

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
ПЕТРОЗАВОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра информационно-измерительных систем и физической электроники**

ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ БОЛЬШОГО РАЗМЕРА

Дипломная работа

Выполнил: студент 5 курса:
физико-технического факультета,
гр.21502
Васильев Игорь Леонидович

Научный руководитель:
Ведущий инженер КИИСиФЭ,
Щербина Александр Иванович

Петрозаводск 2009

Реферат

61 страница, 1 таблица, 46 рисунков, 29 источников.

Объектом исследований являются плазменно-пылевые образования в газоразрядной плазме. Цель работы – выяснить, возможно ли существование больших плазменно-пылевых структур в большом объеме однородной неравновесной плазмы. В данной работе в качестве генератора плазмы использовался несамостоятельный дуговой разряд с накалимым катодом низкого давления. В процессе работы проводились исследования данного разряда и сопоставление его с тлеющим разрядом, в котором возможно существование плазменно-пылевых структур. Исследования показали сходство основных характеристик разрядов, но в проведенных экспериментах получить плазменно-пылевые образования не удалось.

газоразрядная плазма, пылевая плазма, плазменно-пылевые образования, размер, условия существования, тлеющий разряд, несамостоятельный дуговой разряд

Содержание

| | |
|---|----|
| Введение..... | 5 |
| Постановка задачи..... | 7 |
| Глава 1. Пылевая плазма..... | 8 |
| 1.1 Понятие плазмы..... | 8 |
| 1.2 Понятие пылевой плазмы..... | 9 |
| 1.2.1 Неидеальность пылевой плазмы..... | 10 |
| 1.3 Элементарные процессы в пылевой плазме..... | 11 |
| 1.3.1 Зарядка пылевых частиц..... | 11 |
| 1.3.3 Внешние силы, действующие на пылевые частицы..... | 12 |
| 1.3.3.1 Гравитационная сила..... | 12 |
| 1.3.3.2 Сила трения со стороны нейтралов..... | 12 |
| 1.3.3.3 Термофоретическая сила..... | 13 |
| 1.3.3.4 Электростатическая сила..... | 13 |
| 1.3.3.5 Сила ионного увлечения..... | 13 |
| 1.3.2 Взаимодействие между частицами в плазме..... | 14 |
| 1.3.4 Образование и рост пылевых частиц..... | 14 |
| 1.4 Литературный обзор экспериментов с пылевой плазмой..... | 15 |
| 1.4.1 Методы получения пылевой плазмы и характерные размеры плазменно-пылевых структур..... | 15 |
| 1.4.1.1 Высокочастотный разряд..... | 15 |
| 1.4.1.2 Тлеющий разряд постоянного тока..... | 16 |
| 1.4.1.3 Другие методы получения пылевой плазмы..... | 17 |
| 1.4.2 Плазменно-пылевые образования большого размера..... | 17 |
| 1.4.2.1 Криогенная пылевая плазма..... | 18 |
| 1.4.2.2 Пылевая плазма в условиях микрогравитации..... | 18 |
| 1.4.2.3 Другие эксперименты..... | 20 |
| 1.4.3 Выводы по литературному обзору..... | 21 |
| Глава 2. Дуговой разряд с накалимым катодом (ДРНК)..... | 23 |
| 2.1 Основы дугового разряда..... | 23 |
| 2.2 ДРНК и пылевая плазма..... | 25 |
| 2.3 Термоэлектронная эмиссия..... | 25 |
| 2.4 Механизм ДРНК..... | 27 |

| | |
|---|----|
| Глава 3. Экспериментальная часть | 30 |
| 3.1 Описание экспериментальной установки..... | 30 |
| 3.1.1 Вакуумная часть | 30 |
| 3.1.2 Разрядная часть | 33 |
| 3.2 Модернизация экспериментальной установки | 35 |
| 3.2.1 Диагностика и ремонт..... | 36 |
| 3.2.2 Добавление измерительных приборов в электрическую схему | 37 |
| 3.2.3 Подготовка к зондовым измерениям..... | 37 |
| 3.3 Экспериментальное исследование ДРНК..... | 38 |
| 3.3.1 Общее описание разряда | 38 |
| 3.3.2 Накаленный катод | 39 |
| 3.3.3 Магнитная катушка..... | 41 |
| 3.3.4 Вольтамперная характеристика разряда | 42 |
| 3.3.5 Зондовые измерения | 43 |
| 3.3.5.1 Введение в зондовые измерения | 43 |
| 3.3.5.2 Определение пригодности зондового метода..... | 44 |
| 3.3.5.3 Определение параметров плазмы по ионной ветви | 47 |
| 3.3.5.4 Результаты зондовых измерений | 49 |
| 3.3 Анализ возможности существования пылевых структур в ДРНК..... | 54 |
| 3.4 Эксперименты по инжекции пылевых частиц в ДРНК..... | 56 |
| Заключение..... | 59 |
| Литература | 60 |

Введение

Природа и все ее предметы – это самоорганизующиеся системы. Всякий макроскопический предмет состоит из элементарных частиц материи, образующих те и иные структуры самопроизвольно. Самоорганизация - это самопроизвольное (не требующее внешних организующих воздействий) образование упорядоченных пространственных или временных структур в сильнонеравновесных открытых системах. Непрерывные потоки энергии или вещества, поступающие в систему, поддерживают ее в состоянии, далеком от равновесия. При таких условиях в системе развиваются собственные (внутренние) неустойчивости (области неустойчивого поведения), развитием которых является самоорганизация [1]. Немецкий физик Герман Хакен определяет самоорганизацию как спонтанное образование высокоупорядоченных структур из зародышей или даже хаоса, спонтанный переход от неупорядоченного состояния к упорядоченному за счет совместного, кооперативного (синхронного) действия многих подсистем [2].

Классический пример открытой системы с пространственной самоорганизацией - плоский горизонтальный слой вязкой жидкости, подогреваемый снизу. При относительно малых вертикальных градиентах температуры в жидкости имеет место режим бесконвективной теплопроводности. Когда градиент температуры превысит некоторую критическую величину, в жидкости возникает конвекция. При малых превышениях градиента температуры над критическим значением конвективные потоки вещества приобретают упорядоченность: при наблюдении сверху они имеют вид валиков или шестиугольных ячеек (ячейки Бенара, рис.1).

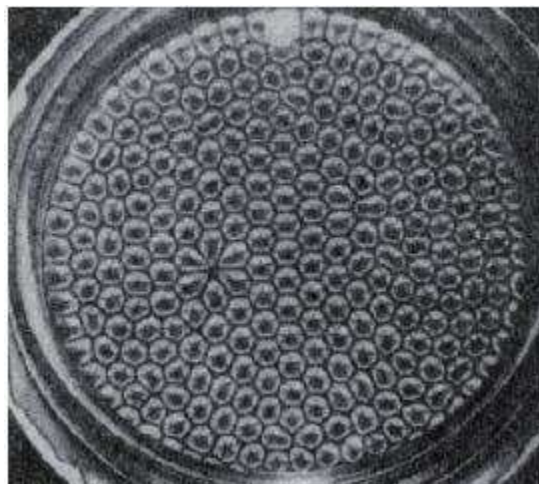


Рис.1 Ячейки Бенара – пример самоорганизации жидкостей [3].

Генерация лазерного излучения считается примером временной самоорганизации. Лазер непрерывного действия - сильнонеравновесная открытая система, образованная возбужденными частицами (атомами, молекулами) и модами электромагнитного поля в резонаторе. Неравновесность этой системы поддерживается непрерывным притоком энергии от внешнего некогерентного источника (накачкой). При малых интенсивностях накачки излучение системы состоит из не сфазированных между собой цугов волн. С повышением интенсивности накачки вплоть до некоторой пороговой величины излучение систе-

мы становится когерентным, т.е. представляет собой непрерывный волновой цуг, в котором фазы волн жестко скоррелированы на макроскопических расстояниях от излучателя. Этот переход к генерации когерентных колебаний можно интерпретировать как самоорганизацию [1].

Считается, что пылевая плазма также обладает способностью к самоорганизации. Пылевые частицы микронного размера заряжаются в плазме и образуют упорядоченные структуры, аналогичные решетчатой структуре кристаллических материалов. Эти структуры характеризуются постоянной решетки, составляющей, в отличие от параметра обычных кристаллов, доли миллиметра. Пылевая плазма широко распространена в космосе: в планетарных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках, вблизи искусственных спутников земли и космических аппаратов. Плазменно-пылевые структуры обнаружены в промышленных установках плазменного напыления и травления, в термоядерных установках с магнитным удержанием. Все это стало причиной активных исследований пылевой плазмы последние десятилетия, сейчас данная область исследований находится в процессе становления [4,5].

Постановка задачи

Пылевая плазма стала одной из наиболее активно развивающихся областей исследований, инициированных тремя крупными проблемами, возникшими в начале 1990х годов: промышленным СВЧ травлением, термоядерными исследованиями и открытиями возможности изучения фазовых переходов. Однако в дальнейшем акценты были перенесены на основы физики пылевой плазмы, исследования которой все больше указывали на отличия ее от других известных состояний вещества [26]. Данная работа посвящена исследованию такого свойства плазменно-пылевых образований, как размер. Число публикаций, посвященных пылевой плазме, неуклонно растет. Однако в большинстве публикаций вопросу о размере плазменно-пылевых образований уделяется мало внимания.

В настоящей работе сделан литературный обзор экспериментов, в котором внимание сосредоточено на условиях существования плазменно-пылевых структур, месте их образования и на характерном размере этих структур. Практическая часть данной работы посвящена исследованию возможности существования плазменно-пылевых структур в большом объеме однородной плазмы. В качестве генератора плазмы в больших вакуумных объемах в данной работе используется несамостоятельный дуговой разряд с накалимым катодом низкого давления. Данный разряд является источником однородной неравновесной плазмы, подобной плазме положительного столба тлеющего разряда. Как известно, в тлеющем разряде возможно существование плазменно-пылевых структур. Следовательно, необходимо сопоставить эти типы разрядов с точки зрения условий существования упорядоченных пылевых структур. В связи с этим, большая часть работы посвящена экспериментальному исследованию несамостоятельного дугового разряда, выявлению его особенностей и сопоставлению его с тлеющим разрядом.

Изложение работы построено таким образом, что вначале рассмотрены основные теоретические представления о пылевой плазме. Далее представлен литературный обзор экспериментов. После литературного обзора приведены краткие теоретические сведения об используемом в данной работе типе разряда. Затем следует описание проведенных экспериментов, их результаты и выводы.

Глава 1. Пылевая плазма

В данной главе кратко описаны основы пылевой плазмы, даны основные определения, а также приведен обзор некоторых экспериментов по получению плазменно-пылевых структур.

1.1 Понятие плазмы

Слово «плазма» имеет греческое происхождение, *πλάσμα* - вылепленное, оформленное. Термин "плазма" в физике был введён в 1923 г. американскими учёными И. Ленгмюром и Л. Тонксом, проводившими зондовые измерения параметров низкотемпературной газоразрядной плазмы. Плазма - частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных и отрицательных зарядов практически одинаковы. При достаточно сильном нагревании любое вещество испаряется, превращаясь в газ. Если увеличивать температуру и дальше, резко усилится процесс термической ионизации, т. е. молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, которые затем превращаются в ионы. Ионизация газа, кроме того, может быть вызвана его взаимодействием с электромагнитным излучением (фотоионизация) или бомбардировкой газа заряженными частицами. Степенью ионизации плазмы называется отношение числа ионизованных атомов к полному их числу в единице объёма плазмы. В зависимости от степени ионизации говорят о слабо, сильно и полностью ионизованной плазме.

Свободные заряженные частицы - особенно электроны - легко перемещаются под действием электрического поля. Поэтому в состоянии равновесия пространственные заряды входящих в состав плазмы отрицательных электронов и положительных ионов должны компенсировать друг друга так, чтобы полное поле внутри плазмы было равно нулю. Именно отсюда вытекает необходимость практически точного равенства плотностей электронов и ионов в плазме - её "квазинейтральности". Нарушение квазинейтральности в объёме, занимаемом плазмой, ведёт к немедленному появлению сильных электрических полей пространственных зарядов, тут же восстанавливающих квазинейтральность.

Квазинейтральность является важнейшим свойством

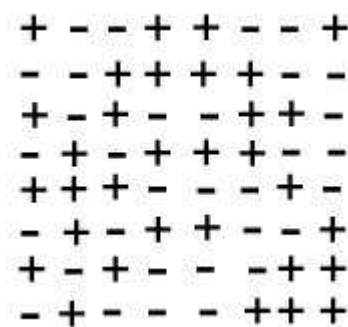


Рис.2 Квазинейтральность плазмы на масштабах порядка стороны квадрата.

плазмы. Она соблюдается, если линейные размеры области, занимаемой плазмой, много больше дебаевского радиуса экранирования λ_D (расстояние, на которое распространяется в плазме или электролите действие электрического поля отдельного заряда):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT_e T_i}{4\pi |q_e q_i| (n_i T_i + n_e T_e)}}, \quad (1)$$

где T_e и T_i - электронная и ионная температура, q_e и q_i - заряды электронов и ионов, n_e и n_i - плотность электронов и ионов, k - постоянная Больцмана. Следовательно, лишь при выполнении этого условия можно говорить о плазме как таковой [6].

1.2 Понятие пылевой плазмы

Пылевой плазмой называют плазму, содержащую частицы конденсированного вещества, которые либо самопроизвольно образуются в плазме в результате различных процессов, либо вводятся в плазму извне. Плазменным (пылевым) кристаллом обозначаются упорядоченные структуры, состоящие из заряженных в плазме пылевых частиц микронного размера. Они аналогичны решетчатой структуре кристаллических материалов и характеризуются постоянной решеткой, составляющей, в отличие от параметра обычных кристаллов, доли миллиметра, что позволяет наблюдать их невооруженным глазом.

Можно отметить следующие этапы развития представлений о пылевой плазме в хронологическом порядке:

- 1920е годы – И.Ленгмюр впервые наблюдает пылевую плазму в лабораторных условиях;
- 1959 год – упорядоченные квазикристаллические структуры заряженных микрочастиц экспериментально реализованы в модифицированной ловушке Пауля;
- 1986 год – возможность кристаллизации пылевой подсистемы в неравновесной газоразрядной плазме была предсказана Икези;
- конец 1980х – изучение зарядки пыли, распространения электромагнитных волн, их затухания и неустойчивости применительно к пылевой плазме в космосе;
- начало 1990х – изучение пылевой плазмы с целью уменьшения или предотвращения негативных эффектов пылевых частиц, образующихся в установках плазменного напыления и травления;

- 1994 год – группой Института внеземной физики им. М. Планка (Гархинг, Германия) в лабораторных условиях был впервые получен плазменно-пылевой кристалл, который они наблюдали в высокочастотном емкостном разряде;
- 1996 год – группой Института высоких температур (Москва, Россия) плазменно-пылевой кристалл получен в тлеющем разряде постоянного тока;
- 1998 год – группой Института высоких температур проведены первые эксперименты с пылевой плазмой в условия микрогравитации, проведенные на борту орбитального комплекса «Мир»;
- 2001 год – группа Института высоких температур и группа Института внеземной физики им. М. Планка совместно запустили космическую лабораторию «Плазменный кристалл» на Международной космической станции [4, 5, 7].

1.2.1 Неидеальность пылевой плазмы

Условия, которые могут реализовываться в пылевой плазме, весьма разнообразны и зависят от соотношений между ее характерными параметрами. Одной из основных характеристик системы многих взаимодействующих частиц, является параметр неидеальности Γ , определяемый как отношение потенциальной энергии взаимодействия между соседними частицами к их средней кинетической энергии. Для кулоновского взаимодействия заряженных частиц

$$\Gamma = \frac{q^2}{T\Delta}, \quad (2)$$

где q – заряд частицы, $\Delta = n^{-1/3}$ характеризует среднее расстояние между частицами (n – концентрация частиц), а T – их кинетическую энергию. Систему принято называть неидеальной, если $\Gamma > 1$ [4].

Благодаря относительно большим размерам пылевых частиц (от долей микронов до нескольких сотен микрон), их заряд может иметь чрезвычайно большую величину - превышать элементарный заряд в сотни и даже в тысячи раз. В результате средняя кулоновская энергия взаимодействия частиц (пропорциональная квадрату заряда) может намного превышать их среднюю тепловую энергию, что означает возникновение сильнонеидеальной плазмы ($\Gamma \gg 1$) [8].

1.3 Элементарные процессы в пылевой плазме

В данном разделе кратко рассмотрим элементарные процессы в пылевой плазме, такие как:

- зарядка пылевых частиц;
- внешние силы, действующие на пылевые частицы;
- взаимодействие между частицами в плазме;
- образование и рост пылевых частиц.

Понимание элементарных процессов необходимо для исследования условий образования плазменно-пылевых структур. В зависимости от свойств разряда, в пылевой компоненте будут преобладать те или иные процессы.

1.3.1 Зарядка пылевых частиц

В неравновесной плазме газовых разрядов низкого давления ионы, атомы и макроскопические частицы несмотря на высокую энергию электронов, как правило, остаются «холодными». В отсутствие эмиссионных процессов заряд пылевой частицы отрицателен, что объясняется следующим. На незаряженную пылевую частицу направлены потоки электронов и ионов, которые попав на поверхность пылевой частицы рекомбинируют. Нейтральные частицы, образующиеся в процессе рекомбинации, либо остаются на поверхности, либо возвращаются в плазму. Вследствие более высокой подвижности электронов их поток значительно превышает поток ионов, и нейтральная частица начинает заряжаться отрицательно. Появляющийся на частице отрицательный заряд вызывает отталкивание электронов и притяжение ионов. Заряд частицы растет по абсолютной величине до тех пор, пока не сравняются потоки электронов и ионов на ее поверхность. Затем он становится практически постоянным и испытывает лишь малые флуктуации около равновесного значения. Связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы определяется как $\phi_s = -T_e/e$, где T_e – температура в энергетических единицах. Физически это объясняется тем, что в стационарном состоянии большая часть электронов не обладает достаточной кинетической энергией для преодоления разности потенциалов между поверхностью пылевой частицы и окружающей плазмой.

Поглощение электронов и ионов не является единственным механизмом зарядки пылевых частиц. В частности, электроны могут покидать поверхность пылевой частицы вследствие процессов термоэлектронной, фотоэлектронной и вторичной электронной эмиссии [4].

1.3.3 Внешние силы, действующие на пылевые частицы

Основные силы, действующие на пылевую частицу в плазме, делятся на силы, не связанные с ее электрическим зарядом (гравитационная сила, сила трения со стороны нейтралов, термофоретическая сила), и на силы, связанные с наличием у частицы электрического заряда (электростатическая и сила увлечения ионами).

1.3.3.1 Гравитационная сила

Гравитационная сила (сила тяжести) определяется выражением:

$$F_g = mg, \quad (3)$$

где m – масса тела, g – ускорение свободного падения. Так как масса является произведением плотности на объем, то сила тяжести, действующая на частицу, пропорциональна плотности и объему частицы.

1.3.3.2 Сила трения со стороны нейтралов

На движущуюся частицу действует сила сопротивления стороны окружающей среды. В случае слабоионизованной плазмы основной вклад в силу сопротивления дает нейтральная компонента. Сила сопротивления пропорциональна скорости частиц. При этом следует различать два режима, определяемых величиной числа Кнудсена K_n – отношения длины свободного пробега атомов или молекул нейтрального газа к характерному размеру частиц, $K_n = \lambda/a$.

Режим, при котором выполняется $K_n \ll 1$ – гидродинамический режим. В данном режиме сила сопротивления описывается законом Стокса, который определяет силу сопротивления F , испытываемую твёрдым шаром при его медленном поступательном движении в неограниченной вязкой жидкости:

$$F_n = -6\pi\mu r v, \quad (4)$$

где μ — коэффициент вязкости жидкости, r — радиус шара и v — его скорость. В нашем случае μ — вязкость нейтрального газа, r — радиус частицы и v — ее скорость.

Режим, при котором выполняется $K_n \gg 1$ – свободномолекулярный режим. При достаточно малых скоростях частиц (скорость частиц v меньше тепловой скорости нейтральных атомов и молекул v_{Tn}) сила сопротивления может быть записана в виде:

$$F_n = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3} \gamma n_n T_n \frac{v}{v_{Tn}}, \quad (5)$$

где n_n и T_n – концентрация и температура нейтралов соответственно, γ – коэффициент порядка единицы, определяющий особенности взаимодействия нейтралов с поверхностью частицы. Обычно в пылевой плазме реализуются условия, при которых справедливо выражение (5) [4].

1.3.3.3 Термофоретическая сила

Если в нейтральном газе есть градиент температуры, то на пылевую частицу будет действовать сила, направленная в обратном градиенту направлении, т.е. в сторону меньших температур. Это связано с тем, что от нейтралов, приходящих со стороны более высоких температур, передается бóльший импульс.

$$F_{th} = -\frac{4\sqrt{2\pi}}{15} \frac{r^2}{v_{Tn}} \chi_n \nabla T_n, \quad (6)$$

где χ_n – коэффициент теплопроводности газа. Таким образом, термофоретическая сила зависит от радиуса частицы, рода газа и градиента температур, но не зависит от температуры газа и давления. Для примера, в плазме аргона для частиц с радиусом ~ 1 мкм и плотностью 1 г/см^3 термофоретическая сила сопоставима с силой тяжести при температурных градиентах 10 К/см [4].

1.3.3.4 Электростатическая сила

При наличии в плазме электрического поля напряженности E на заряженную проводящую частицу действует сила:

$$F_e = qE, \quad (7)$$

где q – заряд частицы.

1.3.3.5 Сила ионного увлечения

Если средняя скорость ионов и электронов относительно пылевой частицы отлична от нуля, то возникает сила, связанная с передачей импульса от ионов и электронов к пылевым частицам. Вследствие большей массы ионов эффект, связанный с ними, преобладает. Относительное движение ионов и пылевых частиц может быть связано как с наличием внешнего электрического поля, так и с тепловым движением пылевых частиц. Рассматриваемую силу принято называть силой ионного увлечения. Она связана с двумя процессами: передачей импульса в неупругих столкновениях (поглощение ионов пылевой частицей) и передачей импульса в упругих столкновениях (рассеяние ионов в электрическом поле частицы).

Сила ионного увлечения зависит от массы m_i и концентрации n_i ионов, сечения передачи импульса $\sigma_i^{tr}(v)$ и от скорости ионов v . В общем случае можно записать ее в виде:

$$F_i = m_i n_i \int v f_i(v) \sigma_i^{tr}(v) v dv \quad [4]. \quad (8)$$

1.3.2 Взаимодействие между частицами в плазме

Взаимодействие пылевых частиц определяется не только электростатическим взаимодействием между частицами. Рассмотрим другие механизмы взаимодействия.

Постоянный поток электронов и ионов на поверхность пылевой частицы приводит к увлечению соседних частиц этим потоком. Это может приводить к возникновению эффективной силы притяжения между частицами, называемой также «теневого силой». Величина этой силы определяется в основном ионной компонентой.

Дополнительное притяжение либо отталкивание может быть обусловлено нейтралами в том случае, когда, попадая на поверхность частицы, они покидают ее с температурой, отличной от температуры нейтральной компоненты. Это может происходить, когда температура поверхности частицы T_s отличается от температуры нейтралов T_n , и имеет место полная либо частичная аккомодация. Температура поверхности частицы определяется балансом различных процессов, таких, как радиационное охлаждение, обмен энергией с нейтралами, выделение энергии при поверхностной рекомбинации электронов и ионов. В случае $T_s \neq T_n$ существуют потоки энергии и импульса между газом и частицей. В результате для двух частиц, расположенных достаточно близко друг к другу, анизотропия в потоке импульса будет приводить к возникновению теневого эффекта, связанного в данном случае с нейтральной компонентой [4].

1.3.4 Образование и рост пылевых частиц

В лабораторных условиях пылевые частицы обычно вводятся в плазму преднамеренно. Однако, в принципе, они могут также образовываться в ней самопроизвольно. Имеется несколько возможных источников зарождения пылевых частиц. Один из них – это конденсация, приводящая к появлению твердых частиц и капель. В химически реагирующих смесях пылевые частицы могут зарождаться в результате химических реакций. Наконец, эрозия электродов и стенок разрядных камер также приводит к появлению макрочастиц в плазме. Находясь в разряде, частицы могут расти. Один из возможных механизмов такого роста – это поверхностная рекомбинация ионов, приводящая к постоянному осаждению материала на поверхности пылевой частицы [4].

1.4 Литературный обзор экспериментов с пылевой плазмой

1.4.1 Методы получения пылевой плазмы и характерные размеры плазменно-пылевых структур

В данном разделе рассмотрены типичные опыты по получению плазменно-пылевых структур в газоразрядной плазме. Приведены основные параметры разрядов, а также параметры получаемых плазменно-пылевых образований. Акцент сделан на форму и размер структур, а также на место их появления.

1.4.1.1 Высокочастотный разряд

Плазменно-пылевой кристалл был впервые обнаружен в высокочастотном емкостном разряде низкого давления в инертном газе. Эксперименты были проведены группой Института внеземной физики имени М. Планка. Схематическое изображение экспериментальной установки на рис.3. Она включает в себя нижний силовой электрод (к нему подсоединяется радиочастотный генератор $f = 13,56$ МГц, вкладываемая мощность порядка 0,4Вт) диаметром 5÷10см и верхний заземленный электрод. Расстояние между электродами 3÷10см. Для удержания облака заряженных частиц в горизонтальном направлении на нижнем электроде устанавливается металлическое кольцо диаметром 3÷6см и высотой 1÷3мм, либо вместо кольца используют электрод с углублением (большого радиуса кривизны).

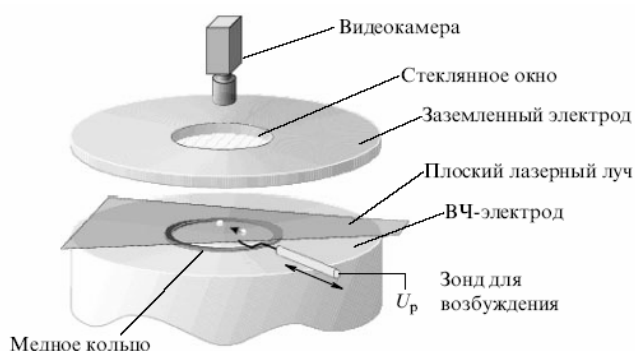


Рис.3 Схема экспериментальной установки для изучения плазменно-пылевых структур в радиочастотном разряде [4].

Давление газа 0,01÷1Торр. Концентрация плазмы $n_e \sim n_i \sim 10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \sim 1 \div 5 \text{ эВ}$, температуру ионов принято считать комнатной $T_i \sim 0.03 \text{ эВ}$ [4].

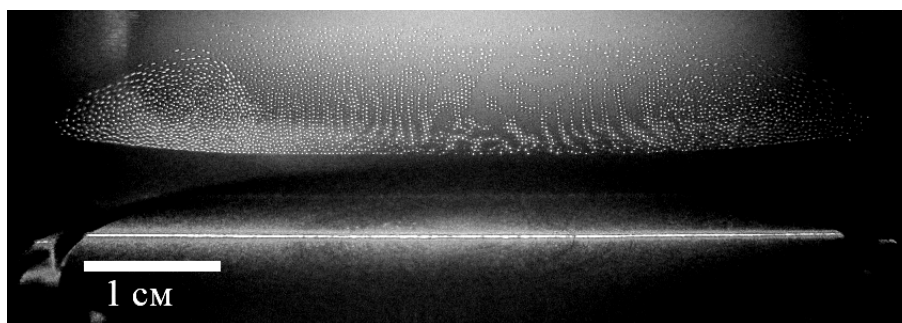


Рис.4 Пылевые структуры в емкостном ВЧ-разряде [9].

Пылевые частицы левитируют над нижним электродом (в других работах около верхнего электрода также наблюдались структуры [5]). При определенных условиях частицы образуют цилиндрическую структуру, состоящую из нескольких протяженных горизонтальных слоев. Число частиц в структуре $10^3 - 10^5$, число слоев от единиц до нескольких десятков [4]. Высота структуры – от единиц до десятков миллиметров. Горизонтальный размер структуры (как правило, 5-10см) определяется диаметром кольца на нижнем электроде или диаметром электрода (в случае электрода с углублением). Данных о максимальной горизонтальной протяженности пылевой структуры в ВЧ-разряде найдено не было.

В рассмотренном ВЧ-разряде электроды располагаются внутри камеры, однако, это не обязательное условия для ВЧ разряда. Группой института высоких температур были проведены эксперименты с пылевой плазмой в безэлектродном емкостном ВЧ-разряде, а также в индукционном ВЧ-разряде. Параметры разрядов в данных экспериментах аналогичны описанным выше. В безэлектродном емкостном разряде наблюдались пылевые образования подобные тем, что наблюдаются в небезэлектродном варианте. Индукционный разряд создавался в стеклянных трубках диаметром несколько см, на которые наматывался индуктор. Пылевые частицы зависали в нижней части индукционного разряда. Горизонтальный размер структур – несколько мм, вертикальный размер от единиц до десятков мм [28]. Структуры по размерам и форме схожи со структурами в тлеющем разряде.

1.4.1.2 Тлеющий разряд постоянного тока

Группа института высоких температур впервые наблюдала плазменно-пылевой кристалл в тлеющем разряде постоянного тока. Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рис.5. Разряд создается в вертикально установленной цилиндрической трубке диаметром несколько сантиметров. Расстояние между электродами – десятки сантиметров.

Давление газа $0,1 \div 5$ Торр. Разрядный ток $0,1 \div 10$ мА. Электронная температура $T_e \sim 2 \div 6$ эВ, концентрация плазмы $n_e \sim n_i \sim 10^7 \div 10^8$ см⁻³.

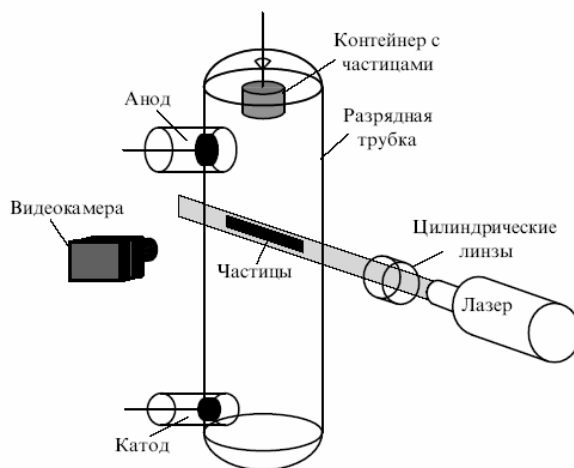


Рис.5 Схема экспериментальной установки для изучения плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока [4].

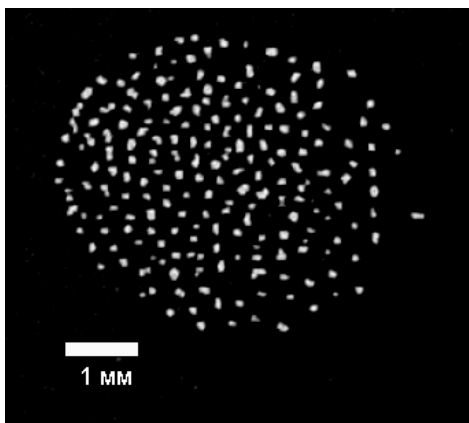


Рис.6 Пылевые структуры в страте тлеющего разряда [10].

Структуры обычно наблюдаются в стоячих стратах положительного столба тлеющего разряда (рис.6), хотя могут также находиться в двойном электрическом слое, формируемом в сужении при переходе от узкой катодной части положительного столба к широкой части

анодного столба. В работах [24, 29] пылевые образования наблюдались в специально организованной многоэлектродной системе, имеющей три или более электродов с различными потенциалами. Наблюдается одновременное существование упорядоченных структур в нескольких соседних стратах (Рис.7). В работах [24, 25, 27] упорядоченные структуры наблюдались в анодной области тлеющего разряда. Облако частиц принимает различные формы (сферическая, полусферическая, вытянутая в горизонтальном или вертикальном направлении). Диаметр облака и его высота обычно составляют от единиц до десятков мм [4,11].

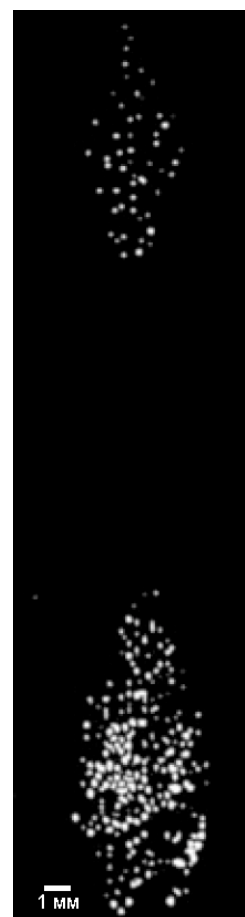


Рис.7 Пылевые структуры в соседних стратах тлеющего разряда.

1.4.1.3 Другие методы получения пылевой плазмы

Следует упомянуть, что плазменно-пылевые образования наблюдаются не только в газоразрядной плазме. Формирование пылевых структур изучается также в термической и ядерно-возбуждаемой плазме [4].

1.4.2 Плазменно-пылевые образования большого размера

Выше были рассмотрены классические методы получения плазменно-пылевых образований: высокочастотный разряд и тлеющий разряд постоянного тока. Большинство экспериментов с пылевой плазмой проводятся именно с данными типами разрядов. Типичные размеры получаемых структур обычно составляют от единиц до десятков миллиметров. Однако проводится ряд опытов различными группами по получению плазменно-пылевых структур увеличенного размера. Некоторые из них мы рассмотрим ниже.

1.4.2.1 Криогенная пылевая плазма

Неидеальность пылевой компоненты (описана в разделе 1.2.1) возрастает с уменьшением температуры газоразрядной плазмы. Это связано как с прямым уменьшением кинетической энергии пылевых частиц, так и с уменьшением дебаевского радиуса экранирования за счет понижения температуры ионов. Первые эксперименты с пылевой плазмой криогенных газовых разрядов при температуре жидкого азота 77К были выполнены группой Института высоких температур в 2002 году. Использовался как тлеющий разряд, так и емкостной ВЧ-разряд.

Изменение размера пылевых структур наблюдалось в экспериментах с тлеющим разрядом. Кварцевая трубка диаметром 2 см была помещена в криостат с жидким азотом. В качестве плазмообразующего газа использовался воздух при давлениях ниже 0,1Торр. Наблюдались протяженные упорядоченные структуры (около 30см), состоящие из длинных нитей, занимающие практически весь объем положительного столба.

Ключевую роль в стабильности протяженных структур играют продольные термофоретические силы (см. раздел 1.3.3.2). Эти силы пропорциональны градиенту температур и для частиц микронного размера они могут превышать силу ионного увлечения почти на порядок. Они обусловлены тем, что импульс, передаваемый пылевой частице молекулами, падающими со стороны более нагретого газа, больше суммарного импульса холодных молекул. Они действуют как вниз по направлению потока тепла сверху из зоны, не занятой жидким азотом, так и вверх за счет тепловыделения в катодной области [7, 12].

1.4.2.2 Пылевая плазма в условиях микрогравитации

Гравитация играет чрезвычайно важную роль в экспериментах с пылевой плазмой. В наземных экспериментах заряженные пылевые частицы левитируют либо в приэлектродном слое высокочастотного разряда, либо в стратах тлеющего разряда, где сила тяжести может быть скомпенсирована электростатической силой. Это не только ограничивает размер пылевого облака в вертикальном направлении, но приводит также к сжатию облака и вызывает сильную вертикальную неоднородность. Таким образом, в наземных условиях

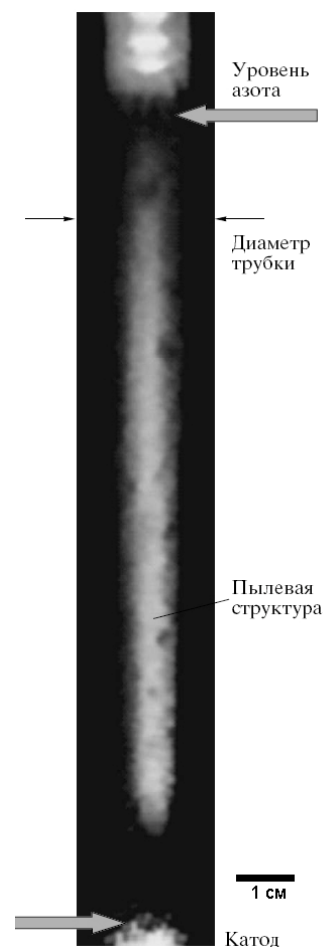


Рис.8 Протяженная пылевая структура в положительном столбе тлеющего разряда при криогенной температуре [12].

пылевая плазма сильно возмущена и межчастичное расстояние сильно меняется в вертикальном направлении. Большой части этих ограничений можно избежать, проводя эксперименты в условиях невесомости [7].

В условиях микрогравитации проводились эксперименты с плазмой, индуцированной УФ-излучением, тлеющим разрядом постоянного тока, ВЧ-излучением. С точки зрения размера плазменно-пылевых структур, интерес представляют работы с ВЧ-разрядом. Схема экспериментальной установки представлена на рис.9.

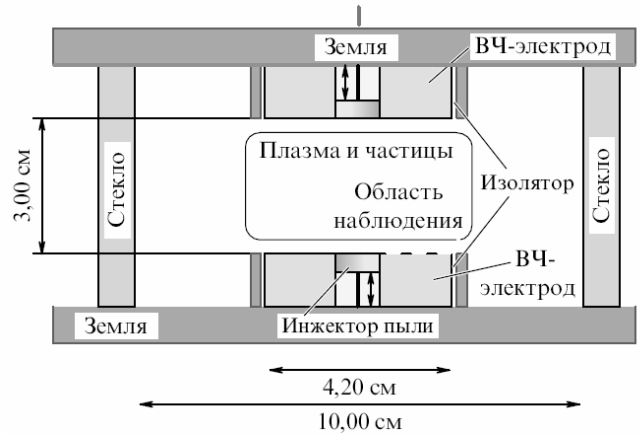


Рис.9 Схема экспериментальной установки для изучения плазменно-пылевых структур в условиях микрогравитации [4].

В отличие от наземных экспериментов с ВЧ-разрядом, в которых пылевые структуры образуются в приэлектродном слое, в условиях микрогравитации пылевая компонента занимает весь объем плазмы за исключением центральной части разряда (называемой войдом), а также областей вблизи электродов и стенок разрядной камеры (Рис.10). На периферии вдали от центральной оси разряда частицы совершают конвективное движение. Вблизи оси структура стабильна и не поддерживает конвективного движения [4].

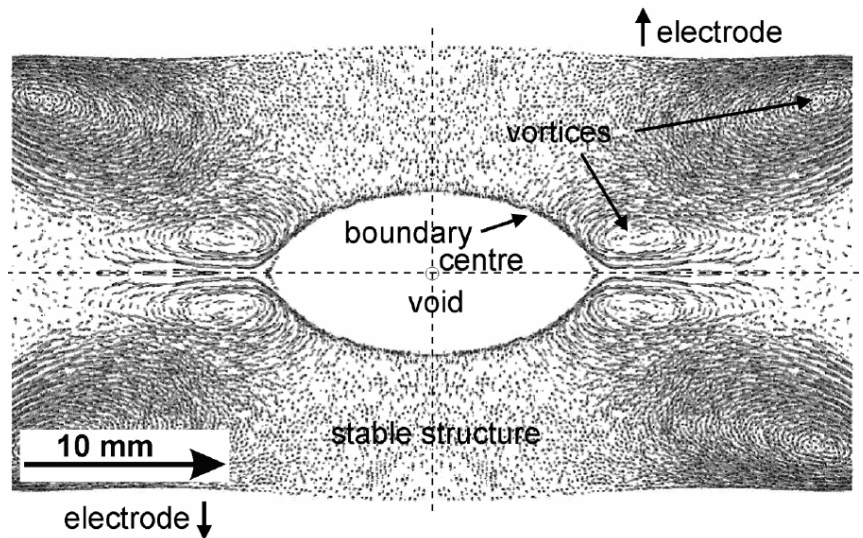


Рис.10 Структура пылевого облака в ВЧ-разряде в условиях микрогравитации [7].

Интересны также результаты более поздних экспериментов. В январе 2006 г. на борту МКС началась эксплуатация экспериментальной установки «Плазменный кристалл-3 Плюс». Из усовершенствований следует отметить минимизацию температурных градиентов в камере для предотвращения термофоретических эффектов, увеличение диаметра электродов до 6 см.

Выполненные базовые эксперименты с частицами диаметром 3,4 и 6,8 мкм в аргоне и неоне подтвердили возможность получения больших (свыше миллиона частиц) плазменно-пылевых систем с полным заполнением межэлектродного пространства. Наблюдаемые структуры стабильны, конвективное движение пылевых частиц, как на оси разряда, так и на периферии отсутствует (Рис.11) [13].

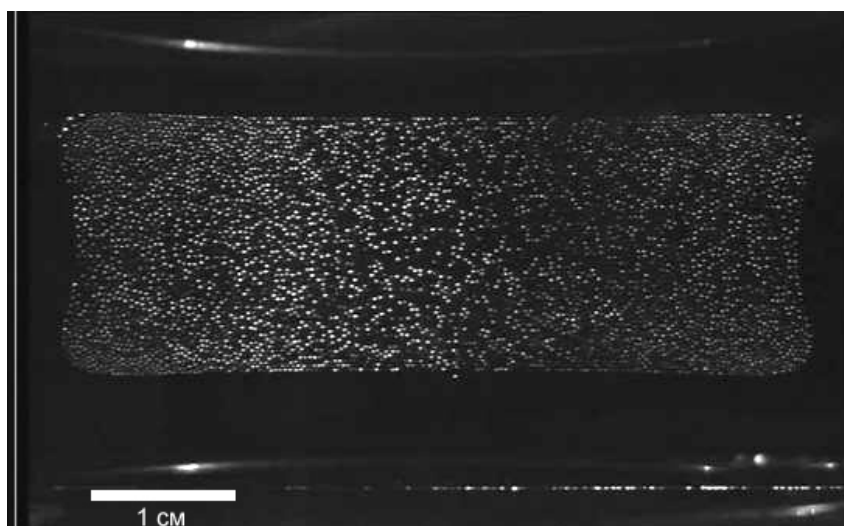


Рис.11 Плазменно-пылевая структура с монодисперсными частицами диаметром 3,4 мкм, давление аргона 60 Па [13].

1.4.2.3 Другие эксперименты

Группа Обернского университета (Оберн, штат Алабама, США) в апреле 2002 года опубликовала статью, посвященную наблюдениям за пылевыми структурами в тлеющем разряде, создаваемом в вакуумной камере большого размера. Они наблюдали пылевые облака размером до 15см.

В эксперименте они использовали цилиндрическую камеру диаметром 80см и высотой 80см, сделанную из прозрачного пластика – поликарбоната толщиной 13мм. Рабочий газ – аргон. Давление – $0,1 \div 0,3$ Торр. Диаметр катода – 75см, диаметр анода – 10 см, межэлектродное расстояние – $15 \div 20$ см. Использовались алюминиевые частицы со средним диаметром 1,2 мкм.

Наблюдались полусферические пылевые облака над катодом диаметром до 15 см. Акцент в этой работе сделан на большой размер пылевых облаков, а также на то, что данные пылевые облака переносили пыль с одной кучки на катоде в другую [14].



Рис.12 Рабочая камера из поликарбоната. Диаметр 80см, высота 80см [14].

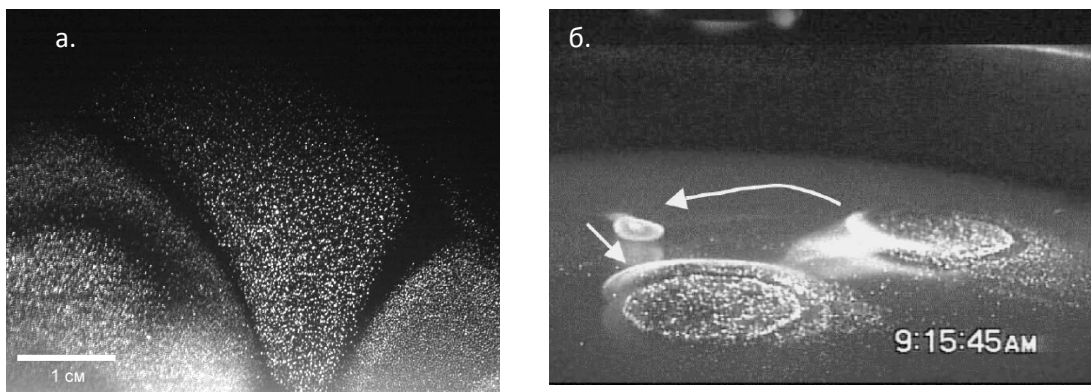


Рис.13 а) наблюдаемое пылевое облако б) фото, иллюстрирующее факт переноса частиц (стрелками показано направление переноса) [14].

1.4.3 Выводы по литературному обзору

Плазменно-пылевые образования в газоразрядной плазме изучаются в основном в тлеющем и в высокочастотном разряде. Во всех классических наземных экспериментах пылевые структуры наблюдаются либо вблизи электродов (емкостной ВЧ-разряд), либо вблизи стенок разрядной камеры (тлеющий разряд, индукционный ВЧ-разряд). Типичные горизонтальные и вертикальные размеры - от единиц до нескольких десятков мм. Исключения составляют работа [12], в которой увеличение горизонтального происходит за счет термофоретических сил, и работа [14] Обернского университета, в которой заявлено о наблюдении «аномально» больших пылевых образований (до 15 см в диаметре).

Пылевые структуры, наблюдаемые в условиях микрогравитации, отличаются от структур, наблюдаемых на земле. В емкостном ВЧ-разряде пылевые образования не локализуются вблизи стенок и электродов, а равномерно заполняют межэлектродное пространство. Однако там появляется новая загадочная область, называемая войдом. Наблюдаемые пылевые образования цилиндрической формы имели диаметр ~5см, высоту ~2см. Но эти пылевые структуры явно ограничены размером разрядного промежутка, поэтому о максимальном их размере ничего сказать нельзя.

Похоже, что наблюдаемые в лабораторных условиях пылевые структуры в размерах не превышают нескольких сантиметров. В случае вертикального размера это связывают с наличием силы тяжести. Горизонтальные размеры как правило сдерживаются пристеночным электрическим полем двойного слоя, либо искривлением электродов добиваются, чтобы электрическое поле возрастало в поперечном направлении и удерживало пылевое облако. Судя по проведенному литературному обзору, экспериментов по определению максимальных размеров пылевых структур не ставилось (как в наземных условиях, так и в условиях невесомости).

Ниже приведены основные условия, при которых наблюдаются пылевые образования в газоразрядной плазме:

- Давление 0,01÷5Торр;
- Мощность разряда – несколько мВт.
- Концентрация электронов (плазмы) $10^7 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$;
- Температура электронов 1÷6эВ.

Глава 2. Дуговой разряд с накалившимся катодом (ДРНК)

2.1 Основы дугового разряда

Дуговой разряд в виде так называемой электрической или «вольтовой дуги» был впервые обнаружен русским ученым профессором физики Военно-медико-хирургической Академии наук Василием Владимировичем Петровым. Работы Петрова были опубликованы только на русском языке. Заграничным ученым они оставались неизвестными. В России в то время значимость этих работ не была понята. Никто ими не заинтересовался, и они были основательно забыты. Поэтому открытие дугового разряда долгое время приписывали английскому физику Дэви и относили к 1808 году.

Дуговой разряд отличается от тлеющего разряда процессами, происходящими на катоде и обуславливающими усиленную эмиссию электронов из последнего. Катодные падения потенциала в дуге приблизительно в 10 раз меньше, чем в тлеющем разряде. Токи дуги измеряются величинами от ампер до тысяч ампер на 1 см^2 вместо десятков микроампер на 1 см^2 в тлеющем разряде. Переход тлеющего разряда в дуговой представлен на вольтамперной характеристике разряда в неоне с медными электродами (рис. 14).

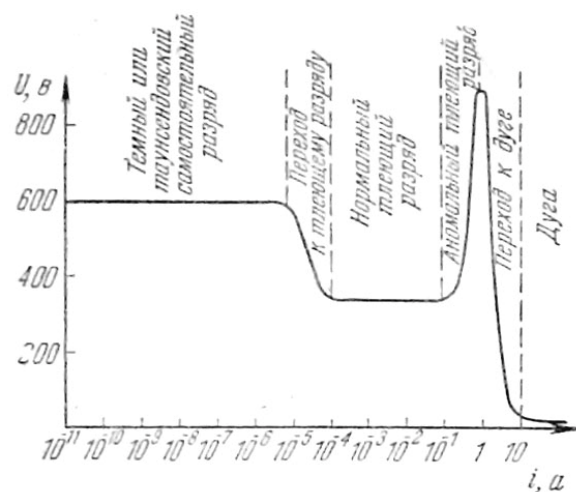


Рис.14 Вольтамперная характеристика разряда в неоне с медными электродами ($p = 1$ Торр, длина трубки 50 см) [15].

Долгое время усиленное выделение электронов на катоде дуги приписывали исключительно термоэлектронной эмиссии и характеризовали дуговой разряд как разряд с нагретым благодаря самому разряду катодом. Однако экспериментально установлено, что существуют дуги с холодным катодом. Поэтому причину усиленного выделения электронов приходится искать не только в термоэлектронной эмиссии (явление описано в разделе 2.3), но и в явлении автоэлектронной эмиссии, которое заключается в выходе электронов из металла или полупроводника под действием сильного электрического поля.

Дуги имеют место при большом или при малом давлении, в атмосфере окружающих их газов или паров их собственных улетучивающихся электродов. Они возникают из искрового или из тлеющего разряда или при разрыве контакта между двумя электродами. Когда контакт прерывается, сильный ток, протекающий через последние мостики, еще со-

единяющие электроды, превращает в пары материал электродов, создавая разряд в парах электродов, который может перейти в дугу, если внешнее сопротивление мало. Таким образом, дуга может возникнуть при коммутировании больших токов между контактами реле или рубильника. Это может привести к разрушению контактов реле или рубильника, и как следствие стать причиной пожара. Рассмотрим условие возникновения дуги в этом случае. Пусть L -самоиндукция контура, R - его сопротивление, ε - э.д.с. источника тока, $U(I)$ - функция вольтамперной характеристики дуги. Тогда имеем:

$$\varepsilon = L \frac{dI}{dt} + RI + U(I) \text{ или}$$

$$L \frac{dI}{dt} = (\varepsilon - RI) - U(I). \quad (9)$$

Разность $(\varepsilon - RI)$ есть ордината прямой сопротивления AB (рис.15), а $U(I)$ — ордината характеристики дуги при токе I . Чтобы dI/dt было отрицательно, т.е. чтобы ток I непременно уменьшался со временем, и между контактами не образовалось дуги, надо, чтобы во всех точках характеристики соблюдалось неравенство $U(I) > \varepsilon - RI$.

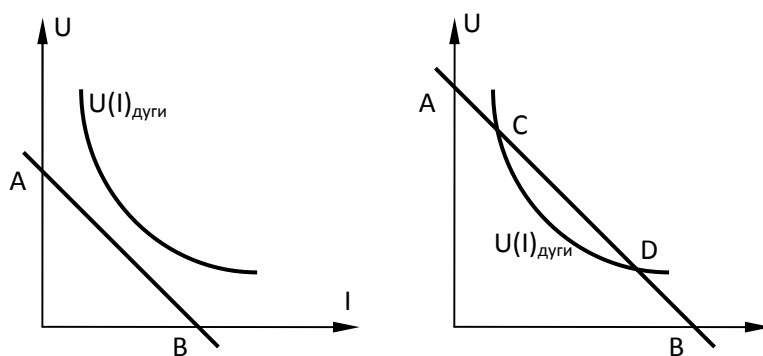


Рис.15 Относительное положение прямой сопротивления и кривой вольтамперной характеристики установившейся дуги: слева – дуга не может возникнуть, справа – дуга может возникнуть в точках C и D [17].

На рис.15 слева как раз и показан тот случай, когда $U(I) > \varepsilon - RI$. То есть, кривая вольтамперной характеристики дуги лежит выше прямой сопротивления. Справа показан случай, когда вольтамперная характеристика дуги лежит ниже прямой сопротивления при токе I , большем, чем абсцисса точки C и меньшем, чем абсцисса точки D. В этом случае возможно образование дуги [16, 17].

Так как данная работа посвящена исследованию возможности получения плазменно-пылевых образований в несамостоятельном дуговом разряде с накаливаемым катодом низкого давления (ДРНК), то далее будем рассматривать именно этот вид дугового разряда.

2.2 ДРНК и пылевая плазма

Одним из типов дугового разряда является несамостоятельный дуговой разряд с накаливаемым катодом низкого давления (далее ДРНК). В данном разряде основным источником электронов с катода является термоэлектронная эмиссия, для чего катод искусственно разогревается от вспомогательного устройства. Электроны, испускаемые накаливаемым катодом, способствуют возникновению и горению разряда. Почти все напряжение между его электродами приходится на область вблизи анода, а остальное пространство камеры заполняется однородной светящейся плазмой, имеющей почти потенциал анода. Дуговой разряд данного типа позволяет получать однородную газоразрядную плазму с высокой плотностью в объемах до нескольких кубических метров. Заметим, что ДРНК является источником неравновесной плазмы, то есть температура электронов составляет десятки тысяч градусов в то время как температура ионов и нейтральных атомов остается комнатной [15, 19].

В данной работе ДРНК рассматривается с точки зрения получения в нем плазменно-пылевых структур. Определение возможности существования в нем плазменно-пылевых структур является целью практической части данной работы. Предпосылками для данных исследований является сходство данного разряда с тлеющим разрядом, в котором наблюдаются плазменно-пылевые образования. Несмотря на различия в катодных процессах этих разрядов, их сходство состоит в том, что оба являются разрядами низкого давления и источниками низкотемпературной неравновесной плазмы. Интерес именно к ДРНК состоит в том, что с его помощью можно получить однородную плазму в большом объеме. Возможно, данный разряд поможет дать ответ на вопрос о максимальном размере плазменно-пылевых образований.

В следующих разделах данной главы кратко изложены теоретические основы ДРНК, которые далее потребуются для истолкования экспериментальных результатов исследований ДРНК в конкретной экспериментальной установке.

2.3 Термоэлектронная эмиссия

В ДРНК основным источником электронов с катода является термоэлектронная эмиссия, для чего катод искусственно разогревается от вспомогательного устройства. Сам разряд почти не разогревает катод. Только при очень больших плотностях тока разогрев может стать столь значительным, что разряд перейдет в самостоятельный, и цепь накала катода сможет быть разорвана. Электроны, испускаемые накаливаемым катодом, способст-

вуют возникновению и горению разряда: разряд легко зажигается, почти все напряжение между его электродами в большом интервале давлений приходится на область вблизи катода, а остальное пространство, заполненное равномерно светящейся плазмой, обладает практически потенциалом анода, причем катодное падение оказывается близким к потенциалу ионизации газа, и при достаточно больших токах становится даже ниже наименьшего критического потенциала [15].

Далее кратко рассмотрим явление, которое является ключевым в дуговом разряде, и в частности в ДРНК – явление термоэлектронной эмиссии.

Термоэлектронная эмиссия - испускание электронов нагретой поверхностью. Еще до 1750 было известно, что вблизи нагретых твердых тел воздух теряет свое обычное свойство плохого проводника электричества. Однако причина этого явления оставалась неясной до 1880-х годов. В ряде опытов, проведенных в период 1882–1889, Ю.Эльстер и Г.Гейтель установили, что при пониженном давлении окружающего воздуха раскаленная добела металлическая поверхность приобретает положительный заряд. Об аналогичных наблюдениях упоминалось в патентной заявке Т.Эдисоном (1883). Он ввел электрод в одну из своих первых ламп накаливания и обнаружил, что между ее нитью и электродом происходит перенос электрического заряда. Этот «эффект Эдисона», как его иногда называют, лег в основу британского патента (1905) Дж.Флеминга на «прибор для преобразования переменного тока в постоянный» – первую электронную лампу, открывшую век электроники. То, что данное явление связано с испусканием электронов, продемонстрировал в 1890 Дж.Томсон.

Для выхода за пределы тела электронам нужно преодолеть потенциальный барьер у границы тела. При низких температурах тела количество электронов, обладающих достаточной для этого энергией, мало. С увеличением температуры их число растет и термоэлектронная эмиссия возрастает.

Предельное значение термоэлектронного тока при данной температуре катода называется током насыщения. Величина тока насыщения определяется количеством термоэлектронов, которые в состоянии выйти с поверхности катода за единицу времени. В этом случае все электроны, поставляемые в результате термоэлектронной эмиссии из катода, задействованы для образования электрического тока. В отсутствии внешних электрических полей плотность тока насыщения j_s определяется формулой Ричардсона — Дэшмана:

$$j_s = AT^2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (10)$$

где постоянный множитель $A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 120 A / (cm^2 \cdot grad)$, k – постоянная Больцмана, а

W – работа выхода, характерная для данного металла, но зависящая от состояния его поверхности. Она равна минимальной энергии, необходимой для удаления электрона с поверхности металла.

Для металлов работа выхода составляет несколько электрон-вольт. Энергия kT даже при температуре в тысячи Кельвинов составляет доли электрон-вольт. Для чистых металлов значительная эмиссия электронов может быть получена при температуре порядка 2000 К. Например, в чистом вольфраме заметную эмиссию можно получить при температуре 2500 К.

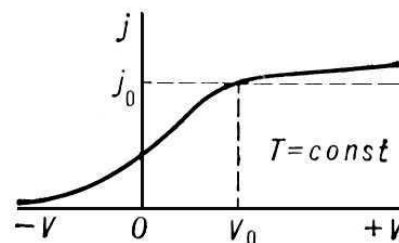


Рис.16 Зависимость плотности термоэлектронного тока от разности потенциалов при постоянной температуре [18]

Эмиссия электронов остается незначительной, пока T не достигнет значения W/k . Поэтому в целях снижения потерь тепла и расхода энергии большие усилия были направлены на создание поверхностей с возможно более низкой работой выхода. В современных электронных лампах почти всегда применяются оксидные катоды, в которых достигается оптимальный компромисс между низкой работой выхода, стоимостью, долговечностью и механической прочностью [18].

2.4 Механизм ДРНК

Испущенные накалившимся катодом электроны вылетают из тонкого катодного слоя с почти одинаковыми скоростями и ионизуют газ, образуя плазму, которая заполняет остальной объем. Ионизация осуществляется прямыми и ступенчатыми ударами. Плазма взаимодействует с катодным слоем таким образом, что в слой из плазмы поступает столько ионов, сколько необходимо для поддержания стационарного режима разряда.

На катоде любой дуги происходят типичные для нее процессы, обеспечивающие большой разрядный ток. В дуге с накалившимся катодом таким наиболее важным процессом является рассеивание положительными ионами отрицательного объемного заряда, порождаемого вблизи катода термоэлектронами.

В приборах, использующих дуговой разряд, линейные размеры электродов, разрядного промежутка и сосуда выбираются обычно одного порядка, благодаря чему не развивается положительный столб. Поэтому целесообразно принять, что дуга построена из двух взаимодействующих между собой простейших форм разряда: тонких слоев, покрывающих стенки трубки и электроды, и плазмы, заполняющей остальной объем разряда.

В слое, покрывающем электрод, возникает сильное электрическое поле, вызванное действием нескомпенсированных объемных зарядов, которые экранируют возмущение, вносимое в плазму электродом. Это возмущение не простирается дальше толщины слоя катодного слоя

Распределение потенциала φ и поля E в слое рассчитывается по уравнению Пуассона:

$$-\nabla^2\varphi = \text{div}E = 4\pi e_0(n_p - n_e), \quad (11)$$

где n_p и n_e – концентрация электронов и ионов. В зависимости от природы слоя в нем возможно как $n_p \gg n_e$, так и $n_e \gg n_p$. В целом же плазма квазинейтральна, и в ней градиент потенциала значительно меньше среднего поля в слое.

Явления, протекающие вблизи катода, существенно зависят от величины разрядного тока по сравнению с током эмиссии (током насыщения), который при неизменной температуре может создать катод без влияния внешнего поля.

Режим работы катода называется свободным, если разрядный ток не превосходит тока эмиссии, и несвободным, когда превосходит.

Распределение потенциала в катодном слое в свободном режиме показано на рис. 17.

В свободном режиме эмиссионная способность катода используется не полностью. Это объясняется тем, что вблизи катода потенциал проходит через минимум, обладая меньшим значением, нежели потенциал катода, отчего часть электронов, которые покидают катод с достаточно малыми скоростями, не могут прорваться через минимум потенциала в плазму и возвращаются обратно на катод. Электрическое поле в катодном слое обращается в нуль дважды – в минимуме потенциала (рис.17, точка А) и на границе слоя с плазмой (рис.17, точка В). Таким образом, расчет катодного слоя в свободном режиме сводится к интегрированию уравнения Пуассона (11) при заданных потенциалах катода, границы плазмы и краевых условиях $E_A=0$, $E_B=0$.

В предельном случае, когда разрядный ток равен току эмиссии, электрическое поле не способствует, но и не препятствует выходу электронов из катода, минимум потенциала исчезает, на поверхности катода поле обращается в нуль и все электроны, испущенные катодом, проходят в плазму.

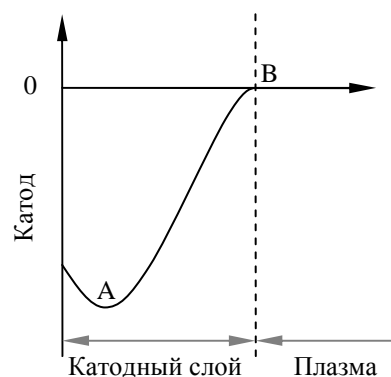


Рис.17 Распределение потенциала в катодном слое в свободном режиме [15]

При несвободном режиме разрядный ток может в несколько раз превосходить ток эмиссии. Это обстоятельство приводит к предположению, что в данном случае начинают сказываться такие явления, как разогрев катода, эффект Шоттки и вырывание электронов положительными ионами. Катодное падение потенциала несколько больше, чем в случае свободного режима, минимум потенциала вблизи катода отсутствует, а электрическое поле обращается в катодном слое в ноль только на границе с плазмой [15].

Глава 3. Экспериментальная часть

Экспериментальная часть данной работы состоит в исследовании возможности получения плазменно-пылевых образований в ДРНК. Привлекательностью данного разряда является его схожесть с тлеющим разрядом, а также то, что генерируемая им плазма занимает большие вакуумные объемы (см. подробнее в разделе 2.2). Интересна не только возможность получения пылевых структур в данном разряде, но и их максимальный размер т.к. размеры используемой камеры существенно превышают типичные размеры трубок с тлеющим разрядом, в которых получают пылевые образования. В этой главе приведено описание экспериментальной установки, описаны эксперименты по исследованию параметров разряда. Далее на основании экспериментально полученных сведений сделан анализ возможности существования плазменно-пылевых образований в ДРНК. Затем описаны эксперименты первых попыток получения пылевых образований в данном разряде.

3.1 Описание экспериментальной установки

В данной работе использовалась экспериментальная установка, оборудованная для получения ДРНК. Эта установка была создана и запущена студентами в 2007 году. Главным элементом установки является плазменный источник с накалимым катодом (далее ПИНК). Этот плазмогенератор разработан и создан Институтом сильноточной электроники Сибирского отделения РАН (Россия, г.Томск).

Рассмотрим отдельно вакуумную и разрядную части установки.

3.1.1 Вакуумная часть

Основными вакуумными устройствами являются насосы и вакуумметры, устройства для соединения и разделения объемов, регулирования параметров вакуума, введения тех или иных газов и выполнения различных операций, связанных с получением, хранением и использованием вакуума, то есть вакуумные емкости, трубопроводы, регуляторы клапаны, краны и т.д.

Данная вакуумная система состоит следующих элементов:

- рабочая камера
- пластинчато-роторный насос НВР-16Д
- турбомолекулярный насос 01 АБ-1500-004
- клапан напускной КМПН-10
- угловой клапан КВУМ-63Л

- 2 клапана КЭУн-63
- затвор вакуумный ЗЭПМ-250
- натекаТЕЛЬ НМБ-1
- преобразователь манометрический теплоэлектрический ПМТ-6-3
- 2 преобразователя манометрических магнитных ПММ-3-2
- термопарный преобразователь ПМТ-2

Элементы управления и контроля расположены на специальной стойке:

- блок управления вакуумной системой
- блок питания турбомолекулярного насоса БП-277
- вакуумметр ВМБ-14
- вакуумметр 13ВТЗ-003

Вакуумная схема установки представлена на рис.19.

Для создания предварительного вакуума в системе служит форвакуумный насос, который позволяет получить давление 0,66 Па ($5 \cdot 10^{-3}$ Торр) (в идеальных условиях). Для получения более низкого давления служит турбомолекулярный насос, с помощью которого можно получить вакуум до $6,6 \cdot 10^{-7}$ Па ($5 \cdot 10^{-9}$ Торр) (в идеальных условиях). Посредством клапанов КЭУн-63 и затвора ЗЭПМ-250 можно последовательно откачивать отдельные части системы, а также управлять скоростью откачки. НатекаТЕЛЬ НМБ-1 позволяет производить напуск рабочего газа.

Давление в системе контролируется с помощью теплоэлектрического преобразователя ПМТ-6-3 с вакуумметром 13ВТЗ-003 ($10^5 \div 10^{-1}$ Па), термопарного преобразователя ПМТ-2 с вакуумметром ВИТ-3 ($666,6 \div 1,33 \cdot 10^{-1}$ Па), магнитного манометрического преобразователя ПММ-3-2 с вакуумметром ВМБ-14 ($1 \div 10^{-7}$ Па). Теплоэлектрический преобразователь ПМТ-6-3 с вакуумметром 13ВТЗ-003 используются для определения наличия форвакуума в системе (менее 6,3 Па), что необходимо для запуска турбомолекулярного насоса. Магнитный манометрический преобразователь ПММ-3-2 с вакуумметром ВМБ-14 позволяют измерять высокий вакуум в системе. Термопарный преобразователь ПМТ-2 с вакуумметром ВИТ-3 использовался для контроля давления в рабочей камере при работе с ДРНК (рабочее давление ПИНКа $0,05 \div 10^{-1}$ Па).

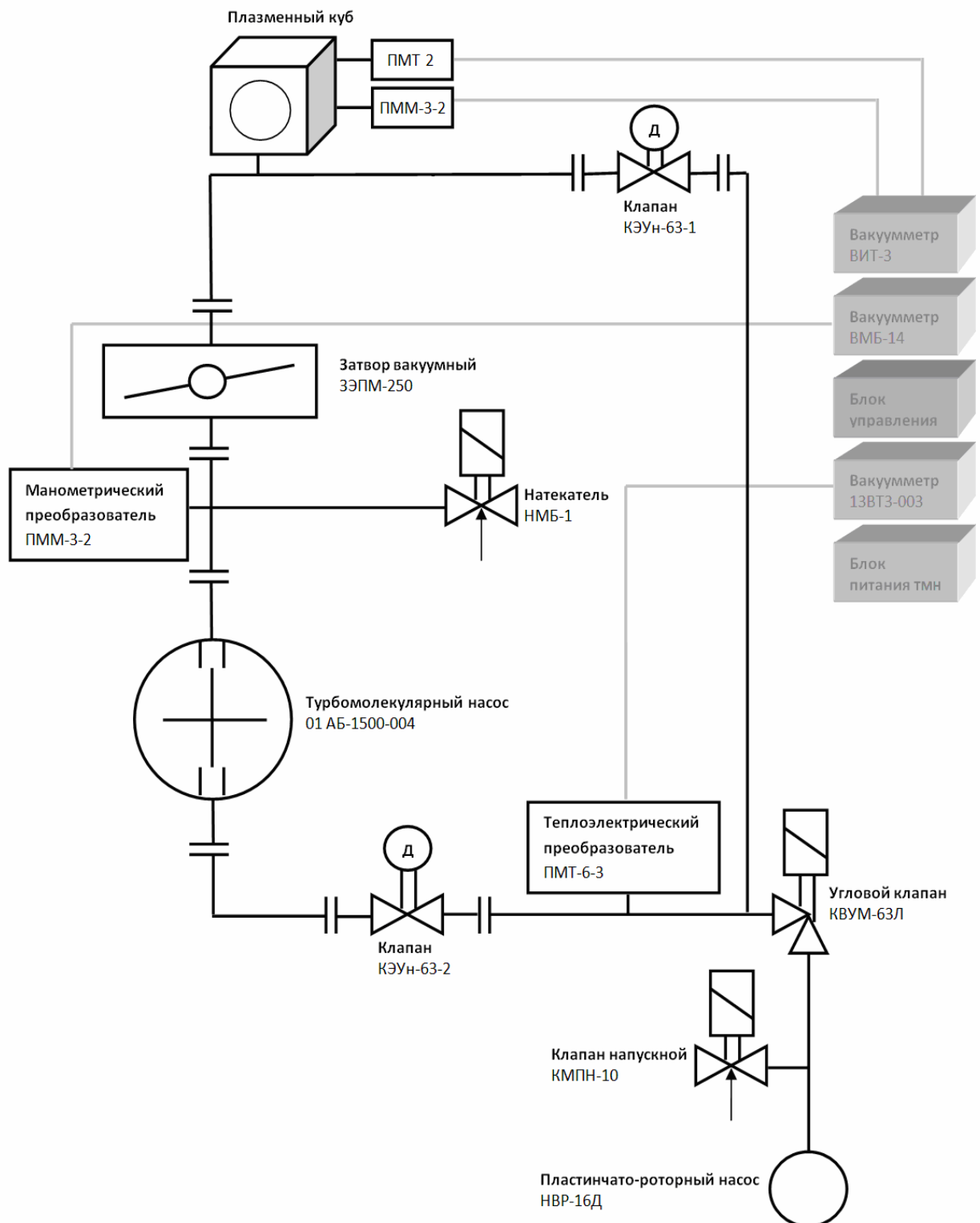


Рис.19 Вакуумная схема установки

Рабочий объем представляет собой куб, выполненный из вакуумной нержавеющей стали. Рабочая камера имеет размеры 400*400*400мм. В ней имеется пять рабочих фланцев для установки диагностического и измерительного оборудования, а также семь вспомогательных фланцев. Куб непосредственно связан с вакуумной системой и катодным узлом. Рабочий объем смонтирован так, что может напрямую откачиваться турбомолекулярным насосом. На одном из рабочих фланцев куба крепиться плазмогенератор ПИНК. Внешний вид рабочей камеры представлен на рис.20.

Основные параметры рабочей камеры:

- Материал: Нержавеющая сталь
- Толщина стенок: 8 мм
- Длина*: 370 мм
- Ширина*: 370 мм
- Высота*: 370 мм
- Площадь стенок*: 0,82 м²
- Объем*: 0,05 м³

* указаны внутренние размеры рабочей камеры

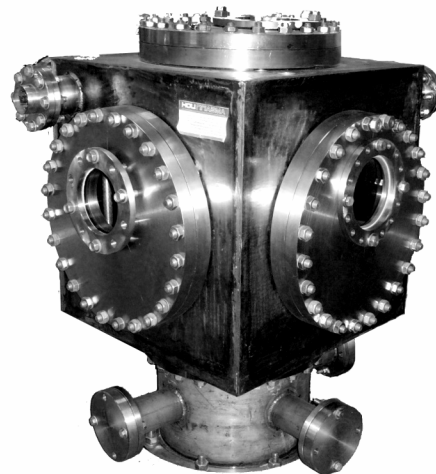


Рис.20 Внешний вид рабочей камеры

3.1.2 Разрядная часть

На рис.21 представлена электрическая схема ДРНК.

Для нагрева катода используется блок питания, состоящий из понижающего трансформатора, подключенного к автотрансформатору. Автотрансформатор позволяет менять напряжение первичной обмотки понижающего трансформатора, что влечет за собой изменение напряжения на вторичной обмотке (и тока). Таким образом, ток нагрева катода можно регулировать с помощью автотрансформатора. Так как ток нагрева переменный, то его можно измерять с помощью измерительного трансформатора (измерительных клещей).

Питание разряда осуществляется с помощью двухполупериодного выпрямителя, подключенного к автотрансформатору. На выходе выпрямителя стоит низкочастотный фильтр в виде емкости (конденсатор) и индуктивности (катушка). На корпусе выпрямителя смонтирован амперметр, позволяющий следить за током разряда.

Также в цепь разряда последовательно включено регулируемое балластное сопротивление, текущее значение 2 Ом. Таким образом, максимальный ток разряда при напряжении разряда, например, 60В равен $I_{max} = 60/2 = 30A$.

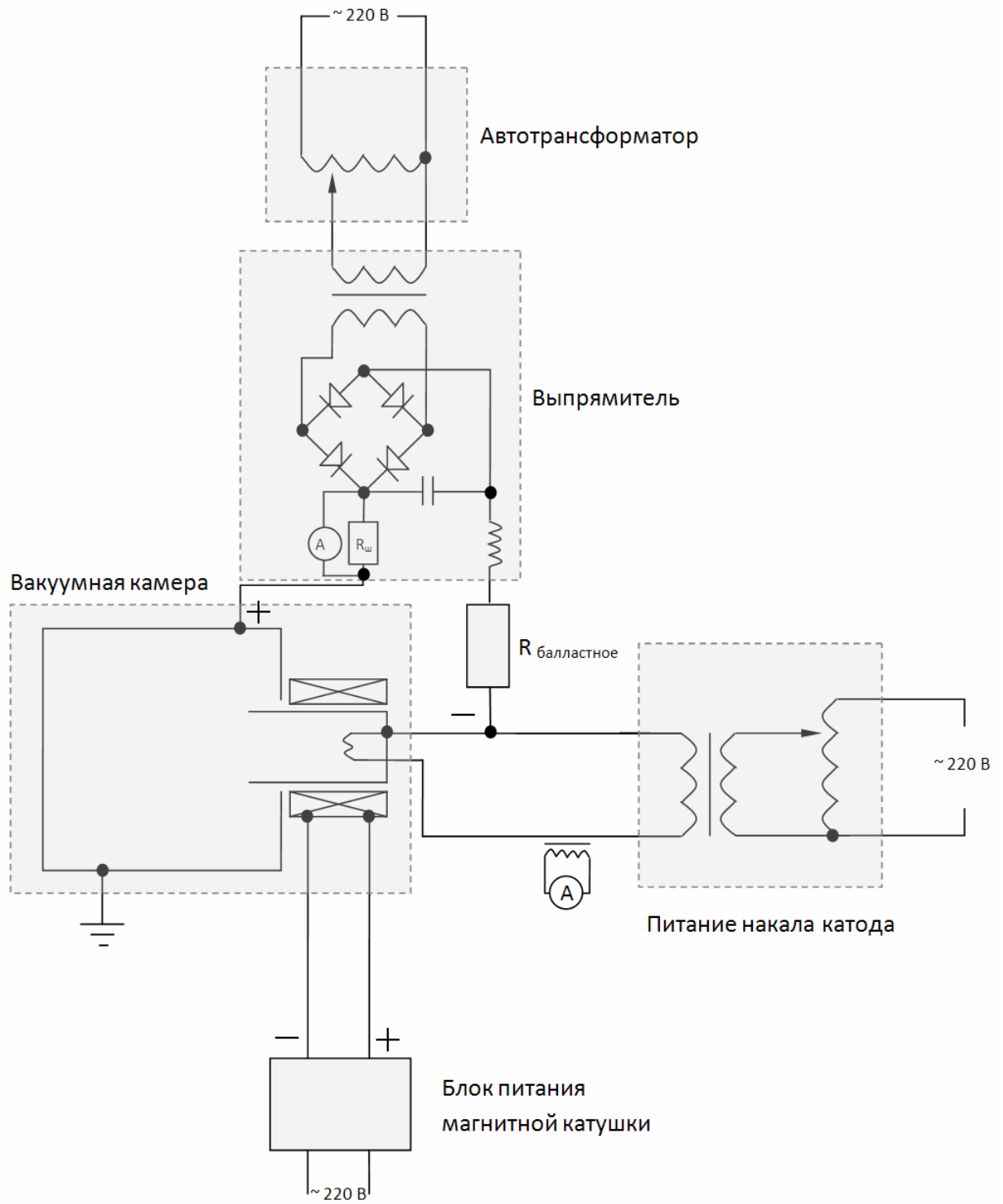


Рис.21 Электрическая схема дугового разряда с накаливаемым катодом

Ключевым элементом для создания плазмы является плазменный источник с накаливаемым катодом (ПИНК). Он предназначен для создания плотной однородной неравновесной плазмы в больших вакуумных объемах. ПИНК смонтирован на одном из фланцев рабочей камеры.

Электродная схема ПИНКа схематично представлена на рис.23 и состоит из цилиндрического полого катода 2, внутри которого расположен электрически соединенный с ним вольфрамовый накаливаемый катод 1, и полого анода 4. Разрядная система помещена в аксиальное магнитное поле $B \approx 0.02$ Тл, создаваемое соленоидом 3.

Электроны, эмитируемые накаливаемым катодом, вследствие увеличения траектории движения в магнитном поле, эффективно ионизируют рабочий газ и создают газоразрядную плазму в полой катоде. Незамагниченные ионы, ускоренные в прикатодном падении потенциала, выбивают вторичные электроны со стенок полого катода, усиливая ионизационные процессы в полости, и создают условия для зажигания и функционирования сильноточного газового разряда при низких давлениях и напряжениях разряда [19].

Параметры ПИНКа:

Ток разряда: $10 \div 100$ А;

Напряжение горения: $40 \div 60$ В;

Рабочее давление: $0,05 \div 1$ Па;

Концентрация плазмы: $10^9 \div 10^{10}$ см⁻³;

Габариты: $\varnothing 300-600$ мм.

3.2 Модернизация экспериментальной установки

Экспериментальная установка была модернизирована в соответствии с задачами, решаемыми в данной работе. Во-первых, была произведена диагностика и ремонт некоторых элементов установки. Затем в электрическую схему были встроены измерительные

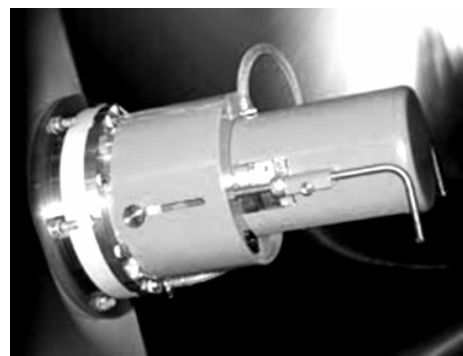


Рис.22 Внешний вид плазменного источника с накаливаемым катодом «ПИНК»

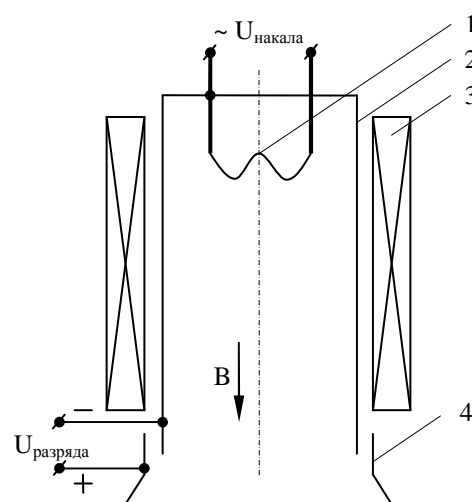


Рис.23 Электродная схема несамостоятельного дугового разряда: 1 – нить накала; 2 – полый катод; 3 – соленоид; 4 – анод (разрядная камера). [19]

приборы для измерения электрических параметров разряда. Далее рабочая камера была приспособлена для проведения зондовых измерений. Для попыток получения пылевых образований были разработаны и установлены в камеру дополнительные электроды. Рассмотрим подробнее каждую из модернизаций.

3.2.1 Диагностика и ремонт

В начале работы экспериментальная установка была протестирована с целью выявления особенностей и неисправностей системы.

Среди недостатков установки следует отметить то, что рабочая камера натекает со скоростью 0,1 Па/с (измерения проводились помощью теплоэлектрического преобразователя ПМТ-6-3 с вакуумметром 13ВТ3-003, время измерений 10 минут). Из этого следует, что для проведения опытов при постоянном давлении и в требуемой газовой среде необходимо работать в проточном режиме, с постоянным напуском рабочего газа. Поэтому все проведенные эксперименты проходили в проточном режиме. Регулировка давления происходила путем изменения скорости натекания рабочего газа и скорости откачки (регулируя соответствующие натекатели, затворы и клапаны).

Были выявлены следующие неисправности:

- Вакуумметр ВМБ-14 (или его манометрический преобразователь ПММ-3-2) не работает;
- Турбомолекулярный насос не включается и не выключается с блока управления вакуумной системой (приходится включать и выключать его из розетки);
- Из форвакуумного насоса НВР-16Д подтекает масло.

Во время проверки преобразователя выяснилось, что катод замкнут на корпус, что может быть следствием его некорректной установки (перекос и замыкание на стенку). После демонтажа был проведен внешний осмотр элементов преобразователя, измерено магнитное поле постоянного магнита, которое оказалось в установленных пределах. Преобразователь был очищен и установлен обратно без замыкания катода на корпус (без перекоса), после чего его корректная работа восстановилась.

Причиной некорректного включения/выключения турбомолекулярного насоса было замкнутое реле (тип реле: нормально разомкнутое) в блоке питания насоса. Нагар на контактах привел к увеличению температуры и к «свариванию» контактов реле при прохождении тока. Реле было разомкнуто и очищено, в результате чего неисправность была устранена.

Масло форвакуумного насоса подтекало из-за нарушения герметичности прокладки окна, предназначенного для контроля уровня масла в насосе. Прокладка и посадочная поверхность были очищены, течь прекратилась.

3.2.2 Добавление измерительных приборов в электрическую схему

Для измерения электрических параметров (ток, напряжение) разряда в электрическую схему питания разряда были добавлены амперметр и вольтметр. Электрическая схема была модифицирована в соответствии с рис. 24.

Для измерения напряжения разряда в схему был включен вольтметр параллельно разряду. Для измерения тока разряда в схему включен шунт 75мВ, 100А, класс точности 0,5 (максимальная погрешность 0,5А). Для измерения тока необходимо измерить падение напряжения на шунте и разделить на его сопротивление (750мкОм). В качестве вольтметров использовались мультиметры М830В.

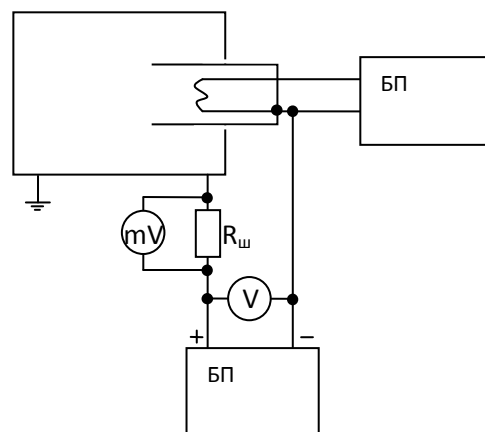


Рис. 24 Схема измерения тока и напряжения разряда

3.2.3 Подготовка к зондовым измерениям

Для проведения зондовых измерений был реализован ввод проводов в рабочую камеру. Для этого была использована крышка одного из фланцев камеры, в ней были проделаны отверстия, в них вставлены провода и залиты эпоксидным клеем в качестве вакуумного уплотнения (рис. 25).

При проведении зондовых измерений необходимо иметь возможность перемещать зонд для исследования плазмы в разных частях камеры. Был спроектирован и изготовлен механизм, схематично представленный на рис.26.

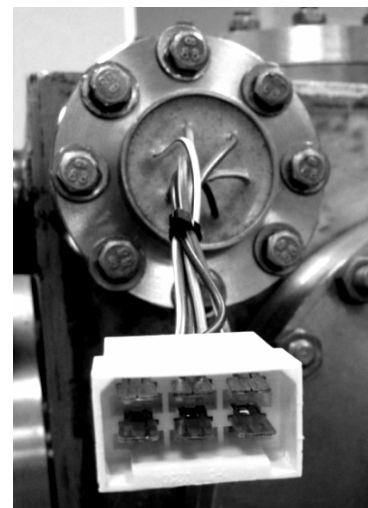


Рис.25 Ввод проводов в рабочую камеру

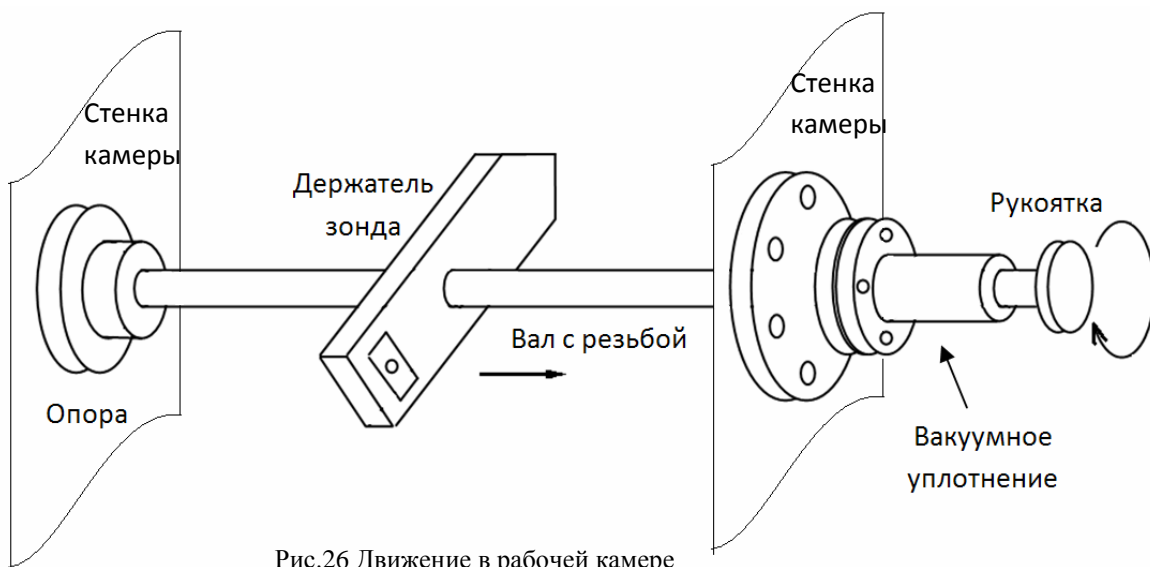


Рис.26 Движение в рабочей камере

При вращении рукоятки вращается вал с резьбой. Держатель зондов прямым углом упирается в угол камеры, таким образом, стенки камеры не дают повернуться держателю зондов, и он перемещается вдоль вала.

Были изготовлены чертежи и сделаны необходимые детали конструкции. Вал был изготовлен из дюралюминия, шаг резьбы 1,5 мм. Таким образом, один оборот ручки соответствует линейному перемещению держателя зондов - 1,5 мм. Опора вала выполнена из эбонита, держатель зондов – из фторопласта. Конструкция была установлена в рабочую камеру (рис.27).

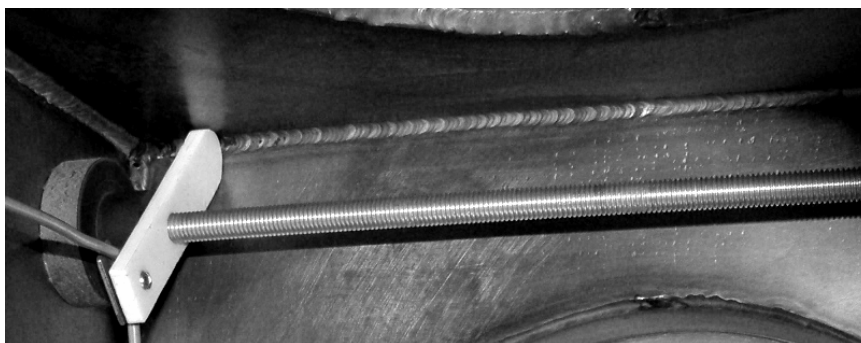


Рис.27 Механизм в камере

3.3 Экспериментальное исследование ДРНК

Описанные ниже эксперименты были проведены с целью выявления особенностей получаемого разряда и определения его основных характеристик.

3.3.1 Общее описание разряда

Вначале опишем кратко процесс зажигания разряда.

1. Перед зажиганием необходимо откачать камеру, открыть напуск рабочего газа.

2. Отрегулировать напуск рабочего газа и скорость откачки так, чтобы давление в камере в проточном режиме составляло $5 \cdot 10^{-2} \div 1$ Па (рабочее давление ПИНКа).
3. Далее необходимо настроить ток накала катода, включить магнитную катушку.
4. Увеличением напряжения добиться устойчивого горения разряда.

В данной работе в качестве рабочего газа использовался аргон, работы проводились при давлении $1 \div 3$ Па, токе накала $50 \div 60$ А, токе магнитной катушки $0,6$ А. Напряжение разряда обычно составляло $30 \div 55$ В, ток разряда $0,1 \div 20$ А.

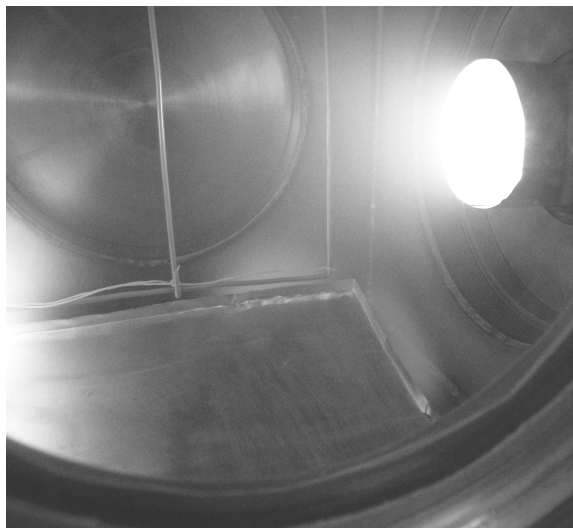


Рис. 28 Дуговой разряд с накаливаемым катодом

Внешне разряд представляет собой свечение вблизи полого катода и около стенок камеры (анода), камера ярко освещена накаливаемым катодом. Около стенок свечение красноватое, около катода свечение более белое. Чем ближе к катоду, тем плотнее свечение. Анодное свечение неоднородно распределено по стенкам камеры, оно наблюдается на дне камеры, в нижних углах, в полостях, предназначенных для установки преобразователей. В местах, где наблюдаются яркие анодные пятна, стенки камеры нагреваются. При отключении магнитного поля свечение около катода становится менее плотным, более рассеянным. Анодные пятна становятся менее яркими и более распределенными по стенкам камеры, стенки камеры нагреваются существенно меньше.

Следует отметить, что свечение разряда мерцает с определенной частотой, заметной глазу (человеческий глаз распознает мерцание с частотой не более ~ 70 Гц). При увеличении тока мерцание становится менее заметным.

3.3.2 Накаливаемый катод

Изучаемый дуговой разряд является несамостоятельным, поэтому накаливаемый катод играет ключевую роль в поддержании разряда. В качестве катода применялась вольфрамовая проволока диаметром 1 мм (в техническом описании ПИНКа рекомендуемый диаметр для малых токов $1,2 \div 1,6$ мм). Длина проволоки были рассчитаны исходя из табличных данных о термоэмиссионных свойствах вольфрамовой нити [20]. Исходя из необходимого разрядного тока и рабочей температуры катода, можно рассчитать его размеры.

К примеру, при температуре катода 2700К (2427⁰С) для обеспечения термоэмиссионного тока 10А необходимая площадь катода составляет 2см². Если диаметр проволоки 0,1см, то необходимая длина равняется 6,5см.

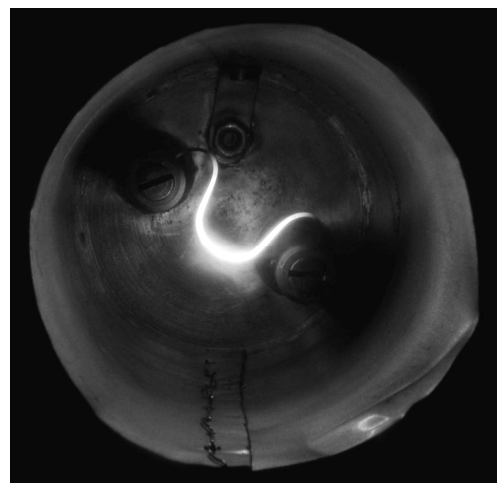


Рис.29. Накаленный катод

Ток термоэлектронной эмиссии (см. раздел 2.3) зависит от температуры катода. Температура катода определяется током накала катода. Для получения разряда необходимо знать, какая температура соответствует конкретному току накала. При низкой температуре термоэлектронной эмиссии будет недостаточно для поддержания разряда, слишком высокая температура вызовет быстрое перегорание нити накала. На рис.30 представлена табличная зависимость температуры вольфрамовой нити от тока накала [20], пересчитанная для диаметра 1мм. Для проверки правильности расчетов данная зависимость была экспериментально измерена с помощью пирометра с исчезающей нитью ОППИР-017 (рис.30).

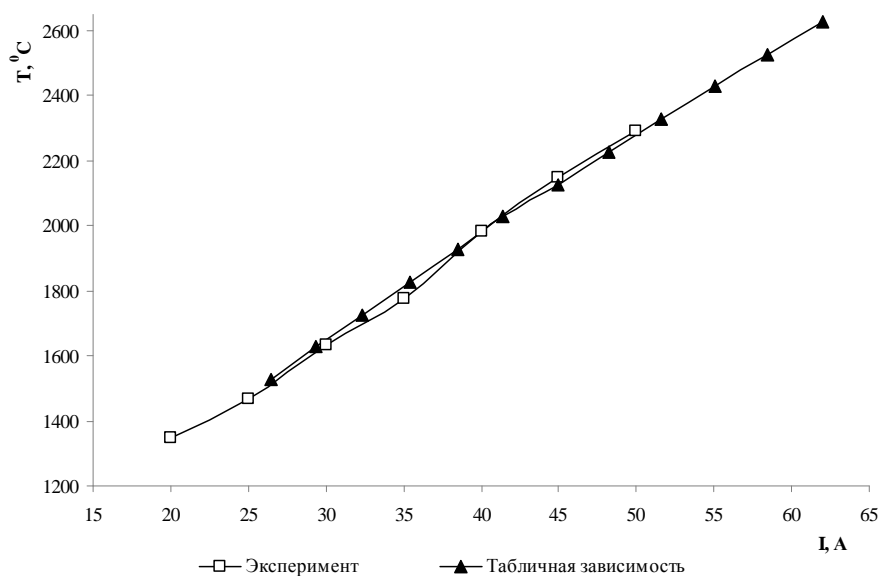


Рис.30 Табличная [20] и экспериментальная зависимость температуры катода от тока накала

Экспериментальная и табличная зависимости (рис.30) совпадают.

При работе с разрядом было отмечено, что разряд легко зажигается и стабильно горит при токе накала 60А и соответствующей ему температуре ~2600⁰С (длина нити 6-8 см), нить накала служит при данной температуре около 2-3 часов. Это создавало неудобства, связанные с остановкой эксперимента и заменой нити накала. Для увеличения срока

службы катода необходимо уменьшить рабочую температуру, но для сохранения прежнего тока эмиссии необходимо увеличить длину катода. Поэтому в дальнейших экспериментах длина нити накала составляла ~ 15см, а разряд легко зажигался и стабильно горел при токе накала 50А (~2300⁰С).

Электрическая энергия, подводимая к катоду, превращается в тепло (закон Джоуля-Ленца). Так как теплопроводность газа при низком давлении близка к нулю, то бóльшая часть энергии передается излучением. В результате излучения катода (излучение пропорционально четвертой степени абсолютной температуры тела по закону Стефана-Больцмана) нагреваются стенки камеры, а также предметы, помещенные в камеру. Это необходимо учитывать при установке предметов внутри камеры. Поэтому в камеру была введена термопара (хромель-алюмель, спай в виде шара диаметром 1 мм) для измерения температуры предметов, находящихся в камере. Был проведен опыт, в котором термопара была размещена в камере на расстоянии 30 см от катода (измерительный спай ни с чем не соприкасался, теплопередача только по проводам термопары). При токе накала 50А излучение катода нагревало термопару до температуры 80⁰С (разряд при этом не горел). Во время горения разряда термопара нагревалась до температуры 110⁰С.

3.3.3 Магнитная катушка

Разрядная система плазмогенератора ПИНК помещена в аксиальное магнитное поле, создаваемое соленоидом 3 (рис.23). Сопротивление катушки ~ 100 Ом, необходимый ток 0,4 – 0,8 А. Катушка создает продольное магнитное поле с индукцией 0,02 Тл, в результате чего электроны, эмитируемые накалившимся катодом, вследствие увеличения траектории движения в магнитном поле, эффективно ионизируют рабочий газ и создают газоразрядную плазму в полем катоде. Незамагниченные ионы, ускоренные в прикатодном падении потенциала, выбивают вторичные электроны со стенок полого катода, усиливая ионизационные процессы в полости, и создают условия для зажигания и функционирования сильноточного газового разряда при низких давлениях и напряжениях разряда [19].

При работе с разрядом были замечены следующие явления:

- без магнитного поля (при отключенной катушке) разряд зажечь трудно, напряжение пробоя без магнитного поля в несколько раз превышает напряжение пробоя с магнитным полем;
- при токе разряда более 7А разряд горит стабильно (не мигает, ток и напряжение стабильны), при отключении магнитного поля ток и напряжение раз-

ряда не изменяются (внешне свечение становится менее плотным, анодные пятна менее яркие);

- при горении разряда анодное свечение неравномерно занимает стенки камеры, яркие анодные пятна при наличии магнитного поля локально нагревают стенки разрядной камеры (15мин - 60°C), без магнитного поля анодные пятна более рассредоточены по стенкам камеры, камера нагревается значительно меньше;
- концентрация плазмы и электронная температура возрастают при включении магнитного поля (см. раздел 3.3.5.4).

3.3.4 Вольтамперная характеристика разряда

Была снята вольтамперная характеристика ДРНК (рис.31). Измерения проводились при давлении 1 Па, токе накала 60А, токе магнитной катушки 0,6А.

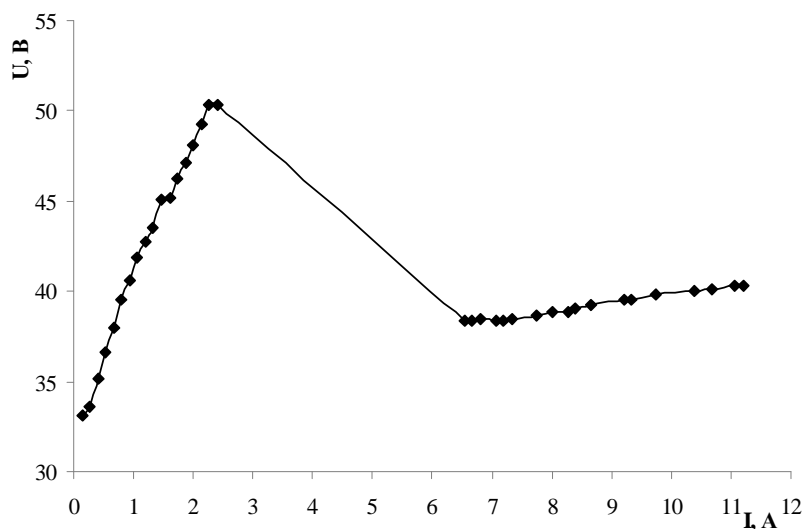


Рис.31 ВАХ дугового разряда с накаливаемым катодом

В диапазоне токов $0 \div 2\text{А}$ наблюдается возрастающая вольтамперная характеристика, похожая на вольтамперную характеристику аномального тлеющего разряда. Далее наблюдается резкое уменьшение напряжения и увеличение тока, разряд переходит в дуговой. Для токов более 6А напряжение слабо возрастает с ростом тока.

При уменьшении тока накала, а также при уменьшении давления вид характеристики остается прежним, но вся кривая смещается в область более высоких напряжений.

В отсутствие магнитного поля разряд не горит в диапазоне токов $0 \div 2\text{А}$, но правая часть вольтамперной характеристики остается неизменной. Для зажигания разряда необходимо либо включить и выключить магнитное поле, либо подать большое напряжение (порой в несколько раз превышающее напряжение пробоя при наличии магнитного поля).

3.3.5 Зондовые измерения

В данной работе были проведены зондовые измерения разряда в различных местах камеры. Целью зондовых измерений было:

- определить параметры плазмы, генерируемой данным разрядом;
- сравнить полученные параметры плазмы с теми параметрами, при которых наблюдались плазменно-пылевые образования в других разрядах;
- определить, как влияет узел с накаливаемым катодом на пространственное распределение параметров плазмы в камере;

3.3.5.1 Введение в зондовые измерения

Первые в истории измерения параметров плазмы были выполнены с помощью электрических зондов. Теорию измерения разработал американский ученый Ирвинг Ленгмюр в 1924 году. По сей день зондовый метод, или метод ленгмюровских зондов остается одним из основных методов диагностики плазмы. Электрический зонд – это металлический электрод, большая часть которого покрыта изоляцией. Оголена лишь небольшая часть зонда – собирающая поверхность. Зонд вводится в исследуемую часть плазмы и соединяется с источником постоянного напряжения и миллиамперметром. Измерения заключаются в регистрации зондового тока в зависимости от величины приложенного напряжения (вольтамперная характеристика). Анализ ВАХ позволяет определить локальные (в области нахождения зонда) параметры плазмы, такие как:

- концентрация электронов;
- температура электронов;
- электрические поля в плазме.

Такая возможность основана на фундаментальном свойстве плазмы экранировать внешнее статическое или квазистатическое электрическое поле. Характерным размером экранировки является дебаевский радиус, размер которого много меньше размеров плазмы, поэтому область возмущения локализована вблизи поверхности зонда. Незначительная величина отбираемого зондом тока обеспечивает малость возмущений, вносимых им в распределение разрядных токов и концентраций заряженных частиц исследуемого объекта. [21]

Именно локальность измеряемых характеристик дает зондовому методу преимущество перед всеми другими диагностическими методами. Почти все другие методы, такие, как спектроскопический или микроволновый, дают информацию, усредненную по большому объему. [22]

Однако несомненные достоинства метода зондов отягощены сложностью теоретического описания, обусловленного наличием целого ряда факторов, влияющих на ВАХ зонда.

3.3.5.2 Определение пригодности зондового метода

Введем, согласно Ленгмюру, понятие зондового слоя (слоя пространственного заряда у поверхности зонда) как области, за которой плазму можно считать квазинейтральной $n_e \approx n_i$, а поле зонда – отсутствующим. Тогда можно рассматривать три характерных размера: длина свободного пробега заряженных частиц λ , радиус зонда – R , толщина слоя $(r_s - R)$ – дебаевский радиус r_D .

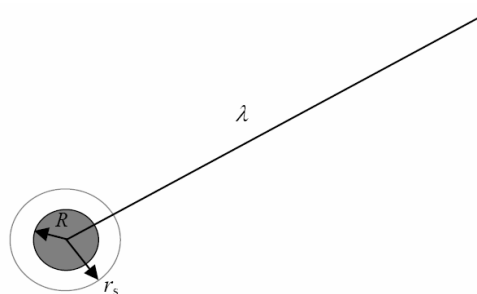


Рис.32 Относительные размеры зонда, зондового слоя и длины свободного пробега заряженной частицы [21].

Соотношения между ними вытекают из следующих общих соображений. Во-первых, естественно потребовать, чтобы возмущающее действие зонда на плазму было пренебрежимо мало за пределами зондового слоя. Во-вторых, для слабоионизованной плазмы низкого давления можно предположить, что в слое не происходит никаких столкновений: электроны и ионы не сталкиваются с нейтральными частицами и не взаимодействуют между собой.

Конкретизируем сделанные предположения. Зонд вызывает возмущение плотности заряженных частиц в плазме за счет экранировки одних частей плазмы от других и поглощения частиц зондом. Малость этих возмущений обеспечивается неравенством:

$$\lambda \gg R, \quad (12)$$

где λ включает в себя λ_e , λ_i - длины свободного пробега электронов и ионов.

Поскольку масштаб протяженности слоя пространственного заряда определяется дебаевским радиусом экранирования r_D предположение о том, что в призондовом слое не происходит столкновений, означает, что должно выполняться условие:

$$\lambda \gg r_D, \quad (13)$$

Существует и третье соотношение – соотношение между R и r_D . При $R \gg r_D$ имеет место «бесконечно тонкий» слой. В случае «бесконечно тонкого» слоя все частицы, попадающие в слой, попадают на зонд.

В дополнение к этим неравенствам потребуем, чтобы исследуемая плазма:

- была неподвижной и стационарной (т.е. отсутствовали колебания концентрации и температуры заряженных частиц, потенциала плазмы);
- была однородной и изотропной (т.е. характерный размер неоднородности плазмы много больше длины свободного пробега заряженных частиц, электрические и магнитные поля отсутствуют);
- состояла из электронов и однократно ионизованных положительных ионов одного сорта, функции распределения которых являлись максвелловскими с температурами T_e и T_i , причем $T_e \gg T_i$.
- кроме того, будем полагать, что поверхность зонда является выпуклой и каталитической (т.е. электрон, достигший поверхности, поглощается ею, а ион – рекомбинирует);
- отсутствует любой тип эмиссии с поверхности;
- потенциал плазмы постоянен на длине зонда.

Эти предположения определяют понятие так называемого бесстолкновительного ленгмюровского зонда и позволяют дать относительно простое количественное описание электронной и ионной частей ВАХ [21].

Из вышесказанного следует, что для исследования плазмы зондовым методом, необходимо удостовериться в пригодности данного метода к конкретному источнику плазмы. Для оценки условий применимости зондового метода построим следующие зависимости:

- давление P от концентрации плазмы n ;
- длина свободного пробега иона λ_i и электрона λ_e от концентрации n ;
- дебаевский радиус r_D от концентрации n .

Давление газа связано с концентрацией частиц уравнением Менделеева-Клапейрона $P = nkT$, где n – концентрация частиц в газе, k – постоянная Больцмана, T – температура газа. Длина свободного пробега частицы равна $\lambda = 1/\sqrt{2}n\sigma$, где n – концентрация частиц в газе, σ – эффективное сечение молекулы. Дебаевский радиус неизотермической газоразрядной плазмы равен $r_D = (\epsilon_0 k T_e / e^2 n)^{1/2}$, где ϵ_0 – электрическая постоянная, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов, e – заряд электронов, n – концентрация заряженных частиц в плазме.

В расчетах будем считать, что плазма полностью ионизирована, то есть концентрация частиц газа равна концентрации плазмы. В качестве температуры газа возьмем комнатную температуру $T = 300\text{К}$. Эффективное сечение молекулы определим по формуле Сёзерленда $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$, где r_1 и r_2 – радиус пробной молекулы и полевых молекул. Для

расчета длины свободного пробега ионов, r_1 и r_2 возьмем равными радиусу молекулы газа. Для определенности возьмем аргон (именно на этом газе проводились все эксперименты в данной работе). Радиус молекулы аргона равен 0,183 нанометра. Для расчета длины свободного пробега электронов, r_1 возьмем равным радиусу молекулы аргона, r_2 – радиусу электрона $2,817 \cdot 10^{-15}$ метра. При расчете дебаевского радиуса электронную температуру T_e примем равной 10^4 К, такое значение является характерным для газоразрядной плазмы.

Описанные зависимости в диапазоне концентраций $10^{10} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$ показаны на рис.33.

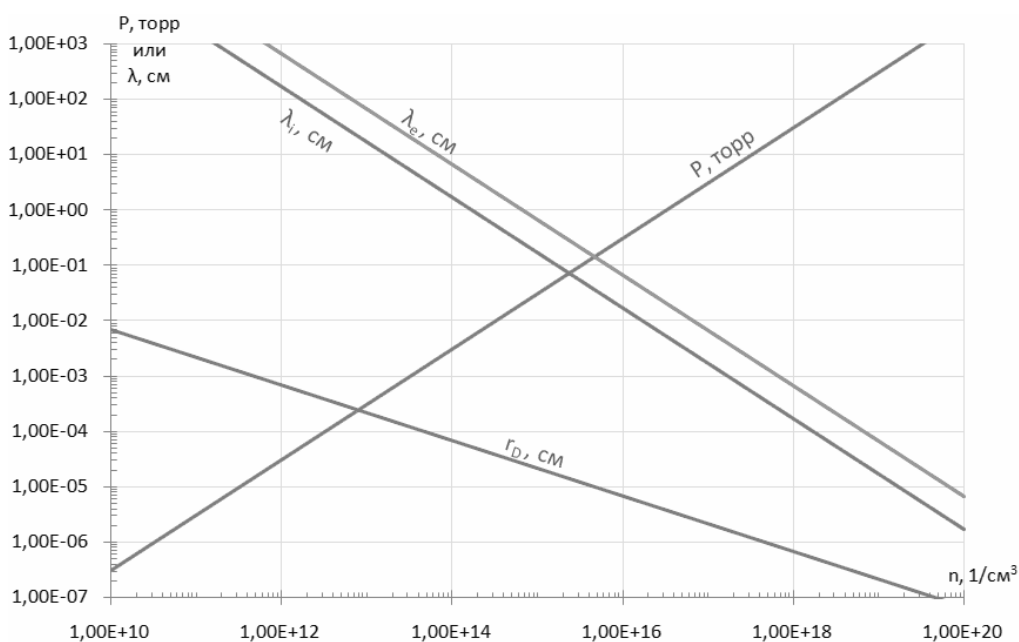


Рис.33 Зависимость давления, длины свободного пробега и дебаевского радиуса от концентрации газа

Проанализируем применимость зондового метода к ДРНК. Рабочее давление плазмогенератора «ПИНК» лежит в диапазоне $0,05 \div 1 \text{ Па}$ ($4 \cdot 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-3} \text{ Торр}$), что соответствует диапазону концентраций $1,3 \cdot 10^{13} \div 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

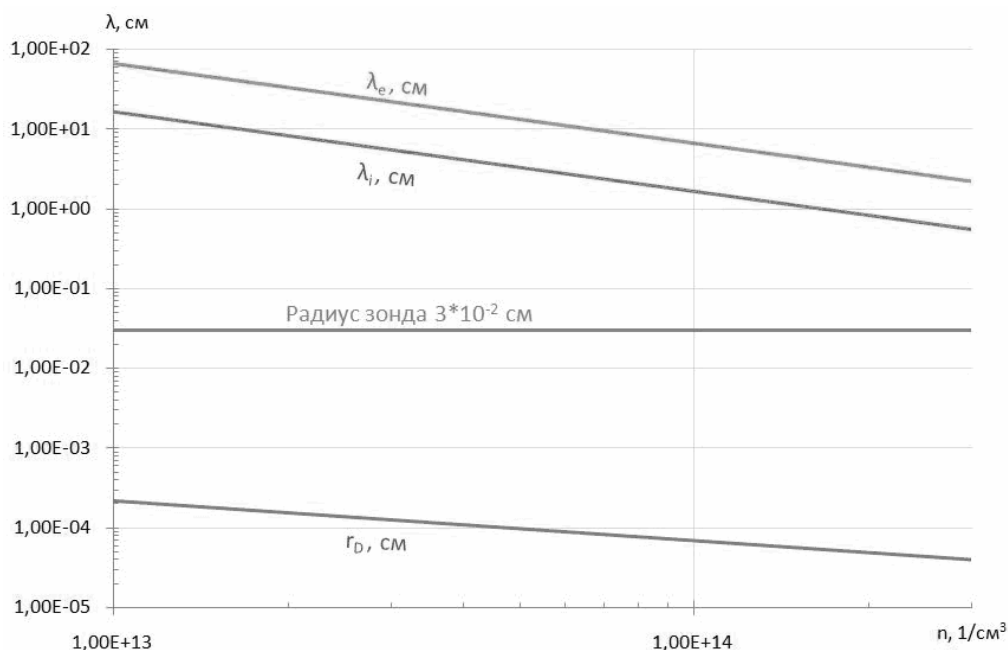


Рис.34 Зависимость давления, длины свободного пробега и дебаевского радиуса от концентрации в диапазоне рабочих давлений дугового разряда с накаливаемым катодом $0,05 \div 1 \text{ Па}$ ($4 \cdot 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-3} \text{ Торр}$)

Из рис. 34 следует, что радиус зонда должен быть в пределах $2 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-1} \text{ см}$. Условие отсутствия столкновений в слое $\lambda \gg r_D$ также выполняется для данного диапазона давлений.

В данной работе применялись вольфрамовые зонды радиусом $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, что соответствует бесстолкновительному ленгмюровскому зонду с «бесконечно тонким слоем» объемного заряда у поверхности зонда.

3.3.5.3 Определение параметров плазмы по ионной ветви

Типичная вольтамперная характеристика зонда представлена на рис.34.

Для того чтобы найти параметры плазмы, необходимо вычислить вид зондовой характеристики из некоторой упрощенной теоретической схемы и сравнить его с наблюдаемой характеристикой. Существуют модели расчета параметров плазмы как по электронной (BCD на рис.35), так и по ионной ветви (ABC на рис.35) зондовой характеристики. В данной работе

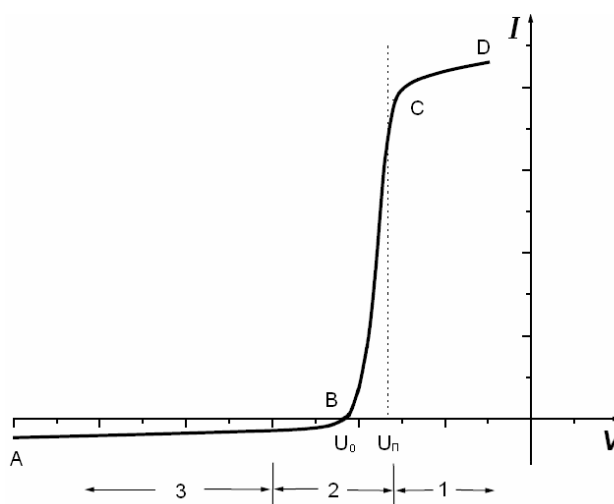


Рис.35 Типичная зондовая характеристика и три ее области: 1 – электронного тока насыщения, 2 – суммарного тока электронов и ионов, 3 – ионного тока насыщения; U_0 – потенциал изолированного зонда, U_{II} – потенциал плазмы.

параметры плазмы рассчитывались по ионной ветви. При попытках снять полную электронную ветвь, зонд сильно разогревался (до красна), порой разряд перебрасывался на зонд (зонд ярко вспыхивал). Сильный нагрев зонда разрушал его изоляцию (рис.36), площадь открытой поверхности зонда неконтролируемо увеличивалась, что влекло за собой еще большее увеличение тока. Кроме того сильный нагрев зонда искажает зондовую характеристику т.к. существенную роль начинает играть термоэлектронная эмиссия (описана в разделе 2.3). Причиной сильного разогрева зонда является большая плотность тока разряда, характерная для дуговых разрядов.

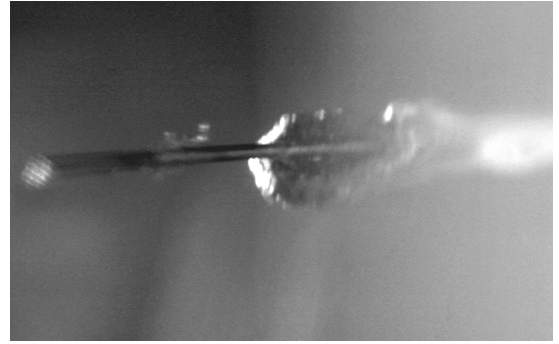


Рис.36 Разрушения изоляции зонда в результате перегрева электронным током

Расчет параметров плазмы по ионной ветви проводился по методике, описанной в [23]. Приведем только основные формулы, использованные при расчетах. Температура электронов T_e рассчитывалась по следующей формуле:

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot I_{i|U_s=U_o} \cdot \left(\frac{\Delta I}{\Delta U} \right)^{-1} \Big|_{U_s=U_o}, \quad (14)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, I_i - аппроксимация ионного тока насыщения при потенциале изолированного зонда, $\Delta I/\Delta U$ - тангенс угла наклона зондовой характеристики при потенциале изолированного зонда. Потенциал плазмы был рассчитан по следующей формуле:

$$U_n = U_o - 4 \frac{kT_e}{e}, \quad (15)$$

где U_o – потенциал изолированного зонда. Концентрация электронов определялась по формуле:

$$n_e = 1.1 \cdot 10^{15} \frac{I_i}{S_{эф}} \sqrt{\frac{M_i}{T_e}}, \quad (16)$$

где I_i – ионный ток при большом отрицательном потенциале зонда, $S_{эф}$ – эффективная собирающая поверхность зонда, M_i – молекулярный вес ионов.

3.3.5.4 Результаты зондовых измерений

Для проведения зондовых измерений была собрана схема, показанная на рис.37. Для питания зонда использовался стабилизированный блок питания Б5-50. В качестве вольтметра и амперметра использовались мультиметры М830В.

В качестве зондов использовалась вольфрамовая проволока диаметром 0,6мм, длина неизолированной части 3мм. Для перемещения зондов использовался описанный в разделе 3.2.3 механизм.

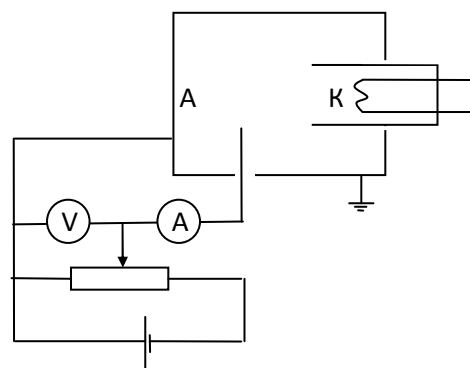


Рис.37 Электрическая схема зондовых измерений

Зондовые измерения были проведены в аксиальном и радиальном направлении разряда. В каждом направлении размещалось по шесть зондов, то есть параметры плазмы были рассчитаны в шести точках вдоль оси разряда и в шести точках поперек оси. По высоте зонды располагались прямо посередине камеры. Размещение зондов в горизонтальной плоскости представлено на рис.38. При измерениях вдоль оси зонды располагались не по середине камеры (не прямо напротив катода), а на расстоянии 95мм от стенки камеры. Это связано с тем, что зонды, находящиеся близь накаливаемого катода сильно нагревались из-за его излучения, и их изоляция повреждалась.

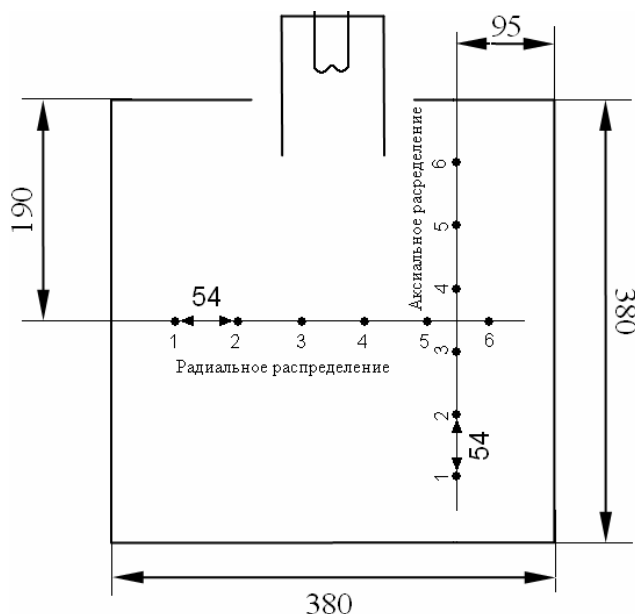


Рис. 38 Расположение зондов в камере (вид сверху). Зонды обозначены точками. Размеры в мм.

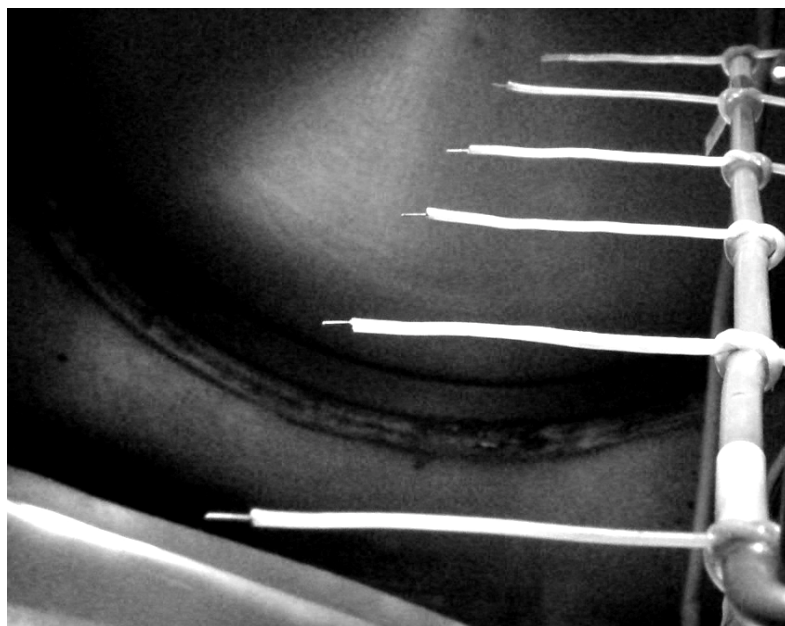


Рис.39 Зонды в рабочей камере

Типичная получаемая вольт-амперная характеристика зонда представлена на рис.40.

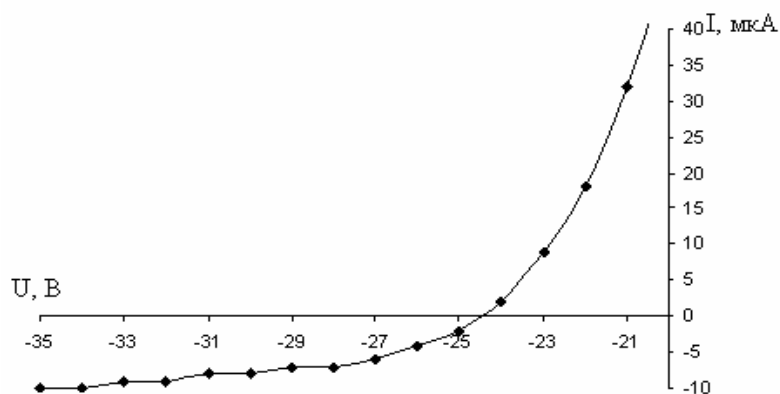
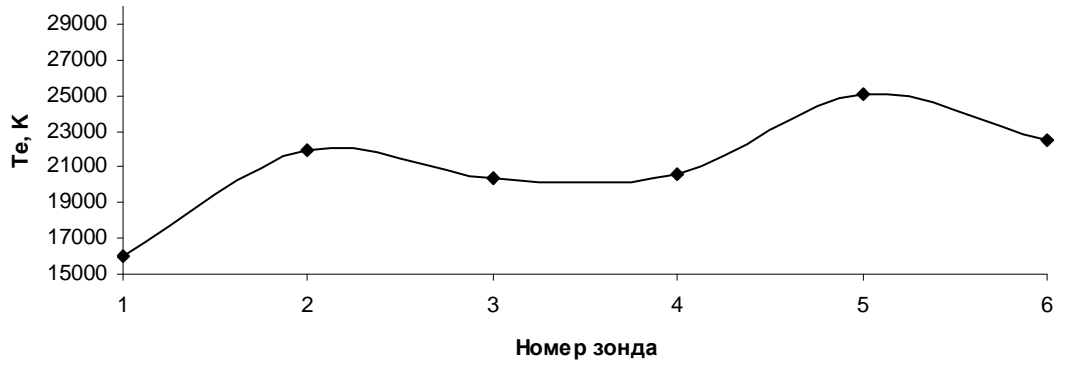


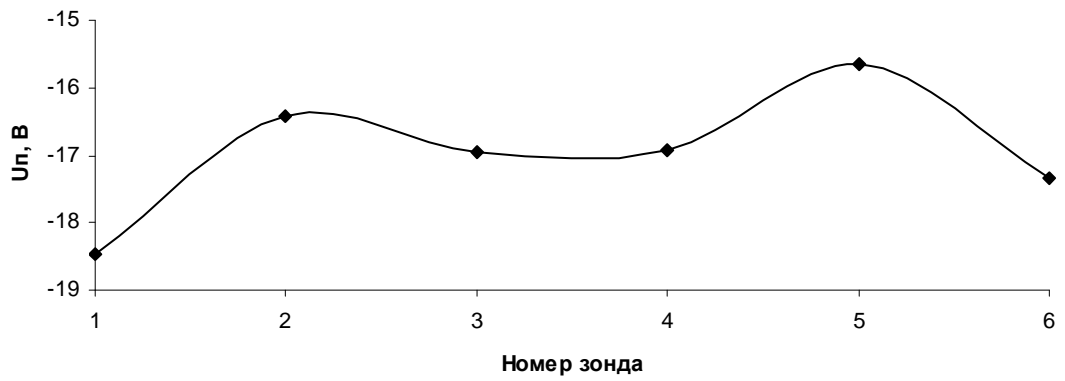
Рис.40 ВАХ зонда № 1 (в радиальном направлении)

Зондовые измерения проводились при следующих параметрах разряда: давление аргона 1Па, ток накала катода 50А, напряжение разряда 38В, ток разряда 7А, магнитное поле отсутствовало. Результаты зондовых измерений представлены ниже в виде графиков: по оси абсцисс номер зонда (согласно рис.38), по оси ординат – значение параметра плазмы.

Электронная температура T_e (аксиальное распределение)



Потенциал плазмы U_p (аксиальное распределение)



Концентрация электронов n_e (аксиальное распределение)

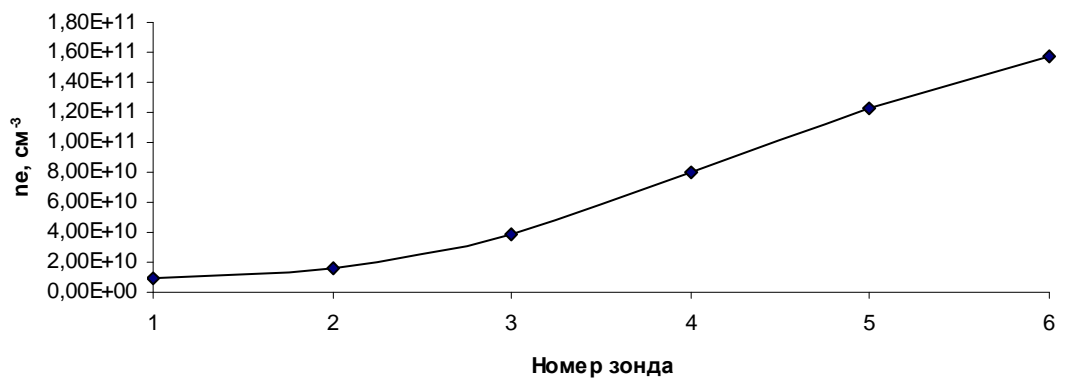
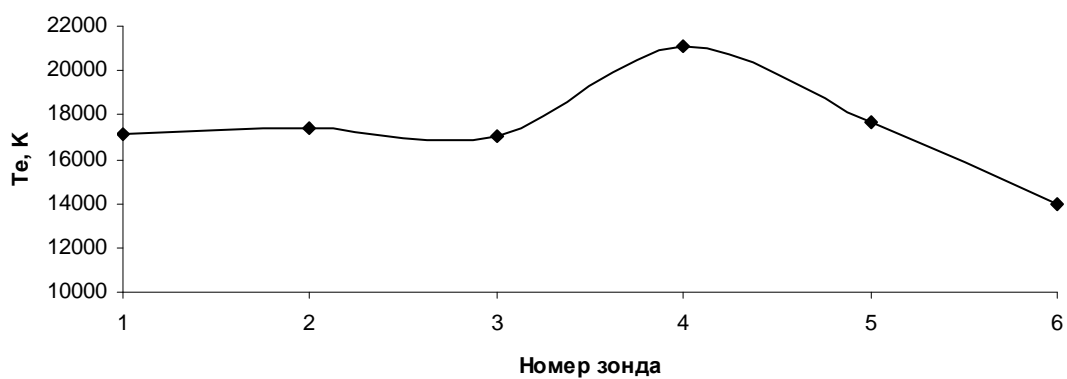
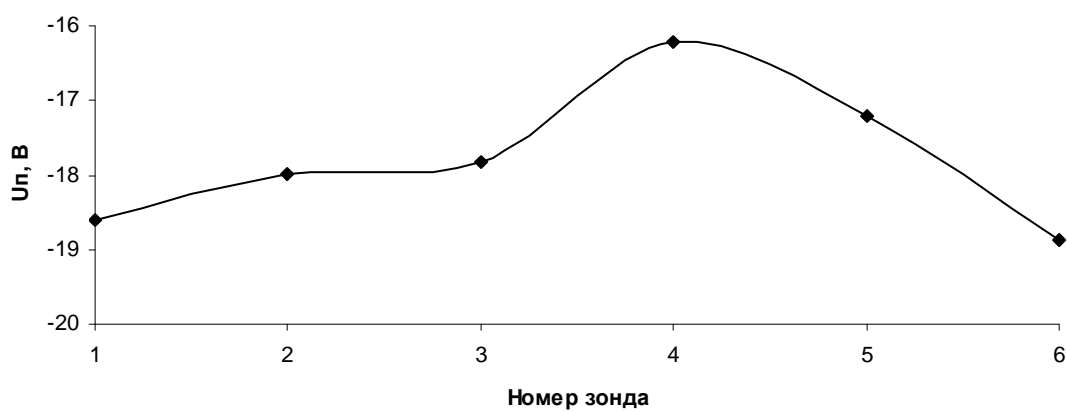


Рис.41 Аксиальное распределение параметров плазмы в дуговом разряде с накаливаемым катодом

Электронная температура T_e (радиальное распределение)



Потенциал плазмы U_p (радиальное распределение)



Концентрация электронов n_e (радиальное распределение)

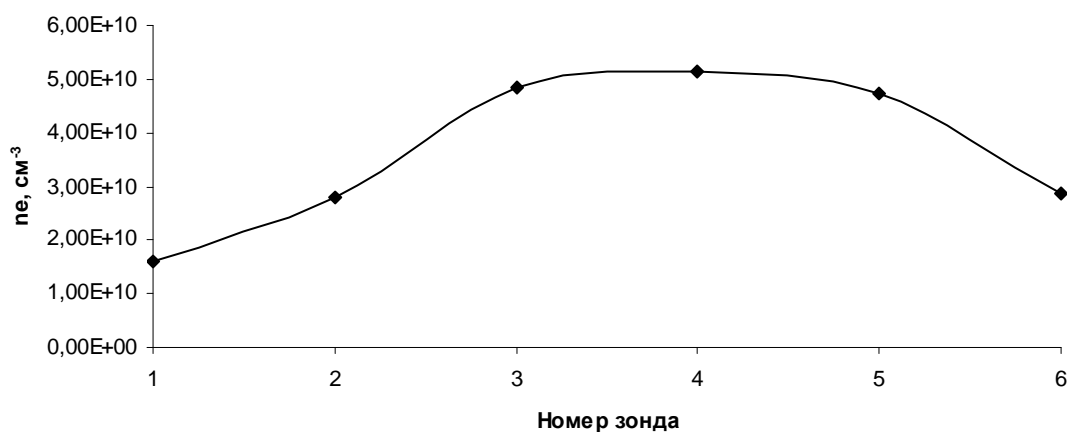


Рис.42 Радиальное распределение параметров плазмы в дуговом разряде с накаливаемым катодом

Для определения влияния магнитного поля, создаваемого соленоидом 3 (рис.23), была снята вольтамперная характеристика на зонде №3 (согласно рис.38, радиальное направление) с магнитным полем и без него. Заметим, что при отключении/включении магнитного поля ток и напряжение разряда не меняются. Результаты обработки вольтамперной характеристики представлены в таблице:

Таблица 1. Влияние магнитного поля на параметры плазмы ДРНК

| Наличие м. поля \ Параметр | T_e , К | U_p , В | n_e , $см^{-3}$ |
|----------------------------|-----------|-----------|-------------------|
| Без магнитного поля | 17022 | -18 | 4,83E10 |
| С магнитным полем | 23277 | -16 | 1,42E11 |

3.3.5.5 Вывод по зондовым измерениям

Были проведены зондовые измерения параметров плазмы в различных местах камеры. Рассмотрим каждый параметр плазмы отдельно.

Потенциал плазмы U_p в различных частях камеры лежит в диапазоне от -16÷-19В относительно потенциала анода. Зависимости от расстояния до накаливаемого катода не прослеживаются.

Концентрация электронов n_e лежит в диапазоне $10^{10} ÷ 10^{11} см^{-3}$. Исходя из полученных графиков можно предположить, что концентрация электронов увеличивается при приближении к накаливаемому катоду. Это логично т.к. накаливаемый катод является основным источником заряженных частиц в исследуемом разряде.

Электронная температура T_e лежит в диапазоне 14000÷25000К. Наибольшие значения электронной температуры получены на зондах, наиболее близких к накаливаемому катоду.

Исходя из результатов зондовых измерений с магнитным полем и без него можно сказать следующее. Магнитное поле увеличивает концентрацию электронов n_e почти на порядок и «разогревает» их на несколько тысяч градусов.

Далее проанализируем параметры разрядов, в которых наблюдаются плазменно-пылевые образования, и сопоставим их с параметрами данного разряда. Для высокочастотного и тлеющего разрядов, в которых наблюдаются пылевые структуры, характерны следующие параметры плазмы: $n_e = 10^7 ÷ 10^{10} см^{-3}$, $T_e = 1 ÷ 6эВ$ (10000÷70000К). Измеренные значения параметров плазмы ДРНК согласуются с данными цифрами. Далее необходимо сказать, что для левитации пылевых частиц необходима сила,

компенсирующая силу тяжести. Основную роль обычно приписывают электростатической силе. Пылевые структуры наблюдаются обычно в тех местах, где имеется достаточно сильное электрическое поле: в приэлектродных областях, в стратах, а также в искусственных неоднородностях (сужение разряда, многоэлектродные системы). Например, в голове страты тлеющего разряда напряженность вертикального электрического поля составляет $10 \div 15 \text{ В/см}$ [4, 5]. Вернемся к исследуемому разряду. Плазма, заполняющая основной объем плазмы, имеет потенциал $17 \pm 2 \text{ В}$, напряженность поля в этой области составляет не более $0,5 \text{ В/см}$. Падение напряжения в прикатодной области составляет около 21 В . Ширина данной области [15] составляет не более нескольких мм. Таким образом, напряженность поля в данной области составляет сотни В/см . В прианодной области падение напряжения составляет 17 В . Ширина анодной области (судя по анодному свечению) составляет $1 \div 2 \text{ см}$. Получается, что напряженность поля в данной области составляет десятки В/см .

Результаты зондовых измерений не позволяют сделать однозначных выводов о влиянии катодного узла на распределение параметров плазмы. Резких изменений параметров плазмы в отдельных частях камеры не наблюдается. Говоря о возможности существования плазменно-пылевых образований, ДРНК схож с высокочастотным и тлеющим разрядом по концентрации плазмы и электронной температуре. Электрическое поле, необходимое для левитации пылевых частиц, существует только в приэлектродных областях исследуемого разряда. Напряженность поля в плазме, заполняющей остальной объем разрядной камеры, намного меньше той, которая имеется в местах существования пылевых структур в тлеющем и высокочастотном разряде.

3.3 Анализ возможности существования пылевых структур в ДРНК

В данном разделе попытаемся проанализировать возможность существования плазменно-пылевых образований в ДРНК. Для этого рассмотрим все сходства и отличия данного разряда с тлеющим и высокочастотным разрядами, в которых наблюдаются пылевые структуры.

Результаты зондовых измерений (см. раздел 3.3.5.5) показали, что концентрация плазмы и электронная температура данного разряда соответствуют аналогичным параметрам тлеющего и высокочастотного разряда, в которых наблюдаются упорядоченные структуры. Также было отмечено, что для левитации частиц необходимо электрическое поле порядка десятка В/см , которое в ДРНК имеется лишь в приэлектродных областях. Далее сопоставим другие параметры разрядов.

Рассмотрим электрические параметры разрядов. Здесь необходимо подчеркнуть, что пылевые структуры в тлеющем разряде наблюдаются в очень ограниченном диапазоне разрядных токов. В большинстве случаев ток разряда лежит в диапазоне $0,1 \div 10$ мА. В высокочастотном разряде следует говорить о мощности, вкладываемой в разряд. Пылевые структуры наблюдаются при мощности, порядка 0,4 Вт. Пылевые образования разрушаются при увеличении тока в тлеющем разряде и при увеличении мощности в высокочастотном разряде [4]. В ДРНК минимальный ток разряда 100 мА. Разряд при данном токе горит нестабильно, часто тухнет и снова загорается. Стабильное горение разряда начинается при токах более 6,5 А. Однако для сравнения электрических характеристик разрядов необходимо учитывать объем, заполняемый разрядом, и говорить о плотности тока и о мощности, вкладываемой в единицу объема. Сделаем грубые оценки. В высокочастотном разряде диаметр электродов обычно составляет $5 \div 10$ см, межэлектродное расстояние $3 \div 10$ см, для определенности возьмем средние значения: диаметр 7 см, межэлектродное расстояние 7 см. Тогда, средняя мощность на единицу объема будет составлять 1 мВт/см^3 . Для тлеющего разряда диаметр трубки обычно составляет несколько см, длина трубки – десятки см. Для определенности примем диаметр 3 см, длина 50 см. Напряжение разряда примем равным 1000 В, ток 5 мА. Для данных параметров получим следующие результаты: средняя плотность тока $0,7 \text{ мА/см}^2$, средняя мощность на единицу объема 14 мВт/см^3 . Рабочая камера ДРНК имеет размеры $40 \times 40 \times 40$ см, ток примем равным 10 А, напряжение – 40 В. Получим следующие результаты: средняя плотность тока 6 мА/см^2 , средняя мощность на единицу объема 6 мВт/см^3 . Отсюда следует, что электрические характеристики ДРНК близки к характеристикам тлеющего и высокочастотного разрядов.

Давление, при котором наблюдались пылевые частицы в высокочастотном разряде лежит в диапазоне $0,01 \div 1$ Торр, в тлеющем разряде – $0,1 \div 5$ Торр. Рабочее давление генератора плазмы ПИНК – $4 \cdot 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-3}$ Торр ($0,05 \div 1$ Па). Получается, что максимальное рабочее давление исследуемого разряда лежит на нижней границе давлений, при которых наблюдаются пылевые образования. В связи с этим следует отметить, что как в тлеющем, так и в высокочастотном разряде при уменьшении давления пылевые структуры разрушаются [4].

Размер разрядной камеры, а точнее размер области, в которой создается разряд, также следует проанализировать. Объем разрядной области в типичных экспериментах с тлеющим и высокочастотном разряде составляет $\sim 0,7$ л. ДРНК в нашем случае заполняет разрядом камеру объемом ~ 64 л. Заметим, что в большинстве экспериментов с пылевой плазмой упорядоченные структуры наблюдаются вблизи электродов или вблизи стенок

разрядной камеры (высокочастотный, тлеющий разряд). Вероятно в этих областях существуют особенные условия, благоприятные для существования пылевых структур. Отсюда возникает вопрос, имеет ли смысл увеличение области разряда, если необходимые условия для формирования упорядоченных структур создаются только в пристеночных и приэлектродных областях? Далее, если пылевые структуры существуют только в этих областях, естественно предположить, что именно размер этих областей и определяет размер пылевых структур. В работе 1997 года [5] автор считает что все созданные до 1997 года пылевые кристаллы не являются кристаллами со свободной границей и что последние могут быть созданы только в условиях невесомости. Эксперименты в условиях невесомости начались с 1998 года, но однозначных ответов на поставленные в данном абзаце вопросы пока нет.

Подытожим вышесказанное. Сравнив основные характеристики разрядов, можно сказать, что большинство характеристик либо совпадают, либо близки по значениям. Резких отличий характеристик положительного столба ДРНК от положительного столба тлеющего разряда не выявлено.

3.4 Эксперименты по инъекции пылевых частиц в ДРНК

Основная идея описанных ниже экспериментов состоит в том, чтобы попытаться создать условия, необходимые для существования плазменно-пылевых структур в ДРНК. Экспериментально было исследовано что плазма положительного столба ДРНК обладает схожими характеристиками с плазмой положительного столба тлеющего разряда. Основные места наблюдения пылевых структур в тлеющем разряде были определены в разделе 1.4.1.2: страты положительного столба; анодная область; область сужения разряда; различные области в многоэлектродных системах, где электроды имеют различные потенциалы.

В первых экспериментах были следаны попытки получить плазменно-пылевые образования в анодном свечении. Ранее при проведении зондовых измерений было обнаружено, что если подавать на зонд положительное напряжение, то вокруг него появляется свечение. Фактически, зонд становится частью анода, и часть разрядного тока течет через него. Так как в анодном свечении тлеющего разряда наблюдались пылевые образования [24, 25, 27], то были проведены попытки получения плазменно-пылевых структур в анодном свечении ДРНК.

Эксперименты проводились при следующих параметрах разряда: давление аргона 1Па, ток накала 50А, напряжение разряда 40В, ток разряда 6,8А. Параметры разряда

выбирались максимально близкими к параметрам тлеющего разряда, при которых наблюдаются плазменно-пылевые образования.

В центральной области камеры был размещен вольфрамовый зонд (диаметр проволоки 0,3мм, длина неизолированной части 3мм) (рис.43). Пылевые частицы Al_2O_3 размером $5 \div 10 \mu m$ размещались в контейнере с сетчатым дном над зондом. Инжекция осуществлялась встряхиванием контейнера с помощью электромагнитного реле. Призондовая область подсвечивалась плоским лазерным лучом для наблюдения за пылевыми частицами.

На зонд подавали положительное напряжение относительно анода $0 \div 40V$. Свечение около зонда появлялось при напряжении более 10В, ток зонда при данном напряжении 10мА. Пыль инжектировали в область свечения зонда при разных напряжениях (токах) на зонде (рис.44). Пылевых структур вблизи зонда не наблюдалось.

В работах с тлеющим разрядом [24, 29] из-за сложной многоэлектродной электродной системы пылевые образования наблюдались различных приэлектродных областях. Аналогично этим работам в камеру были внесены дополнительные электроды, на которые подавали различные потенциалы и наблюдали за пылевыми частицами в приэлектродных областях.

В центральной области камеры были горизонтально размещены два электрода (рис.45). Нижний представлял собой

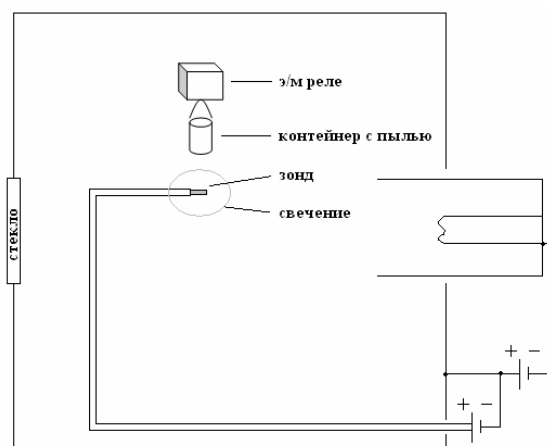


Рис.43 Схема эксперимента по инжекции пыли в область анодного свечения

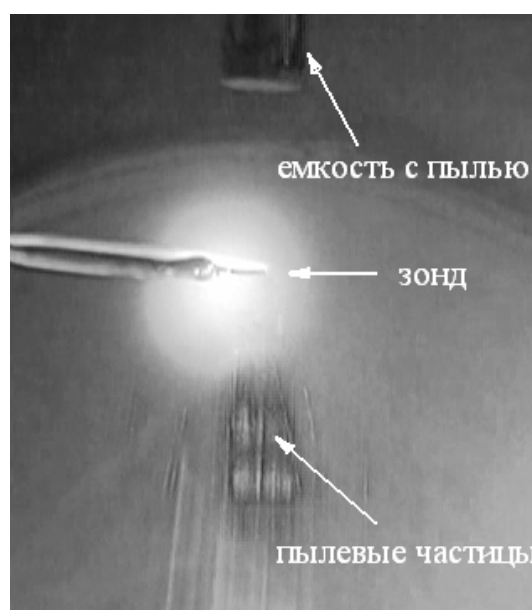


Рис.44 Инжекция пылевых частиц в область свечения зонда, ток зонда 30мА

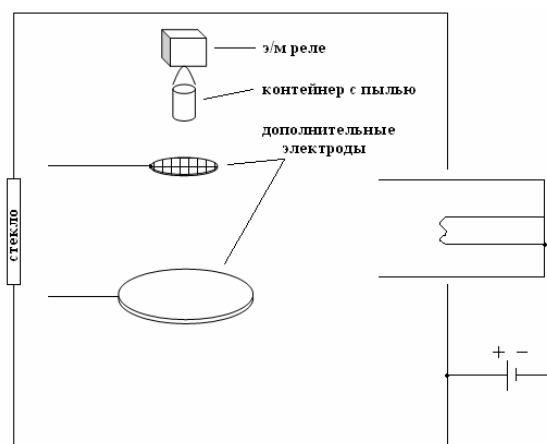


Рис.45 Схема эксперимента с дополнительными электродами

алюминиевый диск диаметром 5см. Верхний электрод диаметром 3см был выполнен из латуновой сетки. Расстояние между электродами – 10см. Пылевые частицы Al_2O_3 размером 5÷10мкм размещались в контейнере с сетчатым дном над верхним электродом. Инжекция осуществлялась встряхиванием контейнера с помощью электромагнитного реле. Межэлектродный промежуток подсвечивался плоским лазерным лучом для наблюдения за пылевыми частицами.

Эксперименты проводились при тех же параметрах разряда, что и описанные выше в данном разделе. Подавая на электроды различные потенциалы (потенциал анода, потенциал катода, плавающий потенциал), наблюдали за поведением пылевых частиц, инжестируемых в межэлектродный промежуток (рис.46). При различных комбинациях потенциалов на электродах пылевых структур в межэлектродном пространстве не наблюдалось.



Рис.46 Инжекция пылевых частиц в ДРНК. Вверху сетчатый электрод. Вертикальные полосы – падающая пыль.

Таким образом, в проведенных экспериментах по инъекции пылевых частиц в ДРНК не наблюдалось пылевых образований. Но это только первые попытки инъекции пылевых частиц в данный разряд. Поиск условий, необходимых для существования плазменно-пылевых структур, не является простой задачей даже если есть гарантия, что такие условия существуют. Решение данной задачи требует долгих систематических экспериментов. Например, если в тлеющем разряде при определенных параметрах наблюдаются пылевые образования, то стоит немного увеличить ток (на несколько мА) и никаких признаков упорядоченных структур не останется. Кроме того, для регистрации пылевых образований их необходимо подсветить (например, плоским лазерным лучом). При поиске условий существования пылевых структур каждый раз при очередной смене параметров разряда необходимо подсветить все области, в которых возможно появление пылевых структур. При подсветке некоторые области могут оказаться в тени из-за различных преград свету и пылевых структур видно не будет. Вдобавок ко всему, необходимо аккомодировать зрение для наблюдения столь малых объектов. Исходя из всего этого можно сказать, что отсутствие пылевых структур в проведенных экспериментах совсем не исключает возможность их существования в данном разряде. Поэтому эти эксперименты необходимо продолжить.

Заключение

Была проведена работа по исследованию плазменно-пылевых структур в газоразрядной плазме, а именно таких свойств как: условия существования, место их образования и размер. Сделан литературный обзор экспериментов, в результате которого можно составить общую картину о типичных экспериментах в области пылевой плазмы. Несмотря на многочисленные публикации на тему пылевой плазмы, в большинстве случаев пылевые образования исследуются с использованием схожих экспериментальных установок, наблюдаются в определенном диапазоне параметров разряда, имеют схожие формы и размеры. На основании обзора были выявлены основные характеристики разрядов, при которых удавалось получить плазменно-пылевые образования. Дальнейшая работа была посвящена исследованию возможности существования плазменно-пылевых структур в большом объеме однородной неравновесной плазмы. В качестве источника плазмы использовался ДРНК. Было проведено экспериментальное исследование данного разряда. Определены его электрические параметры, а также параметры генерируемой им плазмы и их распределение в разрядной камере. Затем произведено сравнение данного разряда с тлеющим разрядом с точки зрения необходимых условий для существования плазменно-пылевых структур. Исследования показали, что разряды имеют в целом схожие параметры, существенных различий выявлено не было. То есть плазма, генерируемая в большом объеме ДРНК, обладает теми же характеристиками, что и плазма положительного столба тлеющего разряда. В проведенных экспериментах по инъекции пылевых частиц в плазму ДРНК упорядоченных структур не наблюдалось. Первые шаги поиска условий существования плазменно-пылевых образований в ДРНК не дали положительных результатов. Для ответа на вопрос о возможности существования плазменно-пылевых структур в ДРНК данную работу необходимо продолжить. Также остается нерешенным вопросом возможность существования больших плазменно-пылевых структур в большом объеме однородной неравновесной плазмы.

Литература

1. Зефирова Н.С. Самоорганизация. URL: <http://www.ximicat.com/info.php?id=4829> (дата обращения: 21.05.2009).
2. Гусейханов М.К., Раджабов О.Р. Концепции современного естествознания. — М.: Дашков и К°, 2007. — 540 с.
3. Баблюянец, А. Молекулы, динамика, жизнь. Издательство: М.: Мир, 1990. — 373 с.
4. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф., Пылевая плазма // Усп. Физ. наук, 2004 (174), 5, -с. 495-54.
5. Цытович В. Н., Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // Усп. Физ. наук, 1997 (167), 1, -с. 57-99.
6. Большая советская энциклопедия. — М.: Советская литература, 1970
7. Энциклопедия низкотемпературной плазмы : Т.1- 2 : Пылевая плазма. -М.: Янус - К, 2006
8. Фортов В.Е., Кристаллы в пылевой плазме. Наука и жизнь, 2005, № 7.
9. Morfill G.E., Thomas H.M. and others, The Plasma Crystal Experiment. URL: http://www.mpe.mpg.de/pke/index_e.html (дата обращения: 21.05.2009)
10. Томас Х.М., Морфилл Г.Е., Цытович В.Н., Комплексная плазма: III. Эксперименты по сильной связи и дальним корреляциям // Физика плазмы, 2003, том 29, № 11.
11. Молотков В.И., Пустыльник М.Ю., Торчинский В.М., Фортов В.Е., Плазма тлеющего разряда постоянного тока с пылевыми частицами: самоорганизация и особенности поведения. URL: <http://main.isuct.ru/files/konf/ISTAPC2005/proc.htm> (дата обращения: 21.05.2009)
12. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Пылевые частицы в термофоретической ловушке в плазме // Ж. эксперим. и теор. физ., Vol: 123, No: 3
13. Молотков В.И Коллективные эффекты в больших трехмерных плазменно-пылевых системах URL: http://www.ihed.ras.ru/council/booklets/2006-7/ITES_1B_LGPP.htm (дата обращения: 21.05.2009).
14. Edward Thomas, Jr., William E. Amatucci, Christopher Compton, Brian Christy, Observations of structured and long-range transport in a large volume dusty (complex) plasma experiment // Phys. Plasmas, 9, 3154 (2002).
15. Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971
16. Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.- Л., 1950

17. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.-Л., «Огиз», 1947
18. Паршин А.С. Вакуумная и плазменная электроника. URL: http://www.sibsauktf.ru/courses/vpe-te/metod/lab1-2.htm#_Тoc98587327 (дата обращения: 21.05.2009).
19. Винтизенко Л.Г., Григорьев С.В., Коваль Н.Н., и др., Дуговые разряды низкого давления с полым катодом и их применение в генераторах плазмы и источниках заряженных частиц // Известия высших учебных заведений, Физика, №9, 2001.
20. Кикоин И.К. Таблицы физических величин, Атомиздат, 1976 г.
21. Ершов А. П. Метод электрических зондов ленгмюра. М.: Физический факультет МГУ. 2007. URL: <http://ph-elec.phys.msu.su/study/gas/lengmur.pdf> (дата обращения: 21.05.2009).
22. Хаддстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. М.: МИР, 1967
23. Подгорный В.И., Лебедева А.В., Сысун В.И., Основы зондовых методов диагностики плазмы, Петрозаводск, 2004
24. Edward Thomas, Jr. and Michael Watson, First experiments in the Dusty Plasma Experiment (DPX) device // Physics of Plasmas, 6, 4111, 1999
25. Самарян А.А. Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Нефедов А.П., Фортов В.Е. Левитация заряженных макрочастиц в анодной области тлеющего разряда // ЖЭТФ.-2000.- Т.118, вып 1.- С.119-124.
26. Цытович В.Н., Развитие физических представлений о взаимодействии плазменных потоков и электростатических полей в пылевой плазме // УФН, 177, -с. 427, 2007
27. Коньшев Н.А. Плазменно-пылевые образования в тлеющем разряде, неограниченном стенками, ПетрГУ, 2009
28. Фортов В.Е. Плазменно-пылевые кристаллы и жидкости на Земле и в Космосе. //Вестник РАН. - 2005.- т.57, N.11. - с.1012-1027.
29. Shota NUNOMURA, Noriyasu OHNO and Shuichi TAKAMURA Observation of the Structure and its Formation Process of a New Volumetric Coulomb Cloud Composed of Different Multiple Dust Layers. // Japanese Journal Of Applied Physics, Volume 36, Part 2, No. 7B, 15 July 1997, pp. 949-951