболее легко реализуемых и широко распространенных способов создания различных плазменных состояний является электрический разряд в газовой среде. Поэтому, в настоящее время газоразрядная низкотемпературная плазма является основой большинства различных технических устройств и технологических процессов и используется в энергетике, физической и квантовой электронике, светотехнике, медицине, биотехнологии, микроэлектронике, машиностроении, текстильная и пищевая промышленность и т.д.

За последние годы наблюдается интенсивное развитие источников плазмы, излучающих в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, в частности, это – т.н. плазменные иглы (англ. «plasma needle») или источники плазменных струй (англ. «plasma jet»). Можно выделить следующие ключевые моменты, поспособствовавшие широкому применению плазменных струй:

Во-первых, конструкция источника плазменной струи такова, что сформированная в межэлектродном пространстве плазма выводится узконаправленным потоком (собственно струёй) за её пределы. Это даёт возможность свободного воздействия плазмы на объекты произвольной геометрии, изготовленные из самых разных материалов.

Во-вторых, плазменную струю можно сформировать и при атмосферных давлениях, что дает возможность воздействовать на объекты, которые трудно или невозможно обрабатывать в камере с разреженной газовой средой.

В последнее десятилетие учёные и разработчики обратили внимание на маломощные плазменные струи атмосферного давления, формируемые в барьерном разряде (БР). В отличие от плазменных струй, возбуждаемых сильноточным

дуговым разрядом, подобная плазма является термически неравновесной (40÷400 0С), температура электронов которой на порядки превышает температуру газа [2]. Такой способ генерации плазмы практически не вызывает её нагрева, и температура газа остается на уровне комнатного значения. При контакте с различными объектами и материалами “холодная плазма” не вызывает их термического разрушения, что открывает специфические сферы её применения. В качестве примера можно отметить стремительно развивающееся направление использования плазменной струи как уникального инструмента в стоматологии [3-7]. Всё это определяет актуальность исследований плазменных струй для практических применений.

Отмечается, что сформировать плазменную струю атмосферного давления (ПСАД) в воздухе или азоте трудно [8]. Тем не менее, известно, что плазма в воздухе атмосферного давления тоже является интересным объектом научных и практических исследований [9,10]. Отсюда следует важность научных исследований условий и ограничений на формирование ПСАД в воздухе и азоте. В данной работе показано, что это возможно и дополнительно приводятся данные измерений эмиссионных свойств плазмы, что позволяет качественно оценить компонентный состав плазмы, а также судить о заселенности возбужденных состояний этих компонент.

Цель магистерской работы

Целью магистерской работы является выявление условий формирования плазменных струй атмосферного давления в воздухе и азоте.

Достижение поставленной цели осуществлялось решением следующих задач:

1) Анализ литературных данных о способах и условиях формирования плазменных струй атмосферного давления (ПСАД).

2) Постановка экспериментов по выявлению условий формирования ПСАД в воздухе и азоте, формулировка обоснованных объяснений полученных данных.

3) Измерение энергетических, пространственных и спектральных характеристик ПСАД в воздухе и азоте. Построение модели явления.

4) Поиск приложений нового источника ПСАД.

Методы исследования

Основным методом исследования в настоящей работе являлся физический эксперимент, в ходе которого осуществлялась регистрация: 1) спектральных и амплитудно-временных характеристик излучения плазмы; 2) сигналов с датчиков напряжения и тока, определяющих параметры возбуждения и горения разряда; 3) сигналов с термоэлектронного преобразователя, позволяющих оценить локальную температуру в разных участках плазменной струи атмосферного давления.

Научное положение, выносимое на защиту

В барьерном разряде скорость заселения верхних состояний азота достаточна, чтобы сформировать плазменную струю с преимущественным излучением на переходах 2^+ системы азота N_2 ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) и 1^- системы иона N_2^+($B^2\Sigma^+_u - X^2\Sigma^+_g$) за счёт обострения напряжения при $E/p > 2$ В/см·Торр, при скорости прокачки воздуха или азота ~ 0.5 л/мин, длительности импульса напряжения τ = 1–1.5 мкс, частоте следования импульсов f = 10–90 кГц и амплитудах напряжения до 13 кВ .

Достоверность защищаемого положения и других результатов

Достоверность защищаемого положения обусловлена использованием спектрометра с рабочим диапазоном длин волн 200-1100 нм и спектральной полушириной аппаратной функции ~ 1.33 нм, достаточными для разрешения линий N_2, N_2^+; совпадением значений длин волн определяемых линий с известными спектральными данными [11], включая пропорциональное соотношение между линиями 2^+ системы молекулярного азота; использованием стандартной процедуры осциллографирования импульсов напряжения. Достоверность других результатов подтверждается: использованием стандартной методики, применяемой для определения температуры плазменной струи термоэлектрическим преобразователем [12], с относительной ошибкой ~20%; согласием полученных данных о бактерицидном эффекте ПСАД с данными об инактивации микроорганизмов химически активными частицами плазмы [13].

Новизна полученных результатов

Созданы устройства для формирования плазменных струй атмосферного давления на азоте и воздухе (2015-2016).

Определены характеристики ПСАД, возбуждаемой в барьерном разряде для азота и воздуха (2015-2016).

Научная ценность

1) Определены условия формирования плазменных струй атмосферного давления в воздухе и азоте. 2) Данные по п. 1 использованы для создания физической модели формирования одиночных стримеров в азоте при атмосферном давлении [14].

Практическая значимость

1) Предложенная конструкция источника ПСАД обеспечивает формирование одномерной (1D) плазменной струи в воздухе и азоте атмосферного давления

2) Предложенная конструкция источника ПСАД для формирования квази-двухмерной (квази-2D) плазменной струи в воздухе и азоте атмосферного давления

3) Предложенные источники ПСАД по пп. 1, 2 обладают бактерицидным эффектом.

Внедрение результатов и предложения по их использованию

Магистерская работа выполнялась в рамках исследований, выполняемых в лаборатории оптических излучений Института сильноточной электроники СО РАН по проекту Российского научного фонда (проект №14-29-00052).

Апробация результатов работы

Основные результаты магистерской работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1) Международная конференция "Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул" (13-18 сентября 2015 г., Томск).

2) Международный конгресс по сильноточной электронике «Energy Fluxes And Radiation Effects» (2-7 октября 2016 г., Томск);

3) Международная школа-конференция студентов, аспирантов, молодых ученых «Инноватика-2016» (20 – 22 апреля 2016 г., Томск).

Личный вклад автора

Основные результаты диссертации получены лично автором, либо при его прямом участии. При его непосредственном участии были проведены постановка, подготовка и выполнение экспериментов, а также обработка и интерпретация результатов экспериментов.

Эксперименты по инактивации микроорганизмов проводились на кафедре микробиологии и вирусологии СибГМУ с участием ст. преподавателя О.С. Ждановой, которая обеспечивала культивирование, посев и подсчет микроорганизмов.

Постановка задач и общее руководство работой осуществлялось Э.А. Сосниным.

Все экспериментальные исследования, результаты которых отражены в работе, проведены в период с 2015 по 2017 гг. в Институте сильноточной электроники СО РАН.

Публикации

Результаты работы изложены в 4 публикациях, включая 3 статьи из журналов ВАК, 4 трудах и тезисах конференций и были использованы в заявке на патент №2616445.

Структура и объем работы

Магистерская работа изложена на 59 страницах машинописного текста, включающих 18 рисунков и 2 таблицы. Работа состоит из введения, трех глав, заключения, приложения А и списка литературы, содержащего 45 библиографических ссылок.

1 Физические процессы в плазме

1.1 Общие сведения

Плазмой называется ионизированный газ, в котором все атомы или их значительная часть потеряли один или несколько электронов и превратились в положительные ионы, такое состояние вещества принято считать четвертым агрегатным состоянием. Физики называют квзинейтральной плазмой газ, состоящий из нейтральных и электрически заряженных частиц, в котором сумма зарядов всех частиц равно нулю. В плазме можно выделить несколько компонентов. Она состоит из ионов (атомарных или молекулярных), свободных электронов, возбужденных и нейтральных атомов (или молекул). Плазма является самым распространенным состоянием вещества в природе, например, любую звезду во вселенной можно рассматривать как гигантское скопление горячей плазмы [15]. В земных условиях она проявляет себя в виде любого разряда, будь то молния или искра. Вещество, разогретое до температуры в сотни тысяч градусов, уже не может состоять их нейтральных атомов. При таких высоких температурах сила столкновения атомов друг с другом настолько велика, что при ударе атомы разлетаются на составляющие компоненты – электроны и атомные ядра. Температура плазмы, как правило, измеряется не в градусах, а в электрон-вольтах (1 эВ ≈ 11600 К). Средние кинетические энергии различных типов частиц, составляющих плазму, могут быть разными. Поэтому в общем случае плазму характеризуют не одним значением температуры, а несколькими – различают электронную температуру T_e, ионную температуру T_i и температуру нейтральных атомов T_a. Плазму с ионной температурой $T_i < 10^5$ К называют низкотемпературной, а с $T_i > 10^6$ К – высокотемпературной. Сначала плазму использовали в качестве источника света и экзотического проводника тока, но в ходе многочисленных исследований нашли множество способов иного использования. Одним из наиболее важных в перспективе применений высокотемпературной плазмы является управляемый термоядерный синтез, осуществление которого позволило бы человечеству в значительной мере решить энергетическую проблему на планете, а также используется для прикладных инженерных задач. Что касается низкотемпературной плазмы, то она широко применяется в газоразрядных источниках излучения,

плазмотронах, магнитогидродинамический генераторах, газовых лазерах, а в последнее время и в различных промышленных технологиях. Плазму принято считать слабоионизированной, если отношение частоты электрон-атомных столкновений к частоте электрон-ионных столкновений больше единицы. В обычном для лабораторной плазмы диапазоне 0.1-3 эВ, плазма может считаться слабоионизированной, если степень ионизации ниже 10^{-3}–10^{-5} [16].

Неполная ионизация приводит к большому разнообразию участвующих в процессах частиц (электронов, ионов, атомов, молекул, радикалов и т.п.). При этом температура среды достаточно высока для того, чтобы в ней с большой вероятностью протекали реакции, связанные с диссоциацией, перегруппировкой и рекомбинацией молекул и атомов, т.е. реакции, обычно называемые химическими. Например, для качественного описания электрического разряда в воздухе необходимо учитывать более 200 ионно-молекулярных реакций. Из сказанного ясно, почему знания об ионизированном газе, несмотря на многолетнюю историю его исследования, до сих пор не являются полными.

Реакционная активность плазмы, наряду со значительным ее воздействием на поверхности, является основой многих технологических применений, но существенно усложняет ее исследование. Тем не менее, за последние три десятилетия работы в области газовых лазеров, МГД-генераторов, мощных СВЧ устройств, высоковольтных разрядников, искровых и стримерных камер, а также плазмохимических реакторов привели к развитию исследований процессов в низкотемпературной плазме, в том числе и при высоких давлениях (атмосферное давление и выше) [17].

1.2 Классификация видов плазмы

По степени равновесности плазмы можно выделить равновесную, стационарную неравновесную и нестационарную неравновесную плазмы. Для полного определения состояния термодинамически равновесной плазмы достаточно знать ее температуру и давление (плотность). Все остальные характеристики определяются из термодинамических соотношений. Функции распределения задаются распределениями Максвелла и Больцмана. Излучение находится в равновесии с поглощением. Плазму, полученную в лаборатории очень редко можно считать

равновесной даже используя различные приближения, напротив, плазму полностью или частично неравновесную можно встретить гораздо чаще. Неравновесность, прежде всего, проявляется по отношению к излучению, для которого она оказывается прозрачной во многих спектральных диапазонах. В этом случае собственное излучение свободно выходит за ее пределы и выполнение принципа детального равновесия становится невозможным. Если скорости прямых и обратных реакций начинают различаться и для других процессов, степень неравновесности плазмы возрастает. Например, в плазме, помещенной во внешнее электрическое поле, может произойти отрыв электронной температуры от ионной температуры и температуры газа. Еще одним примером нарушения равновесия можно считать неравновесное распределение по возбужденным состояниям [17].

Неравновесная плазма может быть при этом стационарной, т.е. ее параметры будут сохраняться в течении длительного (по сравнению со временем релаксации) времени.

Плазма часто бывает пространственно неоднородной. Например, плотность плазмы тлеющего разряда падает по мере приближения к стенке разрядной трубки до нуля, что не мешает ей быть стационарной. Наличие в плазме внешних полей создает потоки заряженных частиц и возмущает функцию распределения. Другим примером пространственно неоднородной плазмы является плазма, созданная испарением лазером твердой мишени в вакууме. При этом на начальных этапах разлета, вследствие высокой плотности плазмы и больших скоростей релаксации, состояние такой плазмы может оказаться близким к термодинамически равновесному. Для подобных неоднородных плазм вводят понятие локального термодинамического равновесия. Под ним понимают состояние, близкое к термодинамически равновесному для каждой точки объекта. Чаще всего полного равновесия не возникает из-за больших длин пробега фотонов, что нарушает локальность.

В наиболее распространенном случае плазма состоит из электронов и положительно заряженных ионов. В плазме могут присутствовать также нейтральные атомы: если их доля значительна, плазма называется *частично* (или *не полностью) ионизованной.* Если доля нейтральных атомов пренебрежимо мала, то

мы имеем дело с *полностью ионизованной* плазмой. Понятие квазинейтральности подробнее мы обсудим ниже; пока же достаточно сказать, что плазма квазинейтральна, если число положительных зарядов в ней равно числу отрицательных, так что в целом электрический заряд равен нулю.

В природе встречается не только электрон-ионная плазма. В атмосфере пульсаров существует *электрон-позитронная* плазма, в которой положительный заряд несут позитроны. В полупроводниках вводят понятие *электронно-дырочной* плазмы, состоящей из свободных электронов и положительно заряженных «дырок». Мы ограничимся изучением свойств исключительно электрон-ионной плазмы [16].

Даже если Вселенная действительно почти целиком состоит из плазмы, то в повседневной жизни наши встречи с ней ограничиваются всего несколькими примерами: вспышка молнии, мягкое свечение северного сияния, проводящий газ внутри флуоресцентной трубки или неоновой рекламы. В земных условиях наиболее естественный способ создать плазму состоит в том, чтобы нагреть газ до такой температуры, при которой кинетическая энергия движения частиц будет больше или хотя бы сравнима с энергией ионизации атома. При этом в результате межчастичных столкновений электроны срываются с атомных орбит, и образуется смесь свободных электронов и ионов (а также неионизованных нейтральных атомов).

В физике плазмы температуру T принято измерять в энергетических единицах, отождествляя её с энергией kT, где k =1,38·10^{-16} эрг/град – постоянная Больцмана. Удобной единицей измерения температуры является электронвольт: 1 эВ = 1,60 · 10^{-12} эрг = 11 600 К.

Рассмотрим плазму с температурой T, плотность которой равна n частиц в кубическом сантиметре. При большой плотности n существенными становятся квантовые эффекты, тогда как относительно разреженная плазма может описываться классической теорией. Получим условие, когда плазма может считаться *классической.*

При температуре T характерный импульс частиц плазмы равен $\sqrt{mT}$, где m – масса частиц. Соответствующая длина волны де Бройля примерно равна $\lambda_Б \sim \frac{h}{\sqrt{mT}}$, где h = 4,14-10^{-15} эВ·сек – постоянная Планка. Если $\lambda_Б$ мала по сравнению с

межчастичным расстоянием $n^{-1/3}$, то из волн де Бройля можно составить пакеты, размер которых будет мал по сравнению с $n^{-1/3}$ и которые будут двигаться квазиклассически. В переводе с языка квантовой физики на язык классической физики эти пакеты отождествляются с частицами. Следовательно, условие квазиклассичности плазмы означает, что $\lambda_Б \ll n^{-1/3}$. С учетом соотношения для волны де Бройля его можно записать в виде $T \gg \frac{h^2 n^{2/3}}{2m}$. Это неравенство нарушается раньше для электронов, чем для ионов, так как масса m находится в последнем выражение в знаменателе [16].

Важной характеристикой плазмы является относительная роль электростатического взаимодействия заряженных частиц друг с другом. Оценим грубо энергию электростатического взаимодействия W_E для классической плазмы и сравним её со средней кинетической энергией частиц W_K. Последняя равна по порядку величины температуре плазмы, $W_K - T$, тогда как $W_E \sim \frac{1}{2}\frac{e^2}{n^{-1/3}}$, где $n^{-1/3}$ есть среднее расстояние между частицами. Множитель 1/2 при грубой оценке не имеет большого значения, но он подчеркивает, что $e^2/n^{-1/3}$ есть энергия взаимодействия *двух* частиц. Если выполнено условие $T \gg e^2 n^{-1/3}$, то говорят об *идеальной* плазме. В идеальной плазме кулоновское взаимодействие частиц мало, и во многих задачах им можно вообще пренебречь. Термодинамические свойства такой плазмы мало отличаются от свойств идеального газа. Плазма, для которой выполнено неравенство, обратное последнему, называется *неидеальной.*

Для *квантовой* (или *вырожденной)* плазмы, температура T которой мала по сравнению с $h^2 n^{2/3}/m$, критерий идеальности изменяется. Хотя выражение для энергии электростатического взаимодействия W_E сохраняет силу, кинетическая энергия частиц теперь не равна температуре плазмы: согласно квантовой физике кинетическая энергия не равна нулю даже при абсолютном нуле температуры. Кинетическую энергию можно оценить, если заметить, что в одной точке не может находиться более двух электронов (один со спином «вверх», другой со спином «вниз»). Поэтому при среднем расстоянии между частицами $n^{-1/3}$ получается, что каждый электрон заперт в ящик с размерами $\Delta x \sim \mathrm{n}^{-1/3}$. По принципу неопределенности, частица, локализованная в интервале Δx, должна иметь импульс

$p \sim \mathrm{H}/\Delta x$ и, следовательно, должна иметь кинетическую энергию $W_K = \mathrm{p}^2/2m$. Собирая все эти оценки вместе, находим, что $W_K \sim \frac{h^2 n^{2/3}}{2m}$ [16].

Исследование состояния различных плазм, включая их компонентный состав и распределение по состояниям, при заданных внешних условиях есть одна из основных задач физики низкотемпературной плазмы. Поскольку, в отличие от высокотемпературной плазмы, число взаимодействующих компонент (нейтральных и заряженных частиц, а также фотонов) может быть велико, необходимо хорошо ориентироваться в кинетике их взаимодействия и представлять относительную важность того или иного процесса. Поэтому, прежде чем перейти к рассмотрению конкретных реакций, необходимо освоить основные понятия и изучить общую классификацию газофазных реакций.

1.3 Столкновительные процессы в низкотемпературной плазме

Ионизованный газ и плазма в простейшем случае наряду с нейтральными частицами содержат электроны и положительные ионы. В таких условиях возможны взаимодействия, называемые упругими столкновениями. В неравновесной плазме упругие столкновения определяют скорости многих релаксационных процессов. Наибольший интерес представляют столкновения электронов с тяжелыми частицами. Вероятность рассеяния электрона на некий угол θ определяется деталями потенциала взаимодействия рассеивающей частицы с налетающим электроном. Она пропорциональна дифференциальному сечению рассеяния, причем угловая зависимость сечения рассеяния может быть довольно сложной.

Весьма часто значительную роль в процессах переноса играет перезарядка ионов на атомах и молекулах газа $A + B^+ \rightleftharpoons A^+ + B$, в результате которой происходит обмен импульсами между нейтральными атомами и ионами. Если ионы движутся в собственном газе, то для его однозарядных ионов одним из эффективных процессов можно назвать резонансную перезарядку $A_k + A^+ \rightleftharpoons A^+ + A_k$. При перезарядке быстрый ион «мгновенно» исчезает и появляется быстрый атом. Также нужно учитывать, что «транспортные свойства» электронов и ионов определяются и проводимостью низкотемпературной плазмы.

Помимо упругих столкновений существует, так называемая, ионизация электронным ударом. Процесс ионизации атома, находящегося в возбужденном состоянии k, при столкновении с электроном символически может быть записан следующим образом: $A_k + e \rightleftharpoons A^+ + e + e$. Этот вид ионизации называют *ударной ионизацией*. При столкновении атома с электроном, имеющим энергию ε после ионизации появляются два электрона с энергиями $\varepsilon', \varepsilon''$, значения которых связаны законом сохранения энергии $\varepsilon - \varepsilon_k = \varepsilon' + \varepsilon''$, где ε_k – энергия связи атома электрона.

Еще одним механизмом ионизации при столкновении тяжелых частиц является пеннинговская ионизация. Она происходит в том случае, если плазма содержит атомы разных элементов, один из которых имеет возбужденные состояния с энергией возбуждения, превышающей потенциал ионизации атома другого сорта. Эта реакция $A_k + B \rightleftharpoons A + B^+ + e$ не требует участия третей частицы, поскольку избыточная энергия переходит в кинетическую реакцию продуктов и, следовательно, является беспороговой. Очевидным условие протекания такой реакции является соотношение $I_A - (\varepsilon_k)_A > I_B$, где $(\varepsilon_k)_A$ – энергия связи электрона в возбужденном атоме А, а I_X – потенциал ионизированного соответствующего атома.

Скорость такой реакции весьма высока для возбужденных атомов, однако конкуренция со стороны оптического перехода обычно снижает ее роль и основной становится ионизация за счет других механизмов. Ситуация в корне меняется, если в плазме появляются атомы в долгоживущих метастабильных состояниях. Тогда пеннинговая ионизация может стать преобладающим механизмом. Особенно существенную роль она играет в плазме благородных газов, энергия метастабильных уровней которых (19.8 эВ для He(2^3S) и 16.6 эВ для Ne($^3P_2$)) превышает потенциалы ионизации большинства элементов. Обратный процесс можно назвать условно пеннинговой рекомбинацией. Этот процесс имеет большой порог реакции $I_A - (\varepsilon_k)_A - I_B$ и, следовательно, весьма маловероятен. В условиях, когда ионизация происходит по пеннинговому механизму, в качестве обратного процесса при распаде плазмы более вероятна трехчастичная рекомбинация. В этом утверждении нет

противоречия принципу детального равновесия. Так как речь идет о нестационарных процессах [17].

При ионизации электроотрицательного газа возможно образование нового класса заряженных частиц – отрицательных ионов. По своим свойствам они существенно отличаются от других заряженных частиц. Отрицательные ионы на несколько порядков тяжелее электронов. По сравнению с положительными ионами они не только имеют противоположный знак, но и легко могут при внешнем воздействии отщеплять электрон. Последнее связано с относительно слабым (по атомным масштабам) взаимодействием между электроном и нейтральным остовом в ионе, а, следовательно, и малой величиной (~1 эВ) энергии сродства атомов и молекул к электрону. Особенности отрицательных ионов приводят к изменению физических, химических и даже биологических свойств сред, содержащих эти ионы.

Более важными являются процессы прилипания электрона к нейтральной частице и обратные процессы, так как при этом существенно меняются свойства среды. Основными каналами захвата электрона атомом или молекулой – процессы диссоциативного прилипания $e + \mathrm{AB} \rightarrow \mathrm{A}^- + \mathrm{B}$, трехчастичного прилипания $e + \mathrm{A} + \mathrm{B} \rightarrow \mathrm{A}^- + \mathrm{B}$ и фотоприлипания $e + AB \rightarrow A^- + h\omega$.

Парные процессы прилипания характеризуются сечением σ_α и константой скорости κ_α, определяемой из уравнения баланса плотности отрицательных ионов $[A^-]$. Скорость прилипания электрона к частице зависит от энергии электрона и степени возбуждения частицы. Для трехчастичного процесса появляется также зависимость от поступательной и внутренней энергии третьего тела, а иногда и от давления газа [18].

Отрицательные ионы в ряде случаев играют существенную роль в низкотемпературной плазме. Например, добавки электроотрицательных молекул могут существенно снизить коэффициент размножения электронов в электронных лавинах и повысить электрическую прочность газовой изоляции в высоковольтных устройствах. В молекулярных газовых лазерах высокого давления отрицательные ионы в определенных обстоятельствах приводят к неустойчивости объемного разряда.

1.4 Излучательные процессы в низкотемпературной плазме

Излучательные процессы играют важную роль в низкотемпературной плазме и газовом разряде. Во многих случаях перенос излучения существенным образом влияет на баланс энергии в плазме, а пролетающие большое расстояние фотоны возбуждают или ионизируют атомы даже в холодных областях газоплазменного объекта.

Рассмотрим сначала чисто излучательные переходы. Их можно разделить на связанно-связные, связанно-свободные, свободно-связанные и свободно-свободные. Примером последних двух является тормозное излучение и тормозное поглощение при движении электрона вблизи атома. Связанно-свободные и свободно-связанные переходы происходят при захвате электрона и фотоионизации атома, соответственно. Связанно-связанные переходы можно разделить на спонтанные и вынужденные. К последним относятся как поглощение фотона, так и вынужденное излучение, индуцированное пролетающим рядом первичным фотоном. В последнем случае, как известно, излученный фотон имеет ту же фазу, что и первичный. В этом случае мы говорим о когерентном излучении.

Теперь разберем свободно-свободные переходы. Тормозное излучение электронов одно из основных причин излучения плазмы в непрерывном спектре («континууме»). Пролетая в электрическом поле иона или атома, свободный электрон во время взаимодействия с полем изменяет направление и величину своей скорости. Резкое мгновенное изменение скорости заряженной частицы должно приводить к возникновению электромагнитного излучения, энергия которого заимствуя из кинетической энергии частицы. Это означает, что электрон моет при столкновении с атомами потерять часть своей энергии, которая излучается в виде фотона. Энергия фотона $\mathrm{h}\nu$ может составить любую долю первоначальной кинетической энергии электрона. Предельное значение $\mathrm{h}\nu$ равно W_e. Появление такого фотона не означает, что вся кинетическая энергия быстрого электрона перешла в электромагнитное излучение. Поскольку $\mathrm{h}\nu$ может принимать также любые другие значения (от 0 до W_e), то излучение, возникающее благодаря такому «радиационному торможению» электронов, содержит непрерывный набор частот от нуля до W_e/h и, следовательно, образует сплошной спектр (в отличие от излучения

возбужденных атомов, состоящего из отдельных спектральных линий с определенными длинами волн). Тормозное излучение может возникать не только в плазме. Более привычным примером этого явления может служить работа обычной рентгеновской трубки, используемой для просвечивания или терапии в медицине. В такой трубке поток быстрых электронов, испускаемых накаливаемой вольфрамовой проволокой (катодом), ускоряется напряжением в несколько десятков тысяч вольт и бомбардирует противоположный электрод – антикатод. Проникая в антикатод, быстрые электроны при взаимодействии с электрическим полем атомов рождают кванты электромагнитного излучения. Благодаря небольшой величине W_e частоты испускаемых электромагнитных колебаний в этом случае очень велики, а следовательно, длина волны очень мала (порядка 10^{-9} –10^{-8} см), что как раз и является характерным для рентгеновских лучей [19].

В плазме с электронной температурой T_eчастоты электромагнитных волн, принадлежащих к тормозному излучению, будет лежать в очень широких пределах, но в среднем наибольшая доля излучаемой энергии будет приходиться на фотоны с частотой порядка kT_e/n и длиной волны порядка ch/kT_e. Поэтому тормозное излучение плазмы с $T_e = 10^4$ К будет в основном принадлежать к инфракрасной и видимой части спектра, а при $T_e = 10^8$ К (высокотемпературная плазма будущих термоядерных реакторов) главную долю излучения плазмы будут составлять рентгеновские лучи. Общая интенсивность тормозного излучения плазмы на единицу объема должна быть пропорциональна $n_e n_i$. Кроме того, интенсивность излучения должна сильно зависеть от заряда ионов, так как вероятность возникновения фотона во время столкновения должна быть тем выше, чем сильнее электрическое поле, действующее на электрон и вызывающее изменение его скорости. Теоретические расчеты показывают, что энергия, испускаемая за 1 секунду в виде тормозного излучения из 1 см^3 полностью ионизированной плазмы с электронной температурой T_e, равна $Q = 1{,}5 \cdot 10^{-27} n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e}$. Величина Q выражена в эргах. Z обозначает номер элемента, ионы которого входят в состав плазмы. В качестве примера предположим, что удалось создать водородную плазму с электронной температурой $T_e = 10^8$ К и концентрацией электронов, равной 10^{-16} см$^{-3}$. Согласно выражению для плотности плазмы каждый литр такой плазмы будет

генерировать рентгеновское излучение мощностью около 150 кВт, что эквивалентно суммарной мощности нескольких тысяч обычных рентгеновских трубок, работающих одновременно. Еще значительно большая мощность будет излучаться при той же электронной температуре и концентрации плазмой, содержащей ионы тяжелых атомов.

Еще одним излучательным процессом в низкотемпературной плазме является излучение рекомбинации. Явление рекомбинации электрон с ионом заключается в том, что свободный электрон, пролетая в поле иона, захватывается последним и, следовательно, переходит в связанное состояние. При таком процессе освобождается энергия, равная сумме кинетической энергии свободного электрона и его энергии связи. Так, например, если электрон с энергией W_e захватывается протоном и в результате образуется нормальный атом водорода, то полная энергия составит $W_e + 13{,}6$ эВ (рисунок 1.4.1). Кинетическая энергия таких электронов отсчитывается по вертикали от нулевой линии вверх. Нормальное состояние

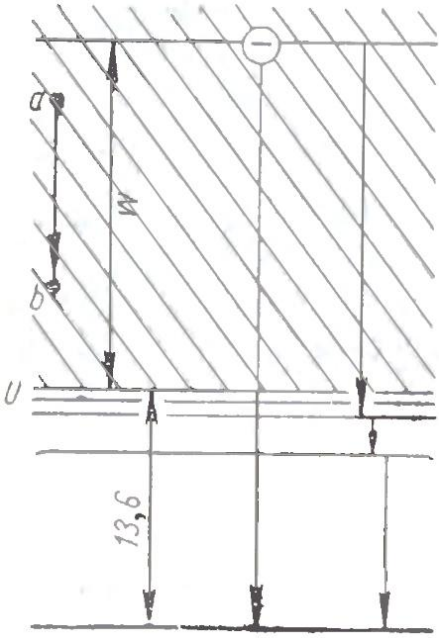

Рисунок 1.4.1 – Схематическое изображение возможных энергетических переходов при рекомбинации электрона и протона[19]

электрона, связанного в атоме водорода, соответствует отрицательной энергии, равной 13,6 эВ. Освобождающаяся энергия может быть излучена в виде фотона с энергией $W_e + 13{,}6$ эВ. Возможен также ступенчатый переход, при котором атом сначала оказывается в одном из допустимых возбужденных состояний, а затем перескакивает на нормальный уровень. В этом случае будет излучаться два или большее число фотонов, как это изображено на правой стороне диаграммы энергетических уровней атома. Между прочим, на той же диаграмме можно изобразить также и процесс возникновения тормозного излучения. Ему соответствует изменение состояния электрона в заштрихованной области (переход между точками a и b). Поскольку свободные электроны обладают непрерывным набором энергий, то фотоны, излучаемые в процессе рекомбинации, образуют

сплошной спектр, на который накладывается линейчатый спектр возбужденных атомов, образующихся при ступенчатых переходах. Общая интенсивность излучения рекомбинации, очевидно, также должна быть пропорциональна произведению $n_e n_i$. В противоположность тормозному излучению излучение рекомбинации является тем более интенсивным, чем меньше энергия электронов, и поэтому оно усиливается при уменьшении величины kT_e. Для водородный плазмы интенсивность рекомбинационного излучения на единицу объема (1см^3) можно оценить по формуле $Q_{\text{рекомб}} \approx 10^{-22}\, n_e^2/\sqrt{T_e}$ (в этом случае $n_e = n_i$). До температур порядка 10^8 К излучение рекомбинации превышает излучение вследствие торможения электронов. В более горячей плазме главная роль принадлежит тормозному излучению. Если в плазме присутствуют ионы с большими зарядами, то $Q_{\text{рекомб}}$ резко возрастает (приблизительно пропорционально четверти степени заряда иона на каждый элементарный акт рекомбинации).

Излучение возбужденных атомов и ионов. Интенсивность этого излучения сильно зависит от электронной температуры и химического состава, быстро увеличиваясь при включении в состав плазмы атомов тяжелых элементов. Спектр этого излучения состоит из ряда линий, соответствующих различным состояниям возбуждения атомов и ионов. При возрастании электронной температуры происходит постепенное повышение заряда тяжелых ионов и изменяется спектр линейчатого излучения. Атом, находящийся в плазме с очень низкой электронной температурой, либо остается нейтральным, либо теряет один из наиболее слабо связанных электронов. С повышением T_e начнут отрываться более прочно связанные электроны, и поэтому средняя величина заряда повышается. Вместе с тем растет и энергия возбуждения ионов, вследствие чего спектр линейчатого излучения сдвигается из видимой области в область ультрафиолетовых и рентгеновских лучей. Для того чтобы охарактеризовать интенсивность линейчатого излучения в зависимости от T_e и состава плазмы, рассмотрим некоторые цифровые значения. Водородная плазма может быть ионизирована практически на 100%, если температура электронов достигла 10 эВ (10^5 К). При такой температуре и концентрации 10^{13} частиц/см полная мощность излучения, приходящаяся на 1 см^3, составляет $5 \cdot 10^{-24}$ эрг/см^3. В основном это излучение обязано рекомбинации

электронов с протонами. Предположим теперь, что к водороду добавлен в качестве примеси кислород, причем на 100 атомов водорода будет приходиться один атом кислорода. Появление этой небольшой примеси резко увеличит потери на излучение, которая теперь будет связана главным образом с линейчатым спектром возбуждения атомов и ионов кислорода. При той же электронной температуре (10^5 K) общая интенсивность излучения плазмы вырастает приблизительно в 10 000 раз. Линейчатое излучение возбужденных атомов и ионов в плазме с не слишком высокой электронной температурой образует один из главных каналов, по которым происходит утечка энергии из плазмы. Потери на излучение в водородной плазме с электронной температурой порядка 10^5 K, содержащей в качестве примеси 10% кислорода, при равной электронной концентрации превышают на три порядка величину утечки энергии на тормозное излучение из водородной плазмы при T_e = 10^8 K [19].

Для того чтобы лучше представлять себе общий характер излучения плазмы, полезно провести сравнение между плазмой и идеальным тепловым излучением. Таким является поверхность так называемого черного тела, т. е. такого тела, которое полностью поглощает все падающие на него лучи независимо от их длины волны. Теория показывает и опыт подтверждает, что полная интенсивность излучения черного тела растет пропорционально четвертой степени абсолютной температуры, и мощность этого излучения на единицу поверхности равна $5{,}7 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{T}^4$ эрг/см^2·сек. Спектр излучения черного тела показан на рис. 40. По оси абсцисс отложена частота колебания световой волны ν, а по оси ординат – энергия, излучаемая в единичном интервале частот, E_ν с 1 см^2 поверхности черного тела.

Отметим некоторые важнейшие черты, характеризующие спектр черного тела.

1) Интенсивность излучения в области низких частот, которым соответствуют фотоны с энергией $h\nu$, много меньшей, чем величина kT, характеризующая тепловую энергию частиц черного тела, растет с увеличением частоты приблизительно пропорционально ν^3. Если сравнивать интенсивности излучения, приходящиеся на один и тот же интервал частот в данной области спектра при разных температурах, оказывается, что они пропорциональны кубу температуры.

2) Интенсивность излучения достигает максимума при $h\nu = 2{,}75\,kT$. С увеличением температуры этот максимум перемешается в область все более высоких частот. При температурах от $7{,}5 \cdot 10^3$ до $15 \cdot 10^3$ К максимум излучения лежит в области частот видимого света. При температуре порядка нескольких десятков тысяч градусов черное тело с максимальной интенсивностью будет излучать ультрафиолетовые лучи с длиной волны порядка 0,1 мкм. Дальнейшее повышение температуры должно в конце концов привести к тому, что черное тело превратится в сверхмощный источник рентгеновских лучей.

В противоположность черному телу плазма при не слишком большой величине электронной концентрации почти совершенно прозрачна для видимого и ультрафиолетового излучений. В ней сильно поглощаются только радиоволны, т. е. излучение со сравнительно большой длиной волны. Согласно сказанному выше, оно возникает лишь при наличии сильного магнитного поля. Поэтому, если не учитывать радиочастотную часть спектра, можно считать, что общее количество энергии, излучаемое плазмой наружу при постоянной величине концентрации и температуры, должно возрастать пропорционально объему, занимаемому плазмой. Предположим, например, что этот объем имеет сферическую форму. В таком случае полная излучаемая энергия будет расти пропорционально a^3, где a – радиус плазменной сферы, а интенсивность излучения на 1 см^2 поверхности должна увеличиваться пропорционально отношению объема и поверхности, т. е. линейно расти вместе с a.

Однако такой рост не может продолжаться до бесконечности, так как согласно основным законам теории светового излучения энергия, излучаемая поверхностью нагретого тела, не может превышать величину, излучаемую поверхностью черного тела. Это относится не только к полной величине энергии излучения, но также и к интенсивности излучения в каждом спектральном интервале. Истинная физическая причина, приводящая к замедлению роста интенсивности излучения плазмы, заключается в том, что при больших размерах области, занимаемой плазмой, начинает сказываться поглощение. Раньше всего влияние поглощения отмечается в длинноволновой области спектра и только при очень большой величине a оно начинает сказываться на интенсивности коротковолнового (ультрафиолетового и рентгеновского) излучения плазмы. Заметим, между прочим, что при температуре

10^8 K, которую считают минимальной для будущих термоядерных реакторов, излучение с 1 см^2 поверхности черного тела должно иметь мощность, равную $5 \cdot 10^{17}$ кВа. При такой мощности излучения шарик диаметром 1 см^3, расположенный на расстоянии 10^6 км от Земли, должен был бы посылать на ее поверхность поток излучения (главным образом рентгеновских лучей), превышающий поток, который посылает Солнце. Вычисления показывают, однако, что при концентрации плазмы 10^{10} частиц/см^3 и температуре 10^8 K она будет излучать всего лишь такой поток энергии, который соответствует черному телу с температурой $2 \cdot 10^3$ K. Поэтому маленький сгусток высокотемпературной плазмы будет являться сравнительно малым источником излучения [19].

1.5 Процессы переноса заряженных частиц

Направленное движение электронов и ионов в плазме может быть вызвано двумя причинами: электрическим полем, создающим ток, или же разницей в величине концентрации между различными участками плазмы. В неравномерно нагретой плазме обмен частицами между областями с различной температурой создает механизм плазменной теплопроводности, благодаря которому через плазму идет поток тепловой энергии. Перечисленные процессы объединяются общим названием – явления переноса. Особенно значение среди них для физики плазмы имеет возникновение электрического тока.

Ток появляется благодаря тому, что электрическое поле заставляет заряженные частицы разного знака двигаться в противоположные стороны. За время t электрон приобретает в электрическом поле дополнительную скорость $\frac{eE}{m_e}t$, а однозарядный ион – скорость $\frac{eE}{m_i}t$. Если бы электроны и ионы не сталкивались между собой, а также с нейтральными атомами, то под действием электрического поля их скорости должны были бы непрерывно возрастать и через некоторый отрезок времени плазма должна была бы превратиться в два встречных потока быстрых частиц. В действительности, однако, вследствие столкновений каждая частица набирает направленную скорость только в течение ограниченного промежутка времени.

В момент столкновения приобретенная дополнительна скорость теряется и после столкновения частица вновь начинает ускоряться под действием поля. В

условиях, которые обычно реализуются в опытах с плазмой, дополнительная скорость, набираемая электроном или ионом за время одного свободного пробега, оказывается очень небольшой по сравнению с величиной тепловой скорости. Поэтому общий характер движения частиц лишь незначительно изменяется при включении электрического поля. Небольшая слагающая скорости параллельная направлению электрического поля, накладывается на быстрое хаотическое движение частиц с тепловыми скоростями. Таким образом, здесь можно говорить о сравнительно медленном сносе частиц вдоль поля, а не об образовании потока, в котором скорости всех частиц имеют одно и то же направление. Ток в плазме создается направленным движением частиц обоих знаков. Однако вклад, вносимый в величину тока положительными ионами, ничтожно мал по сравнению с вкладом электронов, так как из-за относительно очень большой массы ионы приобретают под действием поля ничтожные направленные скорости. Поэтому здесь можно пренебречь участием ионов в создании электрического тока и учитывать лишь ток, обусловленный движением электронов.

Постоянный ток в плазме образуется стационарным потоком электронов, в котором сила, действующая на каждую частицу со стороны электрического поля,

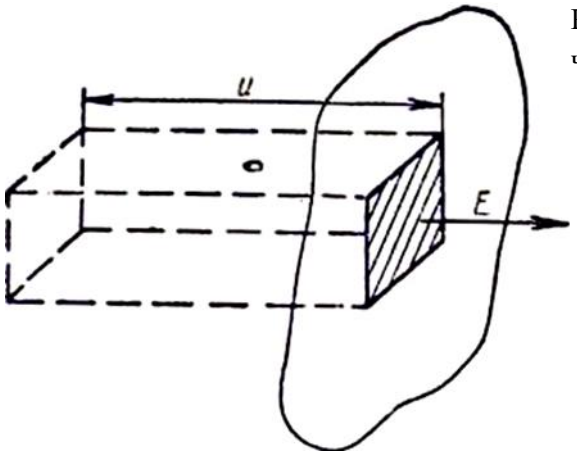

Рисунок 1.5.1 – Поток электронов, протекающих через плоскость площадью 1 см^2 за секунду [19]

уравновешивается силой трения, обусловленной столкновениями электрона с ионами и нейтральными атомами. Сила трения равна импульсу (количеству движения), который передается за секунду от движущегося электрона к ионам и атом плазмы. Пусть скорость потока электронов в плазме равна u. Средняя величина импульса для отдельного электрона будет составлять $m_e u$. За 1 секунду электрон испытывает ν столкновений, при каждом из которых он теряет свою направленную скорость и передает иону (или атому) импульс $m_e u$. Следовательно, сила трения для электрона должна быть равна $m_e u\nu$. Условие равновесия для сил, действующих на электрон, будет иметь вид $m_e u\nu = eE$. Отсюда получаем выражение для средней

величины направленной скорости электронов $u = \frac{eE}{m_e} \cdot \frac{1}{\nu} = \frac{eE}{m_e}\tau$, где $\tau = \frac{1}{\nu}$ есть средний промежуток времени между двумя последовательными столкновениями, которые испытывает движущийся электрон. Определим теперь величину тока, проходящего через 1 см^2 плоскости S, перпендикулярной к направлению электрического поля в плазме (рисунок 1.5.1). Эта величина, называемая плотностью тока, равна сумме электрических зарядов, пересекающих единичную площадку за 1 сек.

Если заряды – в данном случае электроны – двигаются со средней скоростью u,то за секунду через площадку пройдут все заряды, которые к началу этого промежутка времени находились в пределах объема, имеющего форму параллелепипеда с высотой u и основанием 1 см^3. Пусть концентрация электронов равна n_e. В упомянутом объеме должно содержаться $n_e u$ электронов с суммарным зарядом $n_e eu$. Таким образом, плотность тока $j = n_e eu = \frac{n_e e^2}{m_e}\tau E$. Обозначим коэффициент, стоящий перед E, через η. При этом формула примет следующий вид: $j = \eta E$. Такая форма связи между плотностью тока и напряженностью поля означает, что ток в плазме подчиняется закону Ома, причем η есть ни что иное, как удельная электропроводность. Величина η может быть вычислена с помощью формулы $\eta = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e}$. В этом выражении τ характеризует среднее время свободного пробега электронов по отношению к таким столкновениям, в результате которых происходит торможение электронного потока. Поэтому τ связано с введенными нами ранее величинами τ_{ei} и τ_{e0} соотношением $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{e0}}$. В последнем выражении для τ не учитываются столкновения электронов между собой, так как эти столкновения не должны приводить к торможению электронного потока, т. е. к потере направленной скорости.

Для того чтобы получить общее представление о свойствах плазмы как проводнике электрического тока, полезно проанализировать два крайних случая. В первом из них в качестве проводника фигурирует полностью ионизированная плазма, во втором – плазма с очень небольшой относительной концентрацией заряженных частиц. Займемся сначала анализом электрических свойств полностью

ионизированной плазмы. В этом предельном случае столкновения между электронами и нейтральными атомами отсутствуют и, следовательно, $\tau = \tau_{ei}$. Обращаясь к работе [15] и учитывая, что в полностью ионизированной плазме $n_e = n_i Z$, где Z – заряд ионов, получаем $\eta = 0{,}9 \cdot 10^7 \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z}$. Из последней формулы вытекает следующее. Во-первых, оказывается, что электропроводность полностью ионизированной плазмы не зависит от концентрации электронов. Это понятно, так как с ростом n_e увеличивается число частиц, переносящих ток, и одновременно с этим возрастает число столкновений, т. е. уменьшается время свободного пробега. Во-вторых, мы видим, что при одном и том же значении электронной температуры электропроводность плазмы тем меньше, чем больше средний заряд ионов. И, в-третьих, из последней формулы следует, что электропроводность полностью ионизированной плазмы растет пропорционально электронной температуре в степени 3/2 и поэтому при высокой температуре может достигать очень большой величины.

В частности, электропроводность водородной плазмы характеризуется при различных значениях температуры, величинами представленными с таблице 1.5.1. При электронной температуре около $15 \cdot 10^6$ К водородная плазма имеет такую же электропроводность, как у обыкновенной меди при комнатной температуре.

Таблица 1.5.1 Зависимость электропроводности водородной плазмы от электронной температуры [19]

T_e, К	η, СГС
10^4	10^{13}
10^5	10^{14}
10^6	10^{16}
10^7	10^{17}

С прохождением электрического тока через полностью ионизированную плазму при некоторых условиях может быть связано явление, получившее название «электронного просвиста». Мы считаем, что электрон ускоряется в течение времени τ, а затем приобретенная им направленная скорость теряется при столкновении с ионом. Это означает, что вся электронная компонента плазмы движется с некоторой

постоянной скоростью, не испытывая в целом ни ускорения, ни замедления. Будет ли, однако, правильным считать, что все без исключения электроны плазмы двигаются с одинаковой средней скоростью? Простые соображения показывают, что это не так. Рассмотрим индивидуальную судьбу электрона, скорость которого во много раз превышает среднюю тепловую скорость электронной компоненты. Такой электрон принадлежит к далекому хвосту энергетического распределения. Продолжительность свободного пробега у него будет во много раз больше средней величины τ. Как было отмечено в [19], эффективное сечение рассеяния обратно пропорционально четвертой степени скорости электрона υ. Поэтому длина свободного пробега прямо пропорциональна υ^4, а время пробега растет как υ^3. Следовательно, в промежутке между двумя столкновениями выбранный нами быстрый электрон приобретает под действием поля дополнительную направленную скорость, во много раз превышающую среднюю величину u. Так, например, если электрон, за которым ведется наблюдение, обладает кинетической энергией, в 10 раз превосходящей среднюю величину тепловой энергии, приходящейся на один электрон плазмы, то набираемая им в электрическом поле направленная скорость будет приблизительно в 30 раз больше среднего значения. Если начальная скорость пробного электрона достаточно велика, то его свободный пробег может оказаться настолько большим, что приобретаемая добавочная скорость превысит величину тепловой скорости. Но в этом случае становится бессмысленной упрощенная модель процесса, согласно которой электрон теряет весь излишек скорости υ при столкновении, так как это относится только к случаю, когда излишек скорости мал по сравнению с самой величиной скорости. Это понятие с трудом можно уложить в простую схему, которая заимствует наглядные представления из кинетической теории газов.

Направленные потоки электронов и ионов в плазме могут возникать не только под действием электрического поля, но также при таких условиях, когда

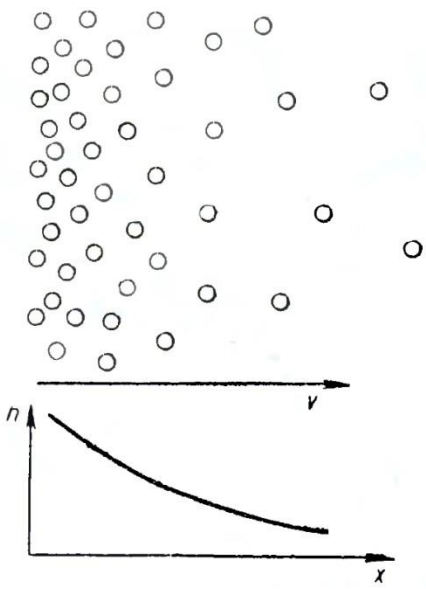

Рисунок 1.5.2 – Схематическое изображение газа, распределенного с неоднородной концентрацией вдоль оси *x* [19]

концентрация частиц в различных точках неодинакова. Выясним сначала, как будет вести себя неоднородная плазма с высокой Степенью ионизации. На рисунке 1.5.2 показана область пространства, занятая неоднородной плазмой, концентрация которой убывает слева направо (в направлении увеличения координаты *x)*. Примем для простоты, что температура электронов T_e везде одинакова, как и температура ионов T_i.

При этих условиях изменение концентрации пропорционально изменению давления плазмы, равного $\rho = nk(T_e + T_i)$. Уменьшение концентрации вдоль оси *x* означает соответственное понижение давления. Плазма, как и обычный газ, при перепаде давлений не может сохранять равновесие и будет двигаться таким образом, чтобы выровнять разность давлений. В данном примере она должна двигаться слева направо. Этот процесс аналогичен расширению газа в аппарате, где мы, открывая клапан, выпускаем газ из области высокого давления в область более низкого. Простейший случай – это расширение газа в вакуум. Оно должно происходить со скоростью порядка средней тепловой скорости молекул. Аналогичное положение должно быть и в потоке расширяющейся плазмы. Однако в плазме имеются две компоненты с разными зарядами частиц. Возникает вопрос: какая из двух тепловых скоростей – электронная или ионная – будет определяющей в процессе расширения? На этот вопрос нетрудно ответить. Из-за квазинейтральности электроны не могут далеко оторваться от медленно движущихся ионов, и поэтому плазма как целое будет расширяться с тепловой скоростью ионов.

Впрочем, не исключены и такие случаи, когда это общее правило будет нарушаться. Если сгусток плазмы с неоднородным распределением давления

образуется за очень короткий промежуток времени в области, граничащей с высоким вакуумом, то в начальный момент сравнительно небольшое число электронов улетит с поверхности плазмы со своими тепловыми скоростями. В результате возникает электрическое поле, которое при условиях может привести появлению кратковременного и очень небольшого по своей интенсивности потока очень быстрых ионов, двигающихся со скоростями, близкими к тепловой скорости электронов. Естественно, что в этом случае один быстрый ион приходится на очень большое число электронов, так как он приобретет свою энергию за счет их торможения. Такое положение наблюдается иногда при электрических разрядах малой длительности, происходящих в газе малой плотности. Однако его можно рассматривать только как исключение, не затрагивающее применимости общего правила к движению всей массы расширяющейся плазмы.

Мы говорили до сих пор только о предельном случае поведения плазмы с неоднородной концентрацией, который соответствует очень большому относительному перепаду давлений (от некоторого исходного значения до нуля). Гораздо чаще можно встретиться с таким процессом, когда перепад давления сравнительно невелик. В этом случае выравнивание давления и концентрации может происходить с меньшей скоростью. В общем случае можно подойти к анализу такого состояния на основе простых законов механики.

Перепад давлений создает силу, ускоряющую по второму закону Ньютона газ, находящийся в той области, где происходит изменение давления. Постараемся определить эффект действия этой силы, для чего надо сначала найти ее величину. Выделим в газе 1 см$^{-3}$ единичного объема, ориентированный так, чтобы направление одного из ребер его совпадало с тем направлением, в котором происходит изменение давления. Сила, действующая на боковую поверхность единичного объема, численно равна давлению (так как давление – это сила, действующая на 1 см^2 поверхности). Слева давление имеет величину ρ_1, а справа – меньшую величину ρ_2. Отсюда следует, что к 1 см^3 приложена сила, равная $\rho_1 - \rho_2$. Эта разность давлений и будет ускорять газ, находящийся внутри данного объема. Масса газа в единичном объеме равна его плотности ρ, и, следовательно, ускорение будет равно $\frac{1}{\rho}(\rho_1 - \rho_2)$. Это, очень грубый подсчет, так как в разных точках внутри выделенного нами

объема ускорение может быть неодинаковым из-за различия в плотности и относительного перепада давления. Для более строгого исследования нужно выбрать настолько малый объем газа, чтобы внутри него плотность и ускорение можно было бы считать постоянными.

Выберем поэтому вместо единичного объема кубик с очень малой стороной ξ. Площадь боковой стороны такого кубика равна ξ^2, объем – ξ^3, масса газа – $\rho\xi^3$. Разность сил, вызывающая движение газа, будет составлять $\rho_0 - \rho_1$, где ρ_0 – давление слева, а ρ_1 – давление справа. Ускорение определяется по формуле $a = \frac{\rho_0 - \rho_1}{\xi} \cdot \frac{1}{\rho}$.

Величина $\frac{\rho_0 - \rho_1}{\xi}$ представляет собой перепад давления на очень малом участке, отнесенный к единице длины. Однако это не просто величина, она характеризуется также определенным направлением и поэтому должна рассматриваться как вектор. В векторном анализе для такой величины имеется особое название. Это взятый с обратным знаком градиент давления, т. е. в обозначениях векторного анализа –grad ρ. Знак минус здесь стоит потому, что направление градиента считается от меньшего давления к большему, а сила действует на газ в сторону уменьшения p.

В рассматриваемом выше простом случае направление градиента давления не вызывало сомнения, так как принималось, что давление изменяется вдоль оси x, т. е. оно является функцией только от координаты x. Вообще говоря, давление внутри плазмы может изменяться вдоль всех трех координатных осей и характер этого изменения не обязан быть очень простым. Пусть, например, плазма имеет форму столба (не обязательно круглого сечения). Такой плазменный столб может быть создан в длинной стеклянной или керамической трубке с помощью электрического разряда. При достаточно большой длине плазменного столба давление в его средней части будет сравнительно слабо изменяться в продольном направлении, но должно уменьшаться изнутри наружу. Распределение давления по поперечному сечению плазменного столба показано на рисунке 1.5.3.

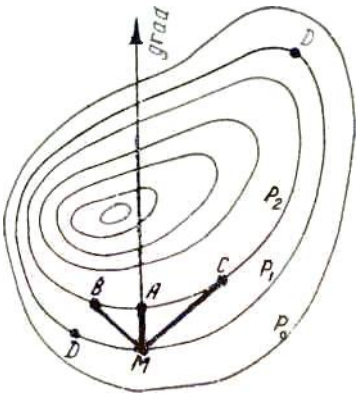

Рисунок 1.5.3 – Схема, поясняющая понятие градиента. Направление градиента совпадает со стрелкой [19]

Кривые на этом рисунке представляют собой линии равного давления, т.е. то, что физической географии называется изобарами. Чем больше изобар будет проведено, тем более точно они изобразят распределение давления в плазме. Точка *M* лежит на изобаре, вдоль которого давление равно ρ_0. Давление изменяется по всем направлениям от точки *M* кроме направления, идущего вдоль изобары (линия *DD* на рисунке 1.5.3). Однако ход этого изменения ρ различен для разных путей, по которым можно идти от точки *M.* Соседней изобары, соответствующей немного более высокому давлению ρ_1, можно, достигнуть, выходя из точки *M,* например вдоль направлений *MA, MB* или *MC.* Во всех случаях полная величина изменения давления будет равна $\rho_0 - \rho_1$, но она приходится на отрезки разной длины. Наибольшую величину относительное изменение давления имеет в направлении *MA,* которое соответствует кратчайшему расстоянию между изобарами. Луч *MA* соединяет обе изобары по перпендикуляру к ним. Это направление кратчайшего подъема давления и будет направлением градиента давления, а величина $\frac{\rho_0-\rho_1}{MA}$ численно равна градиенту, если только соседние изобары очень мало отличаются по величине давления (т. е. сетка изобар достаточно густая). Данное определение градиента можно обобщить на случай, когда давление изменяется не в плоскости, а по всем направлениям в пространстве. В этом наиболее общем случае нужно построить поверхности равного давления. Градиент направлен по кратчайшему расстоянию между двумя соседними поверхностями равного давления, т. е. по перпендикуляру к ним (рисунок 1.5.4).

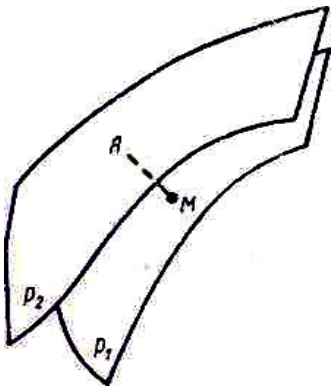

Рисунок 1.5.4 – Поверхности равного давления. Отрезок *MA* совпадает с направлением градиента [19]

Этот анализ понятия градиента имеет совершенно общий характер. Он полностью применим также для определения градиента концентрации, температуры,

электрического потенциала и т. д. Градиент любой величины, изменяющейся в пространстве, измеряется ее увеличением на единицу длины по направлению наиболее быстрого роста. При некоторых условиях неоднородность в распределении заряженных частиц по объему плазмы может явиться причиной движения иного типа, которое называется диффузионным. В полностью ионизированной плазме диффузионные процессы можно отделить от динамических, обусловленных разностью давлений, только в том случае, если в плазме присутствуют несколько различных сортов ионов, причем их распределение в пространстве различно. Значительно больший интерес представляет анализ явления диффузии заряженных частиц в слабо ионизированной плазме, когда давление электронной и ионной компонент мало по сравнению с давлением нейтрального газа. При диффузионном движении, также как и при прохождении тока, происходит не перемещение всей массы вещества, а только перемешивание составляющих это вещество компонент. Типичным примером явления диффузии в повседневной жизни может служить распространение запаха в комнате от капли ароматичного вещества или расплывание струйки табачного дыма. Ясное представление о механизме диффузии дает движение микроскопической пылинки в жидкости, которое можно наблюдать под микроскопом (так называемое броуновское движение).

Диффузия в газе и, в частности, в плазме есть результат беспорядочного движения частиц (атомов, ионов или электронов). Благодаря столкновениям частица все время изменяет направление своей скорости, и ее путь представляет собой запутанную зигзагообразную линию. Если в некоторый начальный момент частица находилась в точке O, то с течением времени беспорядочные блуждания будут уводить ее все дальше от этой точки. Однако поскольку движение частицы происходит не по прямой линии с постоянной скоростью, то расстояние, на которое она удаляется от начальной точки, не будет возрастать пропорционально времени. Расчет, основанный на применении теории вероятностей, показывает, что в этом случае расстояние r растет пропорционально $\sqrt{t}$, т. е. $r = \sqrt{At}$, где A – постоянная величина, характеризующая скорость диффузии для данных условий.

Рассмотрим теперь макроскопический эффект таких случайных движений для газа, в котором присутствует очень небольшая примесь, неравномерно распределенная по объему, как это показано на рисунке 1.5.5.

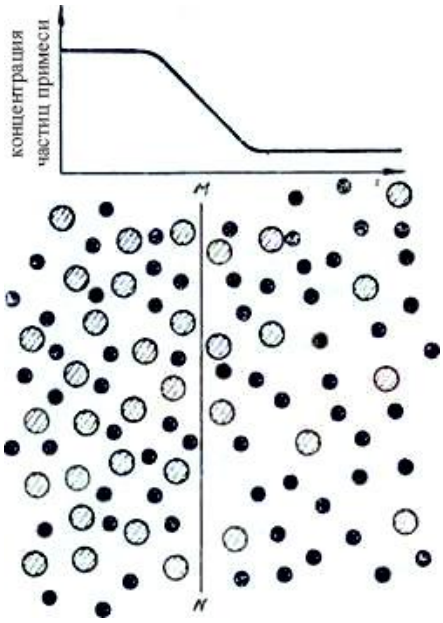

Рисунок 1.5.5 – Схематическое изображение неравномерного распределения частиц примеси (большие окружности) по объему, занимаемому основным газом (маленькие окружности) [19]

Слева от плоскости MN концентрация частиц примеси больше, чем справа. Поэтому при своем беспорядочном движении частицы в большем числе будут проходить слева направо, чем в обратном направлении. Это означает, что имеется поток примесных частиц в направлении положительной оси x. Интенсивность этого потока в плоскости MN есть разность между числом частиц проходящих в секунду через 1 см^2 по стрелке, и числом частиц, проходящих за то же время через ту же единичную площадку в обратном направлении. Естественно, что чем резче будет изменяться величина концентрации частиц слева направо, тем больше будет и величина потока. На том же рисунке сверху показана кривая изменения концентрации вдоль оси x. Наклон этой кривой характеризует спад концентрации примеси n. Мерой спада является относительная величина изменения концентрации на малом участке оси x. Эта величина представляет собой не что иное, как взятый с минусом градиент концентрации. Согласно основным положениям теории диффузии, подтвержденным на опыте, интенсивность потока частиц должна быть пропорциональна величине наклона кривой изменения концентрации, т. е. пропорциональна величине –grad n. Обозначим диффузионный поток через Q. Для него получается следующая формула: $Q = -\mathrm{grad}\, n$. Коэффициент D в этом выражении называется коэффициентом диффузии. Он должен быть связан с теми величинами, от которых зависит движение частиц в газе. Очевидно, что чем больше средняя скорость частиц и чем больше длина их свободного пробега λ, тем быстрее они передвигаются. Поэтому при заданном законе изменения концентрации диффузионный поток должен

увеличиваться с ростом скорости и длины свободного пробега. Это означает, что коэффициент диффузии должен быть функцией υ и λ. Расчет дает $D = \frac{1}{3}\upsilon\lambda$ [8].

До сих пор проводился анализ процессов диффузии для нейтрального газа. Рассмотрим теперь, как эти процессы происходят в плазме. Согласно сказанному ранее ясно, что если мы имеем дело с полностью ионизированной плазмой, то говорить о диффузии при наличии разности концентраций нельзя: плазма приходит в движение как целое – создается плазменный «ветер». Иная картина должна получаться, если степень ионизации невелика. В этом случае электроны и ионы образуют примесную компоненту, плотность и давление которой невелики по сравнению с соответствующими величинами для основной нейтральной компоненты ионизированного газа. При наличии неоднородностей в распределении заряженных частиц они будут диффундировать через нейтральную компоненту. Характерная особенность этого процесса состоит в том, что по условию квазинейтральности скорость диффузии электронов и ионов должна быть одинакова. Поскольку электроны обладают большой подвижностью, они опережают ионы, создавая благодаря этому опережению электрическое поле, которое сильно тормозит их и слегка ускоряет тяжелые попы. В результате происходит выравнивание скоростей и весь процесс диффузии идет со скоростью, близкой к той, которая в отсутствие электрического поля соответствовала бы диффузионному движению ионов. Коэффициент диффузии для плазмы должен определяться формулой для коэффициента диффузии D, в которую нужно подставлять знания υ и λ, вычисленные для ионов. Такой процесс совместного движения ионов и электронов через газ получил название амбиполярной диффузии.

Теплопроводность плазмы также обусловлена движением частиц. Главную роль в переносе тепла от более горячих участков плазмы к более холодным играют электроны (благодаря большей тепловой скорости). Если вдоль некоторого направления существует перепад температуры, то электроны с большими энергиями идут в одну сторону, а в обратную сторону движутся электроны с меньшими энергиями. В результате появляется поток тепловой энергии, направленный в сторону более холодных слоев плазмы и пропорциональный относительной величине перепада температур, т. е. температурному градиенту. Выражение для

теплового потока через 1 см^2 имеет вид $Q_T = -C_T \mathrm{grad}\, T$. Величина C_T – коэффициент теплопроводности. Чем выше температура плазмы (для простоты считается, что она одинакова для электронов и ионов), тем больше коэффициент теплопроводности. Величину C_T для полностью ионизированной плазмы, содержащей только однозарядные ионы, можно грубо оценить с помощью следующей приближенной формулы: $C_T = 1{,}24 \cdot 10^{-6} T^{5/2}$ эрг/см·град. Величина коэффициента теплопроводности здесь дается в системе единиц СГСЭ. Если выражать тепловой поток в калориях, то коэффициент теплопроводности следует приводить в калориях на градус на 1 см^2 [19].

1.6 Выводы

Сделан обзор паспортных параметров газоразрядной плазмы (степень ионизации, давление, состав, напряженность электрического поля, плазменная температура). Определив характерные параметры плазмы, мы можем лучше судить о том, в какой научной или практической задаче данный тип плазмы следует использовать.

2 Плазменные струи атмосферного давления (ПСАД)

В последние годы формируется такое понятие, как плазменная игла/струя. Плазменной иглой называют устройство, генерирующее поток плазмы заданной геометрии. Принцип действия плазменной иглы атмосферного давления основан на формировании плазмы внутри газоразрядной трубки с ее последующим выводом через имеющееся сопло. Для создания плазмы внутри трубки с помощью барьерного разряда необходимо использовать мощный генератор сильноточных импульсов для создания условий, при которых молекулы прокачиваемого через трубку газа успеют перейти в возбужденное состояние с последующим высвобождением энергии в виде спонтанного излучения.

Неравновесность физико-химических процессов, происходящих в низкотемпературной плазме, позволяет осуществлять химические превращения материала, недостижимые традиционными химическими методами. В последнее время активно исследуется возможность применения неравновесной низкотемпературной плазмы для решения биомедицинских задач. Основными направлениями использования плазмохимических методов в биологии и медицине являются:

1) Стерилизация и деконтаминация медицинского оборудования (хирургических инструментов, катетеров, шовных и упаковочных материалов и т.д.), кожных покровов и раневых поверхностей, а также продуктов питания и сточных вод.

2) Повышение биосовместимости имплантатов и материалов, применяемых в медицинской практике, биотехнологии и работе с клеточными культурами.

3) Создание новых композитных материалов, обладающих новыми биологическими свойствами, потенциально интересными для медицинских и биологических приложений.

4) Плазменная хирургия: разработка новых нетрадиционных способов воздействия на живые ткани организма (плазменный скальпель, плазменная игла), которые могут применяться при обработке ран и остановке кровотечения во время хирургического вмешательства, ускорения клеточной регенерации.

5) Использование плазменных технологий для получения наноматериалов и нанобиосенсоров.

2.1 Способы возбуждения и конструкции источников ПСАД

Плазменная струя образуется в разряде (тлеющем, дуговом, радиочастотном, барьерном и т.д.) и выбрасывается через узкое сопло (круглое или щелевое по сечению) за счёт создания в зоне разряда избыточного давления, превышающее атмосферное. Возбуждение тлеющим, коронным или барьерным разрядом создаёт неравновесную плазму со средней температурой газа от 20 до 400 ^{0}C и плотностью заряженных частиц типичной для слабоионизованных газов ($\leq 10^{11}$-10^{12} см$^{-3}$) и концентрацией активных частиц до 100 ppm. При температурах, близким к комнатным, такую плазму называют холодной и нетермической (в англ. «cold atmospheric plasma» или «non-thermal plasmas»).

Наиболее часто применяется плазма газовых разрядов различных частотных диапазонов и при различных давлениях (вплоть до атмосферного). Для генерации такой плазмы создан целый ряд устройств, которые используются в биологии и медицине: плазменная игла, плазменный факел тлеющего разряда атмосферного давления, диэлектрический барьерный разряд, диэлектрический барьерный разряд с плавающим электродом, плазменные и микроплазменные струи, наносекундная плазменная пушка [20].

Дуговыми называют разряды, как правило, самоподдерживающиеся, в которых катодное падение потенциала имеет относительно низкую величину (~10 эВ). Причиной малой величины катодного падения является то, что катоды дуг испускают электроны в результате термоэлектронной, автоэлектронной или термоавтоэлектронной эмиссии. Дуговым разрядам свойственны большие токи (~$1\cdot10^6$ А) и плотности тока на катоде (~10^2-10^7 А/см^2) и низкие напряжения горения дуг (десятки вольт) [21].

Использование дугового разряда непосредственно в медицине и биологии крайне ограничено, вследствие его температурного воздействия на клетки и ткани. В настоящее время в медицине плазма дугового разряда применяется для рассечения тканей с одновременной остановкой кровотечения при проведении различных хирургических операций. Также известно о применении дугового разряда для плазменного напыления пористых покрытий со сложной микроструктурой, которая способствует срастанию эндопротеза с костной тканью. [22].

Типичной геометрией для коронного разряда является заостренный электрод, расположенный напротив плоского электрода. Также возможна цилиндрическая конфигурация. Коронный разряд может управляться постоянным или переменным током, а сам застроенный электрод может иметь как отрицательный, так и положительный потенциал. В приложении к биомедицинским задачам чаще всего используют отрицательные коронные разряды постоянного тока [20, 21].

R. Bussiahn и соавторы разработали установку, генерирующую с определенной частотой отрицательный коронный разряд постоянного тока в очень малом объеме. В данном устройстве через заостренный полый игольчатый электрод, на который подавалось напряжение 1-14 кВ отрицательной полярности, продувался аргон со скоростью 0,5 стандартных $см^3 \cdot мин^{-1}$. В результате между катодом и анодом, в качестве которого выступал обрабатываемый биологический образец, генерировалась плазма с температурой газа ~300 К. Данный разряд создавал наносекундные импульсы с частотой ~1,8 кГц и амплитудой несколько сотен мА. Радиус и длина коронного разряда составляли 30 мкм и 1,5 см соответственно [23].

Разработано устройство, генерирующее усиленный коронный разряд, в котором преодолеваются ограничения плотности плазмы, возникающие вследствие заряда пространства в случае классического коронного разряда. Плотность плазмы усиленного коронного разряда может достигать порядка 10^{11} ионов/$см^3$ [24].

Тлеющий разряд – самоподдерживающийся разряд с холодным катодом, испускающим электроны в результате вторичной эмиссии, главным образом под действием положительных ионов. Разряд такого типа можно наблюдать в стеклянной трубке с впаянными у концов плоскими металлическими электродами. Тлеющему разряду присущи отличительные особенности: небольшая сила тока (10^{-6}-10^{-1} А в трубках с сечением порядка 1 $см^2$), довольно высокое напряжение (сотни и тысячи вольт) характерное пространственное распределение интенсивности светящихся и темных областей.

Разновидностями тлеющего разряда являются диэлектрический и резистивный барьерные разряды, которые характеризуются наличием слоя диэлектрика по крайней мере на одном электроде или в межэлектродном пространстве.

В настоящее время созданы и изучены источники ПСАД на основе барьерного разряда, в которых рабочим газом являются He, Ar, N_2, воздух и смеси инертных газов с добавками азота или кислорода (см. [25-31] и Приложение А). Для получения плазмы применяют импульсы напряжения положительной и отрицательной полярности, длительностью порядка 0.1-1 мкс, амплитудой до 30 кВ, частотой следования десятки кГц и скоростями прокачки газов от единиц до десятков л/мин. В ряде работ, например, в [25, 28], применяется радиочастотный способ возбуждения.

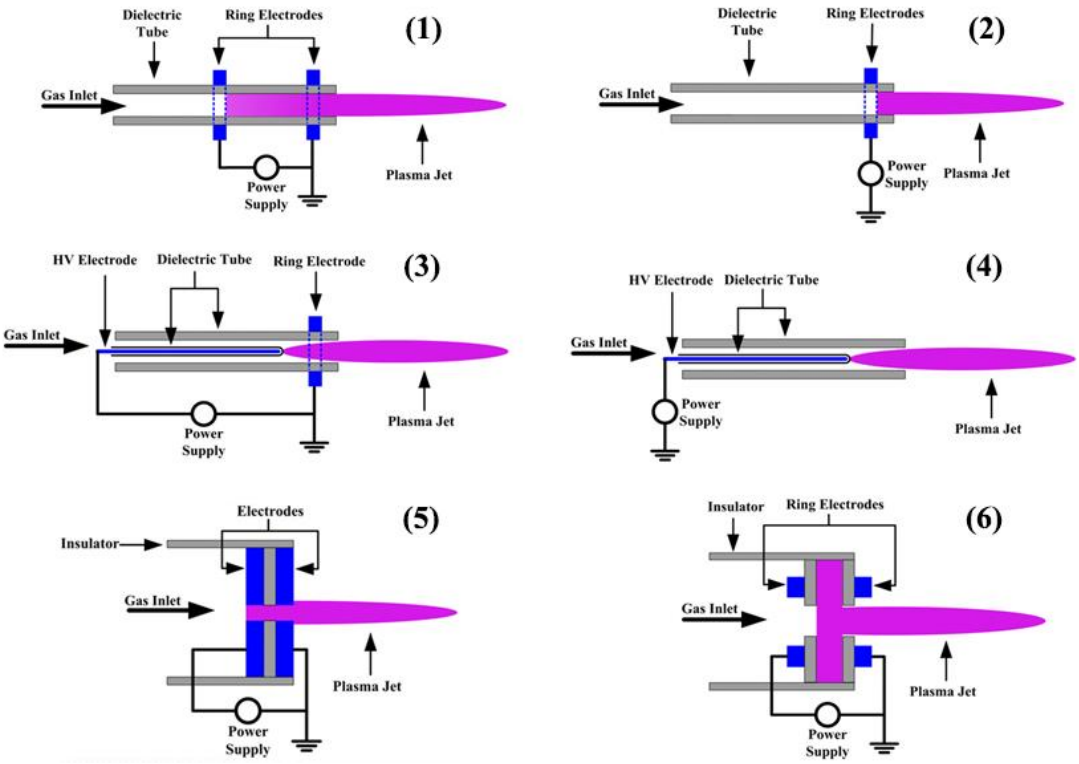

Рисунок 2.1.1 - Основные конструкции плазменных игл БР [2]

Выбор электрофизических параметров обычно определяется исходя из самой модели устройства. Самые распространенные конструкции ПСАД, возбуждаемых барьерным разрядом представлены на рисунке 2.1.1

Если коротко перечислить достоинства и недостатки той или иной конструкции, то необходимо отметить следующее: в конструкциях (1) и (2) формирование плазмы осуществляется радиочастотным возбуждением. Вторая модель работает на однобарьерном разряде. Главное их достоинство заключается в гомогенности струи (однородная обработка объекта), а также в таких конструкциях из-за отсутствия

открытого катода наблюдается чистый спектр. Но при радиочастотном возбуждении требуется точная установка рабочей частоты в диапазоне разрешенных частот.

Две следующие модели (3) и (4) выполнены на основе двухбарьерного разряда. Внутри трубки расположен электрод, покрытый слоем диэлектрика, что предотвращает с него эмиссию ионов материала и, соответственно, эрозию электрода. Кроме того, иногда при обработке объекта, его загрязнение элементами материала, из которого выполнен катод, неприемлемо и двухбарьерные системы это обеспечивают. В таких моделях обычно используют радиочастотное либо СВЧ возбуждение. Как и в предыдущем случае, конструкции обладают чистыми спектрами. Основной недостаток этих конструкций заключается в том, что при использовании, например, таких газов, как азот, плазма быстро релаксирует, что жестко ограничивает длину плазменной струи. Для решения это проблемы приходится создавать условия, в которых энергия будет передаваться газу как можно быстрее, это позволит распространяться плазме на бо́льшее расстояние до того, как инверсия населенности в молекулах исчезнет.

По поводу последней конструкции (6): два слоя диэлектрика с газоразрядным пространством между ними и с отверстием в центре, покрыты дисковыми электродами. Конструкция (5) имеет схожее строение с отличием, которое заключается в отсутствии газоразрядного пространства и наличии лишь одного слоя диэлектрика между электродами. Электроды в свою очередь будут замыкаться в центральном отверстии. Эти конструкции обладают наименьшими потерями плазмы, но при этом открытые электроды сильно подвержены эрозии, что резко сокращает срок службы данного устройства.

Одной из трудностей, возникающих при использовании тлеющего разряда, является его контракция при давлениях, превышающих единицы Торр, что приводит к снижению эффективности воздействия на вещество. В ряде работ описаны устройства, позволяющие генерировать стабильный однородный тлеющий разряд при давлениях порядка одной атмосферы [32]. Примером такого устройства служит созданный T.C. Montie и соавторами (2000) реактор для генерации однородного тлеющего разряда при давлении 1 атм, не требующий вакуумной системы. Данный реактор состоял из рабочей камеры с размерами 40×35×35 см, в которой находились

электроды, покрытые стеклянными или пластмассовыми изоляторами. На электроды подавался электрический ток с частотой 1-20 кГц. Классическим вариантом являлось устройство, в котором обрабатываемые образцы находились на одном из электродов. В другой конфигурации реактор состоял из нескольких плазменных панелей, генерирующих приповерхностный разряд [33].

K. Becker и соавторы разработали систему, в которой диэлектрические капилляры покрывают один или оба электрода устройства, генерирующего разряд, и которая получила название капиллярный плазменный электрод. Таким образом, формируется микроплазма, имеющая объем менее 1 мм^3. В данной системе плазменные потоки, генерируемые каждый капилляром в отдельности, объединяются и формируют однородное плазменное облако, которое в отличие от многих плазм атмосферного давления не имеет тенденции к контракции. В качестве плазмообразующих газов в данной системе использовали гелий и смеси гелий-азот и гелий-воздух [34].

C. Cheng с соавторами (2006) разработал генератор плазмы атмосферного давления, снабженный низкочастотным (6-20 кГц) источником переменного тока. Газовая температура плазмы в таком генераторе составляет 25-30 °С, что является более приемлемым при обработке объектов, чувствительных к нагреву [35].

Устройство для генерации резистивного барьерного разряда основано на конфигурации диэлектрического барьерного разряда. В установках данного типа плазма генерируется между двумя плоскими находящимися друг от друга на расстоянии пластинами, одна из которых покрыта высоко резистивным материалом. Высоко резистивный материал играет роль распределенного балласта, который ограничивает ток плазменного разряда и предотвращает его трансформацию в дугу [36 ,37].

Преимуществом резистивного барьерного разряда перед диэлектрическим является возможность использования источника постоянного или низкочастотного (60 Гц) тока для поддержания разряда и возможность генерировать большие объемы холодной плазмы при атмосферном давлении [36, 37].

Для удобства обработки различных объектов (продуктов питания и оборудования, используемого для их производства, упаковок, чашек Петри,

медицинских инструментов и т.д.) разрабатываются специальные конфигурации устройств, генерирующих тлеющий разряд. Например, M. Polak и соавторы (2010) создали устройство, которое создает диэлектрический барьерный разряд в длинной (5 м) тонкой (внутренний диаметр 2 мм) гибкой трубке [38].

Для стабильной работы плазменной струи и генерации гомогенного разряда при атмосферном давлении необходимо использовать инертный плазмообразующий газ. Для продуцирования химически активных частиц в инертный газ добавляют небольшие количества других газов, например, кислорода. Для эффективной стерилизации наиболее важно образование метастабильных частиц, время существования которых достигает ~10-100 мс (в то время как ионы и электроны быстро рекомбинируют). Таким образом, метастабильные частицы могут достигать поверхности, находящейся на расстоянии нескольких сантиметров от выходного отверстия [39].

В отличие от барьерных разрядов плазма СВЧ-разрядов является безэлектродной. Генерация такой плазмы базируется на поглощении СВЧ электронами, которые в результате приобретают кинетическую энергию, достаточную для ионизации молекул газа при неупругих столкновениях. Температура электронов в центре сформировавшегося разряда достигает $2 \cdot 10^4$ К, и плотность электронов $3 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$ [40].

СВЧ-излучение генерируется магнетроном и направляется в реакционную камеру по волноводам или коаксиальным кабелям. Типичная частота СВЧ-генераторов составляет 2,45 ГГц, а потребляемая мощность находится в диапазоне от нескольких ватт до киловатт. Волновод соединен непосредственно с резонатором или специальной насадкой. Данные устройства были разработаны специально для того, чтобы индуцировать максимальную неоднородность поля в центре резонатора или конце насадки. В зависимости от потребляемой мощности температура нейтрального газа варьируется от комнатной до нескольких тысяч К [41]. При снижении мощности до 85 Вт и менее газ имеет комнатную температуру (300 К) и такое устройство может быть использовано для обработки биообъектов.

2.2 Спектры излучения и кинетика образования рабочих частиц в ПСАД

Полезные свойства плазменных струй определяются, прежде всего, спектральным составом эмитируемого ими излучения, которое является полосовым. В спектрах излучения используемых газов, как азот или гелий может быть несколько полос, что чаще всего объясняется частичным возбуждением окружающей среды (воздуха) вблизи сопла плазменного факела. Спектры излучения наиболее распространенных на практике плазменных игл барьерного разряда приведены на рисунке 2.2.1.

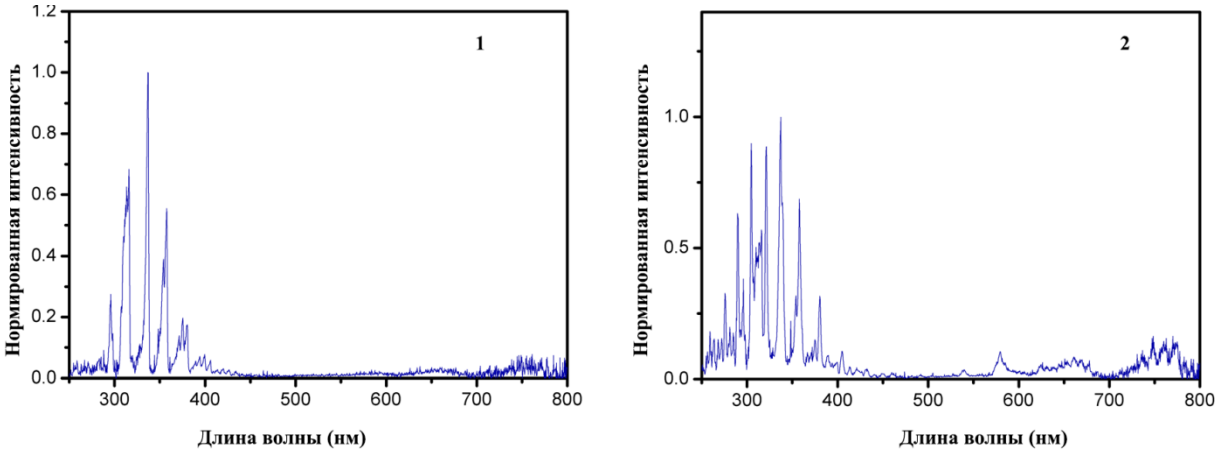

Рисунок 2.2.1 - Спектры излучения плазмы на азоте (1) и на воздухе (2) [42]

Длины волн, соответствующие максимуму интенсивности излучения той или иной полосы зависят непосредственно от рабочей молекулы и, как правило, не зависят от условий получения плазмы (возбуждения). Основные атомарные и молекулярные переходы, зарегистрированные в спектре излучения плазменной струи гелия в атмосфере представлены в таблице 2.2.1

Из таблицы видно, что излучение молекулярных компонент плазмы происходит в основном из самых нижних колебательных уровней их электронных состояний. Это говорит скорее о быстрой колебательной релаксации молекул вследствие высокой частоты соударений при атмосферных давлениях, нежели о температуре электронов. Тем не менее энергии возбуждения верхних уровней различных излучающих переходов превосходят значение 10 эВ (таблица 2.2.1), что свидетельствует о наличии значительной доли электронов с энергией выше 10 эВ. Однако не следует упускать из виду, что возбуждение энергетически высоко расположенных уровней осуществляется скорее поэтапно, через промежуточные

метастабильные состояния, нежели прямым переходом из основного электронного состояния.

Таблица 2.2.1 Основные атомарные и молекулярные переходы, зарегистрированные в спектре излучения плазменной струи гелия в атмосфере [1]

λ, нм	Плазменная компонента	Электронный (колебательный) переход	Энергия возбуждения, эВ	Интенсивность эмиссии в максимуме, отн. ед.
282	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 3) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 0)$	11.7	3
308	OH	$A\,^2\Sigma^+\,(\upsilon = 0) \longrightarrow X\,^2\Pi\,(\upsilon = 0)$	9.1	20
315.9	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 1) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 0)$	11.3	7.8
337.1	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 0) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 0)$	11	13.3
353.6	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 1) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 2)$	11.3	5
357.7	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 0) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 1)$	11	10.7
370.9	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 2) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 4)$	11.5	2.9
375.4	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 1) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 3)$	11.3	4.9
380.4	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 0) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 2)$	11	9.6
391.4	N_2^+	$B\,^2\Sigma_u^+\,(\upsilon = 0) \longrightarrow X\,^2\Sigma_g^+\,(\upsilon = 0)$	18.7	100
399.7	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 1) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 4)$	11.3	4.5
405.8	N_2	$C\,^3\Pi_u\,(\upsilon = 0) \longrightarrow B\,^3\Pi_g\,(\upsilon = 3)$	11	4.5
427.8	N_2^+	$B\,^2\Sigma_u^+\,(\upsilon = 0) \longrightarrow X\,^2\Sigma_g^+\,(\upsilon = 1)$	18.7	49.1

На рисунке 2.2.2 приведен участок интегрированного во времени и пространстве спектра излучения разряда в интервале длин волн 280–790 нм. В длинноволновом участке спектра излучения разряда зарегистрированы резонансные линии атома гелия (переходы 3s-2p, 3d-2p и 4d-2p), которые, главным образом, и придают тот самый розовый оттенок. На этом же спектральном участке регистрируется также соизмеримая по интенсивности эмиссия резонансного перехода атома кислорода.

Следует отметить, что в длинноволновом участке спектра излучения плазменной струи выявлена еще одна серия атомарных линий, принадлежащая электронно-радиационным переходам 3p–3s и 3p'–3s' атома неона. Наличие эмиссии атомарного неона обусловлено его содержанием в баллоне с гелием в виде примеси, поскольку в работе использовался более дешевый гелий невысокой степени чистоты. В области длин волн 300–500 нм спектр излучения образованной плазменной струи представлен многочисленными эмиссиями молекул азота (рисунок 2.2.2), являющимися электронно-колебательными переходами второй положительной системы нейтральных молекул азота, а также первой отрицательной системы ионов молекул азота [1].

Еще одна зарегистрированная в спектре полоса с максимумом интенсивности излучения на длине волны 308 нм соответствует излучению радикала гидроксила. Появление в спектре этой компоненты обусловлено процессом диссоциативного возбуждения молекул воды, присутствующих в виде атмосферной влаги.

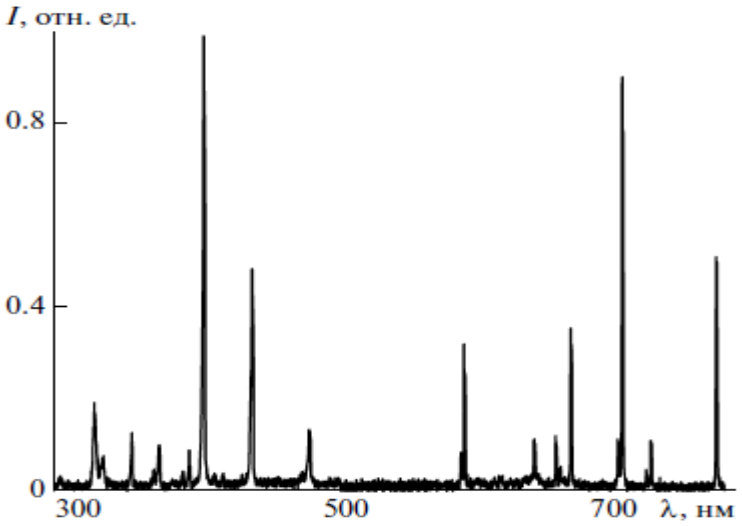

Рисунок 2.2.2 – Интегрированный во времени и пространстве эмиссионный спектр генерируемой плазменной струи гелия в атмосфере [1]

Исходя из зарегистрированного излучения (рисунок 2.2.2) следует, что основными компонентами плазменной струи являются He, N_2, N_2^+, O и OH. Наличие в спектре излучения плазменной струи кроме излучения исходной компоненты – инертного газа гелия – также излучения N_2, N_2^+, O и OH обусловлено сопутствующим возбуждением атмосферных газов, так как разряд горит в непосредственном контакте с воздухом. В связи с этим актуальным является вопрос неоднородности компонентного состава плазменной струи вдоль ее оси, а также выявление области подмешивания атмосферных газов.

2.3 Вывод

Описанные в данном разделе результаты по созданию и исследованию ПСАД относятся к источникам, в которых люминесценция формируется в инертных газах. Задача получения ПСАД на воздухе или азоте до сих пор в полной мере не решалась. Необходимо использовать накопленный в научной литературе опыт для решения этой задачи.

3 Экспериментальная часть

3.1 Постановка задач

Сбор и систематизация данных об источниках плазменных струй атмосферного давления (ПСАД) позволили сформулировать задачи, решение которых позволит лучше понять физику образования ПСАД:

1) Изучение температурных характеристик, в т. ч. распределение температуры в пространстве. Как говорилось во второй главе, формируемая барьерным разрядом плазма носит неравновесный характер по отношению к пространственному распределению температуры. Такая особенность делает ПСАДы на барьерном разряде (БР) ограниченными в возможности их применения во многих сферах деятельности (в основном связанных с биологическими объектами), где недопустим разброс значений температуры. Например, использование ПСАД в хирургии в качестве плазменного скальпеля или плазменной иглы в стоматологии, о которых упоминается в [1]. В данном разделе рассмотрены методы измерений температуры ПСАД (п.3.2.2-3.2.3).

2) Определение энергетических параметров ПСАД. Основная доля излучения, известных в настоящее время ПСАД, приходится на вакуумный – ближний ультрафиолетовый диапазоны, оценки η (КПД) и эффективности систем ПСАД в литературе отсутствуют. Планируется восполнить этот пробел.

3.2 Экспериментальные установки и исследования

3.2.1 Плазменная струя атмосферного давления

После анализа представленной в обзоре литературы, для исследования предложена конструкция, которая схематично изображена на рисунке 3.2.1.1. Между электродами *4* и *6* образуется обостряющая ёмкость, между электродами *3* и *5* накопительная ёмкость. На электроды подается переменное напряжение, что особенно важно при использовании молекулярных газов в качестве активной среды. Например, в азоте после излучательного девозбуждения электроны переходят с верхнего рабочего уровня на нижний метастабильный уровень, после чего

необходима пауза для его разгрузки. Поэтому важно быстро заселять верхний уровень $B^3\Pi_g$, чтобы получить интенсивное излучение.

Рисунок 3.2.1.1 – Экспериментальная установка: 1 – подача газа, 2 – диэлектрическая стеклянная трубка, 3,4 – внешние электроды, 5,6 – внутренний электрод, состоящий из цилиндрического электрода 5, и электрода в виде стержня 6, 7 – сопло для плазменной струи

Для более наглядного объяснения принципов работы устройства, представим его в виде эквивалентной блок-схемы - колебательного контура, показанного на рисунке 3.2.1.1. При подаче напряжения от источника *2*, в контуре начинается зарядка конденсаторов *1* и *3* (C_1 и C_2, соответственно). «Обостряющий» конденсатор *3* имеет меньшую ёмкость, чем накопительный конденсатор *1* ($C_1 >> C_2$), поэтому характерное время его зарядки/разрядки будет гораздо больше, чем для C_1. На эквивалентной схеме пробой разрядного промежутка (рисунок 3.2.1.1) можно обозначить как замыкание контура для ёмкости C_3 (на рисунке 3.2.1.2 показано пунктирно линией).

При пробое в контуре формируются затухающие колебания, с периодом и частотой много большими, чем для контура, образованного ёмкостью C_1. Это означает, что фронт напряжения при разрядке C_2 будет гораздо короче, чем фронт в контуре для C_1 (эффект обострения напряжения). Крутой фронт, как указывалось выше, лучше подходит для возбуждения люминесценции молекулярных газов. Поэтому был сделан прогноз применимости предложенной конструкции для получения плазменных струй в молекулярных газах.

Рисунок 3.2.1.2 – Эквивалентная схема плазменной иглы: 1 – источник напряжения; 2 – разрядный промежуток; C_1 – накопительная ёмкость; C_2 – «обострительная» ёмкость. Пунктиром обозначено замыкание колебательного контура в момент пробоя

Блок-схема экспериментальной установки показана на рисунке 3.2.1.3.

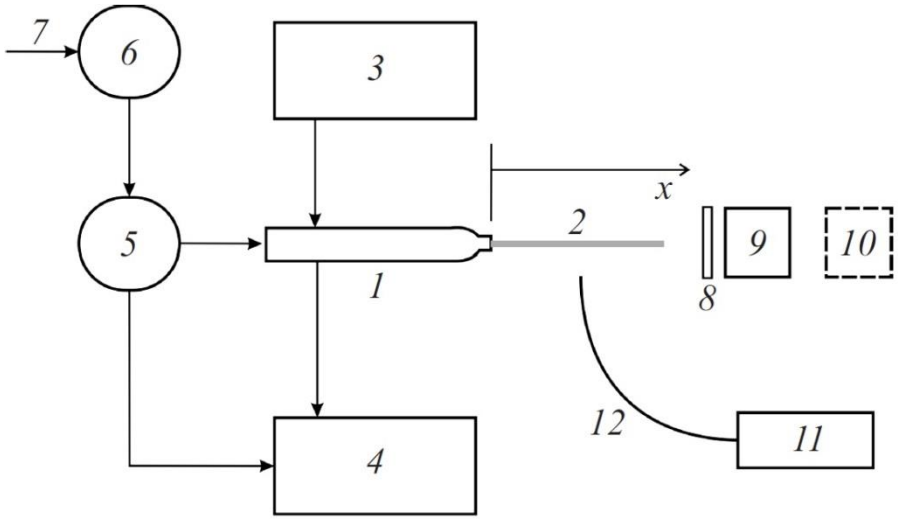

Рисунок 3.2.1.3 Блок-схема экспериментальной установки: 1 – источник ПСАД, 2 –плазменная струя, 3 – источник питания, 4 – осциллограф, 5 – датчик давления, 6 – регулятор расхода газа, 7 – подача газа, 8 – кварцевая пластина, 9 – фотоприемник, 10 – термоэлектрический преобразователь, 11 – спектрометр, 12 – волоконный световод, *x* – расстояние от выхода из сопла до места проведения измерений

Плазменную струю формировали, зажигая барьерный разряд в кварцевой трубке *1* с диаметром сопла 1.5 мм. Источник питания *3* позволял варьировать длительность импульса напряжения τ = 1−1.5 мкс, частоту следования импульсов f от 10 до 90 кГц и амплитуду напряжения до 13 кВ.

Временной ход импульсов излучения и тока в плазменной струе регистрировали осциллографом TDS 224 (Tektronics, Inc.). Импульсы напряжения снимали с помощью резистивного делителя напряжения, а импульсы тока – токовым шунтом, собранным на линейке чип-резисторов.

В трубку *1* подавался поток азота или воздуха, а расход газа контролировали с помощью расходомера *6* У30/АР40 и датчика давления *5* PSE 511 (SMC Corp.), сигнал с которого также подавался на осциллограф *4*.

Мощность излучения ПСАД измеряли фотоприемником *9* HAMAMATSU H8025-222 (с максимумом спектральной чувствительности на 222 нм), помещенным на оси плазменного потока на различных расстояниях x . Входное окно фотоприемника было изолировано от потока тепла с помощью кварцевой пластинки *8*. Для измерения температуры вместо фотоприемника устанавливали термопару *10* ТПК 011-0.5/3 с терморегулятором ОВЕН ТРМ202.

Обзорный спектр излучения разряда регистрировался через оптоволокно *12* с известным спектром пропускания, сигнал с которого подавался на спектрометр HR2000+ES (Ocean Optics, Inc.) на основе многоканальной п.з.с.–линейки Sony ILX511B (рабочий диапазон 200–1100 нм, спектральная полуширина аппаратной функции составляет примерно 1.33 нм) [43].

3.2.2 Планарная плазменная струя атмосферного давления

Для получения планарной плазменной струи была использована конструкция, показанная на рисунке. 3.2.2.1. Для этого в кварцевую трубку *1* от распределителя *2* подавался воздух. Трубка *1* диаметром 41 мм имела сужение *3* (с внутренним диаметром 3,7 мм), которое далее переходило в плоскую часть *4*, образующую плоскую щель толщиной 0,5 и длиной 30 мм. На внешней поверхности этого элемента располагались два электрода: кольцевой высоковольтный электрод *5*, и заземленный плоский электрод *6*, соединенные с генератором *7*. Сборка также содержала внутренний электрод, состоящий из медной фольги *8* плотно прилегающей к внутренней части трубки 1, соединенной через переходной проводник *9* (толщиной 0,5 мм) с плоским электродом *10* из нержавеющей стали толщиной ~ 150 мкм. Последний, размером 25×12 мм, имел несколько острийных выступов глубиной 2 мм с шагом 2 мм. Однако и количество выступов, и их размеры варьировались в экспериментах, впрочем, как и расстояние от них до свободного пространства.

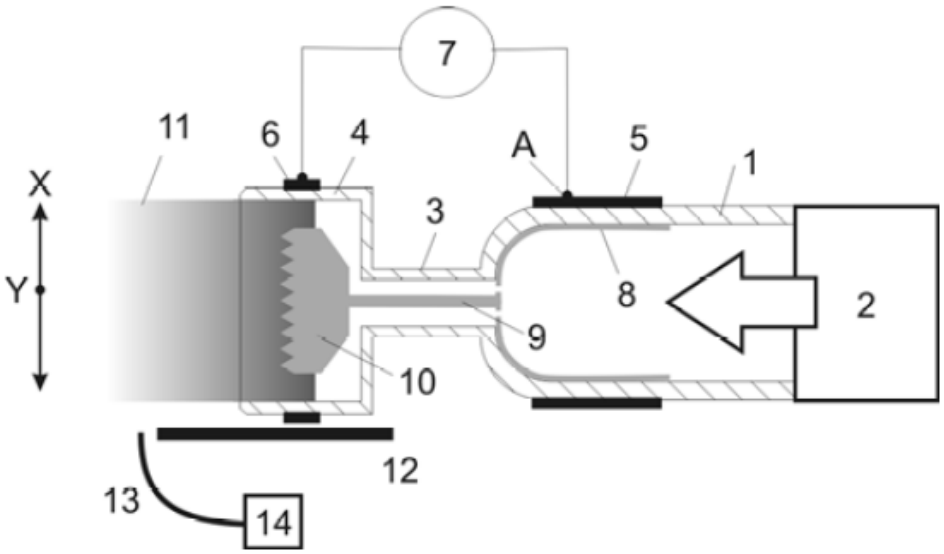

Рисунок 3.2.2.1 − Принципиальная схема установки и схема измерений: 1, 3, 4 − элементы из кварца; 2 − подача газа; 5 − высоковольтный электрод; 6 − электрод с нулевым потенциалом; 7 − генератор; 8, 9, 10 − элементы внутреннего электрода; 11 − плазма; 12 − экранирующая шторка; 13 − световод; 14 − спектрометр. По осям X и Y передвигали термодатчик (на рисунке не показан) или фотоприёмник, в точке A измерялся временной ход напряжения

При подаче на электрод 5 импульса напряжения положительной полярности происходит перезарядка стенки трубки *1* и зарядка электрода *8*. Геометрические параметры источника таковы, что разряд происходит в полости между электродом *10* и диэлектрической частью *4*. В результате на выходе из щели формируется плазменный поток *11*. Вдоль осей X и Y передвигали термодатчик (на рисунке не показан) или фотоприёмник.

Источник питания позволял варьировать длительность импульса напряжения τ = 1−1,5 мкс, частоту следования импульсов f = 10−90 кГц и амплитуду напряжения U до 10 кВ.

Скорость прокачки газа через систему определяли по скорости заполнения тестовых объёмов, надетых на плоскую щель источника. Величину расхода газа фиксировали в условиях, благоприятствующих истечению струи из выходной щели, и она обычно составляла 0,95±0,1 л/мин.

Спектр излучения плазмы на выходе измеряли из разных зон, экранированных шторкой *12*, через оптоволокно *13* с известным спектром про- пускания, сигнал с которого принимал спектрометр HR2000+ES (Ocean Optics, Inc.) на основе многоканальной ПЗС–линейки Sony IL X511B (рабочий диапазон 200–1100 нм,

спектральная полуширина аппаратной функции составляет 1,33 нм).

Проводились измерения температуры плазменного потока на осях X, Y (рисунок 3.2.2.1) с помощью платинового датчика температуры Pt100. Для этого на первом этапе определяли температуру по формуле:

$$t_1 = \frac{R_t - 100}{A} \quad (1)$$

где R_t – измеренная величина сопротивления датчика, A – постоянный коэффициент ($3{,}9692\times10^{-1}$), а на следующем этапе вычисляли точное значение температуры по формуле:

$$t_n = \frac{-\big((t_{n-1} \cdot 100 \cdot B + A) \cdot t_{n-1} + 100\big) + R_t}{A} + t_{n-1} \quad (2)$$

где t_{n-1} – значение температуры, определенное на предыдущем этапе, B – постоянный коэффициент ($5{,}8290\cdot10^{-7}$) [36].

Мощность излучения планарного источника ПСАД измеряли фотоприемником HAMAMATSU H8025-222, размещая его на осях X, Y (рис. 1) пламенного потока и термически изолируя его от плазмы кварцевой пластиной (на рис. 2.2.1 она не показана).

3.3 Результаты и обсуждение

Типичные осциллограммы тока I и напряжения U на электродах источника линейной плазменной струи в воздухе, и внешний вид струи показаны на рисунке 3.3.1, слева и справа соответственно. После зажигания разряда требуется от 30 до 60 секунд для выхода на устойчивый режим горения. Типичный диаметр струи не превышает 0.5−1 мм. При небольшом расходе газа g = 0.5 л/мин в условиях τ = 1−1.5 мкс, f = 45−85 кГц и амплитудах напряжения до 13 кВ удалось получить струи длиной L до 4 и 3 см в воздухе и азоте соответственно. Рисунок 3.3.1 (справа) демонстрирует режимы работы спустя 10 (сверху) и > 20 (снизу) секунд.

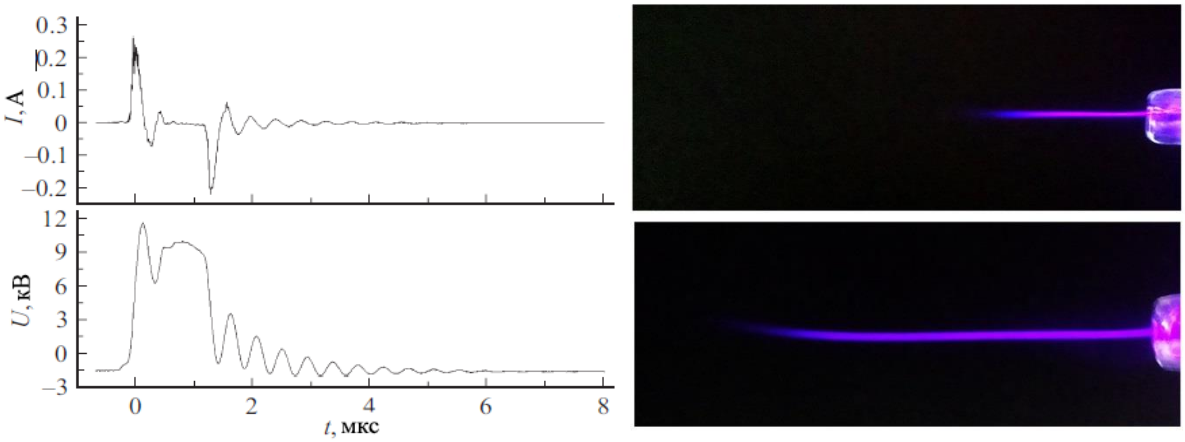

Рисунок 3.3.1 − Временной ход тока и напряжения (слева) и форма плазменной струи воздуха (справа) при f = 75 кГц. Длина струи после выхода на рабочий режим L ~ 3.5 см

В наших условиях ПСАД имела следующую особенность: при расходе газа g < 0.5 л/мин струя не формируется. При увеличении расхода до ~ 0.5 л/мин длина струи становится максимальной − 3 см в азоте и 4 см в воздухе. Дальнейший рост расхода газа до 5−10 л/мин сокращал длину струи, откуда следует, что оптимальные величины g ~ 0.5 л/мин оказались заметно меньше указанных в предыдущих работах [44].

Спектр излучения ПСАД и в азоте, и в воздухе в области 280 − 450 нм представлен полосами электронно-колебательных переходов второй положительной системы молекулярного азота ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) с характерными пиками на длинах волн 296 (3, 1), 315 (1, 0), 337 (0, 0), 353 (1, 2), 357 (0, 1), 375 (1, 3), 380 (0, 2), 400 (1, 4), 406 (0, 3) нм (в скобках указаны соответствующие переходам колебательные числа v', v'').

Кроме того, в спектре (200 − 280 нм) присутствовали перекрывающиеся полосы низкой интенсивности $D^3\Sigma_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X\,^1\Sigma_g^+$ молекулы N_2^* − в воздухе их интенсивность в 3 − 4 раза ниже, чем в азоте. Результаты измерения энергетической светимости ультрафиолетового излучения плазменной струи в осевом направлении на различных расстояниях для азота и воздуха приведены на рисунке 3.3.2. Видно, что в одинаковых условиях мощность излучения ПСАД на воздухе примерно в 2 раза выше, чем на азоте.

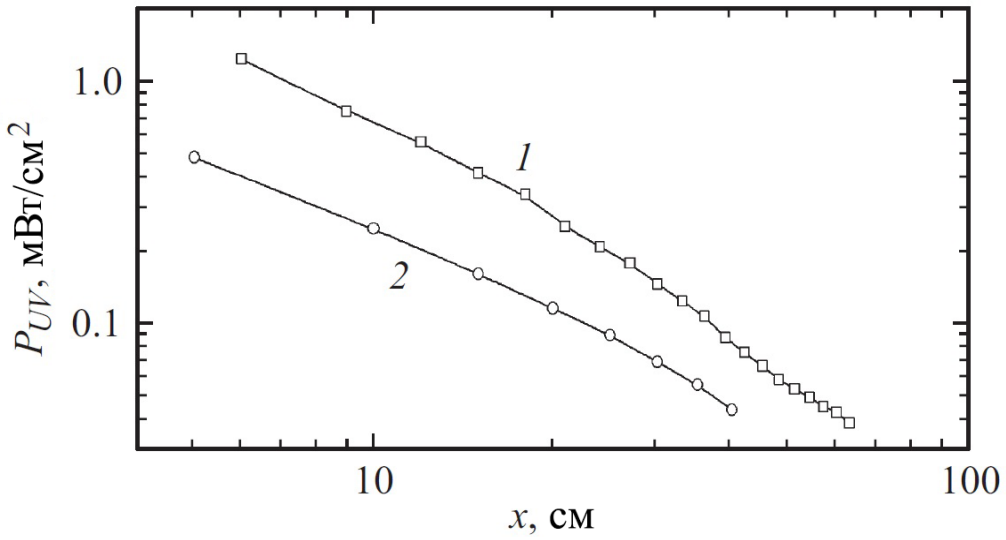

Рисунок 3.3.2 – Энергетическая светимость плазменной струи в осевом направлении плазменной струи на различных расстояниях от сопла для воздуха (*1*) и азота (*2*) при f = 86 кГц, τ = 1 мкс, g = 0.5 л/мин

Оценим полную мощность ультрафиолетового излучения ПСАД. Согласно рисунку 3.3.2, плазменная струя по всей своей длине выступает (по отношению к фотоприемнику с диаметром входного окна 6 мм) как точечный источник. В этом случае полная мощность УФ-излучения плазменной струи составляет:

$$P \approx \frac{4\pi P_{UV}}{S_f} \cdot l\{l + L\} \qquad (1)$$

где P_{UV} − мощность излучения на фотоприемнике, S_f − площадь светочувствительного элемента фотоприемника, l − длина плазменной струи; расстояние между концом плазменной струи и фотоприемником. Соотношение (1) работает, поскольку радиус плазменной струи $r_0 \ll L$ и $r_0 \gg l$ [45]. Тогда, согласно (1), полная мощность излучения для потока азота и воздуха (в условиях рисунка 2.1.5) составляет ~0.03 и 0.05 Вт соответственно.

На рисунке 3.3.3 представлены зависимости температуры плазменной струи длиной 4см на ее оси, на различных расстояниях от сопла для азота и воздуха. Их линейная аппроксимация дает соотношение $T = a + bx$, где a = 434 ± 18, b = 7 ± 0.7, т. е. для обоих газов температура плазменной струи линейно зависит от расстояния от сопла.

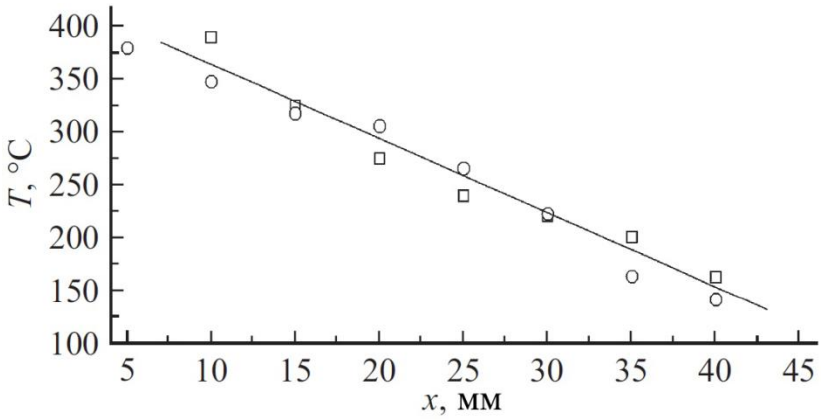

Рисунок 3.3.3 − Температура плазменной струи на различных расстояниях от сопла для воздуха (□) и азота (○) при f = 86 кГц, τ = 1 мкс, g = 0.5 л/мин. Прямая линия − результат линейной аппроксимации.

Таким образом, в исследованном источнике ПСАД сочетаются качества, характерные для плазменных струй, формируемых в условиях тлеющего, коронного или барьерного разряда (со средней температурой газа от 20 до 400°C), но не требуются повышенные величины напряжения зажигания и горения и/или высокие скорости прокачки $g \geq 10$ л/мин. Полученные плазменные струи стабильны как в азоте, так и в воздухе при нормальных условиях, хотя расход газа является минимальным $g \sim 0.5$ л/мин.

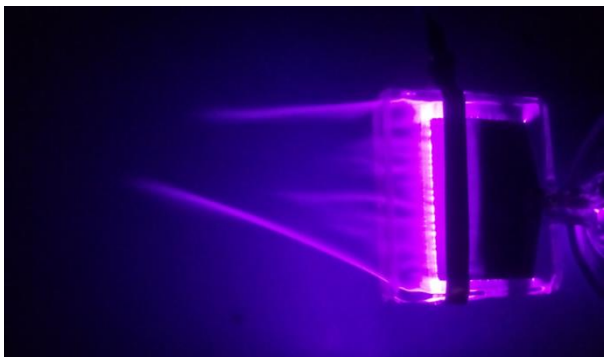

Рисунок 3.3.4 – Типичный вид свечения на выходе из щели: режим f = 90 кГц, U_A = 9,2 кВ.

Внешний вид светящегося потока показан на рисунке 3.3.4. В зависимости от приложенного напряжения свечение имеет либо гомогенный вид, либо разделяется на обособленные струи, а длина потока составляет от 0,5 до 4 см.

Пример пространственного распределения температуры на расстоянии 5 мм от выходной щели в двух осевых направлениях X и Y дан на рис. 3.3.5. Видно, что увеличение частоты следования импульсов с 30 до 90 кГц ведёт примерно к трехкратному росту температуры плазмы, как для продольных X, так и для поперечных Y направлений сканирования термодатчиком. Несимметричность профилей температуры связана с неоднородностью потока плазмы (см. рис. 3.3.4). Эти измерения позволили нам выбрать режим для изучения инактивирующего

действия планарной ПСАД на культуру *Staphylococcus aureus* (культура золотистого стафилококка), т. е. такой режим, в котором термический фактор инактивации был бы исключен.

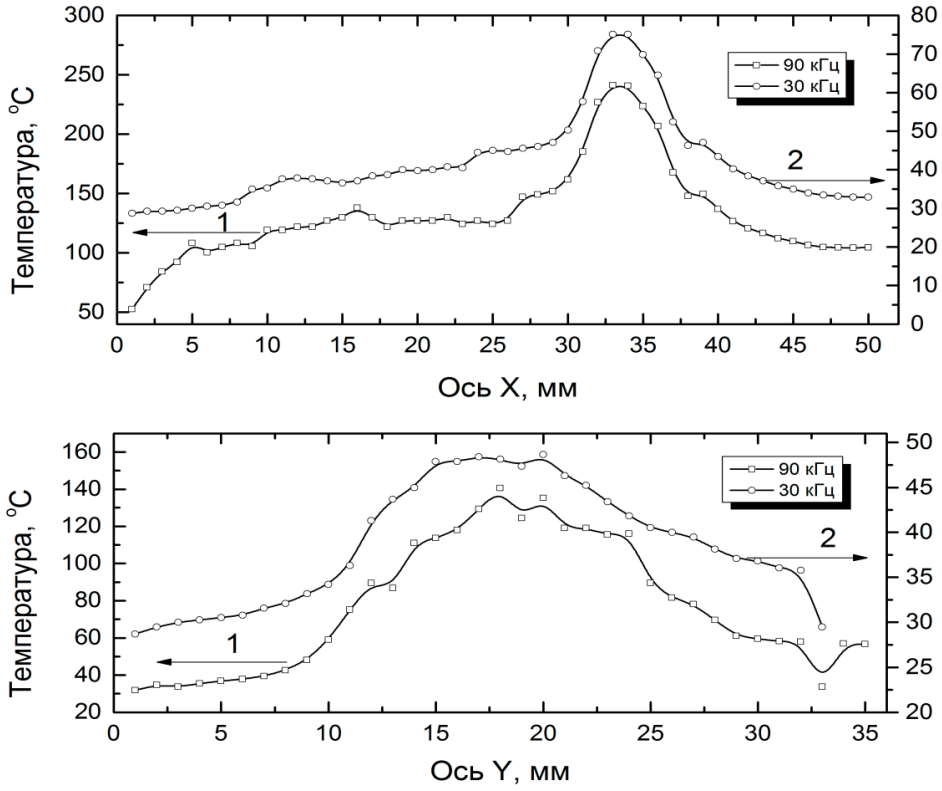

Рисунок 3.3.5 – Пространственное распределение температуры ПСАД в воздухе вдоль осей X и Y при U_A = 9,5 кВ на различных частотах следования импульсов напряжения: 90 кГц – кривые 1, 30 кГц – кривые 2

По совокупности своих характеристик описанная плазма была квалифицирована как потенциально способная к инактивации микроорганизмов [25]. Поэтому были проведены пилотные тесты её инактивирующего действия [13], в которых продемонстрировано, что вне зависимости от времени обработки концентрация жизнеспособных микроорганизмов была снижена примерно на порядок. Это подтверждает способность разработанного источника ПСАД создавать химически активные частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы составлен обзор научных публикаций, изучены отдельные аспекты теории физики плазмы, оптические характеристики плазменных струй. Анализ собранных данных позволил предложить новую (для источников плазменных струй) конструкцию с обострением напряжения, что важно для достижения оптимальных условий возбуждения молекулярных сред.

Созданы источники, формирующие в воздухе и азоте стабильные плазменные струи атмосферного давления. Показано, что при минимальном расходе газа (~ 0.5 л/мин) в условиях барьерного разряда с параметрами возбуждающего импульса τ = 1−1.5 мкс, f = 65−85 кГц, амплитудах напряжения до 13 кВ формируются плазменные струи длиной 1 до 4 и 3 см в воздухе и азоте соответственно и типичными диаметрами не более 0.5−1 мм. Установлено, что в условиях наших экспериментов зависимость величины температуры плазменной струи на ее оси от расстояния до сопла является линейной.

Измерены величины энергетической светимости P_{UV} и температуры T плазменной струи на ее оси. Определена средняя мощность излучения плазменной струи, которая в азоте и воздухе составляет ~ 0.03 и 0.05 Вт соответственно.

Для получения планарной плазменной струи атмосферного давления предложена и апробирована конструкция источника, в которой предусмотрены элементы, приводящие к обострению напряжения на газоразрядном промежутке однобарьерного разряда. Получена планарная плазменная струя атмосферного давления шириной до 3 см и длиной до 4 см при параметрах возбуждающего импульса напряжения τ = 1–1,5 мкс, f = 90 кГц, U_A < 10 кВ и скоростях прокачки газа через промежуток g < 1 л/мин. Опытным путем доказано, что спектр излучения ПСАД в диапазоне длин волн 280-460нм практически не зависит от малых примесей газа и в нем преобладает излучение на длинах волн, характерных для второй положительной системы азота.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Корбут А. Н., Кельман В. А., Жменяк Ю. В., Кленовский М. С. Эмиссионные свойства гелиевой плазменной струи атмосферного давления, возбуждаемой БР // Оптика и спектроскопия, 2014, том 116, № 6, с. 995–1002.
2. Lu X., Laroussi M., Puech V. On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. № 3. P. 78.
3. Kangil Kim, Geunyoung Kim, Yong Cheol Hong, Sang Sik Yang. A cold micro plasma jet device suitable for bio-medical applications // Microelectronic Engin. 2010. V. 87. № 5–8. P. 1177.
4. Jae-Hoon Kim, Mi-Ae Lee, Geum-Jun Han, Byeong-Hoon Cho Performance of a novel polishing rubber wheel in improving surface roughness of feldspathic porcelain // Acta Odontol. Scand. 2014. V. 72. № 1. P. 1.
5. Gyoo Cheon Kim, Hyun Wook Lee, June Ho Byun, Jin Chung, Young Chan Jeon, Jae Koo Lee. Dental applications of low-temperature nonthermal plasmas // Plasma Proc. Polym. 2013. V. 10. № 3. P. 199-206.
6. Hyun Woo Lee, Seoul Hee Nam, Abdel-Aleam H. Mo-hamed, Gyoo Cheon Kim, Jae Koo Lee. Atmospheric pressure plasma jet composed of three electrodes: application to tooth bleaching // Plasma Proc. Polym. 2010. V. 7. № 3–4. P. 274.
7. Smitha T., Chaitanya Babu N. Plasma in dentistry: an update // Indian J. Dental Adv. 2010. V. 2. № 2. P. 210.
8. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф. Влияние нагрева газа на генерацию сверхкороткого лавинного электронного пучка в импульсно-периодическом режиме // ЖТФ. 2015. Т. 85. №. 7. С. 31-36
9. Chu P.K., Lu X.P. Low Temperature Plasma Technology: Methods and Applications // CRC Press, Taylor & Francis Group, 2014. XII. P. 481.
10. Pavlovich M.J., Ono T., Galleher C., Curtis B., Clark D.S., Machala Z., Graves D.B. Air spark-like plasma source for antimicrobial NOx generation // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. №. 50. 505202. DOI: 10.1088/0022-3727/47/50/505202.
11. Sansonetti J.E., Martin W.C. Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 2005 V. 34, №. 4, P. 1559.

12. Менгалиев Р. Ф., Дорогушин М. Ю. Способ определения температуры // Патент RU № 2229692. 2002.

13. Жданова О. С., Кузнецов В. С., Панарин В. С., Скакун В. С., Соснин Э. А., Тарасенко В. Ф. Источник планарной плазменной струи атмосферного давления // Прикладная физика, 2016, № 2, С. 36-40.

14. Naidis G. V., Sosnin E. A., Panarin V. A., Skakun V. S., Tarasenko V. F. Dynamics and Structure of Nonthermal Atmospheric-Pressure Air Plasma Jets: Experiment and Simulation // IEEE transactions on plasma science, 2016, V. 44, № 12, P. 3249 – 3253.

15. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. Москва: Атомиздат. 1979. 331 с.

16. Котельников И.А., Ступаков Г.В. Лекции по физике плазмы: Учеб. Пособие для студентов физического факультета НГУ. Новосибирск: Новосибирский университет, 1996. 136 с.

17. Князев. Б.А. Низкотемпературная плазма и газовый разряд: Учебное пособие. Новосибирск: Новосибирский университет, 2003. 290 с.

18. Александров Н.Л., Напартович А.М. Процессы в газе и плазме с отрицательными ионами // Успехи физических наук, 1993, Т. 163, № 3, 199303a.0001

19. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. Москва: Госатомиздат. 1963. 190 с.

20. Ehlbeck J., Schnabel U., Polak M. Low temperature atmospheric pressure plasma sources for microbial decontamination // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – V. 44., N 1. – P. 013002.

21. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

22. Деренковский В.Я., Берсенев А.С. Плазмотрон для резки биотканей и коагуляции сосудов // а/с N 2234881 от 27. 08. 2004.

23. Bussiahn R., Branderburg R., Gerling T., et al. The hairline plasma: an intermittent negative dc-corona discharge at atmospheric pressure for plasma medical applications // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 96., № 14. – P. 143701.

24. Laroussi M., Alexeff I., Klang W.L. Biological decontamination by nonthermal plasmas // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. - V. 28., № 1. – P. 184-188.

25. Machala Z., Hensel K., Akishev Yu. Plasma for Bio-Decontamination // Medicine and Food Security (NATO Science for Peace and Security Series A: Chemistry and Biology). Springer, 2012. V. 496 P. 3.

26. Kong M.G., Kroesen G., Morfill G., Nosenko T., Shimizu T., van Dijk J., Zimmermann J.L. Plasma medicine: an introductory review // New Journal of Physics. 2009. V. 11. 115012.

27. Joh H.M., Kim S.J., Chung T.H., Leem S.H. Reactive oxygen species-related plasma effects on the apoptosis of human bladder cancer cells in atmospheric pressure pulsed plasma jets // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. 053703.

28. Sosnin E.A., Stoffels E., Erofeev M.V., Kieft I.E., Kunts S.E. The effects of UV irradiation and gas plasma treatment on living mammalian cells and bacteria: a comparative approach // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. № 4. P. 1544–1550.

29. Laroussi M. Low temperature plasma-based sterilization: overview and state-of-the-art // Plasma Process. Polym. 2005. V. 2. P. 391–400.

30. Daun Y., Hung C., Yu Q.S. Low-temperature direct current glow discharges at atmospheric pressure // Daun Y., Hung C., Yu Q.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 328–329.

31. Benedict J., Forcke K., Yanguas-Gil A., Von Keudell A. Atmospheric pressure micro plasma jet as a depositing tool // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 112–303.

32. Gaunt L.F., Beggs C.B., Georghiou G.E. Bactericidal action of the reactive species produced by gas-discharge nonthermal plasma at atmospheric pressure: a review // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2006. - V. 34., № 4. – P. 1257-1269.

33. Montie T.C., Kelly-Wintenberg K., Roth J.R. An overview of research using one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP) for sterilization of surfaces and materials // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. - V. 28., № 1. – P. 41-50.

34. Becker K., Koutsospyros A., Yin S.M., et al. Environmental and biological applications of microplasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2005. - V. 47., № 12B. – P. B513-B523P.

35. Cheng C., Liye Z., Zhan R.J. Surface modification of polymer fiber by new atmospheric pressure cold plasma jet // Surf. Coat. Technol. – 2006. - V. 200., № 24. – P. 6659-6665.

36. Laroussi M. Nonthermal decontamination of biological media by atmospheric-pressure plasmas: review, analysis, and prospects // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. - V. 30., № 4. – P. 1409-1415.

37. Laroussi M., Alexeff I. The resistive barrier discharge // In: Proc. IEEE Int. Conf. Plasma Science, Las Vegas, NV, 2001, P.169.

38. Polak M., Winter J., Stieber M., et al. Innovative setup for generating an atmospheric pressure DBD in long thermolabile flexible tubes // In: Proceedings of XVIII International Conference on gas discharges and their applications, Greifswald, Germany, 5-10 September 2010, P. 67-68.

39. Herrmann H.W., Henins I., Park J., Selwyn G.S. Decontamination of chemical and biological warfare (CBW) agents using an atmospheric pressure plasma jet // Phys. Plasmas. – 1999. - V. 6., № 5. – P. 2284-2289.

40. Bae Y.S., Lee W.C., Ko K.B., et al. Characteristics of microwave plasma torch with a coaxial field-structure at atmospheric pressure // J. Korean Phys. Soc. – 2006. – V. 48., № 1. – P. 67-74.

41. Uhm H.S., Lim J.P., Li S.Z. Sterilization of bacterial endospores by an atmospheric pressure argon plasma jet // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 90., № 26. – P. 261501.

42. Deng X. L., Nikiforov A. Yu., Vanraes P., Leys Ch. Direct current plasma jet at atmospheric pressure operating in nitrogen and air // Journal of Applied Physics 2013. V. 023305. P. 113.

43. Sosnin E.A., Panarin V.A., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Pechenitsin D.S., Kuznetsov V.S. A new DBD-driven atmospheric pressure plasma jet source on air or nitrogen // Proc. SPIE – 2015. – V. 9810. – 98101I. – doi: 10.1117/12.2224924.

44. Соснин Э.А., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Печеницин Д.С., Кузнецов В.С. Источник плазменной струи атмосферного давления, формируемой в воздухе или азоте при возбуждении барьерным разрядом // Журнал технической физики. – 2016. – Т. 86. – Вып. 5. – С. 151-154.

45. Соснин Э.А., Пикулев А.А., Тарасенко В.Ф. Исследование оптических характеристик цилиндрических эксиплексных и эксимерных ламп с сверхвысокочастотным возбуждением // Журнал технической физики. 2011. Т. 81. Вып. 4. С. 97–101.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Министерство образования и науки Российской Федерации

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИТГУ)

Радиофизический факультет (РФФ)
Кафедра квантовой электроники и фотоники (КЭиФ)

УДК 533.9.07: 537.527

УТВЕРЖДАЮ

Руководитель ООП
д-р физ.-мат. наук, профессор
_____ А. В. Войцеховский
«01» 06 2017 г.

ОТЧЕТ
О ПАТЕНТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Способы и устройства для получения
применения плазменных струй
атмосферного давления

Томск 2017

Содержание

Задание на проведение патентных исследований 62

Регламент поиска 63

Материалы, отобранные для последующего анализа 64

Выводы патентного исследования 67

Задание на проведение патентных исследований

Наименование работы (темы): Способы и устройства получения и применения плазменных струй атмосферного давления.

Сроки его выполнения с 1 мая по 31 мая 2017 г.

Задачи патентных исследований: Исследование технического уровня. Анализ научно-технической деятельности ведущих фирм. Исследование новизны разрабатываемого объекта техники и его составных частей.

Ответственный исполнитель
магистрант группы 715_____В.С. Кузнецов

Руководитель проекта
профессор каф. УИ ФИТ ТГУ, д.ф.-м.н., _____ Э.А. Соснин

Регламент поиска

Наименование работы (темы): «Способы и устройства получения и применения плазменных струй атмосферного давления». Номер и дата утверждения задания: 1 мая 2017 г.

Цель поиска информации: анализ патентной ситуации в отношении объектов техники по данной тематике в России и других странах, исследование технического уровня объектов научной деятельности, выявление патентовладельцев.

Обоснование регламента поиска: патентный поиск проводится в отношении России с глубиной поиска 26 лет.

Начало поиска 1 мая 2017 года.

Окончание поиска 31 мая 2017 года.

Предмет поиска (объект исследования, его составные части, товар)	Страны поиска	Источники информации, по которым будет проводиться поиск		Ретроспективность	Наименование информационной базы
		Наименование	Классификационные рубрики: МПК		
Плазменная струя атмосферного давления	РФ	Рефераты изобретений и их полное описание	H01L 21/306 C23C 4/00 H05H 1/24 H05H 1/34 C23C 4/12 H05H 1/24 A61L 2/14 C23C 8/24 C23C 14/48	1991-2017г.	Федеральный институт промышленной собственности www.fips.ru

Материалы, отобранные для последующего анализа

Таблица 1 - Патентная документация

Предмет поиска (объект исследования, его составные части)	Страна выдачи, вид и номер охранного документа. Классификационный индекс	Заявитель (патентообладатель), страна. Номер заявки, дата приоритета, конвенционный приоритет, дата публикации	Название изобретения (полной модели, образца)	Сведения о действии охранного документа
Плазменная струя атмосферного давления	РФ, изобретение №2030811, МПК H01L 21/306	Патентообладатель(и): Инженерный центр "Плазмодинамика" (RU) Заявка: 4935913/25, 24.05.1991 Опубликовано: 10.03.1995	Установка для плазменной обработки твердого тела	Не действует (последнее изменение статуса: 12.01.2004)
	РФ, изобретение №2036242, МПК C23C 4/00	Патентообладатель(и): Инженерный центр "Плазмодинамика" (RU) Заявка: 5006149/26, 01.11.1991 Опубликовано: 27.05.1995	Способ плазменной обработки поверхности изделия и установка для его осуществления	Не действует (последнее изменение статуса: 12.01.2004)
	РФ, изобретение № 2370924, МПК H05H 1/24	Патентообладатель(и): Федеральное государственное унитарное предприятие "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ") (RU) Заявка: 2007139572/06, 26.10.2007 Дата начала отсчета срока действия патента: 26.10.2007 Опубликовано: 20.10.2009	Газоразрядная камера для создания низкотемпературной неравновесной плазмы	Действует (последнее изменение статуса: 27.10.2016)

	РФ, изобретение №2391801, МПК H05H 1/34	Патентообладатель(и): ВЛАМСЕ ИНСТЕЛЛИНГ ВОР ТЕХНОЛОГИС ОНДЕРЗУК Н.В. (ВИТО) (BE) Заявка: 2007129398/06, 06.02.2006 Дата начала отсчета срока действия патента: 06.02.2006 Опубликовано: 10.06.2010	Плазмотрон атмосферного давления	Действует (последнее изменение статуса: 17.02.2016)
	РФ, изобретение № 2396369, МПК C23C 4/12 H05H 1/24	Патентообладатель(и)\ Федеральное государственное унитарное предприятие "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ") (RU) Заявка: 2007139571/02, 26.10.2007 Дата начала отсчета срока действия патента: 26.10.2007 Опубликовано: 10.08.2010	Способ обработки термически нестойких материалов холодной плазменной струей	Действует (последнее изменение статуса: 27.10.2016)
	РФ, изобретение № 2398598, МПК A61L 2/14	Патентообладатель(и): Федеральное государственное унитарное предприятие "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ") (RU) Заявка: 2007139573/15, 26.10.2007	Применение неравновесной низкотемпературной плазменной струи для стерилизации термически нестойких материалов	Действует (последнее изменение статуса: 27.10.2016)

		Дата начала отсчета срока действия патента: 26.10.2007 Опубликовано: 10.09.2010		
	РФ, изобретение №2530192, МПК C23C 8/24 C23C 14/48	Патентообладатель(и): Федеральное Государственное Унитарное Предприятие "Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И.П. Бардина" (ФГУП "ЦНИИчермет им. И.П. Бардина) (RU) Заявка: 2013113703/02, 28.03.2013 Дата начала отсчета срока действия патента: 28.03.2013 Опубликовано: 10.10.2014	Способ плазменного азотирования деталей	Действует (последнее изменение статуса: 27.02.2015)

Выводы патентного исследования

Целью патентного исследования является определение технического уровня разрабатываемой в России и за рубежом новых типов плазменных струй атмосферного давления и способов их применения, обоснование целесообразности правовой охраны объектов интеллектуальной собственности в стране и за рубежом; прогнозирование дальнейшего развития разрабатываемых устройств, формирующих плазменную струю.

Патентный поиск с целью проверки разрабатываемого средства на патентную чистоту был проведен по России. В процессе патентного поиска были использованы источник: федеральный институт промышленной собственности (ФИПС), http://fips.ru/.

В данных патентах представлены различные конструкции плазменных струй атмосферного давления с использованием уникальных, разрабатываемых патентообладателями, материалов и технологий обработки поверхностей различных материалов.

Проведенный патентный поиск за последние 5 лет показал увеличение спроса и интереса к улучшению свойств устройств формирующих плазменную струю атмосферного давления.

Патентные исследования на конструкции и элементы устройств для формирования плазменных струй атмосферного давления выполнены в соответствии с заданием, регламент поиска выполнен в полном объеме. Результаты патентных исследований могут быть использованы в документации, связанной с обеспечением охраны объекта промышленной собственности в стране и за рубежом.

Проведённые патентные исследования подтверждают научную значимость и прикладную перспективность проведенных теоретических и практических исследований.

(/index.php)

(/index.php/ru/) (/index.php/en/)

Поиск заимствований в научных текстах$^{\beta}$

Введите текст:

...или загрузите файл:

Файл не выбран... **Выбрать файл...**

Укажите год публикации: 2017

Выберите коллекции

- Все
- Рефераты
- Авторефераты
- Иностранные конференции
- PubMed
- Википедия
- Российские конференции
- Иностранные журналы
- Российские журналы
- Энциклопедии
- Англоязычная википедия

Анализировать

Проверить по расширенному списку коллекций системы Руконтекст (http://text.rucont.ru/like)

Обработан файл:
Магистерская дисертация Кузнецов_ver6.docx.

Год публикации: 2017.

Оценка оригинальности документа - 99.19%

Процент условно корректных заимствований - 0.0%

Процент некорректных заимствований - 0.81%

Просмотр заимствований в документе

Время выполнения: 30 с.

Документы из базы

Источники

Источники заимствования	В списке литературы	Заимствования
1. Оптические свойства плазмы высоковольтного наносекундного разряда, инициируемого убегающими электронами, и её применение (http://vak.ed.gov.ru/az/server/php/filer.php?table=att_case&fld=autoref&key[]=205653) Авторы: Сорокин Дмитрий Алексеевич. Год публикации: 2015. Тип публикации: автореферат диссертации. http://vak.ed.gov.ru/az/server/php/filer.php?table=att_case&fld=autoref&key[]=205653 (http://vak.ed.gov.ru/az/server/php/filer.php?table=att_case&fld=autoref&key[]=205653) Показать заимствования (5)		0.81%

Дополнительно

Значимые оригинальные фрагменты

Библиографические ссылки

Искать в Интернете

© 2015 2017 Институт системного анализа Российской академии наук (http://www.isa.ru/index.php?lang=ru)