

**УДК 533.9...15**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



Зобнин Андрей Вячеславович

**Комплексная газоразрядная плазма: формирование  
объёмных плазменно-пылевых структур и  
взаимодействие пылевой компоненты с плазмой  
тлеющего разряда**

01.04.08 - физика плазмы

Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук

Москва 2020

# Оглавление

<b>Введение</b>	7
<i>Научные положения, выносимые на защиту</i>	11
<b>Глава 1 Исследование плазменно-пылевых структур в индукционном высокочастотном разряде</b>	16
Введение	16
1.1 <i>Описание установки, условия образования и форма плазменно-пылевых структур</i>	16
1.2 <i>Параметры плазмы в зоне формирования плазменно-пылевых структур</i>	22
1.3 <i>Распределение частиц по размерам в плазменно-пылевой структуре и эволюция размеров сферических частиц меламин-формальдегида в плазме индукционного разряда</i>	28
1.4 <i>Измерения зарядов пылевых частиц методом столкновений</i>	35
1.5 <i>Исследование пыле-акустических волн в плазменно-пылевых структурах в индукционном разряде</i>	39
Выводы	42
<b>Глава 2. Влияние столкновений ионов с нейтралами на заряды пылевых частиц в изотропной плазме</b>	44
Введение	44

2.1 Численное моделирование зарядки уединённой частицы при максвелловском распределении электронов _____	47
2.1.1 Описание численной модели _____	47
2.1.2 Результаты моделирования _____	50
2.2 Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными _____	55
2.2.1 Сравнение с результатами измерений зарядов в индуктивно-связанной плазме _____	55
2.2.2 Определение зарядов по скорости дрейфа макрочастиц в положительном столбе разряда постоянного тока _____	56
Выводы _____	60
<b>Глава 3. Ионный ток на малый сферический притягивающий зонд в слабоионизованной изотропной плазме с учётом столкновений _____</b>	<b>61</b>
Введение _____	61
3.1 Решение кинетического уравнения _____	63
3.2 Результаты расчётов _____	70
3.3 Сравнение с литературными данными _____	76
Выводы _____	78
<b>Глава 4 Численное моделирование пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов _____</b>	<b>79</b>

Введение	79
4.1 Пространственно-неоднородный положительный столб с нелокальной кинетикой электронов	82
4.1.1 Основные подходы	82
4.1.2 Расчет функции распределения электронов	82
4.1.3 Модель продольно-однородного положительного столба	88
4.1.4 Расчёт концентраций пленённых электронов	92
4.1.5 Решение двумерной задачи	96
4.2 Численное моделирование и экспериментальное исследование положительного столба разряда постоянного тока в неоне в трубке со ступенчатым изменением радиуса разрядной трубки	103
4.2.1 Постановка задачи	103
4.2.2 Экспериментальная установка и параметры численной модели	104
4.2.3 Методы оптических измерений	107
4.2.4 Результаты расчётов	112
4.2.5 Сравнение результатов расчётов и экспериментальных измерений	119
4.2.6 Механизм формирования неподвижных страт в возмущённом положительном столбе с нелокальной кинетикой электронов	120



4.3 Особенности численного моделирования положительного столба с пылевой компонентой	125
4.3.1 Влияние пыли на кинетику электронов и ионов в плазме газового разряда	125
4.3.2 Самосогласованный расчёт зарядов пылевых частиц и длины экранирования	128
Выводы	133
<b>Глава 5 Исследование влияния пылевого облака на плазму положительного столба разряда постоянного тока в неоне</b>	<b>135</b>
Введение	135
5.1 Экспериментальные исследования	136
5.1.1 Условия экспериментов	136
5.1.2 Результаты эксперимента с одним облаком	139
5.1.3 Результаты эксперимента с двумя облаками	141
5.1.4 Предварительный анализ экспериментальных результатов	144
5.2 Численное моделирование разряда постоянного тока с пылевыми структурами	146
5.2.1 Параметры модельных задач	146
5.2.2 Результаты расчётов для одного облака	148

5.2.3 Результаты расчётов для двух облаков	153
Выводы	158
Заключение	160
Список цитированной литературы	163

## Введение

Физика пылевой плазмы привлекает внимание ученых уже более трёх десятилетий [1-8]. Пылевая плазма представляет собой частично ионизованный газ, содержащий большое число твёрдых, или жидких макрочастиц. Такая плазма, как правило, неравновесна, поскольку температура кипения, или сублимации конденсированного вещества обычно ниже температуры, необходимой для ионизации газа. Тем не менее, пылевая плазма широко распространена в природе и часто возникает в различных технологических процессах.

В космосе имеются огромные пылевые облака, состоящие из пылинок, погружённых в газ, ионизованный излучением звёзд и космическими лучами [9],[10],[11]. В солнечной системе вблизи тел, лишённых газовой атмосферы, заряженные пылевые частицы могут висеть над заряженной вследствие фотоэмиссии поверхностью космического тела. Наличие такой пылевой экзосферы на Луне обсуждалась в работах [12],[13]. Возможное объяснение «спиц» в кольце В Сатурна [14] заключается в подъёме заряженной пыли над плоскостью кольца.

На земле мы чаще всего сталкиваемся с пылевой плазмой, возникающей в разрядах низкого давления при распылении и последующей конденсацией в объёме материала электродов, или обрабатываемой поверхности [2]. Именно в приэлектродном слое высокочастотного (ВЧ) разряда впервые наблюдалось формирование упорядоченных структур из заряженных пылинок [3].

Макрочастицы (пылинки), находящиеся в ионизованном газе, или подвергающиеся воздействию плазменных потоков приобретают электрический заряд, который кардинально меняет структуру и динамику пылевой подсистемы. В условиях плазмы тлеющего разряда со средней энергией электронов порядка электрон-вольта микронные частицы приобретают заряд порядка 1000 электронов. Энергия электростатического взаимодействия между ними на расстояниях в сотни микрон на два порядка превышает энергию броуновского движения, соответствующего температуре нейтрального газа. Поэтому пылевая плазма является примером сильно-неидеальной плазмы, которую относительно легко создавать и исследовать.

В пылевой плазме наблюдается формирование сильно коррелированных структур жидкостного, или кристаллического типа, подобных кулоновскому кристаллу, и фазовые переходы в пылевой подсистеме [3],[4],[5],[15],[16],[17],[18],[19],[20]. При этом пылинки легко наблюдаются при подсветке лазером, что позволяет исследовать кинетику фазовых переходов на «атомарном» уровне. Конечно, классический характер движения пылевых частиц микронных размеров не позволяет провести полную аналогию между плазменно-пылевым кристаллом и обычным атомарным, или молекулярным кристаллом. Но при температуре существенно

превышающей температуру Дебая, колебания атомов в твёрдом теле становятся квазиклассическими и тогда такая аналогия появляется.

В пылевой плазме кроме хорошо известных электронной и ионной мод плазменных колебаний, на которые пылевая компонента, конечно, оказывает существенное влияние [21], [22], существует и дополнительная коллективная мода, связанная с волной плотности пылевой компоненты – пыле-акустическая мода [23],[24]. В виду неравновесности пылевой плазмы, для её существования требуется внешний источник энергии. Открытость системы приводит к частому возникновению различных неустойчивостей. Наиболее известными являются самовозбуждающиеся пыле-акустические волны [23],[24],[26] и ионизационные неустойчивости типа «hard beat» («биение сердца») в высокочастотном разряде [27].

### **Цель диссертационной работы**

Целью работы является исследование трёхмерных плазменно-пылевых структур в газоразрядной плазме, определение основных характеристик пылевой компоненты, анализ механизма зарядки макрочастиц, диспергированных в газоразрядную плазму, разработка подходов к численному моделированию газоразрядной плазмы с пылевой компонентой и исследование влияния плазменно-пылевых структур на структуру разряда.

### **Актуальность исследований и постановка задач**

Распространённость пылевой плазмы в природе и обнаружение явлений самоорганизации (упорядоченных структур) привели к всплеску интереса к этому объекту исследований в 1990-ых — 2000-х годах, который сохраняется и до настоящего времени. В конце 90-х наиболее актуальным вопросом было изучение явлений самоорганизации в трёхмерных плазменно-пылевых структурах. После обнаружения возможности формирования объёмных плазменно-пылевых структур в ВЧ разрядах индукционного типа [28], возникла задача систематического изучения условий формирования и свойств таких структур. Автором были исследованы условия формирования облаков из моно- и поли-дисперсных частиц на границах светящейся области разряда. Были проведены исследования пространственного распределения частиц по размерам в трёхмерных плазменно-пылевых структурах с использованием оригинального метода анализа изображений, зарегистрированных под разными углами. Были проведены измерения зарядов и длин экранирования методом анализа столкновений, аналогичным применённому в работе [29], но с использованием частиц, пролетающих через пылевую структуру под действием силы тяжести. Были проведены исследования пыле-акустических колебаний в условиях диффузного края индукционного ВЧ разряда, причём параметры колебаний были измерены в широком диапазоне давлений и в

облаках различного размера. Результаты этих исследований представлены в Главе 1 данной диссертации.

Из элементарных процессов, проходящих в пылевой плазме, наиболее важным является процесс зарядки макрочастиц, поскольку именно приобретение пылинками большого электрического заряда определяет уникальные свойства плазменно-пылевой системы. Заряд холодной пылинки в плазме определяется балансом потоков электронов и ионов на её поверхность [30],[31]. Если для расчёта потока электронов на малую (по сравнению с радиусом Дебая фоновой плазмы) макроскопическую частицу можно воспользоваться хорошо разработанной теорией электрического зонда [32] (с точностью до коэффициента отражения электронов от поверхности частицы, который должен определяться эмпирически), то расчёт потока ионов в условиях газоразрядной плазмы оказался гораздо более сложным вопросом, даже для простейшего случая сферической частицы в изотропной плазме. Дело в том, что когда размер электрического зонда (пылевой частицы) много меньше радиуса экранирования, а потенциал поверхности по абсолютной величине во много раз превышает тепловую энергию ионов, то даже редкие столкновения ионов с нейтральными молекулами способны существенно увеличить поток ионов на зонд [33]. Хотя ещё в 60-х Натансон [34] при описании процессов зарядки частиц аэрозолей учитывал захват ионов притягивающей частицей в результате столкновений с нейтральными молекулами, но при расчётах зарядов пылевых частиц в газоразрядной плазме долгое время использовалось приближения ограниченного орбитального движения, или OML (Orbital Motion Limited)[35],[36], не учитывающее столкновения с нейтралами [6],[37],[38],[39],[40],[41],[42],[43],[44]. Глава 2 посвящена исследованию влияния столкновений ионов с нейтралами на заряд пылевых частиц. Для расчётов зарядов частиц в плазме с произвольной функцией распределения электронов по энергиям, а также с учётом влияния отражения электронов от поверхности частицы, фото и термоэмиссии электронов и т. п. необходимо уметь рассчитывать ионный ток при произвольном потенциале поверхности частицы, то есть необходимо знать воль-амперные характеристики ионной ветви для малого притягивающего зонда с учётом столкновений ионов с нейтралами. Глава 3 посвящена расчётам ионного тока на малый притягивающий сферический зонд в условиях, когда неприменимо ни бесстолкновительное приближение, ни гидродинамический подход.

Комплексная газоразрядная плазма является сложной самоорганизующейся и открытой системой, поэтому её адекватное описание должно включать влияние пылевой компоненты на разряд, особенно когда речь идёт о протяжённых трёхмерных пылевых структурах. Потребность в теоретическом описании плазменно-пылевых структур в положительном столбе разряда постоянного тока (ПС) в условиях микрогравитации, экспериментальное исследование которых

проводится в рамках международного проекта „Plasma Kristall-4” [45],[46] на борту Международной Космической Станции, привела к разработке математической модели пространственно-неоднородного ПС с нелокальной кинетикой электронов и пылевой компонентой, которая описана в Главе 4. В этой главе также приводятся результаты экспериментальных исследований и численного моделирования ПС в разрядной трубке с переменным сечением и обсуждается механизм формирования неподвижных страт, вызванных изменением радиуса трубки.

Эксперименты по исследованию влияния пылевых структур на разряд постоянного тока в неоне и результаты численных расчётов разряда с протяжёнными плазменно-пылевыми структурами, а также их сравнение с экспериментальными данными приводятся в Главе 5.

### **Научная новизна**

Впервые были исследованы условия формирования и свойства плазменно-пылевых структур в плазме ВЧ разряда индукционного типа. Впервые было показано, что для правильного описания зарядов пылевых частиц в типичных условиях плазмы тлеющего разряда необходимо учитывать возрастания потока ионов на частицу вследствие столкновений с нейтральными атомами. Впервые рассчитаны вольт-амперные характеристики для малого сферического притягивающего зонда с учётом столкновений ионов с нейтралами для диапазона параметров, в котором ни бесстолкновительное приближение, ни приближение радиального движения не применимы. Разработана оригинальная модель разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов, позволяющая рассчитывать продольную и радиальную структуру положительного столба при наличии возмущения в виде изменения радиуса разрядной трубки, или присутствия пылевого облака. Впервые наблюдалась стратификация положительного столба, вызванная присутствием облака частиц микронных размеров.

### **Научная и практическая значимость работы**

Как уже отмечалось выше, пылевая плазма возникает во многих плазмохимических процессах, кроме того комплексная плазма является примером самоорганизующейся системы. Исследования, представленные в диссертации, касаются фундаментальных вопросов взаимодействия пылевой подсистемы с плазмой тлеющего разряда. Исследования плазменно-пылевых структур в высокочастотном разряде индукционного типа стали одной из предпосылок для международного эксперимента «Плазменный Кристалл-4», проводящегося в настоящее время на борту Международной Космической Станции. Обнаружение сильного влияния столкновений ионов с нейтральными атомами на заряд пылевых частиц в типичных условиях плазмы разряда низкого давления привлекло внимание к этому вопросу широкого круга учёных из разных стран и вылилось в целое направление исследований. Исследование влияния облаков

пылевых частиц на радиальное и продольное поле в разряде постоянного тока, а также эффект стратификации разряда под влиянием пылевой компоненты показало, что плазменно-пылевую структуру в газовом разряде нельзя рассматривать как ансамбль взаимодействующих частиц, находящихся в заданной потенциальной ловушке, поскольку параметры этой ловушки существенно зависят от размера, формы и плотности пылевого облака. Это открывает новый взгляд на процессы самоорганизации в комплексной плазме.

### ***Научные положения, выносимые на защиту***

- 1. Структуры из пылевых частиц формируются в тлеющем высокочастотном разряде индукционного типа вблизи границы свечения разряда, или у стенки газоразрядной камеры.**
- 2. Экспериментально показано, что в трёхмерной плазменно-пылевой структуре, сформированной у нижней границы свечения разряда, происходит сепарация частиц по размерам.**
- 3. В плазменно-пылевых структурах, сформированных у нижней границы свечения разряда при давлениях до 50 Па происходит самовозбуждение пыле-акустических колебаний, параметры которых зависят от давления газа и плотности частиц в облаке.**
- 4. Столкновения ионов с нейтральными атомами плазмообразующего газа оказывают сильное влияние на заряды пылевых частиц в квазиизотропной газоразрядной плазме в условиях, когда длина свободного пробега ионов сопоставима, или превышает радиус Дебая фоновой плазмы.**
- 5. Результаты расчётов вольт-амперных зависимостей ионных токов на малый сферический притягивающий зонд в изотропной слабоионизованной плазме с различными частотами столкновений ионов с нейтралами и их аналитические аппроксимации.**
- 6. Численная модель продольно- и радиально-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов и пылевой компонентой.**
- 7. Результаты тестирования указанной модели сравнением расчётов пространственных распределений метастабильных уровней неона и интенсивностей свечения плазмы разряда постоянного тока в разрядной трубке со ступенчатым изменением радиуса с результатами экспериментальных измерений.**
- 8. Протяжённая плазменно-пылевая структура вызывает значительное увеличение яркости свечения плазмы положительного столба разряда постоянного тока в месте**

своего нахождения, что является следствием влияния плазменно-пылевой структуры на электрическое поле разряда.

9. Под влиянием пылевого облака происходит стратификация первоначально однородного положительного столба.

10. Учёт отражения электронов от поверхности пылевых частиц позволяет правильно описать ионизационно-рекомбинационное равновесие в плазменно-пылевой структуре в разряде постоянного тока в неоне.

### Достоверность результатов и апробация работы

Особенностью данной работы является сочетание экспериментальных и теоретических исследований. Все численные расчёты, представленные в работе, сравниваются с экспериментальными результатами. В диссертации приведены результаты исследований, проводившихся автором на протяжении более 20 лет. Поэтому большинство результатов пошли проверку временем и были подтверждены исследованиями различных научных групп.

Включённые в диссертацию результаты были представлены в следующих публикациях:

*Статьи в рецензируемых журналах, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования (перечень ВАК):*

1. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, Inductively-Coupled Dusty Plasma // Journal de Physique IV, France, 10, Pr5-399-Pr5-402 (2000);
2. A. V. Zobnin, A. P. Nefedov, V. A. Sinelshikov, V. S. Filinov, Macroparticles ordered structures in induced discharge of low pressure // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 64, N 8 . – с. 1539-1544 (2000);
3. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортов, О заряде пылевых частиц в газоразрядной плазме низкого давления // ЖЭТФ 118 №3 с.554-559 (2000);
4. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, О. А. Синкевич, А. Д. Усачёв, В. С. Филинов, В. Е. Фортов, Упорядоченные структуры пылевых частиц в плазме высокочастотного безэлектродного газового разряда // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, том 26, №5, с. 445-454 (2000);
5. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, Filamentary Dusty Structures in RF Inductive Discharge // Physics Letters A, V.267, P. 179-183(2000);
6. А. В. Зобнин, А. Д. Усачёв, О. Ф.Петров, В. Е.Фортов, Пыле-акустическая неустойчивость в плазме индукционного газового разряда // ЖЭТФ, Т.122, N.3, с. 500-512 (2002);



7. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. E. Fortov, Spatial Separation of Dust Particles by their Sizes at the Diffuse Edge of RF Inductive Discharge Plasma // The Third International Conference on the Physics of Dusty Plasmas. (Durban, South Africa. May, 2002) AIP Conference Proceedings 649. P. 293-296;
8. V. E. Fortov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, V. I. Molotkov, and O. F. Petrov. Dust-acoustic wave instability at the diffuse edge of radio frequency inductive low-pressure gas discharge plasma // Physics of Plasmas V.10. No5. P. 1199-1208 (2003);
9. V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains// Physical Review E 70, 046415 (2004);
10. S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M. H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R. A. Quinn, G. E. Morfill, O. Petrov, V. Fortov, Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures// Physical Review Letters 93, 085001 (2004);
11. S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, H. Höfner, G. Morfill, O. F. Petrov, V. E. Fortov, Particle charge in the bulk of gas discharges // Physical Review E 72, 016406 (2005);
12. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, Ion current on a small spherical attractive probe in a weakly ionized plasma with ion-neutral collisions (kinetic approach)// Physics of Plasmas 15, 043705 (2008);
13. А. В. Зобнин, Нелокальная модель пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока// Теплофизика Высоких Температур, Т. 47, № 6, с. 803-810 (2009);
14. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, M. A. Bukharin “Simulations of the DC-discharge Plasma with Dusty Structure // Sixth International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Garmisch-Partenkirchen, Germany May 16-20 2011) AIP Conference Proceedings 1397, P. 150-151 (2011);
15. S. A. Khrapak, M. H. Thoma, M. Chaudhuri, G. E. Morfill, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F., Petrov, E. E. Fortov, Particle flows in a dc discharge in laboratory and microgravity conditions // Physical Review E 87, 063109 (2013);
16. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Two-dimensional positive column structure in a discharge tube with radius discontinuity// Physics of Plasmas 22, 094701 (2015);

17. A. Usachev, A. Zobnin, O. Petrov, V. Fortov, M. Thoma, M. Pustyl'nik, M. Fink, G. Morfill, Elongated dust clouds in uniform DC positive column of low pressure gas discharge// Plasma Sources Science and Technology 25 035009 (2016);
18. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, M. H. Thoma, M. A. Fink, Two-dimensional positive column structure with dust cloud: Experiment and nonlocal kinetic simulation// Physics of Plasmas 25, 033702 (2018);
19. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov M. Y. Pustyl'nik, M. A. Thoma, H. M. Thomas, Charges of a single grain and the grain in a cloud: Theory and experiments// Journal of Physics: Conference Series 1556, 012078 (2020);

***Статьи в сборниках тезисов докладов научных конференций и других изданиях, не входящих в перечень ВАК:***

- 20 А. В. Зобнин, А.Д. Усачев, Определение параметров пылевой плазмы в индукционном разряде из анализа автоколебаний // Материалы Всероссийской конференции по физике низкотемпературной плазмы , Петрозаводск, июнь 2001, ч.2 с.120-124;
- 21 A. V. Zobnin, A small spherical probe in a slightly collisional plasma // 2-nd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Proceedings (Odessa, Ukraine August 26-30 2007), p.182-184;
- 22 Zobnin A.V., The impact of dusty cloud on the DC discharge positive column structure // in compendium "Physics of Extreme Matter - 2009", Institute of Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 2009, с.227-228;
- 23 A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, Numerical simulation of the dusty cloud evolution in dc discharge positive column // 3-rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Proceedings (Odessa, Ukraine August 25-29 2010) p.144-147;
- 24 М. А. Бухарин, А. В. Зобнин, Экспериментальное исследование пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока оптическими методами // XXXVIII конференция по Физике Плазмы и Управляемому Термоядерному Синтезу, г. Звенигород Московской обл.14-18 февраля 2011 г. Тезисы докладов, ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН» 2011, с.292-294;
- 25 А. В. Зобнин, . Д. Усачев, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, Численное моделирование динамики пылевого облака в разряде постоянного тока // Юбилейная конференция ОИВТАН, Москва, Россия 20-21 октября 2010 г. Сборник трудов, Москва 2011, с.441-444;
- 26 А. В. Зобнин, О. Ф. Петров, А.Д. Усачев, Пространственная сепарация пылевых частиц по их размерам в диффузном крае радиочастотного индукционного газового разряда //в сборнике «Научные труды Института теплфизики экстремальных состояний ОИВТ РАН» вып. 5 — 2002. Сборник Под. Ред. В. Е. Фортова и А. П. Лихачева. - М.: ОИВТ РАН, 2003, 446 с, с.251-256;

27 О. Ф. Петров, А. Д. Усачев, А. В. Зобнин, Измерения зарядов сферических частиц микронного размера, левитирующих в плазме индукционного газового разряда // в сборнике «Научные труды Института теплфизики экстремальных состояний ОИВТ РАН» вып. 6 — 2003. Сборник Под. Ред. В. Е. Фортова и А. П. Лихачева. - М.: ОИВТ РАН, 2004, 478с., с.267-272;

Также результаты были представлены в устных и стендовых докладах на международных конференциях:

*XV Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Терскол 2000); Всероссийская конференция по физике низкотемпературной плазмы (Петрозаводск, июнь 2001); XVIII Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус, 2003); Всероссийская конференция по физике низкотемпературной плазмы (Петрозаводск, июнь 2004) 2-nd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas (Odessa, Ukraine August 26-30 2007); XXIV Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус, 2009); 3-rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, (Odessa, Ukraine August 25-29 2010); Юбилейная конференция ОИВТАН (Москва, Россия 20-21 октября 2010г); VII International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Garmisch-Partenkirchen, Germany 2011); XXVI Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус 2011); XXVIII Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус 2013); XXIX Международная конференция «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 2014); XXXIII Международная конференция «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 2018) и на различных сессиях, совещаниях и семинарах.*

Всего автор имеет более 50 публикаций по физике плазмы в отечественных и международных журналах.

### **Личный вклад автора**

Все расчёты, представленные в диссертации, были проведены автором, включая постановку задачи, разработку алгоритмов и написание программ. Во всех экспериментах, описанных в диссертации, автор принимал непосредственное участие, как в постановке эксперимента, так и в его проведении и обработке результатов.

### **Состав и структура диссертации**

Диссертация состоит из 5 глав, содержит 177 страниц, 73 рисунка и 8 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 209 наименований.

# **Глава 1. Исследование плазменно-пылевых структур в индукционном высокочастотном разряде**

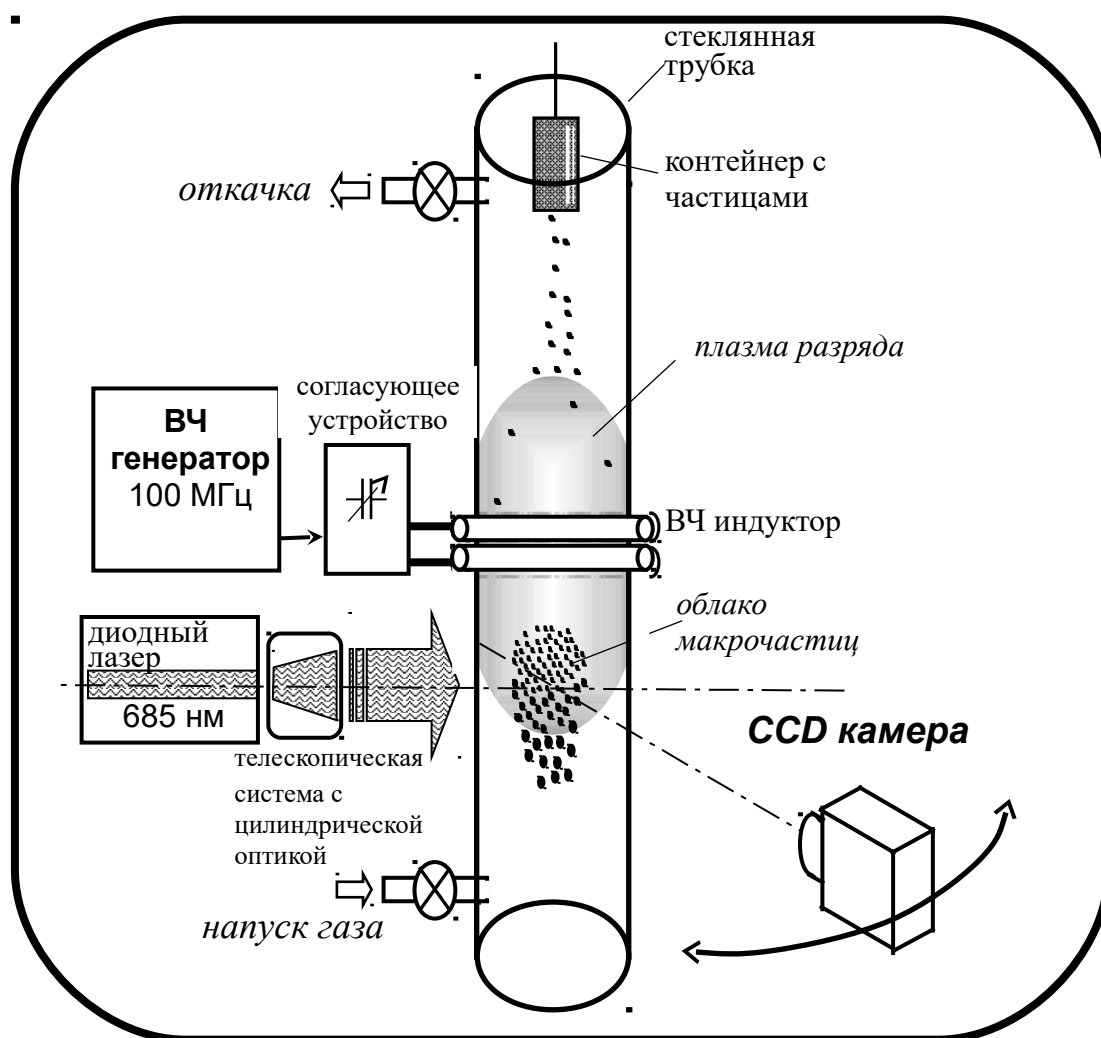
## **Введение**

Плазменно-пылевые структуры – упорядоченные структуры, состоящие из заряженных макрочастиц, помещённых (или образовавшихся) в плазме, – в лабораторных условиях наблюдаются в плазме, создаваемой различными источниками: в термической плазме продуктов горения [47]; в плазме, поддерживаемой ионизирующим излучением [48]; и в плазме тлеющих разрядов различного типа [3-5], [26], [49]. Особый интерес представляют трёх-мерные структуры, содержащие большое число частиц, и обладающие высокой упорядоченностью. Автором были проведены комплексные исследования плазменно-пылевых структур, сформированных путём вброса частиц микронного размера в безэлектродный (индукционный) ВЧ разряд при давлениях от 2 до 500 Па в наземных условиях. А именно, исследования условий формирования и формы плазменно-пылевых структур из полидисперсных и монодисперсных частиц в различных плазмообразующих газах, определение параметров плазмы в области формирования плазменно-пылевых структур, измерения распределений частиц по размерам в пылевом облаке и эволюции размеров частиц во времени, измерения зарядов пылевых частиц и исследование самовозбуждающихся волн в пылевых структурах. Важной особенностью представленных исследований является сочетание изучения плазменно-пылевых структур с зондовыми измерениями параметров плазмы, проведённых на той же установке в сходных режимах горения разряда. Это дало возможность провести достоверную интерпретацию результатов и их количественное сравнение с теорией. Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах {1, 2, 4-9, 20, 26, 27} из списка работ автора (стр. 12-15).

### **1.1. Описание установки, условия образования и форма плазменно-пылевых структур**

Схема эксперимента по созданию и изучению пылевых облаков в безэлектродном ВЧ-разряде приведена на Рисунке 1.1. Плазма генерировалась в вертикально расположенной стеклянной трубке с внутренним  $\varnothing 27$  мм и длиной около 50 см. Для поддержания разряда использовался генератор ВЧ-напряжения с регулируемой до 10 Вт мощностью, работавший на частоте 100 МГц. Мощность, вкладываемая в разряд с помощью индуктора кольцевого типа, не превышала 2 Вт (типичный ток в индукторе составлял 50-200 мА). Индуктор, состоявший из

двух витков медной проволоки (диаметр проволоки 1.5 мм, диаметр витка 32 мм) мог свободно перемещаться вдоль трубки. В качестве плазмообразующего газа использовались неон, гелий, ксенон при давлении 2 – 500 Па. При включении генератора светящаяся плазменная область заполняла всю трубку в поперечном направлении. В вертикальном направлении размер плазменного образования зависел от давления газа и мощности генератора и мог изменяться от нескольких сантиметров до величины, равной размеру трубки в вертикальном направлении. Частицы вводились в плазменный объем путем встряхивания металлического контейнера, расположенного в верхней части трубки, и зависали, как правило, в нижней части разряда. Использовались полидисперсные частицы оксида церия (размеры частиц от 0.5 до 20 мкм) и монодисперсные частицы из меламин-формальдегида.



**Рисунок 1.1** - Схема экспериментальной установки для исследования плазменно-пылевых структур в высокочастотном разряде индукционного типа

Система наблюдения частиц состояла из лазера, подсвечивающего макрочастицы, оптической системы формирования лазерного ножа (состоящей из комбинации цилиндрических и сферических линз), и видеокамеры. Луч диодного лазера на длине волны 670 нм, имевший форму ножа с шириной 25 мм и толщиной в области перетяжки ~200 мкм, просвечивал исследуемый объем. Частицы наблюдались в рассеянном лазерном излучении с помощью ПЗС видеокамеры. При этом лазерный луч мог перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях, а его плоскость поворачиваться. Таким образом, можно было наблюдать различные сечения плазменного объема.

Образование упорядоченных структур в высокочастотном разряде индукционного типа наблюдалось либо вблизи границы светящейся области разряда, если вводимая в разряд мощность была недостаточной для заполнения плазмой всей трубки, либо около дна разрядной трубки при большей мощности. В последнем случае структуры качественно не отличались от тех, которые образуются в разряде емкостного типа в приэлектродной области. Поэтому наибольшее внимание было уделено исследованию структур, формирующихся на границе плазменного образования, удаленной от дна разрядной трубки. Следует отметить, что при изменении мощности генератора, пылевое облако смещалось вместе с границей светящейся области вдоль оси трубки без изменения формы, размера и степени упорядоченности. Поэтому в эксперименте исследовалось влияние давления и типа газа на вид пылевых структур, в то время как мощность разряда подбиралась такой, чтобы граница светящейся области находилась на достаточном удалении как от дна, так и от индуктора.

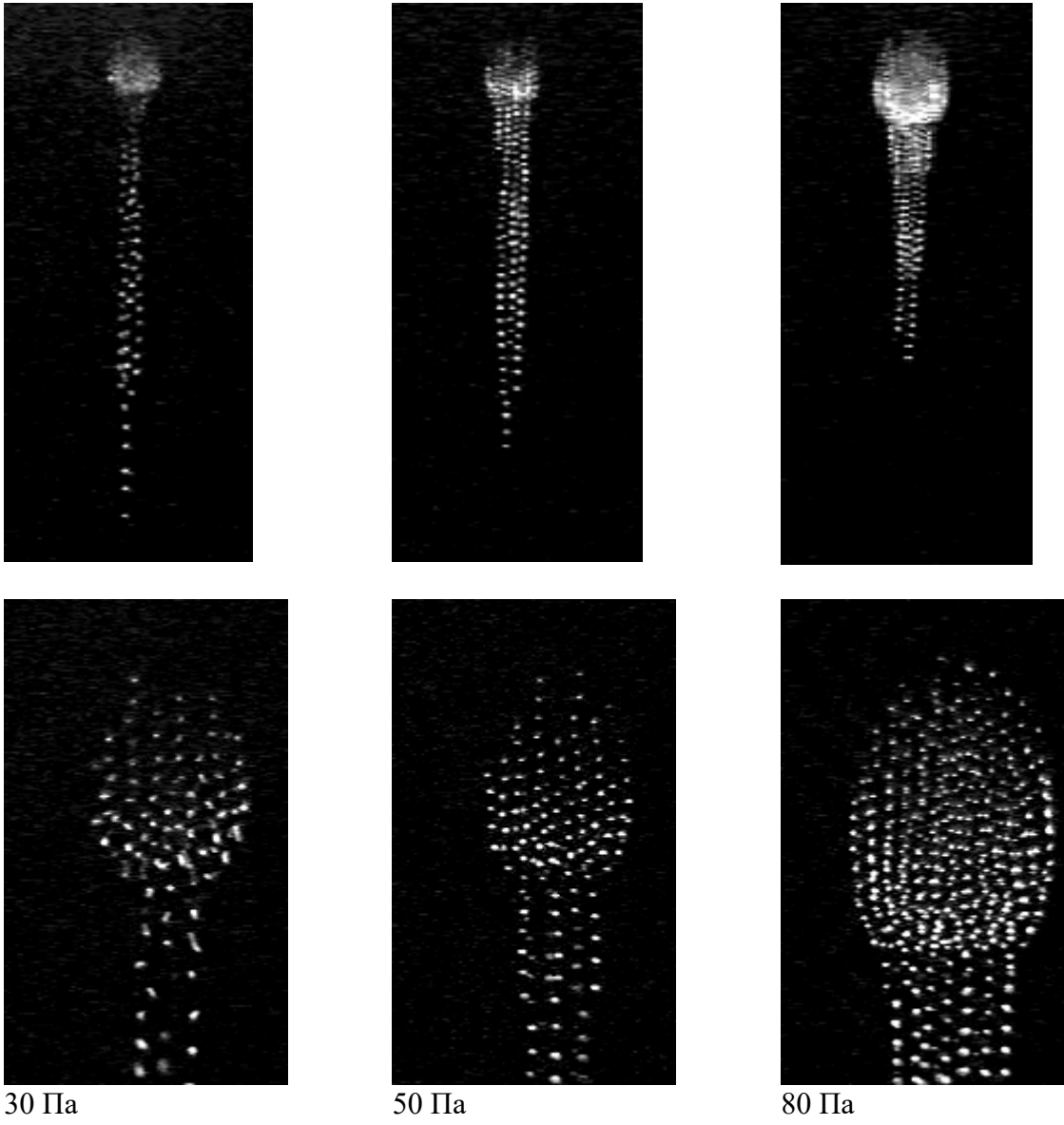
В экспериментах с монодисперсными частицами из меламин-формальдегида (плотность 1.51 г/см<sup>3</sup>), частицы диаметром 1.87 мкм удерживались в плазме разряда в гелии при давлениях не превышающих 250 Па, в неоне – до 150 Па, в аргоне - меньше 50 Па, в криптоне - меньше 15 Па и в ксеноне - меньше 10 Па. Пылевое облако располагалось на нижней границы свечения разряда вблизи оси трубки. В случае очень низких давлений частицы в облаке быстро и хаотически двигались, а на фоне этого движения часто наблюдались бегущие волны плотности частиц. По мере увеличения давления скорость хаотического движения частиц уменьшалась, но колебания ещё сохранялись. При давлениях больше 70 Па для гелия, 30 Па для неона, 15 Па для аргона, 8 Па для криптона и 7 Па для ксенона автоколебания прекращались, и пылевые структуры приобретали стабильность и упорядоченность. Во всех случаях пылевые облака были вытянуты вдоль оси трубки и имели структуру, состоящую из верхней округлой части и нижнего вытянутого «хвоста» из вертикальных цепочек (Рисунок 1.2). Структуры наибольшего размера наблюдались в гелии и неоне. При этом длина структуры достигала 10 - 15 мм, а ширина 3 - 4 мм. Концентрация частиц в верхней части плазменно-пылевой структуры менялась

от  $70 \text{ мм}^3$  при 30 Па неона до  $150 \text{ мм}^3$  при 80 Па. При дальнейшем подсыпании большинство частиц просыпались мимо пылевого облака, но при длительной и обильной засыпке верхняя часть облака постепенно увеличивалась и принимала сердцеобразную форму, причём яркость частиц менялась по сечению облака, как показано на Рисунке 1.3. Это наблюдение наводит на мысль, что после формирования насыщенной структуры из частиц основного размера, в облако продолжают встраиваться только частицы меньшего размера, присутствующие в засыпке лишь в малых количествах (доля частиц с отклонением размера более чем на 5% от паспортного не превышает 1% от общего числа частиц), так что в итоге формируется облако из частиц различного размера. Дальнейшие исследования распределения частиц в облаке по размерам подтвердило это предположение. Повышение стабильности пылевых структур с ростом давления связано в основном с усилением торможения частиц о нейтральную компоненту.

Прекращение зависания частиц при дальнейшем повышении давления может быть обусловлено уменьшением заряда частиц, вследствие как снижения электронной температуры, так и изменения условий зарядки частиц при приближении длины свободного пробега ионов к радиусу Дебая. Попытки сформировать облако из монодисперсных частиц меламина-формальдегида диаметром 4 мкм в диффузном крае индукционного разряда не увенчались успехом. Это связано с увеличением отношения массы к заряду с ростом размера частиц.

Как уже отмечалось, зависание монодисперсных частиц из меламина-формальдегида происходило только при достаточно низких давлениях. При использовании полидисперсных частиц из окиси церия зависание пылевых облаков наблюдалось и при больших давлениях. Как и в случае с монодисперсными частицами, наиболее крупные и сложные по структуре облака формировались при использовании гелия и неона. При давлениях более 100 Па облака в неоне и гелии имели округлую, как правило, полусферическую форму. Размер облака достигал 15 - 20 мм в поперечнике, то есть заполнял почти весь поперечник разрядной трубки. Расстояние между частицами было значительно меньше, чем в структурах из монодисперсных частиц, как правило, отдельные частицы с трудом разрешались видеокамерой. Иногда в облаке наблюдались четко разделённые зоны различающиеся размером частиц (рис. 1.4). Отметим, что в гелии и неоне при давлениях 150 - 300 Па зависание пылевых облаков наблюдалось не только у нижней, но и у верхней границы светящейся области разряда. Зависание частиц над разрядом можно объяснить действием термофоретических сил, обусловленным нагревом газа вблизи индуктора, и сил ионного увлечения, возникающих вследствие наличия диффузионного потока ионов из области индуктора к периферии плазменного образования.

Ввиду сложности интерпретации экспериментов с полидисперсными частицами, в дальнейших экспериментах использовались только монодисперсные сферические частицы.



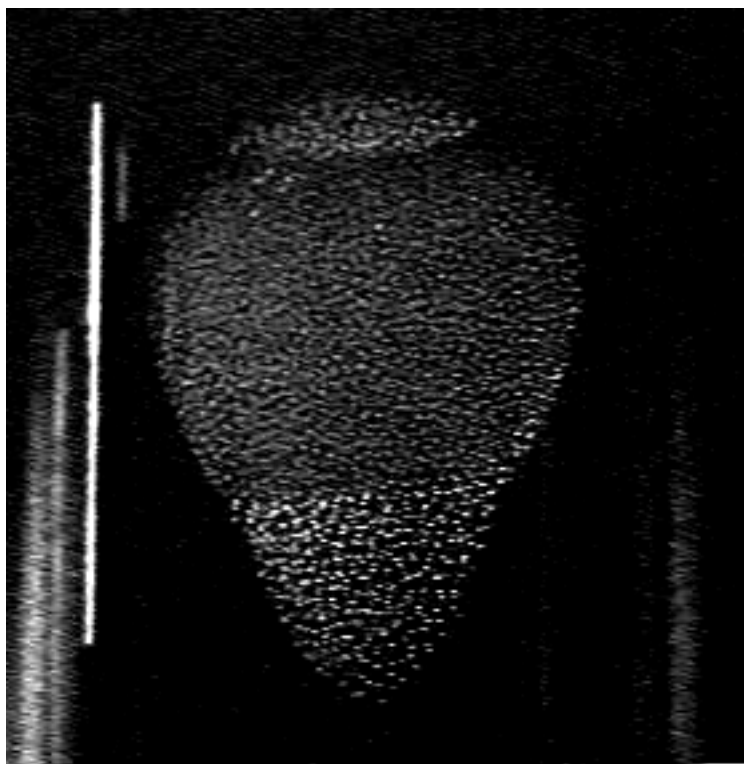
30 Па

50 Па

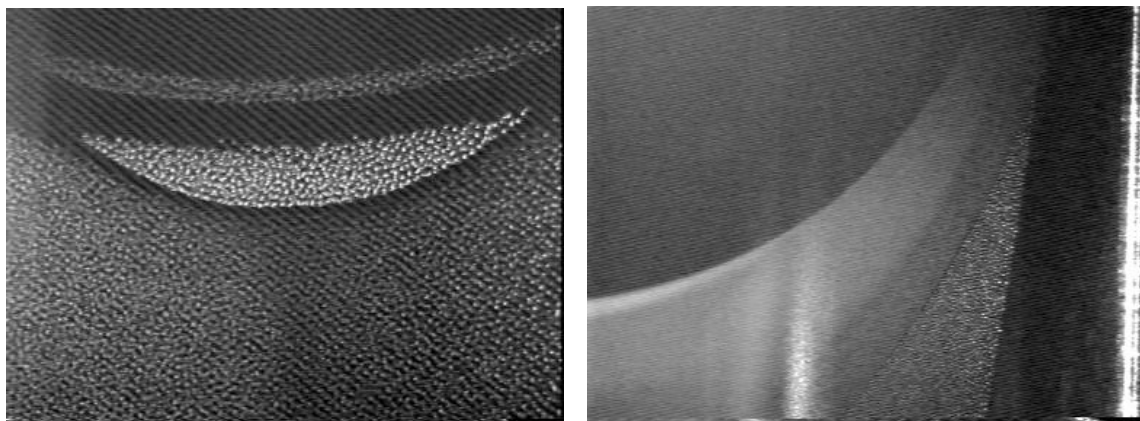
80 Па

**Рисунок 1.2** - Изображения структур, полученных при различных давлениях неона. Верхний ряд: общий вид структур из монодисперсных частиц (диаметр 1.87 мкм), размер кадров 17 x 7.4 мм<sup>2</sup>, нижний ряд: увеличенные изображения верхних частей структур, размер фрагмента 5.2 x 3.4 мм<sup>2</sup>





**Рисунок 1.3** - Типичная форма облака после длительного вброса монодисперсных частиц диаметром 1.87 мкм, размер изображения 10 x 10 мм<sup>2</sup>.



**Рисунок 1.4** - Фрагменты плазменно-пылевого облака из полидисперсных частиц  $\text{CeO}_2$  (размеры частиц в засыпке 0.5-20 мкм)

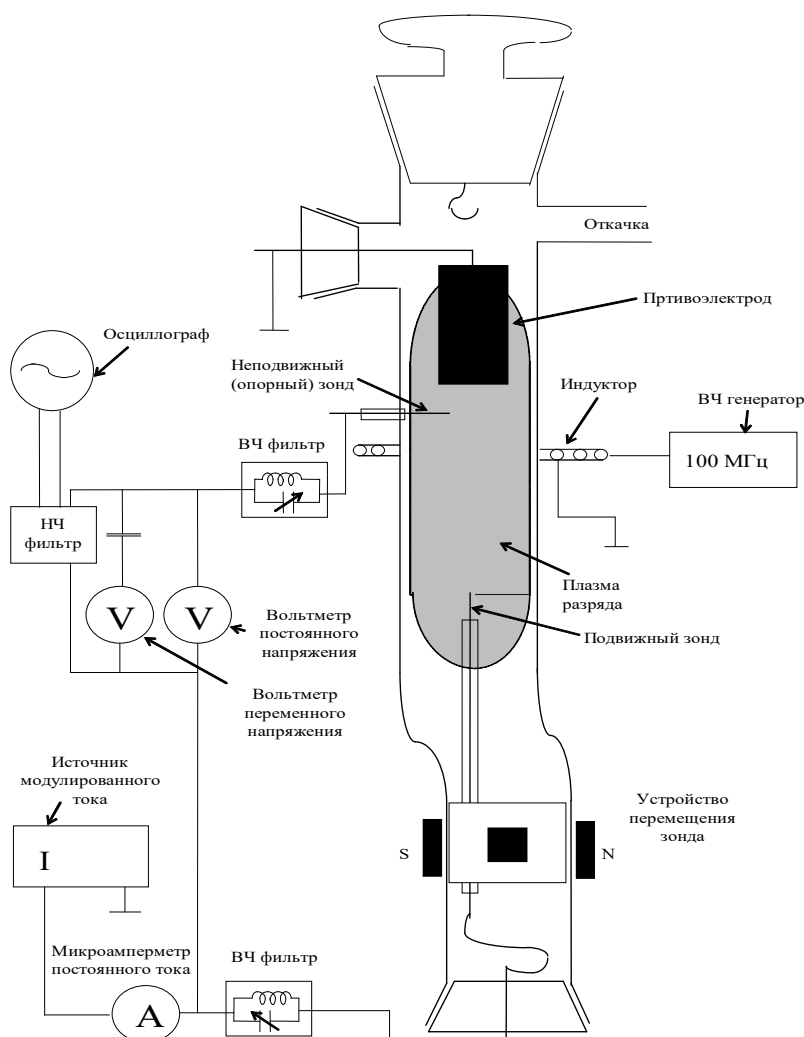
Для адекватного описания свойств пылевых структур в плазме первостепенное значение имеет информация о параметрах плазмы (концентрация и температура электронов, напряженность электрического поля). Поскольку плазменно-пылевые структуры формировались на периферии ВЧ разряда, в то время как функция распределения электронов по энергиям определяется в основном процессами, протекающими вблизи индуктора, и плазменно-пылевое облако практически прозрачно для потока электронов, то наличие пылевой компоненты не должно сказываться сколько нибудь заметно на электронной компоненте плазмы. Поэтому такие важные параметры, как концентрация электронов и распределение электронов по энергиям можно проводить в отсутствие пылевой компоненты. Да и распределение потенциалов пространства, проведённые в отсутствии пылевого облака, дают правильную оценку продольного электрического поля в пылевом облаке не слишком большого размера. Проведение зондовых измерений в отсутствие пылевой структуры позволяет использовать стандартные методики и исключает возможность загрязнения поверхности зонда пылевыми частицами и продуктами их распада в плазме разряда.

## **1.2. Параметры плазмы в зоне формирования плазменно-пылевых структур**

Зондовые измерения пространственного распределения электронов и потенциала плазмы индукционного разряда малой мощности в неоне при давлениях 10, 15, 20, 30, 50, 80 и 150 Па проводились в той области разряда, где происходит зависание пылевых частиц и формирование упорядоченных структур.

Схема разрядной трубки и системы измерений представлена на Рисунке 1.5. Внутренний диаметр трубки составлял 27 мм, общая длина - 50 см. Поскольку индукционный разряд не требует наличия электродов в плазме, то большой плоский противэлектрод был введен специально для возможности использования электронной ветви зондовой вольт-амперной характеристики (ВАХ). Он располагался по другую сторону индуктора относительно области измерений для уменьшения возмущающего воздействия на плазму. Необходимость использования электронной ветви ВАХ связана как с важностью определения потенциала пространства и распределения электронов по энергиям, так и со сложностью определения концентрации заряженных частиц по ионному току. Последнее обстоятельство обусловлено, с одной стороны, малой величиной ионного тока вблизи границы разряда (наноамперы), а с другой - необходимостью учета столкновений ионов с нейтралами при давлении  $\geq 10$  Па и радиусе цилиндрического зонда 0.075 мм (ситуация осложняется зависимостью длины

свободного пробега от типа иона и, как следствие, от наличия малой легко ионизирующейся примеси). Для электронов столкновениями можно пренебрегать вплоть до давлений  $\sim 300$  Па, поскольку сечение столкновения электронов с атомами неона на порядок меньше сечения резонансной перезарядки, а критерий отсутствия стока электронов  $l_e \gg r_p \ln(L_p / r_p)$  ( $L_p$  - длина зонда,  $r_p$  - радиус зонда,  $l_e$  - длина свободного пробега электронов) [50] менее жесткий, чем бесстолкновительного приближения для ионного тока  $l_i \gg r_p \sqrt{V/T_i}$  ( $l_i$  - длина свободного пробега ионов  $V$  - напряжение на зонде,  $T_i$  - температура ионов в электрон-вольтах) [51].



**Рисунок 1.5** - Схема зондовых измерений плазмы индукционного разряда

Для измерений использовался подвижный зонд диаметром 0,15 и длиной 5 мм, представлявший собой молибденовую проволоку, помещенную в тонкую, оттянутую на конце стеклянную трубку, переходящую в остеклованную часть зонда. Система перемещения позволяла перемещать зонд в двух координатах (вдоль оси и по радиусу). Диапазон перемещения зонда по высоте составлял 4.5 см. Противоэлектрод имел площадь 24 см<sup>2</sup>,

достаточную для того, чтобы пропустить электронный ток подвижного зонда, но все же не достаточную для того, чтобы можно было пренебречь сопротивлением плазма - противоэлектрод. Поэтому потенциал подвижного зонда измерялся относительно другого неподвижного (опорного) электрода. Он располагался вблизи индуктора и находился под плавающим потенциалом. Между подвижным зондом и системой измерений, а также между опорным зондом и системой измерений были включены ВЧ фильтры - пробки, настроенные на частоту генератора, питающего индуктор.

Для определения точки перегиба ВАХ и для измерения второй производной тока использовался метод модуляции. Однако, в связи с использованием трёхзондовой схемы, вместо модуляции напряжения зонд - плазма проводилась модуляция тока, текущего через зонд. Модуляция тока по синусоидальному закону  $I = I_0 + I_f \sin(2\pi f t)$  приводила к модуляции напряжения, как на основной, так и на удвоенной частоте. По правилу дифференцирования обратной функции легко получить:

$$|I''| \approx 4I_f V_{2f} / V_f^3, \quad (1.1)$$

где  $V_f$  и  $V_{2f}$  – амплитуды модуляции разности потенциалов между измерительным и опорным зондами на основной частоте и на второй гармонике.

Ноль второй производной тока соответствует обращению в ноль напряжения на второй гармонике модулирующего сигнала. Из формулы (1.1) видно, что для определения второй производной тока необходимо измерять, как напряжение на второй гармонике, так и на частоте модуляции, но это не снижает точность измерений, так как при небольших амплитудах модуляции, амплитуда сигнала на основной частоте значительно превышает амплитуду сигнала второй гармонике и может быть измерена со значительно большей точностью.

Модуляция тока, текущего через подвижный зонд, осуществлялась с помощью транзистора 2Т203Б с малым обратным током коллектора и большим выходным сопротивлением. На базу транзистора подавалось регулируемое постоянное напряжение и сигнал от низкочастотного генератора ГЗ-113. Сопротивление 43.2 кОм в цепи эмиттера обеспечивало малость нелинейных искажений, обусловленных транзистором. Напряжения на подвижном и опорном зондах поступали на вход дифференциального усилителя с входным сопротивлением 72 МОм. Из разностного сигнала выделялась постоянная и переменная составляющие, которые измерялись. Кроме того переменный сигнал проходил через активный фильтр, отсекающий составляющую на частоте модуляции, и подавался на осциллограф для измерения сигнала второй гармонике. Поскольку для зондовых измерений в плазме с низкой

концентрацией электронов ( $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ) необходимо обеспечить достаточно высокое сопротивление измерительных цепей ( $\sim 10^7 \text{ Ом}$ ) как по постоянному току, так и на удвоенной частоте модуляции, то была выбрана относительно низкая частота модуляции 14 Гц. Амплитуда модуляции тока составляла 15% от величины тока. Диапазон изменения тока находился в пределах 0.1 мкА – 1 мА.

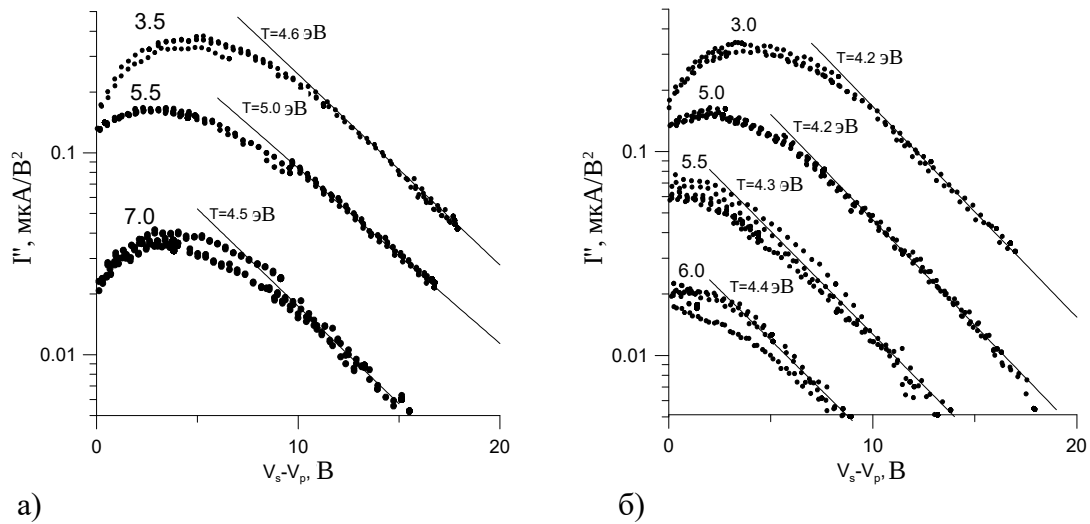
Поскольку в процессе измерений происходило постепенное загрязнение неона ( в основном со стенок трубки ), то параметры плазмы изменялись в процессе эксперимента. Чтобы уменьшить влияние этого дрейфа, все измерения проводились дважды: вначале ВАХ измерялась при увеличении тока, затем при уменьшении, при определении пространственных распределений сканирование проводилось сначала в одну сторону, затем в другую с последующим усреднением результатов. Давление в системе контролировалось с помощью механотронного датчика с погрешностью не превышающей 5 % . Измерения показали, что после откачки и нового заполнения трубки неоном до исходного давления основные параметры разряда хорошо воспроизводятся.

Потенциал пространства определялся по обращению в 0 сигнала на второй гармонике. Концентрация электронов определялась по току насыщения (току зонда при потенциале пространства) и эффективной температуре электронов, которая получалась аппроксимацией зависимости второй производной тока по напряжению от потенциала зонда относительно потенциала пространства экспоненциальной зависимостью, как показано на рисунке 1.6, по формуле [50]

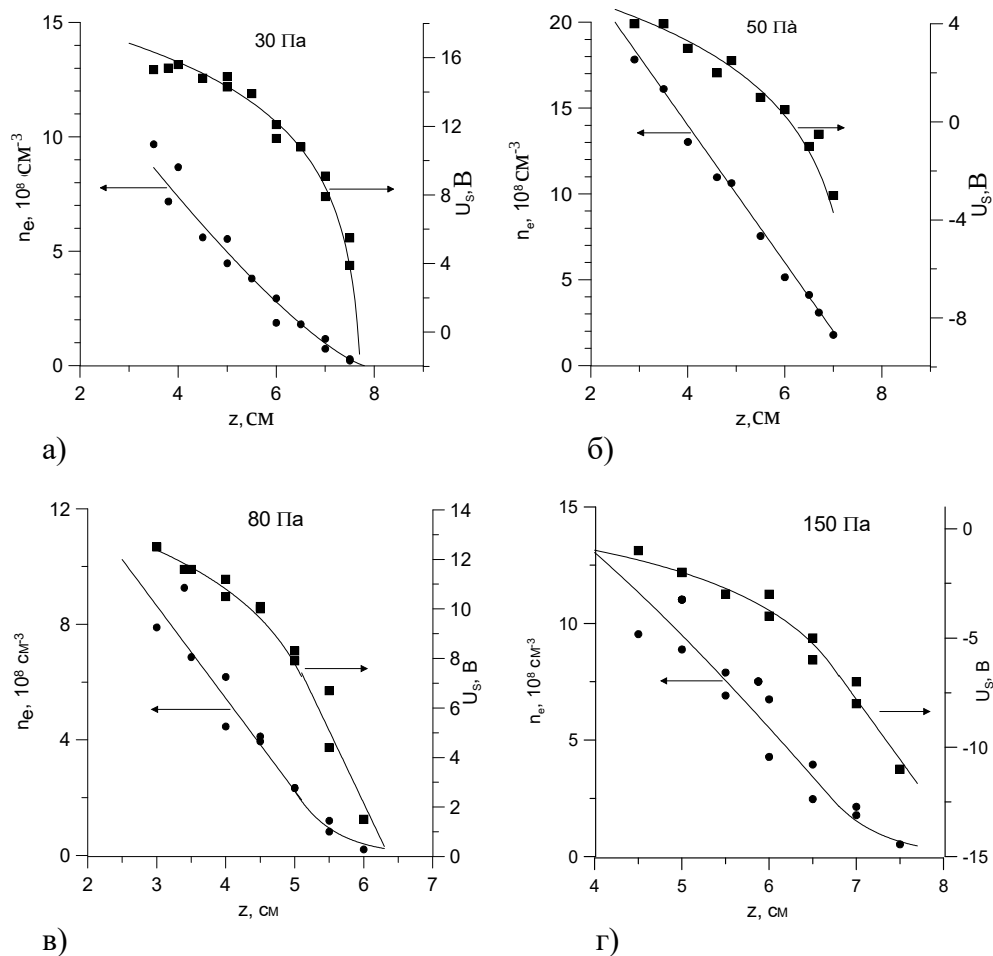
$$n_e = \frac{3.8 \cdot 10^7 I}{S_p \sqrt{T_e}}, \quad (1.2)$$

где  $I$  – ток насыщения в микроамперах,  $S_p$  – площадь зонда в квадратных миллиметрах,  $T_e$  – температура электронов в электрон-вольтах.

На рисунке 1.7 приведены типичные профили распределений концентраций электронов и потенциалов пространства для нескольких давлений.

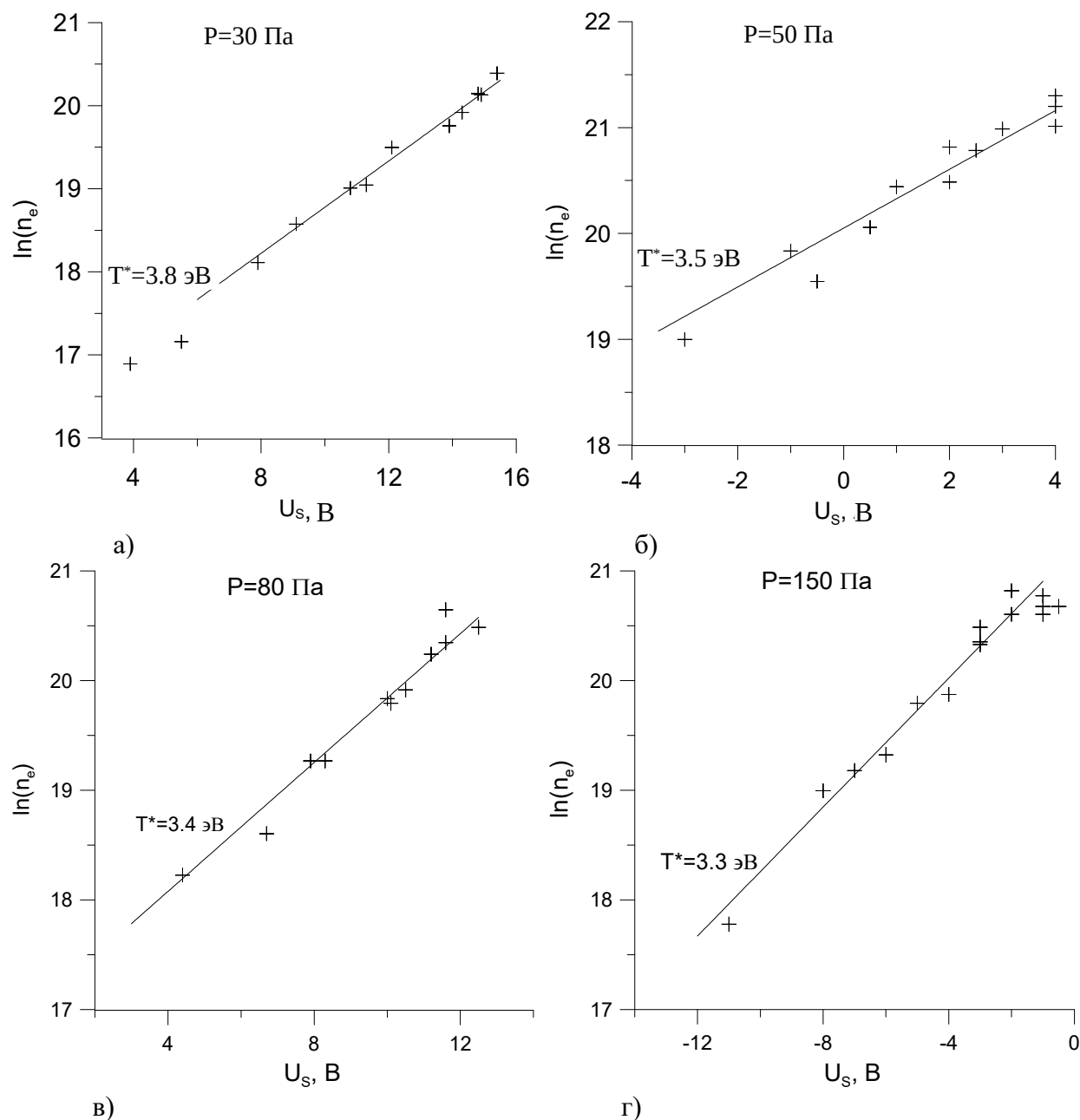


**Рисунок 1.6** - Зависимости второй производной тока от разности потенциалов плазма-зонд и аппроксимации экспоненциальными функциями для расстояний 3.5, 5.5 и 7 см от индуктора при 30 Па (а) и для расстояний 3, 5, 5.5 и 6 см от индуктора при 80 Па (б).



**Рисунок. 1.7** - Распределение плотности электронов и потенциала пространства относительно плавающего потенциала опорного зонда на оси трубки при 30 Па (а), 50 Па (б), 80 Па (в) и 150 Па (г), по оси абсцисс отложено расстояние до индуктора.

Альтернативный метод определения температуры электронов состоит в построении зависимости концентрации электронов от потенциала пространства. В отсутствие протекания тока, электроны распределены в поле амбиполярной диффузии по Больцману. Поэтому зависимость логарифма концентрации электронов от потенциала в данной точке пространства близка к линейной. Наклон этой зависимости даёт температуру электронов. Этот метод определения температуры электронов проиллюстрирован Рисунком 1.8.



**Рисунок 1.8** - Определение температуры электронов по зависимости концентрации электронов от потенциала пространства.

Температуры, определённые вторым методом оказались систематически на 20-30% меньше, чем определённые по второй производной тока. В Таблице 1.1 представлена полная

сводка результатов измерений для зоны формирования пылевых структур. В ней использованы следующие обозначения:  $P$  - давление неона,  $T_{e1}$  - температура электронов, определённая по второй производной тока (первым способом),  $T_{e2}$  - температура электронов, определённая по полю амбиполярной диффузии (вторым способом),  $E$  - диапазон изменения напряженности осевого электрического поля в области зависания пылевых частиц,  $n_e$  - диапазон изменений концентрации электронов в области зависания пылевых частиц, в последнем столбце приведена производная зависимости концентрации от высоты в области нахождения плазменно-пылевых структур. Область зависания частиц определялась визуально по границе свечения и простиралась на 1 см в сторону индуктора. Точность определения границы свечения была не хуже 3 мм.

**Таблица 1.1** Результаты зондовых измерений в диффузном крае индукционного ВЧ разряда

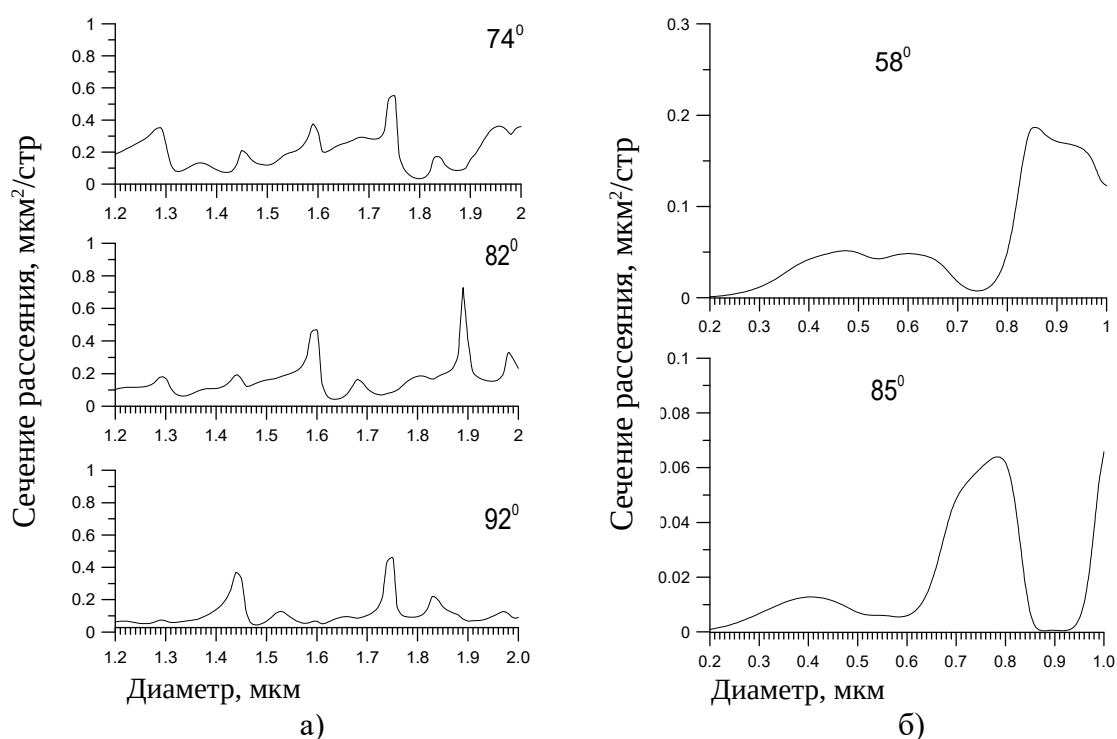
$P$ , Па	$T_{e1}$ , эВ	$T_{e2}$ , эВ	$E$ , В/см	$n_e$ , $10^8 \text{ см}^{-3}$	$dn_e/dz$ , $10^8 \text{ см}^{-4}$
10	5.4	4.2	1.5-3.2	0.7-1.5	1.8
15	5.1	4.1	1.8-3.5	1.0-2.0	2.3
20	4.8	4.0	2.0-3.8	1.2-2.5	2.75
30	4.6	3.8	2.4-5.4	1.5-3.2	3.5
50	4.4	3.5	2.5-8.0	1.7-5.5	4.0
80	4.2	3.4	2.3-5.9	1.8-4.5	3.0
150	4.1	3.3	1.8-5.0	2.5-7.0	3.8

### **1.3 Распределение частиц по размерам в плазменно-пылевой структуре и эволюция размеров сферических частиц меламин-формальдегида в плазме индукционного разряда**

Измерения пространственного распределения частиц в плазменно-пылевой структуре проводились путём анализа распределения яркостей частиц на видео изображениях, снятых под различными углами к направлению подсвечивающего лазера. Эксперименты проводились при засыпке сферических монодисперсных частиц полимеламин-формальдегида производства компании «*microparticles GmbH*» диаметром 1.87 мкм с разбросом диаметров 0.09 мкм (для 99% частиц) и диаметром 0.99 мкм с разбросом 0.04 мкм. Согласно теории Ми [52] рассеяния света на сферических частицах при размерах частиц, сопоставимых с длиной волны излучения, интенсивность рассеянного света зависит от угла рассеяния и имеет отчётливые максимумы и



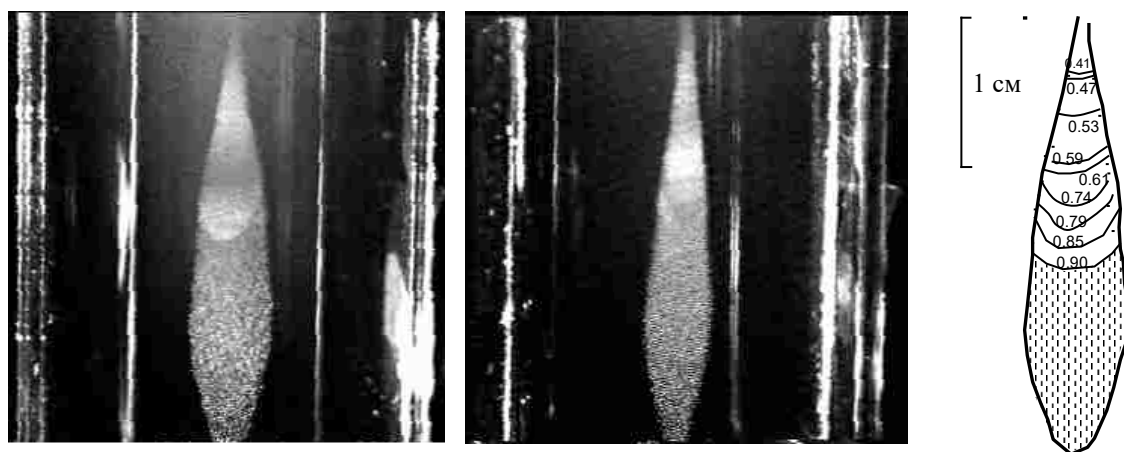
минимумы, положения которых зависит от размера частиц. Для подсвечивания плазменно-пылевых структур использовалось монохроматическое излучение диодного лазера с длиной волны 685 нм, поляризованное линейно под углом  $15^\circ$  к плоскости лазерного ножа. Регистрация пылевой структуры осуществлялась видеокамерой, расположенной на расстоянии 17 см от разрядной трубки и имевшей диафрагму диаметром 2 мм. Камера располагалась в нескольких положениях, соответствующих различным углам наблюдения относительно направления распространения лазерного излучения:  $74^\circ$ ,  $82^\circ$  и  $92^\circ$  при использовании частиц 1.87 мкм и  $58^\circ$  и  $85^\circ$  при использовании частиц 0.99 мкм. Погрешность установки угла не превышала  $0.5^\circ$ . Углы были выбраны такими, что для них зависимость интенсивности рассеянного излучения от размера частиц является наиболее резкой, кроме того эти углы не сильно отличаются от  $90^\circ$ , что упрощает обработку видео изображений. Рассчитанные по теории Ми зависимости дифференциального сечения рассеяния излучения лазера сферической частицей меламин-формальдегида (показатель преломления 1.65) от диаметра частицы при указанных выше углах приведены на рисунке 1.9.



**Рисунок 1.9** - Зависимость сечения рассеяния от размера частицы для различных углов.

Видео изображения плазменно-пылевых структур, сформировавшихся при 150 Па неона в результате обильной засыпки частиц с паспортными данными по диаметру  $0.99 \pm 0.04$  мкм, приведены в левой части рисунка 1.10 при наблюдении под углами  $85^\circ$  (крайняя левая

фотография) и под углом  $58^\circ$  (фотография правее). Положения максимумов и минимумов яркости рассеяние лазерного излучения в облаке дают положения частиц определённого размера, причём сопоставление яркостей рассеяния при разных углах наблюдения позволяют однозначно установить размер частиц в данном участке облака. Найденные таким способом положения частиц определённых размеров в облаке приведены на правой части рисунка 1.10. В значительной части (нижней половине) облака не наблюдается резкого изменения яркостей при изменении угла наблюдения. Это указывает на то, что частицы в этой области, заполненной штриховкой на рисунке 1.10, имеют несферическую форму.



**Рисунок 1.10** - Плазменно-пылевая структура, снятая под углами  $85^\circ$  и  $58^\circ$  и распределение сферических частиц по размерам (указаны диаметры частиц в микронах), восстановленное по соотношениям яркостей соответствующих частей облака. Заполненная штрихами область соответствует не сферическим частицам.

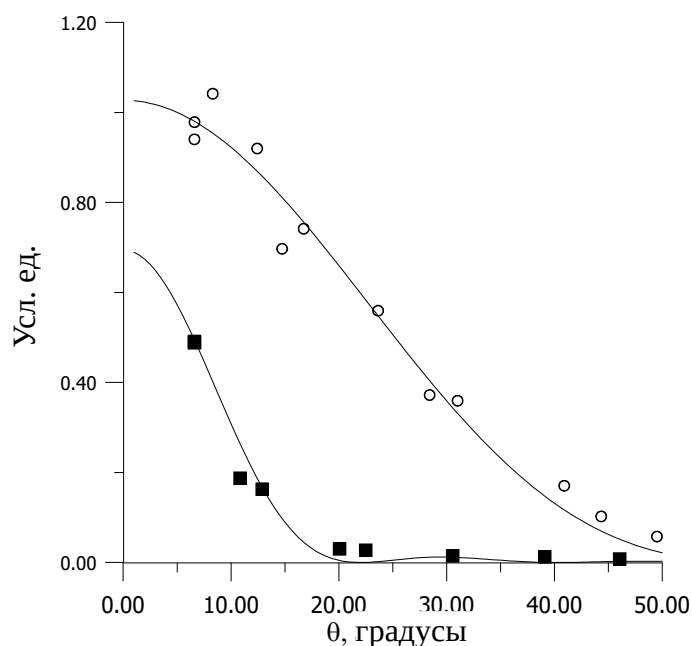
Для оценки размера частиц в этой области были проведены измерения индикатрисы рассеяния света пылевой структурой под малыми углами с использованием гелий-неонового лазера. Диаметр луча лазера составлял 1.5 мм, он проходил горизонтально через пылевое облако. Рассеянное излучение регистрировалось фотодиодом ФД7-К. Первоначально регистрировалась индикатриса рассеяния лазера на стенках разрядной трубки в отсутствие пылевого облака, которая в дальнейшем вычиталась из индикатрисы рассеяния, снятой с пылевым облаком, также вычитался и сигнал от свечения разряда. К сожалению, высокая интенсивность рассеяния на стенках разрядной трубки и блики от многочисленных отражений лазерного луча не позволяли проводить измерения при углах меньше  $5^\circ$ . Это не позволяет определять характерный размер частиц более 2.5 мкм. Результаты измерения рассеянного излучения на структуре из частиц 0.99 мкм, аналогичной представленной на Рисунке 1.10, показаны на Рисунке 1.11. Кружками отмечено рассеяние на верхней части пылевой структуры,

где зависят сферические частицы, квадратиками – на нижней части облака, где находятся частицы несферической формы.

Согласно теории рассеяния, на малых углах индикатриса рассеяния слабо зависит от материала частиц, и соответствует рассеянию на непрозрачном экране. При круглой форме экрана, индикатриса рассеяния пропорциональна функции

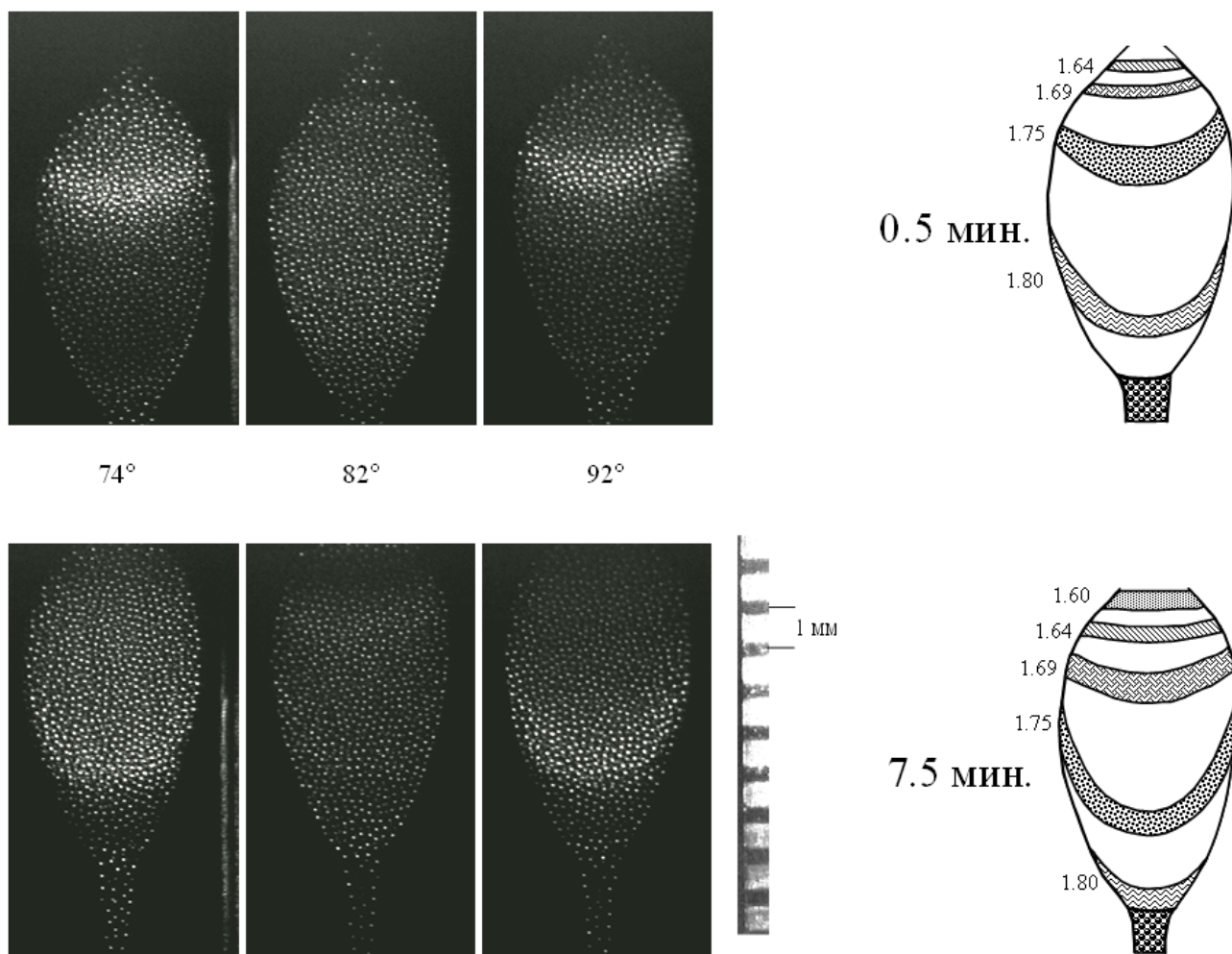
$$(J_1(X)/X)^2, \tag{1.3}$$

где  $J_1$  – функция Бесселя первого порядка, а  $X = \pi d \theta / \lambda$ , где  $d$  – диаметр экрана,  $\theta$  - угол рассеяния,  $\lambda$  - длина волны излучения.



**Рисунок 1.11** - Индикатрисы рассеяния лазерного излучения (в произвольной нормировке) на верхней части плазменно-пылевой структуры (кружки) и в нижней части (квадраты)

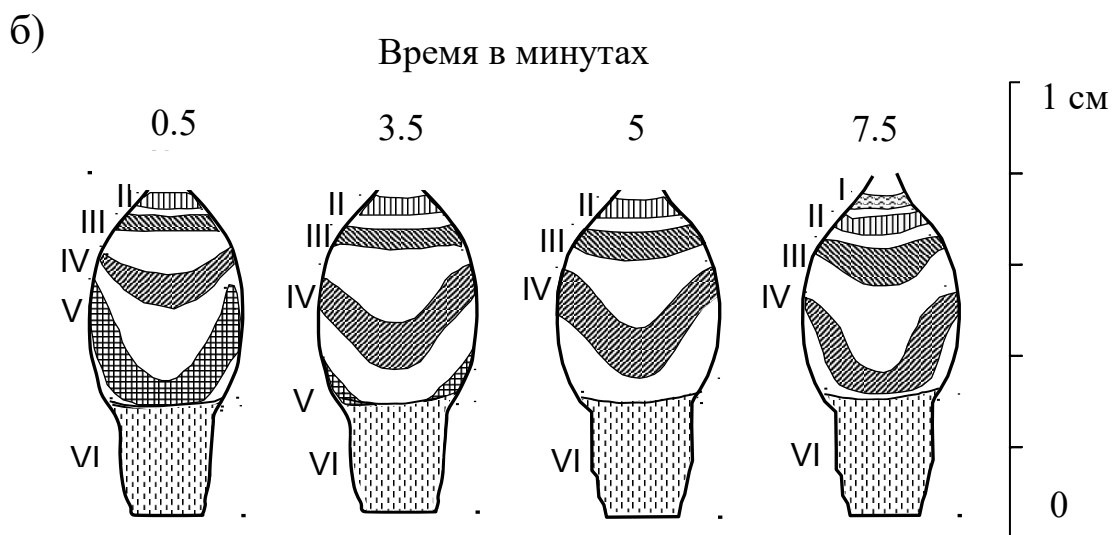
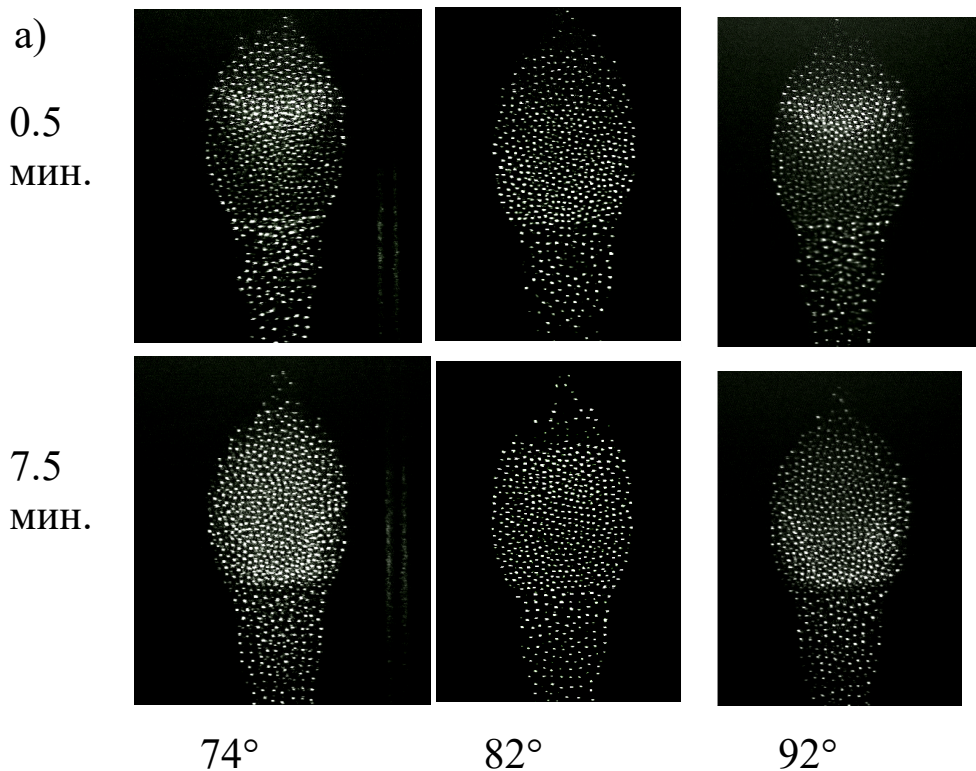
На Рисунке 1.11 приведены аппроксимации функциями вида (1.3) для диаметров 0.75 мкм (верхняя кривая) и 2 мкм (нижняя кривая). Диаметр 0.75 мкм для верхней части пылевого облака находится в хорошем соответствии с данными, представленными на Рисунке 1.10.



**Рисунок 1.12** - Плазменно-пылевые структуры из частиц 1.87 мкм при давлении 150 Па неона при наблюдении под углами 74, 82 и 92 градуса и распределения частиц по размерам через пол минуты после формирования облака и спустя 7 минут.

Индикатриса рассеяния на частицах в нижней части структуры указывает на то, что она состоит из агломератов, содержащих от 2 до 8 слипшихся частиц. Такие (и бóльшие) агломераты действительно содержатся в засыпке, что видно под микроскопом, и в плазме, несмотря на зарядку, часть агломератов сохраняется. Неожиданным результатом явилось то, что в облаке отсутствует зона, где доминируют одиночные частицы основного размера в засыпке 0.99 мкм.

Аналогичное явление наблюдается и в случае использования частиц диаметром 1.87 мкм. На Рисунках 1.12 и 1.13 показано распределение частиц по размерам в плазменно-пылевых структурах сформированных из частиц 1.87 мкм при 150 Па и при 80 Па, практически сразу после окончания засыпки (которая продолжалась около 20 с) и спустя различное время пребывания плазменно-пылевой структуры в разряде.

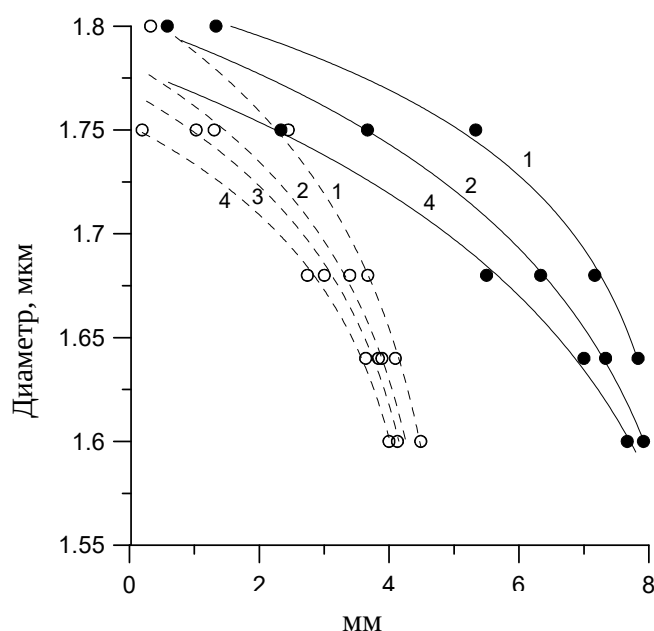


**Рисунок 1.13** - Изображения плазменно-пылевых структур при 80 Па неона под углами наблюдения 74, 82 и 92 градуса (а), верхний ряд через ~30 секунд после засыпки, нижний ряд снят 7 минут спустя; распределение размеров частиц в облаке в различные моменты времени (отсчитывается от окончания засыпки) (б), римскими числами обозначены области, содержащие частицы диаметром: I – 1.60 мкм, II – 1.64 мкм, III – 1.68 мкм, IV – 1.75 мкм, V – 1.80 мкм, VI – несферические частицы.

Также как и в случае одномикронных частиц, наблюдается значительный пространственный градиент размеров частиц, а в нижней части структуры присутствует «хвост» из несферических частиц с характерным размером  $>2.5$  мкм, состоящий из агломератов слипшихся частиц.

Относительный размер области, заполненной несферическими частицами меньше, чем в случае одномикронных частиц, что связано со снижением сил адгезии по сравнению с силами электрического отталкивания при увеличении размера частиц. Уже сразу после засыпки в облаке отсутствует область с одиночными частицами основного размера, а со временем размер частиц в облаке ещё уменьшается. Первоначально предполагалось, что агломераты неправильной формы могут иметь удельный заряд (на единицу массы) больше, чем сферические частицы, однако недавние расчёты [53], [54] этого не подтверждают.

Распределение размеров частиц по высоте облака в разные моменты времени представлены на рисунке 1.14. Из него можно определить скорость уменьшения размера частицы в разных местах разряда. Диапазон скоростей распыления частиц составляет от 0.1 нм/с до 0.14 нм/с как при 150 Па, так и при 80 Па. Эта скорость на порядок больше, чем наблюдалась для аналогичных частиц в аргоне [55]. Скорость распыления увеличивается с приближением к индуктору примерно пропорционально росту концентрации электронов. Коэффициент скорости плазменного распыления составляет  $3.5 \pm 1 \times 10^{-25}$  м<sup>4</sup>/с при 80 Па и  $2 \pm 0.5 \times 10^{-25}$  м<sup>4</sup>/с при 150 Па. Недавние измерения скорости распыления меламин-формальдегидных частиц в стратах разряда постоянного тока в неоне [56], [57] дают в 3-5 раз большую скорость распыления при близких значениях концентрации электронов. Это можно объяснить более высокой температурой электронов в разряде постоянного тока, как следствие, большим потенциалом поверхности частиц и большей энергией бомбардирующих ионов.

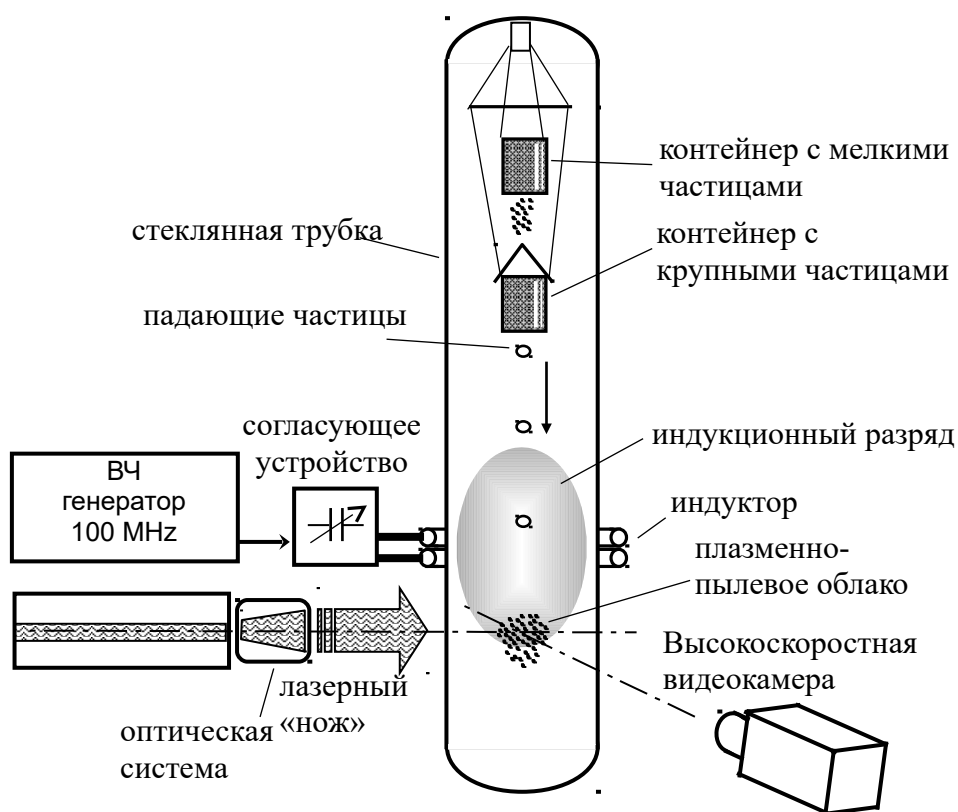


**Рисунок 1.14** - Распределение частиц по размерам в облаке при 150 Па (сплошные кружки и непрерывные линии) и при 80 Па (открытые кружки и штриховые линии) для разных моментов времени, отсчёт координаты ведётся от границы между зонами сферических и не сферических частиц по направлению вверх (к индуктору), цифры у кривых соответствуют 1- 0.5 мин. после засыпки, 2 – 3.5 мин., 3 – 5 мин., 4 – 7.5 мин.

#### 1.4. Измерения зарядов пылевых частиц методом столкновений

Схема эксперимента представлена на рисунке 1.15. В разрядной трубке располагались два контейнера с пылевыми частицами, расположенными один над другим и допускавших независимое встряхивание. Верхний контейнер содержал частицы меламин-формальдегида (плотность  $1.51 \text{ г/см}^3$ )  $\text{Ø}1.87 \pm 0.09 \text{ мкм}$ , нижний – аналогичные частицы  $\text{Ø}12.74 \pm 0.17 \text{ мкм}$ .

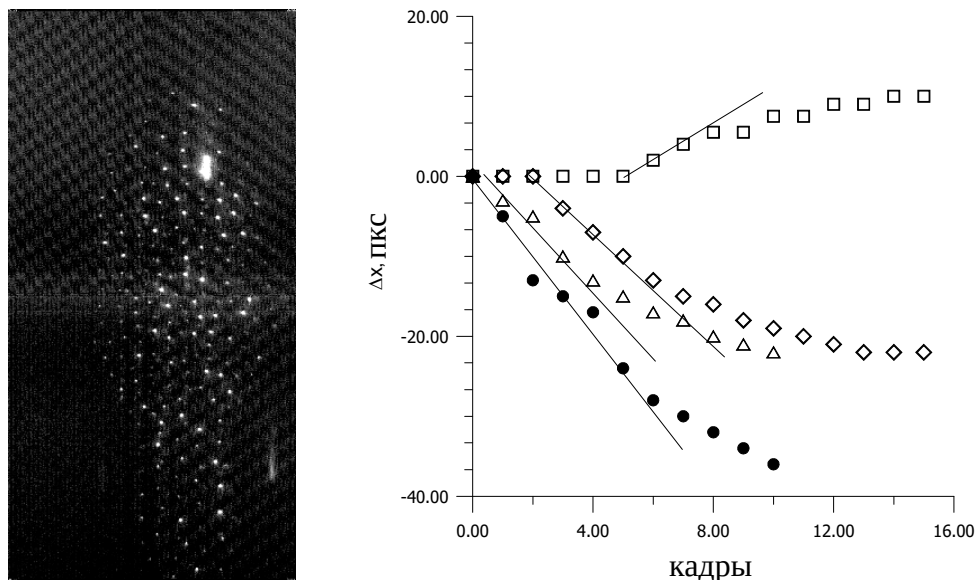
Пылевые частицы  $\text{Ø}1.87 \text{ мкм}$  вбрасывались в плазму индукционного разряда в неоне при давлениях 20, 30, 49 и 51 Па и образовывали стационарное пылевое облако, затем производилась подсыпка частиц  $\text{Ø}12.74 \text{ мкм}$ .



**Рисунок 1.15** - Схема эксперимента по измерению зарядов пылевых частиц методом столкновений.

Подсветка осуществлялась лазерным ножом толщиной 50 мкм (150 мкм по уровню чувствительности камеры). Регистрация производилась скоростной камерой со скоростью 1000 кадров в секунду. Обработывались пролеты крупных частиц через пылевое облако в плоскости лазерного ножа. По смещениям частиц, образывавших облако, определялись проекции изменений скоростей мелких частиц на плоскость лазерного ножа в результате взаимодействия их с пролетевшей мимо крупной частицей, как показано на рисунке 1.16. По величине скорости, приобретенной частицей, определялось изменение ее импульса. При этом учитывалось, что

согласно ранее проведенным исследованиям, верхняя часть облака формируется из частиц несколько меньшего размера, чем основной в засыпке. Поэтому при расчетах диаметр мелких частиц принимался равным 1.8 мкм.



**Рисунок 1.16** - Один из кадров с изображением плазменно-пылевой структуры и треком падающей крупной частицы (слева); зависимости смещений изображений частиц (в пикселях) от времени и способ определения начальной скорости (справа).

Поскольку за время пролета крупной частицы мимо мелкой последняя не успевала существенно переместиться, то изменение её импульса описывается выражением:

$$\Delta p = 2 \frac{h}{V} \int_h^{\infty} \frac{F(r)}{\sqrt{r^2 - h^2}} dr \quad (1.4)$$

где  $h$  – расстояние до трека крупной частицы,  $V$  – скорость крупной частицы,  $F(r)$  – сила взаимодействия частиц как функция расстояния.

Полагая потенциал взаимодействия частиц потенциалом Юкава, можно записать уравнение (1.4) в виде :

$$\Delta p = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4 \pi \epsilon_0 V R_{scr}} P \left( \frac{h}{R_{scr}} \right), \quad (1.5)$$

где  $R_{scr}$  – радиус экранирования,  $eZ_1$  и  $eZ_2$  – заряды частиц,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная, а



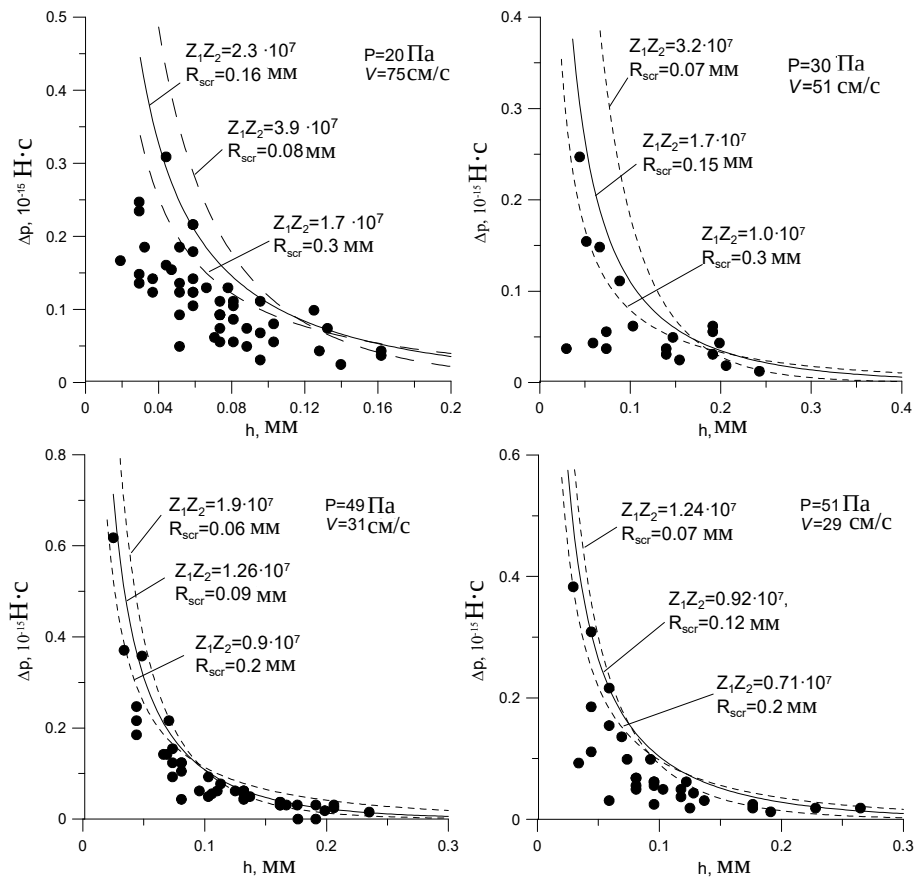
$$P\left(\frac{h}{R_{scr}}\right) = 2 \frac{h}{R_{scr}} \int_{\frac{h}{R_{scr}}}^{\infty} \frac{e^{-t}(t+1)}{t^2 \sqrt{t^2 - h^2/R_{scr}^2}} dt \approx \left(0.74 + 1.72 R_{scr} / h + 0.92 \sqrt{\frac{R_{scr}}{h}}\right) e^{-1.05 \frac{h}{R_{scr}}} \quad (1.6)$$

(последнее равенство верно с точностью 1% при  $0.02 < h/R_{scr} < 4$ ).

Для определения радиуса экранирования  $R_{scr}$  и произведения зарядов  $Z_1 Z_2$  измеренные зависимости изменения импульсов от расстояния до трека аппроксимировались выражением (1.5).

Хотя при обработке учитывались только те частицы, которые оставались в луче лазера и после взаимодействия с пролетевшей частицей, но ввиду того, что наблюдавшиеся смещения были соизмеримы с толщиной лазерного ножа, проектирование на плоскость изображения могло занижать абсолютное значение изменения импульса и расстояние до трека крупной частицы. Поэтому на графике зависимости изменения импульса от расстояния между мелкой частицей и треком крупной частицы экспериментальные точки заполняли область, ограниченную сверху кривой, соответствующей зависимости абсолютной величины изменения импульса от истинного расстояния до пролетающей частицы, как показано на Рисунке 1.17. На этом же рисунке показаны также возможные аппроксимации верхней границы области, заполненной экспериментальными точками, и параметры, соответствующие этим аппроксимациям.

Результаты определения произведений зарядов, выраженных в зарядах электронов, и радиусов экранирования приведены в Таблице 1.2. Для определения заряда каждой из частиц необходимо предположение о зависимости заряда от размера частицы. Если полагать, что плавающий потенциал на зависит от радиуса частицы, то для достаточно мелких частиц заряд пропорционален её радиусу. Заряды, определённые в этом предположении и соответствующий потенциал поверхности указан в Таблице 1.2. Если это предположение не справедливо, то приведённый в таблице потенциал поверхности является средним геометрическим потенциалов частиц диаметром 12.74 и 1.75. Сопоставление полученных результатов с другими экспериментальными данными и результатами расчётов будет приведено в Главе 3, посвящённой теории зарядки пылевых частиц.



**Рисунок 1.17** - Зависимости импульсов, приобретённых мелкими частицами, после пролёта крупной частицы от расстояния между мелкой частицей и треком крупной частицы при различных давлениях. На рисунках указаны давления, скорости падения крупных частиц и параметры аппроксимаций

**Таблица 1.2.** Результаты измерений зарядов частиц методом столкновений

Р, Па	V, см/с	$Z_1Z_2, 10^6$	$R_{scr}, \text{MM}$	$\varphi_s, \text{В}$	$Z_1, 10^3$	$Z_2, 10^3$
20	75	$23^{+16}_{-6}$	$0.16^{+0.14}_{-0.08}$	$2.9^{+0.9}_{-0.4}$	$1.8^{+0.5}_{-0.3}$	$13^{+4}_{-2}$
30	51	$17^{+15}_{-7}$	$0.15^{+0.15}_{-0.08}$	$2.5^{+0.9}_{-0.6}$	$1.5^{+0.6}_{-0.4}$	$11^{+4}_{-2.5}$
49	31	$13^{+6}_{-4}$	$0.09^{+0.11}_{-0.03}$	$2.2^{+0.5}_{-0.4}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$10^{+2}_{-2}$
51	29	$9.2^{+3}_{-2}$	$0.12^{+0.08}_{-0.05}$	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	$1.1^{+0.2}_{-0.1}$	$8.2^{+1.2}_{-1}$

### 1.5. Исследование пыле-акустических плазменных волн, самовозбуждающихся в плазменно-пылевых структурах в индукционном разряде

Данный раздел посвящён экспериментальному исследованию и аналитическому моделированию пыле-акустической неустойчивости в плазме радиочастотного индукционного разряда. Ранее пыле-акустические колебания в трёхмерных плазменно-пылевых системах исследовались в стратах разряда постоянного тока [58],[25],[59] и в анодном столбе Q-машины [23]. Использование высокочастотного индукционного разряда имеет то преимущество, что в таком разряде имеются более плавные пространственные распределения основных параметров фоновой плазмы, таких как концентрация и температура электронов в области завесания макрочастиц по сравнению с областью страты тлеющего разряда постоянного тока, а данные по распределению параметров плазмы и зарядам калиброванных пылевых частиц позволяют провести количественное сравнение экспериментов с теорией пыле-звуковых волн.

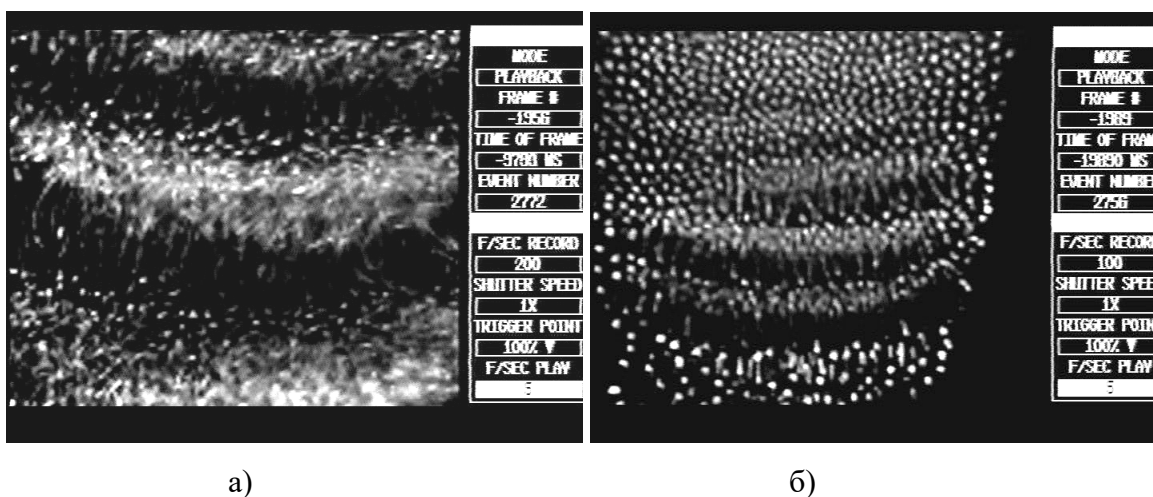
Эксперименты проводились при давлениях 10, 15, 20, 30 и 50 Па неона. В нижней части разряда формировались протяжённые плазменно-пылевые структуры после обильной засыпки частиц меламин-формальдегида диаметром 1.87 мкм. Как отмечалось ранее, в нижней части пылевой структуры присутствовал «хвост» из агломератов слипшихся частиц. От него избавлялись путем резкого уменьшения мощности разряда: когда нижняя граница свечения поднималась вверх на 5-10 мм, то верхняя часть облака, состоящая из сферических частиц, поднималась вслед за ним, а «хвост» структуры отрывался и оседал на дно разрядной трубки.

При всех указанных давлениях наблюдались периодические колебания концентрации пылевых частиц, имевшие вид волн, зарождавшихся в верхней части пылевого облака и распространявшихся вниз с возрастающей амплитудой. Видеосъёмка проводилась на частоте 200 кадров в секунду. Отдельные кадры, показывающие вид наблюдавшихся волн, представлены на Рисунке 1.18. Анализ видео изображений позволял определять частоту и пространственный период волн, а также оценивать концентрацию пылевых частиц в облаке. Полученные экспериментальные данные представлены в таблице 1.3.

Дисперсионное уравнение, описывающее линейные пыле-звуковые колебания в плазме, строится аналогично уравнению для ионно-звуковых колебаний, но с учётом вариации зарядов пылевых частиц [25].

$$1 + \frac{1 + \chi P_i}{\tilde{k}^2 + i\tilde{k}\tilde{E}} - \frac{\Omega_d^2}{\omega(\omega + i\eta)} = 0, \quad (1.7)$$

где  $\tilde{k} = kR_{Di}$ ,  $\tilde{E} = eER_{Di}/(k_B T_i)$ ,  $R_{Di}$  – ионный радиус Дебая,  $E$  – напряжённость электрического поля,  $T_i$  – температура ионов,  $k_B$ ,  $\omega$  – циклическая частота колебаний,  $P_i = Z_d n_d / n_i$ ,  $\Omega_d = eZ_d (\epsilon_0 m_d / n_d)^{-1/2}$  – пылевая плазменная частота,  $\eta$  – коэффициент вязкого трения частиц о газ, а  $\chi$  – параметр, равный логарифмической производной зависимости заряда пылевой частицы от отношения концентраций электронов и ионов. Здесь принято  $\chi \approx 0.3$ , что соответствует теории зарядки [6],[41],[42], использующей приближение ограниченных орбит [39],[40].



**Рисунок 1.18** - Автоволны в плазменно-пылевой структуре при 15 Па (а) и при 50 Па (б)

Коэффициент вязкого трения при низких давлениях газа определяется формулой Эпштейна [60]:

$$\eta = \frac{8\sqrt{2\pi M}}{3m_d \sqrt{RT}} a^2 P \left( 1 + \frac{\pi}{8} \delta \right), \quad (1.8)$$

где  $M$  – молярная масса газа,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – температура газа,  $a$  – радиус частицы,  $m_d$  – масса частицы,  $P$  – давление,  $\delta$  – коэффициент аккомодации, обычно близкий к 1.

В зоне формирования плазменно-пылевой структуры концентрация электронов меняется практически линейно с высотой, причём коэффициент наклона известен из зондовых измерений. В Таблице 1.1 он приведён в крайнем правом столбце. Температура электронов практически постоянна, что даёт связь поля амбиполярной диффузии с концентрацией электронов:

$$E = T_e \alpha / n_e, \quad (1.9)$$

где температура электронов выражена в электрон-вольтах, а  $\alpha = dn_e / dz$ . Концентрация ионов определяется из условия квазинейтральности:

$$n_i = n_e + Z_d n_d. \quad (1.10)$$

Температура ионов может быть записана как

$$T_i = T_g + \frac{2e}{9k_B} l_i E, \quad (1.11)$$

где  $T_g$  – температура газа,  $l_i$  – длина свободного пробега иона,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Предполагая, что волны возбуждаются на частоте с максимальным инкрементом нарастания, уравнения (1.7)-(1.11) позволяют получить данные о заряде пылевых частиц, концентрации электронов в зоне наблюдения и напряжённости электрического поля. Эти данные приведены в последних 4 столбцах Таблицы 1.3

**Таблица 1.3** Параметры пыле-акустических колебаний

$P$ , Па	$n_d$ , $10^4 \text{ см}^{-3}$	$k$ , $\text{мм}^{-1}$	$\omega$ , $\text{с}^{-1}$	$\eta$ , $\text{с}^{-1}$	$Z_d$ , $10^3$	$R_{Di}$ , мм	$E$ , В/см	$n_e$ , $10^8 \text{ см}^{-3}$
10	2.4	1.2	100	37	1.2	0.54	14	0.5
15	10	5.0	290	56	3.1	0.08	4.1	2.2
20	1.5	2.1	100	74	1.9	0.22	10	1.1
20	7	6.0	290	74	3.2	0.07	4.5	2.5
30	7	6.6	280	110	2.3	0.09	7.5	1.9
50	12	9.7	285	185	1.8	0.064	7.1	2.3
50	7	9.7	220	185	1.9	0.061	6	2.7

В таблице 1.3 использованы следующие обозначения:  $P$  – давление неона в разрядной трубке,  $n_d$  – концентрация пылевых частиц,  $k$  – волновой вектор,  $\omega$  – циклическая частота колебаний,  $\eta$  – коэффициент вязкого трения частиц о газ,  $Z_d$  – зарядовое число пылевой частицы,  $R_{Di}$  – ионный радиус Дебая,  $E$  – напряжённость электрического поля,  $n_e$  – концентрация электронов в облаке. Давление измерялось с точностью в 1 Па, концентрация пылевых частиц оценивалась по счётной плотности частиц на изображении и толщине лазерного «ножа» с погрешностью до 50%, волновой вектор и частота измерялись с погрешностью 10-15%, коэффициент трения рассчитывался по формуле Эпштейна (1.8) в предположении полной

аккомодации атомов на поверхности пылевых частиц, Остальные параметры, приведённые в таблице, оценивались исходя из сравнения измеренных параметров волн с величинами, рассчитанными по теории пыли-акустических колебаний. Ввиду того, что теория предполагает малую амплитуду колебаний, в то время как в эксперименте амплитуда колебаний была значительной (см. Рис. 1.18) и ввиду низкой точности измерений концентраций пылевых частиц погрешность определения заряда, радиуса Дебая, напряжённости поля и концентрации электронов была значительной, до фактора 2 раза. Тем не менее можно заметить, что заряды, определённые из анализа волн, в среднем в полтора раза больше зарядов, определённых из анализа столкновений частиц. Это различие можно отчасти объяснить тем, что в пыли-акустической волне присутствуют зоны с увеличенным электрическим полем, где происходит заметный разогрев ионов. Повышение кинетической энергии ионов уменьшает сечение захвата иона пылевой частицей и способствует увеличению отрицательного заряда частицы. Хотя периоды нахождения пылевой частицы в сильном поле чередуются с периодами её нахождения в слабом поле, средний заряд частицы может возрасти по сравнению с зарядом в поле умеренной напряжённости, где разогрев ионов несущественен.

С учётом сказанного, можно считать, что определённые из анализа автоколебаний заряды пылевых частиц и радиусы экранирования находятся в удовлетворительном согласии результатами определения зарядов частиц по методу столкновений, а теория пыли-звуковых колебаний, построенная по аналогии с ионно-звуковыми колебаниями, удовлетворительно описывает как факт самовозбуждения волн, так и их частоту и длину волны.

## Выводы

**Впервые наблюдалось образование упорядоченных структур в высокочастотном разряде индукционного типа** либо вблизи границы светящейся области разряда, если вводимая в разряд мощность была недостаточной для заполнения плазмой всей трубки, либо около дна разрядной трубки при большей мощности. В экспериментах с монодисперсными частицами из меламин-формальдегида (плотность  $1.51 \text{ г/см}^3$ ), частицы диаметром  $1.87 \text{ мкм}$  удерживались в плазме разряда в разрядной трубке внутренним диаметром  $27 \text{ мм}$  в гелии при давлениях не превышающих  $250 \text{ Па}$ , в неоне – до  $150 \text{ Па}$ , в аргоне - меньше  $50 \text{ Па}$ , в криптоне - меньше  $15 \text{ Па}$  и в ксеноне - меньше  $10 \text{ Па}$ . При умеренной мощности разряда пылевое облако располагалось на нижней границы свечения разряда вблизи оси трубки. Пылевые облака, сформированные в результате вброса калиброванных сферических частиц, были вытянуты вдоль оси трубки и имели структуру, состоящую из верхней округлой части и нижнего

вытянутого «хвоста» из вертикальных цепочек. Верхняя часть облака состояла из сферических частиц, в то время как нижняя из несферических агломератов. При засыпке частиц небольшими порциями, размер верхней части облака составлял 2-3 мм и медленно увеличивался с продолжением вброса частиц. При обильной, или длительной засыпке, верхняя часть пылевого облака увеличивалась в размере до 10-15 мм и состояла из частиц меньшего размера, чем основная фракция. **Наблюдалась сепарация частиц по размерам и уменьшение размера частиц во времени со скоростью 0.1-0.14 мм в секунду вследствие плазменного травления.**

**В разряде в неоне среднее геометрическое потенциалов сферических частиц диаметрами 1.8 мкм и 12.7 мкм составляла от 2 В при 50 Па до 3 В при 20 Па, что соответствует 0.5 – 0.75 от температуры электронов, выраженной в электрон-вольтах. В предположении независимости плавающего потенциала от размера частицы заряды, определённые из анализа столкновений, составляли от 1200 до 1800 элементарных зарядов на частицах диаметром 1.8 мкм и от 8000 до 13000 элементарных зарядов на частицах 12.7 мкм.**

**В разряде в неоне при давлениях до 50 Па в плазменно-пылевых структурах, получающихся при засыпке частиц диаметром 1.87 мкм, наблюдались самовозбуждавшиеся волны плотности, распространявшиеся сверху вниз. Частота колебаний составляла от 16 до 46 Гц (росла с увеличением размера облака), фазовая скорость находилась в пределах 2.2 – 8 см/с (менялась примерно обратно-пропорционально давлению). Анализ колебаний, на основании теории, аналогичной теории ионно-звуковых колебаний, даёт оценку зарядов частиц от 1200 до 3200 е, что с учётом значительной нелинейности колебаний находится в разумном согласии с результатами измерений зарядов методом столкновений.**

## Глава 2. Влияние столкновений ионов с нейтралами на заряды пылевых частиц в изотропной плазме

### Введение

Одним из важнейших параметров, определяющих свойства пылевой плазмы, является величина заряда пылевых частиц. Равновесный заряд определяется условием баланса потоков заряженных частиц на пылевую частицу. В условиях плазмы тлеющего разряда заряд определяется балансом потока электронов и положительно заряженных ионов. Достаточно малая, отрицательно заряженная пылевая частица в плазме низкого давления практически не возмущают функцию распределения электронов по скоростям (коллективное воздействие протяженного пылевого облака на электрическое поле разряда и, следовательно, на функцию распределения электронов в этом разделе не рассматривается). Поэтому при известной функции распределения электронов по скоростям расчёт потока электронов на частицу не представляет затруднений. Для описания потока ионов на малый притягивающий зонд в бесстолкновительной плазме применимо приближение ограниченных орбит (OML) [35]. Его обычно использовали и для расчетов зарядов пылевых частиц [6],[41],[42],[43],[44]. Однако, в условиях подавляющего большинства экспериментов по пылевой плазме столкновения ионов с нейтралами оказывают большое влияние на поток ионов на пылевую частицу, а следовательно, и на ее заряд. В [63] было показано, что в условиях приэлектродного слоя ВЧ разряда при типичных для экспериментов давлениях основной вклад в поток ионов на частицу вносят ионы, испытавшие столкновения с перезарядкой в окрестности пылевой частицы.

В условиях, при которых наблюдалось формирование пылевых структур в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока [15],[58] и в ВЧ разряде индукционного типа [28], скорость направленного движения ионов меньше тепловой скорости, а характерный масштаб изменения параметров невозмущенной частицами плазмы существенно превышает радиус Дебая. В связи этим представляет интерес исследование вопроса о влиянии столкновений ионов с нейтралами на зарядку уединенной пылевой частицы в пространственно однородной и изотропной плазме.

Можно оценить длину свободного пробега иона при которой бесстолкновительная теория перестает работать. Для простоты рассмотрим достаточно маленькую пылевую частицу с радиусом  $a \ll \lambda_D T_i / T_e$ , где  $\lambda_D = [e(n_e/T_e + n_i/T_i)/\epsilon_0]^{-1/2} = [(1/\lambda_{De})^2 + (1/\lambda_{Di})^2]^{-1/2}$  - радиус Дебая,  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $T_i$  и  $n_i$  – температура (в данной главе температуры будут выражаться в электрон-вольтах) и



концентрация электронов и ионов соответственно,  $e$  – заряд электрона. Для ионов, окружающих отрицательно заряженную частицу, потенциал поверхности которой равен  $\varphi_s$ , существует потенциальная яма, причем на расстояниях меньших  $\rho = a |\varphi_s| / T_i$  глубина этой ямы превышает тепловую энергию иона. Если ион, пролетая вблизи частицы, испытал столкновение с перезарядкой внутри сферы радиуса  $\rho$ , то у него очень мало шансов покинуть потенциальную яму. Большинство таких ионов попадут на частицу. Для оценки дополнительного потока ионов на частицу, обусловленного столкновениями, нужно умножить тепловой поток ионов через сферу радиуса  $\rho$  на вероятность их перезарядки при пролете через указанную сферу:

$$J \sim \pi \rho^2 v_i n_i \rho / l_i, \quad (2.1)$$

где  $v_i = \sqrt{\frac{8eT_i}{\pi m_i}}$  – средняя тепловая скорость движения ионов,  $l_i$  – длина свободного пробега ионов [37]. Сравним этот поток с ионным потоком на частицу, определяемым по формуле Ленгмюра в модели OML:

$$J_{OML} = \pi a^2 v_i n_i (1 - \varphi_s / T_i). \quad (2.2)$$

Из сопоставления видно, что поток ионов, обусловленный столкновениями, становится порядка потока ионов в OML приближении при  $l_i \sim a(\varphi_s / T_i)^2$ . Поскольку  $(e |\varphi_s|) \sim T_e$ , то при условиях, типичных для тлеющего разряда  $T_e / T_i \sim 100$ , величина  $l_i$  может существенно превышать не только радиус частицы, но и радиус Дебая ( $\lambda_D \approx \lambda_{Di} \sim 0.1$  мм). Так при  $a = 1$  мкм столкновения оказываются существенными уже при  $l_i \sim 10$  мм, что соответствует давлению порядка 1 Па. Оценка по формуле (3.1) носит весьма приближённый характер. Дело в том, что максимальный вклад в поток ионов на частицу дают столкновения на расстояниях  $\geq \rho$ . В самом деле, на расстояниях  $< \rho$  вероятность прихода иона на частицу  $P(r)$  близка к единице, а объём сферического слоя заданной толщины растёт как  $r^2$ .

Необходимость точного вычисления хода потенциала и концентраций ионов в области  $\varphi(r) \sim T_i$  для определения ионного тока при учёте столкновений требует достаточно сложных численных расчётов. Уже в ранних работах по численному моделированию пылевой плазмы успешно применялся метод частиц в ячейках с разыгрыванием столкновений методом Монте-Карло. В работах [64] и [65] были представлены самосогласованные расчёты зарядки частицы в облаке в плазме высокочастотного разряда. В обеих работах рассматривалась одна модельная ячейка Вигнера-Зейца со сферической пылевой частицей в центре и периодическими

граничными условиями, проводились самосогласованные расчёты функции распределения электронов во внешнем поле, распределения потенциалов внутри счётной ячейки и зарядов частиц. В этих расчётах исследовалась зависимость заряда частицы от параметра Хавнеса (отношения объёмной плотности заряда на пылевых частицах к плотности заряда свободных электронов) и радиуса Дебая, однако эти расчёты проводились при фиксированном давлении нейтрального газа, и влияние столкновений на величину зарядов частиц специально не исследовалась. Кроме того, эти расчёты проводились для не слишком малых отношений размеров частицы к радиусу Дебая ( $\geq 1/5$ ), в то время как наибольшее влияние столкновений на ионный ток следует ожидать при малых отношениях размера частицы к длине экранирования ( $a/\lambda_D \leq T_i/T_e$ ).

Таким образом, возникла задача исследовать влияние столкновений ионов с нейтралами на величину равновесного заряда пылевых частиц в широких диапазонах отношений размера частицы и длины свободного пробега ионов к радиусу Дебая для условий, типичных для газоразрядной плазмы низкого давления. Для возможности проведения большого количества расчётов был принят ряд упрощающих предположений. Предполагалось, что частица является уединённой, внешнее поле отсутствует (сферически-симметричная задача), электроны распределены по Больцману с заданной температурой и поток электронов на частицу определяется в соответствии с формулой для выпуклого зонда [66],[67],[68]:

$$I_e^P = \pi a^2 (8eT_e / (\pi m_e))^{1/2} n_{e0} \exp(\varphi_s / T_e), \quad (2.3)$$

где  $\varphi_s = \varphi(a)$  - потенциал поверхности частицы. Модель включала только столкновения ионов с нейтралами, соответствующие процессу перезарядки.

Основные результаты расчётов зарядов частиц и сравнение с экспериментальными данными приведены в работах {3,8-11,20,27} из списка работ автора.

## 2.1 Численное моделирование зарядки уединённой частицы при максвелловском распределении электронов

### 2.1.1 Описание численной модели

Расчет заряда пылевой частицы проводился в предположениях, которые обычно выполняются в условиях экспериментов с газоразрядной пылевой плазмой, а именно: рассматривалась изолированная частица сферической формы; поверхность частицы поглощала все попадающие на нее ионы и электроны и не эмитировала заряженные частицы; плазма предполагалась состоящей из электронов и однозарядных положительных ионов в собственном газе; длина свободного пробега электронов существенно превышала размер частицы, так что стоком электронов можно было пренебречь, а их распределение в пространстве считать равновесным; столкновения ионов с нейтралами описывались с помощью сечения резонансной перезарядки, которая играет основную роль в релаксации импульса ионов неона в собственном газе [66]. Столкновения ионов с ионами и электронами не учитывались, поскольку мала степень ионизации. Кроме того предполагалось, что невозмущенные функции распределения ионов и электронов являются максвелловскими, с температурами  $T_e$  и  $T_i$  соответственно, причем температура ионов принималась равной температуре нейтрального газа, возмущением которого со стороны ионов пренебрегалось.

Расчет распределения ионов в пространстве и их потока на частицу осуществлялся путем прямого численного моделирования движения каждого иона в рассматриваемой области в самосогласованном электрическом поле. Процедура расчета состояла в следующем. При некотором заданном начальном заряде пылевой частицы и заданном распределении ионов в сфере радиуса  $L$ , являющейся расчетной ячейкой, проводился расчет распределения концентрации электронов  $n_e(R)$  и электрического поля  $E(R)$ . Для этого численно решалась нижеприведенная система уравнений

$$n_e(R) = n_{e0} \exp(\varphi(R)/T_e) \quad (2.4)$$

$$\varphi(R) = \int_R^L E dr \quad (2.5)$$

$$E(R) = Q / (4\pi\epsilon_0 R^2), \quad (2.6)$$

где  $Q = e \left( N_i(R) - 4\pi \int_a^R n_e(r) r^2 dr - Z_d \right)$ ,  $N_i(R)$  - число ионов в сфере радиуса  $R$ ,  $Z_d$  - заряд

пылевой частицы в единицах зарядов электронов. Численное интегрирование осуществлялось с постоянным шагом  $h$ . При этом сохранялся массив  $Q_j$ , который использовался для расчётов электрического поля на произвольном радиусе.

При этом невозмущенная концентрация ионов  $n_{i0}$  задавалась, а невозмущенная концентрация электронов  $n_{e0}$  подбиралась такой, чтобы обеспечить электронейтральность расчетной ячейки

$$4\pi \int_a^L n_e(r) r^2 dr - N_i(L) + Z_d = 0. \quad (2.7)$$

На внешней границе расчетной ячейки потенциал принимался равным нулю.

Поступление ионов извне задавалось потоком

$$dN_i/dt = \pi L^2 n_{i0} (8eT_i / (\pi m_i))^{1/2}, \quad (2.8)$$

где  $m_i$  - масса иона.

Радиальная составляющая импульса  $p$  и абсолютная величина момента импульса  $J$  ионов, поступающих извне, задавались случайными числами с распределениями

$$W(p) \sim p \exp(-p^2 / (2m_i eT_i)) \quad (2.9)$$

$$W(M) \sim J \exp(-J^2 / (2L^2 m_i eT_i)), \quad (2.10)$$

которые соответствовали распределению Максвелла-Больцмана ионов на внешней границе ячейки.

Движение ионов в отсутствии столкновений описывается уравнениями

$$\frac{dp}{dt} = -eE + \frac{J^2}{m_i R^3}, \quad (2.11)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{p}{m_i}. \quad (2.12)$$

В конечных разностях уравнения (2.10) и (2.11) записываются как

$$p^{n+1} = p^n - \left( \frac{Q_{[R^n/h]}([R^n/h] + 1 - R^n/h) + Q_{[R^n/h]+1}([R^n/h] - R^n/h)}{(R^n + p^n \Delta t / (2m_i))^2} - \frac{J^2}{m_i (R^n + p^n \Delta t / (2m_i))^3} \right) \Delta t, \quad (3.13)$$

$$R^{n+1} = R^n + \frac{p^n + p^{n+1}}{2m_i} \Delta t, \quad (3.14)$$

где  $Q_j$  – массив, полученный при численном интегрировании (2.6) на предыдущем шаге пересчёта поля. Временной шаг, с которым вычислялось движение иона, зависел от положения иона. Если ион находился за пределами сферы  $0.1L$ , то шаг интегрирования траектории совпадал с заданным шагом пересчёта поля  $\tau$ , если он оказывался в пределах от  $0.01L$  до  $0.1L$ , то шаг  $\tau$  разбивался на 20 вложенных шагов, а если радиус иона был меньше  $0.01L$ , то на 400 вложенных шагов для более точного расчёта движения в неоднородном поле. В последнем случае, при каждом вычислении (2.14) проводилась проверка попадает ли ион внутрь пылевой частицы. Если это происходило, то  $Z_d$  уменьшался на единицу, а ион исключался из дальнейшего счёта и становился кандидатом на поступление в счётную ячейку извне, в соответствии с (2.8).

Алгоритм учета перезарядки ионов на нейтралах состоял в следующем. Для каждого иона за время, равное временному шагу итерации  $\Delta t$ , определялась вероятность его столкновения с атомом, имеющим случайные значения радиальной составляющей импульса и момента импульса (распределение атомов по скоростям предполагалось максвелловским). В конце каждого временного шага итерации бросался жребий и, в соответствии с вычисленной ранее вероятностью, радиальная составляющая импульса и момент импульса иона либо приобретали значения, распределённые в соответствии с (2.9) - (2.10) (с заменой  $L$  на  $R$ ), либо оставались без изменений. При расчетах использовалась зависимость сечения резонансной перезарядки от скорости в виде  $\sigma = 25 \overset{o}{A}^2 (1 - 0.057 \ln \varepsilon)^2$ , где энергия относительного движения  $\varepsilon$  измеряется в электрон-вольтах [70].

Изменение заряда  $Z_d$  производилось при пересечении каким-либо ионом поверхности частицы, а также при пересчете поля в заряд вводилась добавка, обусловленная потоком электронов на частицу

$$\Delta Z_d = \pi \alpha^2 (8eT_e / (\pi m_e))^{1/2} n_{e0} \exp(\varphi_s / T_e) \tau, \quad (2.15)$$

где  $\varphi_s = \varphi(a)$  - потенциал поверхности частицы. Расчет прекращался, когда заряд частицы выходил на стационарное значение, что эквивалентно равенству ионного и электронного потоков на частицу.

В случае идеальной плазмы, когда статистические флуктуации полей не существенны, потенциал поверхности пылевой частицы не меняется при таких согласованных изменениях размера частицы, давления газа и концентрации ионов, что отношения радиуса частицы к радиусу Дебая  $\lambda_D$  и длины свободного пробега иона (при любой заданной энергии) к  $\lambda_D$  остаются неизменными. Справедливость этой масштабной инвариантности была проверена в нескольких тестовых расчётах, проводившихся не столько для проверки такого свойства идеальной плазмы, сколько для проверки корректности работы программы и отсутствия влияния погрешностей дискретизации и округления на результаты расчётов. Увеличение концентрации ионов в  $K^2$  раз при одновременном уменьшении  $a$  и  $L$  в  $K$  раз и увеличении давления в  $K$  раз приводит к уменьшению количества ионов внутри счётной ячейки в те же  $K$  раз и соответствующему сокращению времени счёта. Этот приём аналогичен замене реальных частиц на крупные счётные частицы при стандартных вариантах метода частиц в ячейках. Следует отметить, что при таком масштабировании заряд частицы меняется в той же пропорции, что и радиус, а параметр неидеальности плазмы растёт как  $K^{2/3}$ . Условия допустимости масштабирования требуют, чтобы параметр неидеальности оставался существенно меньше единицы, а заряд  $Z_d \gg 1$ , чтобы его флуктуации не сказывались существенно на движение ионов. В наиболее интересном случае малых размеров пылевых частиц второе требование оказывается более жёстким. Практически, при расчётах выбирались такие концентрации ионов, чтобы при заданном отношении  $a/\lambda_D$  равновесный заряд частицы находился в пределах от 50 до 500 зарядов электронов. Усреднение по достаточно большим временам счёта позволяло обеспечить относительную ошибку определения потенциала поверхности частицы и её заряда, обусловленную статистическими флуктуациями, на уровне 3-5%.

### **2.1.2 Результаты моделирования**

Расчеты были проведены для плазмы неона при двух значениях температуры электронов  $T_e = 2.5$  и  $5$  эВ. Температура ионов принималась равной комнатной  $T_i = 0.025$  эВ. Радиус расчетной ячейки  $L$  выбирался таким образом, чтобы поток ионов на частицу был существенно меньше хаотического потока ионов (2.8), направленного внутрь расчетной ячейки. Радиус пылевой частицы варьировался в диапазоне  $(0.012 \div 0.24) \lambda_D$ . Приведённое давление неона менялось в пределах от  $P \cdot \lambda_D = 0$  до  $22$  Па·мм. Результаты расчетов представлены в Таблице 2.1 и

на Рисунках 2.1-2.3. На Рисунке 2.1, помимо результатов численного расчета по описанной выше модели, также приведены зависимости, соответствующие модели OML и гидродинамическому приближению для ионов.

Гидродинамическое приближение справедливо в случае, если  $l_i \ll \lambda_D$ ,  $l_i \ll a(|\varphi_s|/T_i)^{1/2}$  (длина свободного пробега иона  $l_i$  соответствует энергии столкновений, равной комнатной температуре 0.025 эВ и связана с давлением соотношением  $l_i=9\text{мм}/P[\text{Па}]$  ). Если, кроме того, размер пылевой частицы много меньше электронного радиуса Дебая (в рассматриваемых условиях  $\lambda_{De} \sim 10-14\lambda_D$ ), то ионный ток на частицу определяется формулой [39]

$$I_i = 4\pi a n_{i0} \mu_i \frac{-\varphi_s}{1 - (1 + \mu_i \varphi_s / (2a v_i)) \exp(\varphi_s / T_i)} \approx 4\pi a n_{i0} \mu_i (-\varphi_s), \quad (2.16)$$

где  $\mu_i$  - подвижность ионов, а потенциал частицы отрицательный и намного превышает температуру газа. Если давление все же не слишком велико и для электронного тока справедлива формула (2.15), то баланс ионного и электронного потоков на частицу приводит к уравнению:

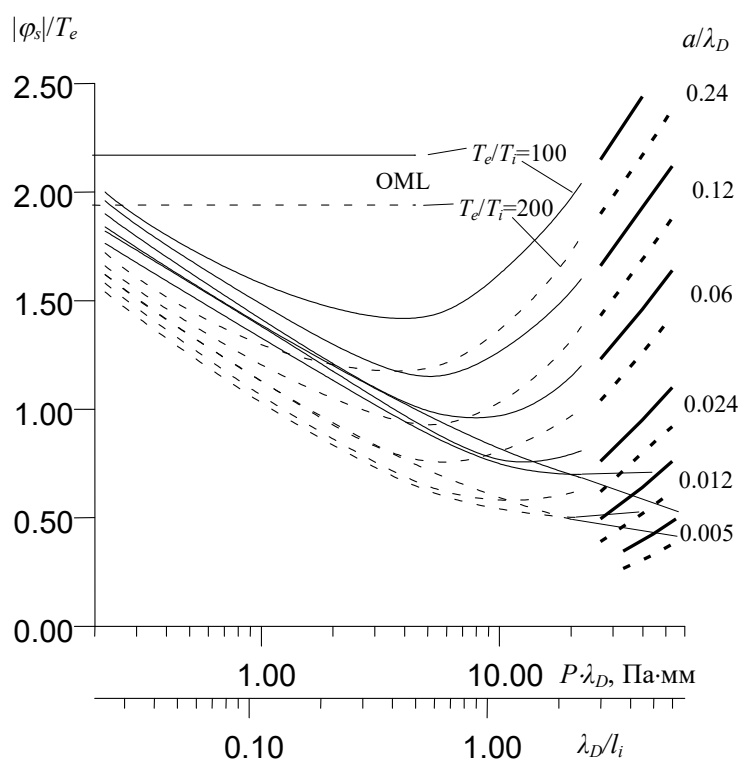
$$|\varphi_s| = a(eT_e / (2\pi\mu_i^2 m_e))^{1/2} \exp(\varphi_s / T_e). \quad (2.17)$$

Из Рисунка 2.1 видно, что при больших значениях параметра  $P\lambda_D$  результаты численного расчета хорошо согласуются с результатами расчета в гидродинамическом приближении. В тоже время, в бесстолкновительном пределе ( $P\lambda_D \rightarrow 0$ ) величина  $e|\varphi_s|/T_e$  стремится к значению, рассчитанному по модели OML. Связь потенциала поверхности частицы с ее зарядом приведена на Рисунке 2.2. Отметим, что для рассматриваемого диапазона значений параметра  $a/\lambda_D$  соотношение между  $-eZ_d$  и  $\varphi_s$  незначительно отличается от соотношения, соответствующего вакууму, и указанное отличие убывает с ростом значения параметра  $\lambda_D/l_i$ .

Из данных, представленных на Рисунке 2.1, видно, что столкновения ионов с нейтралами начинают влиять на потенциал пылевых частиц микронных размеров уже при давлении порядка нескольких Па, что соответствует длинам свободного пробега ионов порядка нескольких мм, т.е. существенно превышающим радиус Дебая. Пока длина свободного пробега остается больше, чем радиус Дебая, рост давления ведет к увеличению ионного тока и уменьшению заряда частицы. При переходе к гидродинамическому режиму, с ростом давления заряд на частице вновь начинает расти, поскольку уменьшается подвижность ионов.

**Таблица 2.1** - Результаты численных расчётов потенциалов поверхностей и удельных зарядов частиц

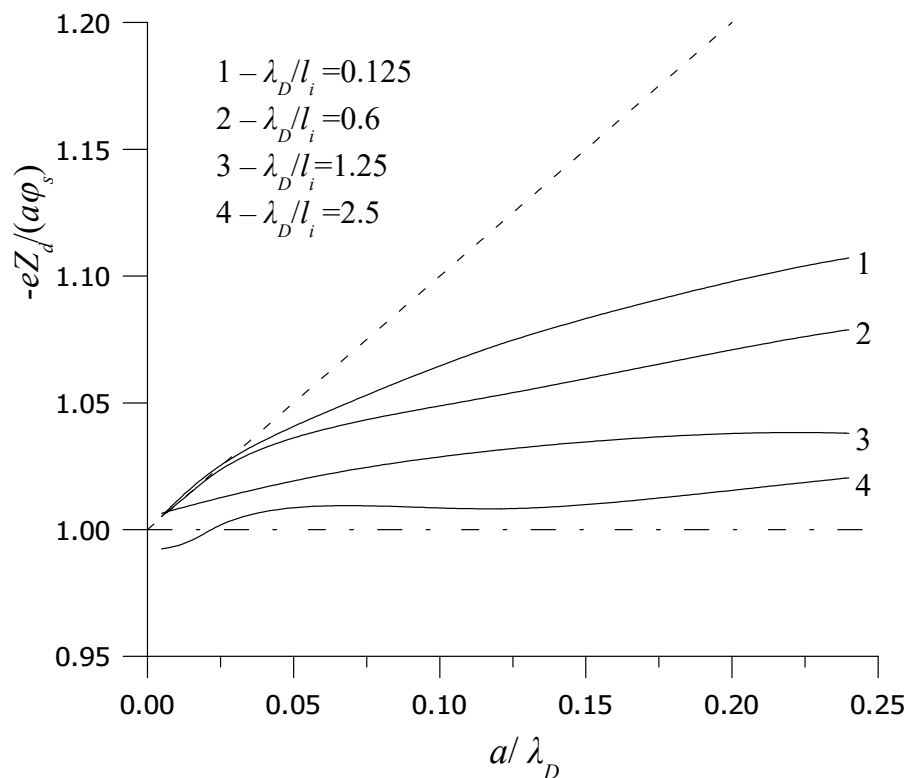
$a/\lambda_D$	0.0048	0.012	0.024	0.06	0.12	0.24						
$T_e=2.5$ эВ, $T=0.025$ эВ												
$P \cdot \lambda_D$ , Па·мм	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$	$-e\phi_s$ , В	$-Q/a$ , $e/\mu$
0			5,22	3640			5,4	3940			5,4	4320
0.22	4,6	3200	4,41	3080	4,55	3230	4,75	3500	4,9	3600	5,0	3810
1.1	3,4	2350	3,25	2280	3,38	2400	3,46	2540	3,64	2650	3,9	2910
5.5	2,37	1650	2,16	1500	2,21	1550	2,45	1720	2,88	2040	3,6	2560
11	2,0	1400	1,84	1300	1,9	1320	2,45	1700			4,16	2950
22	1,71	1200	1,75	1220	2,02	1400	3,0	2080	4,0	2780	5,1	3580
$T_e=5$ эВ, $T=0.025$ эВ												
0					9,6	6700			9,7	6880		
0.22	8,1	5640	7,7	5400	7,9	5580	8,1	5720	8,3	6020	8,6	6500
1.1	5,5	3820	5,0	3500	5,16	3650	5,5	3910	5,9	4250	6,4	4690
5.5	3,5	2420	3,04	2360	3,15	2210	3,78	2650	4,65	3260	6,0	4200
11					2,9	2020			5,3	3680		
22	2,4	1660	2,5	1740	3,13	2170	5,0	3470	6,9	4780	9,0	6250



**Рисунок 2.1** - Зависимости нормированного потенциала поверхности частицы от параметра  $P\lambda_D$  (или  $\lambda_D/l_i$ ), рассчитанные для частиц различного размера ( $a/\lambda_D = 0.24, 0.12, 0.06, 0.024, 0.012, 0.0048$ ) при  $T_e = 2.5$  эВ (сплошные кривые) и 5 эВ (штриховые кривые). OML приближение - горизонтальные прямые, гидродинамическое приближение - жирные линии.



Наличие столкновений приводит к слабой зависимости потенциала поверхности частицы от ее размера. В гидродинамическом пределе потенциал поверхности частицы монотонно растет (по модулю) с увеличением радиуса частицы (приблизительно логарифмически). Как следует из Рисунка 2.1 и оценок ионного потока, приведенных во введении, при низких давлениях для очень малых частиц ( $a/\lambda_D \ll T_i/T_e$ ) наблюдается обратная тенденция, так как для них поток ионов пропорционален кубу радиуса частицы, в то время как поток электронов пропорционален квадрату радиуса. Для частиц с  $a/\lambda_D \geq T_i/T_e$  (см. Рис. 2.1) абсолютная величина потенциала поверхности растет с ростом размера частицы, но с уменьшением радиуса частицы и давления эта зависимость ослабевает.

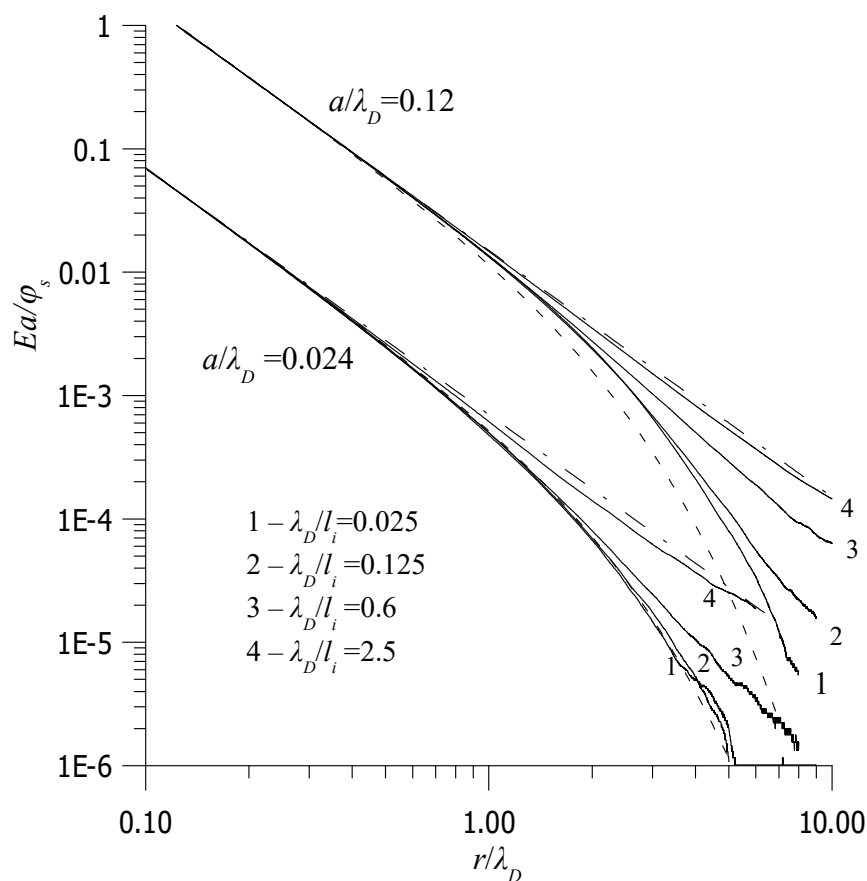


**Рисунок 2.2** - Связь заряда частицы с потенциалом поверхности при  $T_e = 2.5$  эВ. Штриховые линии – потенциал Дебая-Хюккеля, Штрих-пунктир – кулоновская связь, сплошные линии – интерполяции результатов численных расчётов.

На Рисунке 2.2 показана связь заряда частицы с потенциалом поверхности. Из него видно как по мере уменьшения длины свободного пробега ионов снижается эффект экранирования.

Из распределений электрического поля в окрестности частицы, представленных на Рисунке 2.3, следует, что в случае низких давлений и малых частиц распределение потенциалов близко к профилю потенциала Дебая-Хюккеля, несмотря на то, что предположения модели Дебая-Хюккеля о равновесности плазмы и малости потенциала не выполняются. Потенциал в

окрестности более крупной частицы при низких давлениях также может быть аппроксимирован экранированным потенциалом типа потенциала Юкава с некоторым эффективным радиусом экранирования, превышающим радиус Дебая приблизительно в  $(1+5 a/\lambda_D)$  раз. С ростом давления (увеличением параметра  $\lambda_D/l_i$ ) происходит переход к кулоновскому потенциалу, который соответствует полю амбиполярной диффузии на точечный сток в однородной плазме без ионизации с постоянной подвижностью ионов.



**Рисунок 2.3** - Распределение электрического поля в окрестности частицы при  $T_e = 2.5$  эВ. Сплошные линии – численные расчёты, штриховые линии – потенциал Дебая-Хюккеля, штрихпунктир – закон Кулона.

## 2.2 Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными

### 2.2.1 Сравнение с результатами измерений зарядов в индуктивно-связанной плазме

Сравнение результатов экспериментального определения зарядов частиц в диффузном крае индукционного разряда с результатами численного моделирования и расчётов в бесстолкновительном приближении приведены в Таблице 2.2 и на Рисунке 2.4.

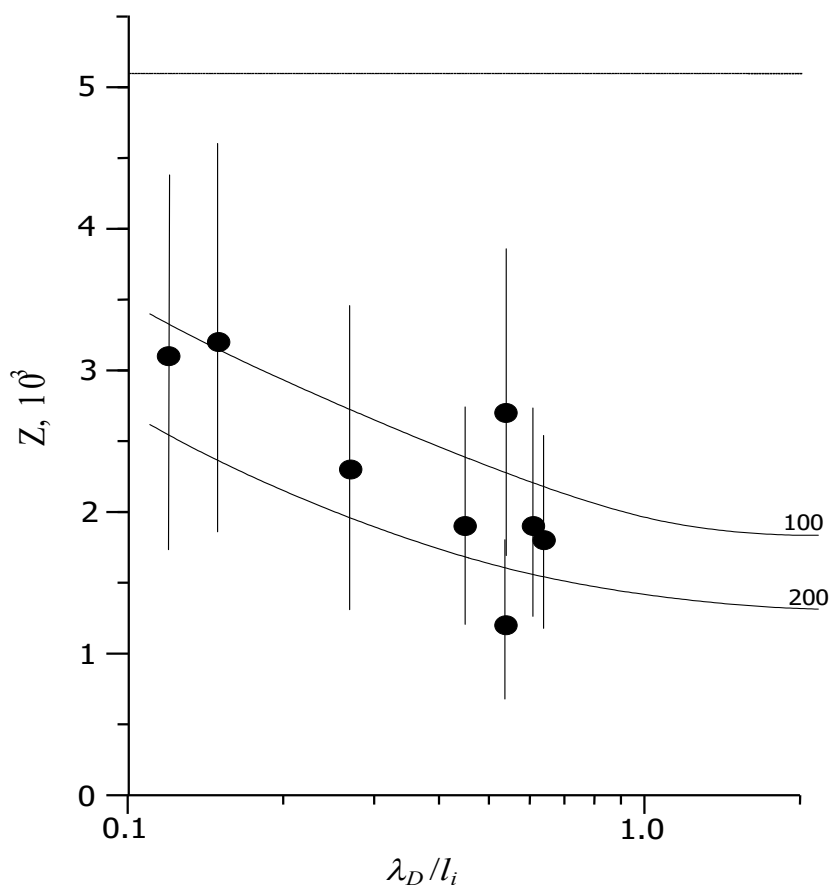
В Таблице 2.2 приведены результаты экспериментов определения зарядов по столкновениям падающих частиц с частицами плазменно-пылевой структуры, уже появлявшиеся в Главе 1, раздел 1.8, которые дополнены справочными данными по длине свободного пробега ионов  $l_i$ , параметрами плазмы, определёнными из зондовых измерений, также описанных в Главе 1, и расчётами произведений зарядов, рассчитанных в бесстолкновительном приближении (OML) и в численных расчётах по модели, описанной в текущей Главе, с учётом столкновений методом Монте-Карло (MC). Экспериментальные значения зарядов существенно меньше, чем рассчитанные по параметрам плазмы, причём расхождение с бесстолкновительным приближением особенно велико.

**Таблица 2.2** Заряды частиц в диффузном крае ВЧ разряда

$P$ , Па	$l_i$ , мм	$n_{es}$ , $10^8 \text{ см}^{-3}$	$T_e$ , эВ	$\lambda_{Di}$ , мм	$R_{scr}$ , мм (эксп.)	$Z_1 Z_2$ , $10^6$ (эксп.)	$Z_1 Z_2$ , $10^6$ (OML)	$Z_1 Z_2$ , $10^6$ (MC)
20	0.42	3	4.5	0.075	$0.16_{-0.08}^{+0.14}$	$23_{-6}^{+16}$	244	77
30	0.28	3	3.8	0.075	$0.15_{-0.08}^{+0.15}$	$17_{-7}^{+15}$	177	47
49	0.17	4	3.5	0.062	$0.09_{-0.03}^{+0.11}$	$13_{-4}^{+6}$	145	35
51	0.17	4	3.5	0.062	$0.12_{-0.05}^{+0.08}$	$9.2_{-2}^{+3}$	145	35

Заряды, определённые из анализа пыле-акустических волн (см. раздел 1.5), находятся в лучшем согласии с результатами численных расчётов, как видно из Рисунка 2.4.

На этом рисунке точками приведены результаты экспериментов из Таблицы 1.3 с погрешностями определения зарядов, сплошными линиями показаны аппроксимации расчетных значений из Таблицы 2.1, соответствующих  $a/\lambda_D=0.012$  и пересчитанных к температуре электронов 4 эВ. Отчётливо наблюдается уменьшение заряда с ростом «столкновительности» (отношения длины экранирования к длине свободного пробега ионов).



**Рисунок 2.4** - Зависимость заряда пылевой частицы от отношения радиуса Дебая к длине свободного пробега ионов; точки экспериментальные данные из таб.1.3, сплошные кривые – численные расчеты с учётом столкновений с нейтралами для двух отношений температур электронов и ионов: 100 и 200, горизонтальная линия – расчёт в приближении ограниченного орбитального движения (без столкновений), температура электронов принята равной 4 эВ.

### 2.2.2 Определение зарядов по скорости дрейфа макрочастиц в положительном столбе разряда постоянного тока

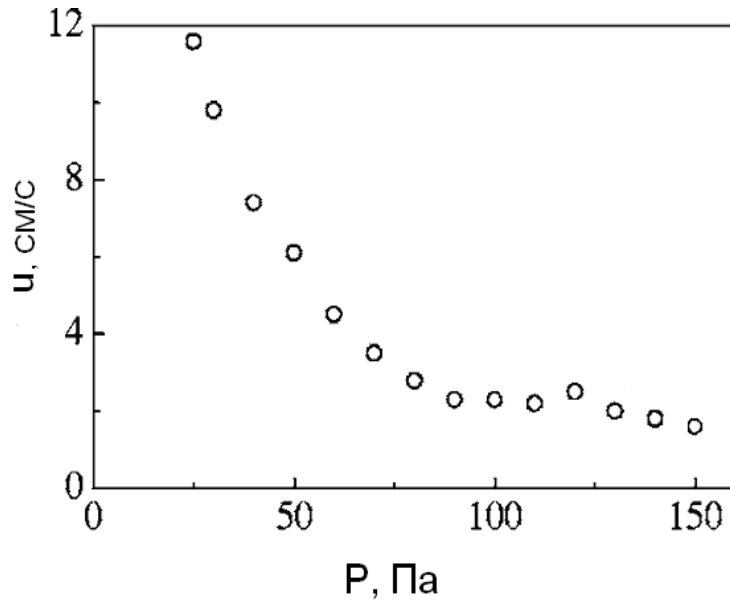
Другой способ определения зарядов пылевых частиц состоит в сравнении экспериментально измеренной скорости дрейфа пылевых частиц в положительном столбе разряда постоянного тока с расчётной скоростью при заданном заряде частицы. Скорость дрейфа определяется балансом электрической силы, силы ионного увлечения и силы трения о нейтральный газ. Электрическая сила равна  $eZE$ , где  $Z$  – зарядовое число частицы, а  $E$  – напряжённость электрического поля, сила трения о газ равна  $um_d\eta$ , где  $u$  – скорость дрейфа частицы относительно газа,  $m_d$  – масса частицы, а  $\eta$  определяется формулой (1.8), сила ионного увлечения определяется выражением [62]

$$F_{dr} = 4\pi\rho_0^2 v_T m_i J_i \Gamma(\beta), \quad (2.18)$$

где  $v_T = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}$  - тепловая скорость ионов,  $\rho_0 = \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 k_B T_i}$  - кулоновский радиус, соответствующий тепловой скорости иона,  $J_i$  - плотность потока ионов, а  $\Gamma(\beta)$  - численный коэффициент, зависящий от кулоновского параметра  $\beta = \frac{\rho_0}{\lambda_D}$ .

Исследование скорости дрейфа частиц в положительном столбе разряда постоянного тока проводилось на прототипе установки ПК-4 [45]. Скорости дрейфа частиц диаметром 1.2 микрона при различных давлениях неона при токе разряда 1 мА и в отсутствии потока газа представлены на Рисунке 2.5. Размеры пылевых облаков в радиальном направлении не превышали нескольких миллиметров, поэтому возмущением параметров разряда присутствием пылевого облака можно пренебречь. Концентрация электронов, напряжённость продольного поля, температуры электронов, необходимые для расчётов зарядов частиц, брались из зондовых измерений, результаты которых приведены в Таблице 2.3

При проведении зондовых измерений на прототипе установки ПК-4 использовалась схема с двумя зондами (сделанными из молибденовой проволоки), один из которых был неподвижным, имел длину рабочего участка 5 мм и диаметр 100 мкм, и использовался для привязки к потенциалу плазмы в некоторой точке (ток через опорный зонд менялся в процессе измерений не более чем на 0.5 мкА, что могло изменить потенциал зонда относительно плазмы не более чем на 0.2 В) и подвижный зонд, перемещавшийся вдоль разрядной трубки (диапазон перемещений составлял 14 см). Держатель подвижного зонда, представлявший собой стеклянную трубку наружным диаметром 1.8 мм располагался в непосредственной близости от стенки разрядной трубки для минимального возмущения разряда. Конец держателя был изогнут и переходил в остеклованную часть зонда, заканчивающуюся рабочим участком, как показано на Рисунке 2.6. Диаметр остеклованного участка не превышал 250 мкм, а рабочий участок длиной 4.2 мм имел диаметр  $32 \pm 4$  мкм.



**Рисунок 2.5** - Скорости дрейфа сферических частиц  $\varnothing 1.2$  мкм в разряде постоянного в неоне при токе 1 мА

Для определения концентрации и средней энергии электронов использовалась электронная ветвь зондовой характеристики. Значение потенциала пространства находилось по положению излома на первой производной тока по напряжению с погрешностью  $\pm 1$  В. Концентрация электронов вычислялась по измеренной первой производной тока зонда по напряжению  $I'$ , согласно формуле

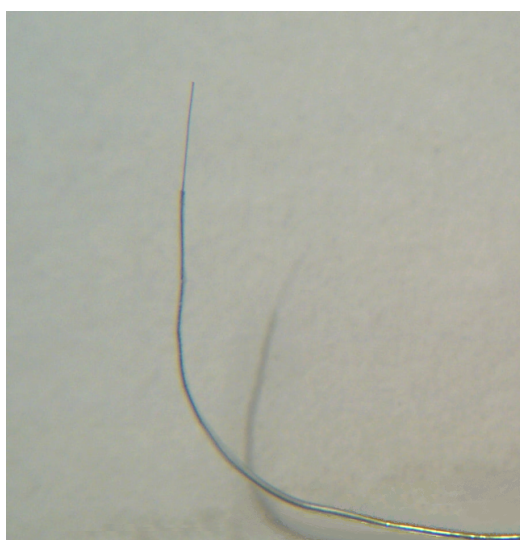
$$n = -\frac{m_e^{1/2} 2^{3/2}}{e^{3/2} S} \int_0^\infty I'' u^{1/2} du = \frac{m_e^{1/2} 2^{3/2}}{e^{3/2} S} \int_0^\infty (I' - I'(\infty)) du^{1/2} = \frac{4.22 \cdot 10^{13}}{S} \int_0^\infty (I' - I'(\infty)) du^{1/2} \text{ (СИ)}, \quad (2.19)$$

где  $I'(\infty)$  означает значение производной, обусловленное ионным током, оцениваемое по вольт-амперной характеристике,  $m_e$  — масса электрона,  $S$  — площадь поверхности рабочего участка зонда,  $u$  — потенциал зонда относительно потенциала пространства. Вычисление интеграла (2.19) осуществлялось методом трапеций. Аналогичным образом находилась и средняя энергия электронов, в соответствии с формулой

$$\bar{\epsilon} = e \frac{\int_0^\infty I'' u^{3/2} du}{\int_0^\infty I'' u^{1/2} du} = 3e \frac{\int_0^\infty (I' - I'(\infty)) u du^{1/2}}{\int_0^\infty (I' - I'(\infty)) du^{1/2}}. \quad (2.20)$$

**Таблица 2.3** - Параметры плазмы разряда постоянного тока в неоне.

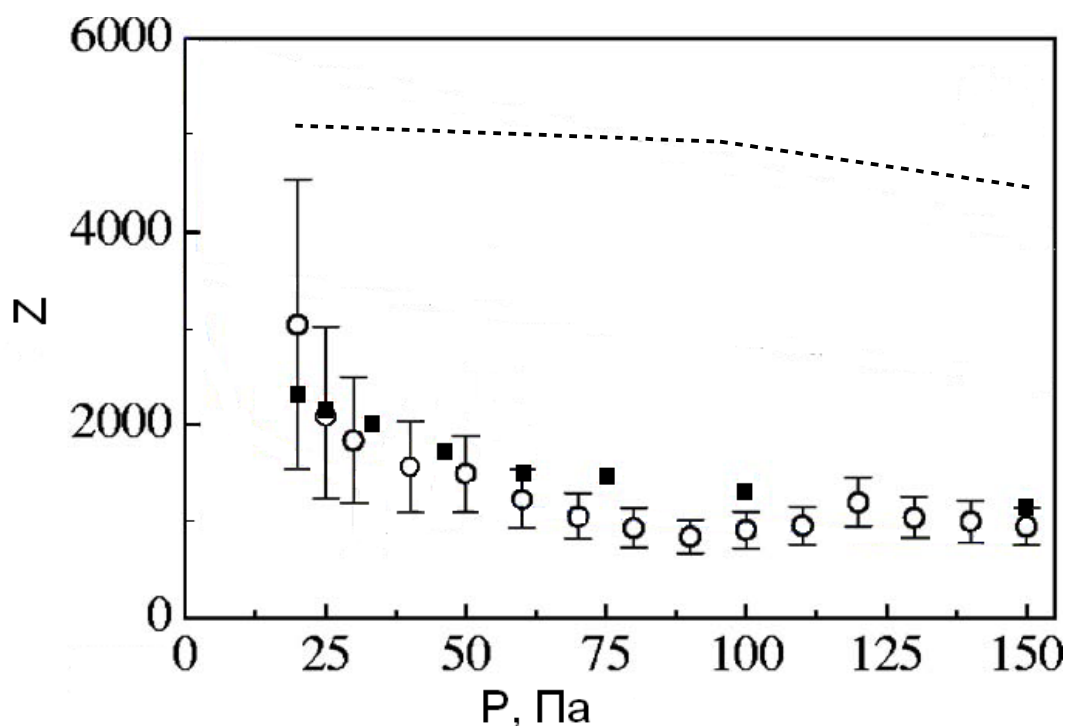
Давление, Па	ток разряда, мА	$n_e$ , $10^8 \text{ см}^{-3}$	$\langle \varepsilon_e \rangle$ эВ	Продольное поле разряда, В/см
20	1	1.6	11	2.15
	2	3.5	12	2.05
40	1	2.2	11	2.2
	2	3.6	12	2.15
60	1	3.0	11	2.2
	2	4.8	11	2.1
100	1	5.3	11	2.0
	2	9.7	10	2.1
200	1	11	8.2	1.75
	2	12	7.2	2.0
250	1	8.7	8.6	1.9
	2	15	7.1	1.75
400	1	9.7	7.8	2.0
	2	15.6	5.9	1.9



**Рисунок 2.6** - Фотография рабочего участка подвижного зонда.

Концентрация ионов определялась из условия квазинейтральности, при этом плотность пылевых частиц была оценена по счётной плотности частиц и толщине лазерного ножа как  $10^5 \text{ см}^{-3}$ . Результаты определения зарядов частиц по скорости дрейфа и полученные в численных расчётах по представленной здесь модели приведены на Рисунке 2.7.

Погрешность определения зарядов по скорости дрейфа определяется в основном погрешностями зондовых измерений параметров плазмы. При небольших давлениях сила ионного увлечения играет важную роль, что увеличивает неопределённость в величине заряда до 40%, с ростом давления вклад силы ионного увлечения уменьшается, и погрешность в заряде определяется точностью измерения электрического поля (10%) и скорости дрейфа (5%). Наблюдается неплохое согласие измеренных зарядов с расчётными. Систематическое завышение зарядов в численном моделировании, особенно заметное в Таблице 2.2 и на Рисунке 2.7 при давлениях  $>50$  Па, можно объяснить эффектом отражения электронов от поверхности частицы, который в данных расчётах не учитывался.



**Рисунок 2.7** - Зависимость зарядов частиц, измеренных (кружки) и полученных в численном моделировании (квадраты), от давления. Пунктирной линией показаны расчёты в приближении ограниченных орбит.

## Выводы

В результате теоретического исследования процессов зарядки пылевых частиц в слабоионизованной плазме низкого давления показано, что **столкновения ионов с нейтральными атомами приводят к существенному уменьшению плавающего потенциала малой частицы вследствие увеличения потока ионов**. В типичных для газового разряда условиях заряд частиц уменьшается в от 2 до 4 раз по сравнению с бесстолкновительной теорией. Экспериментальные данные о зарядах пылевых частиц в плазме тлеющих разрядов подтверждают результаты расчётов.



# Глава 3 Ионный ток на малый сферический притягивающий зонд в слабоионизованной изотропной плазме с учётом столкновений

## Введение

В описанных в предыдущем разделе расчётах, определялся равновесный потенциал поверхности и заряд частицы в предположении распределения Максвелла-Больцмана электронов по скоростям с двумя заданными температурами. В газоразрядной плазме распределение электронов по скоростям обычно является не равновесным. Оно может быть рассчитано или измерено при помощи зонда Ленгмюра. Поэтому стоит задача расчёта зарядов пылевых частиц при произвольном распределении электронов по скоростям. Для этого необходимо решить уравнение вида

$$I_i(\varphi_s) = I_e(\varphi_s), \quad (3.1)$$

где  $I_i(\varphi_s)$  – зависимость ионного тока от потенциала поверхности частицы, а  $I_e(\varphi_s)$  – алогичная зависимость для электронного тока. В пренебрежении стока электронов, ток электронов на выпуклый отталкивающий зонд в изотропной плазме даётся выражением [66],[67]:

$$I_e(\varphi) = e \sqrt{\frac{2}{m_e}} S (1 - R_e) \int_{-e\varphi}^{\infty} f_e(w) (w + e\varphi) dw, \quad (3.2)$$

где  $S$  – площадь поверхности зонда,  $R_e$  – коэффициент отражения электронов, а функция распределения электронов по энергиям  $f_e$  нормирована условием  $\int f_e(w) w^{1/2} dw = n_e$ . Коэффициент отражения электронов зависит от материала и структуры поверхности частицы. В случае чистой металлической поверхности коэффициент отражения не превышает нескольких процентов [67], а в случае диэлектрических поверхностей коэффициент отражения может достигать десятков процентов [69] и должен браться из эксперимента. В расчётах, где это особо не оговорено, отражением электронов пренебрегалось, т.е. принималось  $R_e = 0$ . Если зависимость электронного тока от потенциала известна, то для нахождения плавающего потенциала необходимо знать зависимость ионного тока от потенциала зонда.

Расчёты методом Монте-Карло требуют больших затрат машинного времени и не эффективны при проведении систематических расчётов для большого числа значений

нескольких параметров. В этом случае более эффективным является какой-либо итерационный метод решения кинетического уравнения для ионов, совместно с уравнением Пуассона, позволяющий использовать полученное ранее решение для некоторого набора параметров в качестве хорошего начального приближения для решения, соответствующего небольшому изменению одного из параметров. Кроме того отдельный интерес представляет исследование профилей потенциалов на больших расстояниях от частицы, где его спад имеет степенной характер и определяется стоком ионов на частицу. Флуктуации числа частиц, неизбежные в методе частиц в ячейке, приводят к статистическим флуктуациям электрических полей, что затрудняет исследование области далёких расстояний и слабых полей. Нестатистические методы решения кинетического уравнения имеют здесь существенное преимущество.

Недостатком прямого решения кинетического уравнения является необходимость использования упрощенных интегралов столкновений. Для ионов в слабоионизованной плазме широко используется кинетическое уравнение с интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука

$$\mathbf{v} \nabla_r f_i + \frac{e}{m_i} \mathbf{E} \nabla_v f_i = -\nu (f_i - n_i f_0), \quad (3.3)$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость иона,  $e$  – элементарный заряд,  $m_i$  – масса иона,  $\mathbf{E}$  – электрическое поле,  $\nu$  – частота столкновений,  $f_0$  – равновесная функция распределения для единичной концентрации частиц,  $n_i$  – концентрация ионов в данной точке. Такое уравнение и было использовано для расчётов зависимости ионного тока от потенциала зонда. Приближение постоянства частоты столкновений оправданно тем, что основное влияние на ионный ток в случае малого размера зонда оказывают столкновения на расстояниях, где потенциал имеет порядок тепловой энергии ионов, а следовательно скорости ионов не сильно отличаются от скоростей нейтральных атомов.

Описание модели и результатов расчётов представлены в работах {12} и {21} из списка работ автора, результаты расчётов также использованы в работах {18,19}.

### 3.1 Решение кинетического уравнения

В случае сферически симметричной задачи в качестве независимых переменных удобно выбрать радиальную пространственную координату  $r$ , полную энергию иона  $W$  и абсолютную величину момента импульса относительно начала отсчёта  $J$ . Тогда стационарное кинетическое уравнение (3.3) записывается как

$$v_r \frac{\partial f_i(W, J)}{\partial r} = -v(f_i(W, J) - n_i F_0) \quad (3.4)$$

где функция распределения ионов  $f_i$  рассматривается как функция полной энергии  $W = m_i v^2 / 2 + e\varphi(r)$  и момента импульса  $J$ , равновесная функция распределения

$$F_0 = \left( \frac{m_i}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{W - e\varphi(r)}{T} \right) \quad (3.5)$$

является функцией распределения Максвелла с температурой нейтральных атомов  $T$  (в данной главе будут использованы энергетические единицы для температуры, чтобы не писать всюду постоянную Больцмана), а  $v$  - частота столкновений ионов с нейтралами (считается постоянной). Концентрация ионов,

$$n_i(r) = \frac{4\pi}{m_i^3} \int_{e\varphi}^{\infty} dW \int_0^{2(W - e\varphi)m_i r^2} \frac{dJ^2}{r^2} \frac{f_i(W, J)}{v_r}, \quad (3.6)$$

где радиальная компонента скорости

$$v_r = \pm \sqrt{2(W - e\varphi)/m_i - J^2/(m_i r)^2}. \quad (3.7)$$

В безразмерных переменных  $w = W/T$ ,  $\psi = e\varphi/T$ ,  $\tilde{r} = r/\lambda_{Di}$ ,  $\tilde{r}_p = r_p/\lambda_{Di}$  - безразмерный радиус зонда,  $y = J^2/(Tm_i\lambda_D^2)$ ,  $\tilde{v} = v\lambda_D/\sqrt{T/m_i} = (v/\omega_{pi})(\lambda_D/\lambda_{Di})$ ,

$$f = \left( \frac{2\pi T}{m_i} \right)^{3/2} \frac{f_i}{n_i(\infty)}, \quad n = n_i/n_i(\infty) \text{ уравнения (3.4)-(3.7) имеют вид}$$

$$\tilde{v}_r \frac{\partial f(w, y)}{\partial \tilde{r}} = -\tilde{v} (f(w, y) - n \tilde{F}_0) \quad (3.8)$$

$$\tilde{F}_0(\tilde{r}) = \exp(\psi(\tilde{r}) - w) \quad (3.9)$$

$$n(\tilde{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\psi(\tilde{r})}^{\infty} dw \int_0^{2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2} \frac{dy}{\tilde{r}^2} \frac{f(w, y)}{\tilde{v}_r} \quad (3.10)$$

$$\tilde{v}_r = \sqrt{2(w - \psi(\tilde{r})) - y/\tilde{r}^2}. \quad (3.11)$$

Решение уравнения (3.8) находим интегрированием вдоль траекторий. При этом необходимо отдельно рассмотреть случаи, когда уравнение  $2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2 - y = 0$  относительно переменной  $\tilde{r}$  имеет одно решение  $\tilde{r} = r_{\min}$  и два решения  $\tilde{r} = r_{\min}, \tilde{r} = r_{\max}$  ( $r_{\min} < r_{\max}$ ), а также случаи  $r_{\min} > \tilde{r}_p$  и  $r_{\min} \leq \tilde{r}_p$ .

Предположим, имеется только одно решение и  $r_{\min} > \tilde{r}_p$ , тогда ион может попасть из точки  $\tilde{r}'$  в точку  $\tilde{r}$  по путям, схематически изображенным на Рисунке 3.1 (а) при  $\tilde{r}' < \tilde{r}$  и (б) при  $\tilde{r}' > \tilde{r}$ .



Рисунок 3.1 - Возможные траектории ионов с ближней точкой возврата

В этом случае

$$f(\tilde{r}) = \tilde{v} \cdot \left( \exp(-S(r_{\min}, \tilde{r})) \int_{r_{\min}}^{\tilde{r}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \operatorname{ch}(S(r_{\min}, \tilde{r}')) dr' + \operatorname{ch}(S(r_{\min}, \tilde{r})) \int_{\tilde{r}}^{\infty} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \exp(-S(r_{\min}, \tilde{r}')) d\tilde{r}' \right), \quad (3.12)$$

где

$S(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2) = \tilde{v} \int_{\tilde{r}_1}^{\tilde{r}_2} \frac{d\tilde{r}}{\tilde{v}_r(\tilde{r})}$  (произведение частоты столкновений на время пути иона от  $\tilde{r}_1$  до  $\tilde{r}_2$  по орбитальной траектории в отсутствии столкновений).

При  $r_{\min} \leq \tilde{r}_p$  возможен только «прямой» путь от  $\tilde{r}'$  к  $\tilde{r}$  и

$$f(\tilde{r}) = 0.5 \tilde{v} \cdot \left( \int_{\tilde{r}_p}^{\tilde{r}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \exp(-S(\tilde{r}', \tilde{r})) d\tilde{r}' + \int_{\tilde{r}}^{\infty} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \exp(-S(\tilde{r}, \tilde{r}')) d\tilde{r}' \right). \quad (3.12 \text{ а})$$

При наличии двух решений  $r_{\min}, r_{\max}$  и при  $r_{\min} \leq \tilde{r}_p$  возможные траектории приведены на Рисунке 3.2.

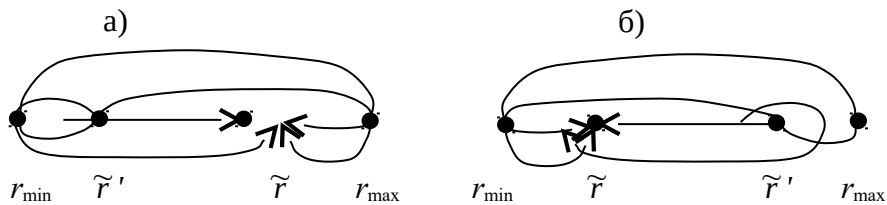


**Рисунок 3.2** - Возможные траектории ионов с дальней точкой возврата

Этому случаю соответствует решение

$$f(\tilde{r}) = \tilde{v} \cdot \left( \text{ch}(S(\tilde{r}, r_{\max})) \int_{\tilde{r}_p}^{\tilde{r}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \exp(-S(\tilde{r}', r_{\max})) d\tilde{r}' + \exp(-S(\tilde{r}, r_{\max})) \int_{\tilde{r}}^{r_{\max}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \text{ch}(S(\tilde{r}', r_{\max})) d\tilde{r}' \right). \quad (3.12 \text{ б})$$

Наконец, при  $r_{\min} > \tilde{r}_p$  возможны траектории изображенные на Рисунке 3.2, а также получаемые из них добавлением любого числа замкнутых петель от  $r_{\min}$  до  $r_{\max}$ , как показано на Рисунке 3.3.



**Рисунок 3.3** - Возможные траектории ионов с двумя точками возврата

Суммирование по замкнутым траекториям дает множитель

$N(r_{\min}, r_{\max}) = \exp(-S(r_{\min}, r_{\max})) / (1 - \exp(-2S(r_{\min}, r_{\max})))$ . В итоге получается

$$f(\tilde{r}) = 2\tilde{v} N(r_{\min}, r_{\max}) \left( \operatorname{ch}(S(\tilde{r}, r_{\max})) \int_{r_{\min}}^{\tilde{r}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \operatorname{ch}(S(r_{\min}, \tilde{r}')) d\tilde{r}' + \right. \\ \left. \operatorname{ch}(S(r_{\min}, \tilde{r})) \int_{\tilde{r}}^{r_{\max}} \frac{\tilde{F}_0(\tilde{r}') n(\tilde{r}')}{\tilde{v}_r(\tilde{r}')} \operatorname{ch}(S(\tilde{r}', r_{\max})) d\tilde{r}' \right). \quad (3.12\text{в})$$

Случай, когда уравнение  $2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2 - y = 0$  имеет 3 решения ( $r_1 < r_2 < r_3$ ), распадается на область финитного движения между  $r_1$  и  $r_2$ , где  $f(\tilde{r})$  даётся выражением (3.12в) и область инфинитного движения  $\tilde{r} > r_3$ , где работает выражение (3.12а).

Для полного решения уравнения (3.8) необходимо найти концентрацию ионов  $n(\tilde{r})$ . Концентрация ионов получается интегрированием по фазовому объёму

$$n(\tilde{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\psi(\tilde{r})}^{\infty} dw \int_0^{2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2} dy \frac{f(w, y, \tilde{r})}{\tilde{r}^2 \sqrt{2(w - \psi(\tilde{r})) - y/\tilde{r}^2}}, \quad (3.13)$$

откуда следует интегральное уравнение для  $n(\tilde{r})$

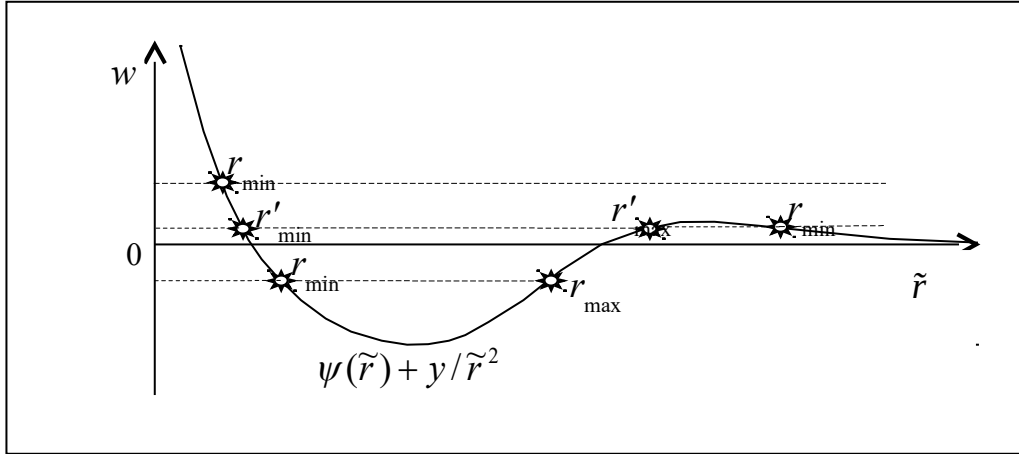
$$n(\tilde{r}) = \int_{\tilde{r}_p}^{\tilde{r}} K(\tilde{r}, \tilde{r}') n(\tilde{r}') d\tilde{r}' + \int_{\tilde{r}}^{\infty} K(\tilde{r}', \tilde{r}) n(\tilde{r}') \frac{\tilde{r}'^2}{\tilde{r}^2} \exp(\psi(\tilde{r}') - \psi(\tilde{r})) d\tilde{r}', \quad (3.14)$$

где

$$K(\tilde{r}, \tilde{r}') = (2\pi)^{-1/2} \int_{\psi(\tilde{r})}^{\infty} dw \int_0^{\min(2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2, 2(w - \psi(\tilde{r}'))\tilde{r}'^2)} dy \frac{\tilde{r}' \exp(\psi(\tilde{r}') - w) P(\tilde{r}, \tilde{r}', w, y)}{\tilde{r} \sqrt{2(w - \psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2 - y} \sqrt{2(w - \psi(\tilde{r}'))\tilde{r}'^2 - y}}$$

$$P(r, r', w, y) = \begin{cases} v \cdot \operatorname{ch}(S(r, r_{\max})) \exp(-S(r', r_{\max})) \theta(r_{\max} - r) & w < 0; 2(w - \psi(\tilde{r}_p))\tilde{r}_p^2 - y \geq 0 \\ \frac{v \cdot \exp(-S(r_{\min}, r_{\max}))}{1 - \exp(-2S(r_{\min}, r_{\max}))} \operatorname{ch}(S(r, r_{\max})) \operatorname{ch}(S(r_{\min}, r')) \theta(r' - r_{\min}) \theta(r_{\max} - r) & w < 0; 2(w - \psi(\tilde{r}_p))\tilde{r}_p^2 - y < 0 \\ 0.5 v \cdot \exp(-S(r', r)) & w \geq 0; 2(w - \psi(\tilde{r}_p))\tilde{r}_p^2 - y \geq 0 \\ v \cdot \exp(-S(r_{\min}, r)) \operatorname{ch}(S(r_{\min}, r')) \theta(r' - r_{\min}) + \\ \frac{v \cdot \exp(-S(r'_{\min}, r'_{\max}))}{1 - \exp(-2S(r'_{\min}, r'_{\max}))} \operatorname{ch}(S(r, r'_{\max})) \operatorname{ch}(S(r'_{\min}, r')) \theta(r' - r'_{\min}) \theta(r'_{\max} - r') & w \geq 0; 2(w - \psi(\tilde{r}_p))\tilde{r}_p^2 - y < 0 \end{cases}$$

$\theta$  означает  $\theta$ -функцию Хевисайда (единичную ступеньку), обозначения  $r_{\min}$ ,  $r_{\max}$ ,  $r'_{\min}$  и  $r'_{\max}$  иллюстрируются Рисунком 3.4.



**Рисунок 3.4** - Схема профиля эффективного потенциала для радиального движения и границы доступных областей.

Физический смысл  $P(r, r', w, y)$  состоит в вероятности достижения ионом расстояния  $r$  без промежуточных столкновений при условии, что ион испытал столкновение на расстоянии  $r'$  и приобрёл при этом энергию  $w$  и момент импульса  $y$ .

При проведении численных расчетов с использованием уравнения (3.14) возникли проблемы, связанные с тем, что даже незначительная относительная погрешность в концентрации ионов, обусловленная погрешностями численных интегрирований, приводит к появлению заметного объёмного заряда на больших расстояниях от зонда, где должно выполняться условие квазинейтральности плазмы. Для устранения этой проблемы уравнение (3.14) интегрированием по частям было преобразовано к виду:

$$\int_{\tilde{r}}^{\infty} G_1(\tilde{r}, \tilde{r}') \frac{\partial(\exp(\psi(\tilde{r}') - \psi(\tilde{r}))n(\tilde{r}'))}{\partial \tilde{r}'} d\tilde{r}' - \int_{\tilde{r}_p}^{\tilde{r}} G_2(\tilde{r}, \tilde{r}') \frac{\partial(\exp(\psi(\tilde{r}') - \psi(\tilde{r}))n(\tilde{r}'))}{\partial \tilde{r}'} d\tilde{r}' = n(\tilde{r}_p) G_3(\tilde{r}) \quad (3.15)$$

где

$$G_1(\tilde{r}, \tilde{r}') = \int_{\psi(\tilde{r}')}^{\infty} \exp(\psi(\tilde{r}) - w) dw \int_0^{\min(2\tilde{r}^2(w - \psi(\tilde{r})), \tilde{r} < \tilde{r}')} dy \begin{cases} \frac{\exp(-S(\tilde{r}, \tilde{r}_{\max})) \text{sh}(S(\tilde{r}', \tilde{r}_{\max}))}{\sqrt{2\tilde{r}^2(w - \psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} < \infty, y \leq 2\tilde{r}_p^2(w - \psi(\tilde{r}')) \\ \frac{\exp(-S(\tilde{r}, \tilde{r}'))}{2\sqrt{2\tilde{r}^2(w - \psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} = \infty, y \leq 2\tilde{r}_p^2(w - \psi(\tilde{r}_p)) \\ \frac{\text{ch}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r})) \text{sh}(S(\tilde{r}', \tilde{r}_{\max}))}{\text{sh}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}_{\max})) \sqrt{2\tilde{r}^2(w - \psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} < \infty, y > 2\tilde{r}_p(w - \psi(\tilde{r}_p)) \\ \frac{\exp(-S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}')) \text{ch}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}))}{\sqrt{2\tilde{r}^2(w - \psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} = \infty, y > 2\tilde{r}_p(w - \psi(\tilde{r}_p)) \end{cases}$$

$$G_2(\tilde{r}, \tilde{r}') = \int_{\psi(\tilde{r})}^{\infty} \exp(\psi(\tilde{r}) - w) dw \int_0^{\min(2\tilde{r}^2(w-\psi(\tilde{r})), \tilde{r}' < \tilde{r})} dy \begin{cases} \frac{\exp(-S(\tilde{r}', \tilde{r}_{\max})) \operatorname{sh}(S(\tilde{r}, \tilde{r}_{\max}))}{\sqrt{2\tilde{r}^2(w-\psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} < \infty, y \leq 2\tilde{r}_p^2(w-\psi(\tilde{r}')) \\ \frac{\exp(-S(\tilde{r}', \tilde{r}))}{2\sqrt{2\tilde{r}^2(w-\psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} = \infty, y \leq 2\tilde{r}_p^2(w-\psi(\tilde{r}_p)) \\ \frac{\operatorname{ch}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}')) \operatorname{sh}(S(\tilde{r}, \tilde{r}_{\max}))}{\operatorname{sh}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}_{\max})) \sqrt{2\tilde{r}^2(w-\psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} < \infty, y > 2\tilde{r}_p^2(w-\psi(\tilde{r}_p)) \\ \frac{\exp(-S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r})) \operatorname{ch}(S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}'))}{\sqrt{2\tilde{r}^2(w-\psi(\tilde{r})) - y}}, & \tilde{r}_{\max} = \infty, y > 2\tilde{r}_p^2(w-\psi(\tilde{r}_p)) \end{cases}$$

$$G_3(\tilde{r}) = \int_{\psi(\tilde{r})}^{\infty} \exp(\psi(\tilde{r}_p) - w) dw \int_0^{2(w-\psi(\tilde{r}_p))\tilde{r}_p^2} dy \begin{cases} \frac{\exp(-S(\tilde{r}_p, \tilde{r}_{\max})) \operatorname{ch}(S(\tilde{r}, \tilde{r}_{\max}))}{\sqrt{2(w-\psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2 - y}}, & \tilde{r}_{\max} < \infty \\ \frac{\exp(-S(\tilde{r}_p, \tilde{r}))}{2\sqrt{2(w-\psi(\tilde{r}))\tilde{r}^2 - y}}, & \tilde{r}_{\max} = \infty \end{cases}$$

$$= G_2(\tilde{r}, \tilde{r}_p) \cdot \exp(\psi(\tilde{r}_p) - \psi(\tilde{r}))$$

Численное решение уравнения (3.15) совместно с уравнением Пуассона в предположении, что электроны распределены по Больцману, а ионы — однозарядные:

$$\frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( \tilde{r}^2 \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \psi(\tilde{r}) \right) = \exp(\psi(\tilde{r})\tau) - n(\tilde{r}), \quad (3.16)$$

где  $\tau = T/T_e$ , находилось итерациями по схеме

$$\tilde{n}^{(1)}(\tilde{r}) = \tilde{n}^{(0)}(\tilde{r}) + g(\tilde{r}) \left( G_3(\tilde{r}) \tilde{n}^{(0)}(\tilde{r}_p) - \int_{\tilde{r}}^{\infty} G_1(\tilde{r}, \tilde{r}') \frac{\partial (\exp(\psi(\tilde{r}') - \psi(\tilde{r})) (\tilde{n}^{(0)}(\tilde{r}') + 1))}{\partial \tilde{r}'} d\tilde{r}' + \int_{\tilde{r}_p}^{\tilde{r}} G_2(\tilde{r}, \tilde{r}') \frac{\partial (\exp(\psi(\tilde{r}') - \psi(\tilde{r})) (\tilde{n}^{(0)}(\tilde{r}') + 1))}{\partial \tilde{r}'} d\tilde{r}' \right), \quad (3.17)$$

где  $\tilde{n} = n - 1$ , а  $g(\tilde{r})$  — произвольная весовая функция, подбираемая для обеспечения наиболее быстрой сходимости итераций. В большинстве расчётов использовалась  $g(\tilde{r}) = (-\psi(r_p))^{0.25} \exp(-\tilde{r} \tilde{v}) / \tilde{r}$ .

Уравнение Пуассона-Больцмана (3.16) было линеаризовано:

$$\frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( \tilde{r}^2 \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \psi(\tilde{r}) \right) - \psi(\tilde{r})\tau = \exp(\psi(\tilde{r})\tau) - 1 - \psi^{(0)}(\tilde{r})\tau - \tilde{n}(\tilde{r}), \quad (3.18)$$

где  $\psi^{(0)}(\tilde{r})$  — распределение потенциалов, полученное на предыдущем шаге итерации. Решение такого уравнения, стремящееся к 0 на бесконечности, дается формулой:



$$\psi^{(1)}(\tilde{r}) = \tau \frac{\exp(-\tilde{r})}{\tilde{r}} \left( \text{const} + \int_{\tilde{r}}^{\infty} d\tilde{r}' \exp(2\tilde{r}') \int_{\tilde{r}'}^{\infty} d\tilde{r}'' \{ \tilde{r}'' \exp(-\tilde{r}'') (\exp(\psi^{(0)}(\tilde{r}'')\tau) - \psi^{(0)}(\tilde{r}'')\tau - 1 - \tilde{n}(\tilde{r}'') \} \right), \quad (3.19)$$

константа подбиралась, исходя из потенциала частицы, который считался фиксированным. В качестве начального приближения для уравнений (3.18) и (3.19) использовались профили концентраций и потенциалов, полученные для предыдущего потенциала зонда, либо постоянная концентрация ионов и кулоновский потенциал для начального расчёта с новыми параметрами зонда и плазмы. Безразмерный поток ионов  $\tilde{I} = I / (e r_p^2 n_i(\infty) \sqrt{T/m_i})$  вычислялся по формуле

$$\tilde{I} = \sqrt{8\pi} \frac{\tilde{v}}{\tilde{r}_p^2} \int_{\tilde{r}_p}^{\infty} (\tilde{n}(\tilde{r}) + 1) G_2(\tilde{r}_p, \tilde{r}) \tilde{r} d\tilde{r}. \quad (3.20)$$

При проведении численных расчётов использовались сетки - равномерная по  $w$ :  $w_k = k \cdot hE$ , неравномерная фиксированная по  $\tilde{r}$ :  $\tilde{r}_i = i^2 hr$  и адаптивная по  $y$ :  $y_{j,k} = 2 \cdot (k \cdot hE - \psi(\max\{\tilde{r}_j, \tilde{r}_p\})) \cdot j^4 hr^2$ . Шаг по энергии составлял 0.1, а число узлов по радиусу составляло от 180 до 320 (размер счётной ячейки был не менее 5 радиусов Дебая и 3 длин свободного пробега ионов). Для вычисления интегралов вида  $\int_a^b \frac{F(x)}{\sqrt{Q(x)}} dx$  использовалась формула

$$\int_a^b \frac{F(x)}{\sqrt{Q(x)}} dx \approx \sum_{i=i_a}^{i_b-1} \frac{F(x_i) + F(x_{i+1})}{\sqrt{Q(x_i)} + \sqrt{Q(x_{i+1})}} (x_{i+1} - x_i), \quad (3.21)$$

точная, в случаях  $F = \text{const}$ ,  $Q = ax + b$ , или  $F = ax + b$ ,  $Q = \text{const}$ . Особо выделялся случай (3.12в) (рисунок 3.3) с  $r_{\min} \approx r_{\max}$ , когда траектория движения иона близка к круговой. В этом случае вероятность столкновения за пол периода  $S(\tilde{r}_{\min}, \tilde{r}_{\max}) \approx \pi \tilde{v} \tilde{r}^2 / \sqrt{y}$ , а  $S(\tilde{r}, \tilde{r}') \approx |\alpha| \tilde{v} \tilde{r}^2 / \sqrt{y}$ , где  $\alpha = \arcsin((2\tilde{r} - \tilde{r}_{\max} - \tilde{r}_{\min}) / (\tilde{r}_{\max} - \tilde{r}_{\min})) - \arcsin((2\tilde{r}' - \tilde{r}_{\max} - \tilde{r}_{\min}) / (\tilde{r}_{\max} - \tilde{r}_{\min}))$ .

Итерационный процесс останавливался, когда изменение тока на зонд после N и 2N шагов итераций не превышало 2%.

### 3.2 Результаты расчётов

Для исследования влияния электронной температуры на ионный ток были проведены расчёты в предположении  $T_e=T$ ,  $T_e=25T$  и  $T_e=100T$ . Результаты расчётов вольт-амперных характеристик приведены на Рисунке 3.5 и в Таблице 3.1. В Таблице 3.1 приведены значения нормированных потоков согласно модели OML ( $J_{OML}$ ), которые не зависят от размера зонда (при принятой нормировке) и соответствуют отсутствию столкновений, и полученные в результате численных расчётов при различных частотах столкновений ионов с нейтрами. На Рисунке 3.5 показаны вольт-амперные характеристики для различных температур электронов (относительно температуры нейтрального газа и ионов). Из графиков видно, что при фиксированном потенциале на зонде и достаточно малом размере зонда (по сравнению с радиусом Дебая) ионный ток слабо зависит от температуры электронов и стремится к пределу при увеличении температуры электронов.

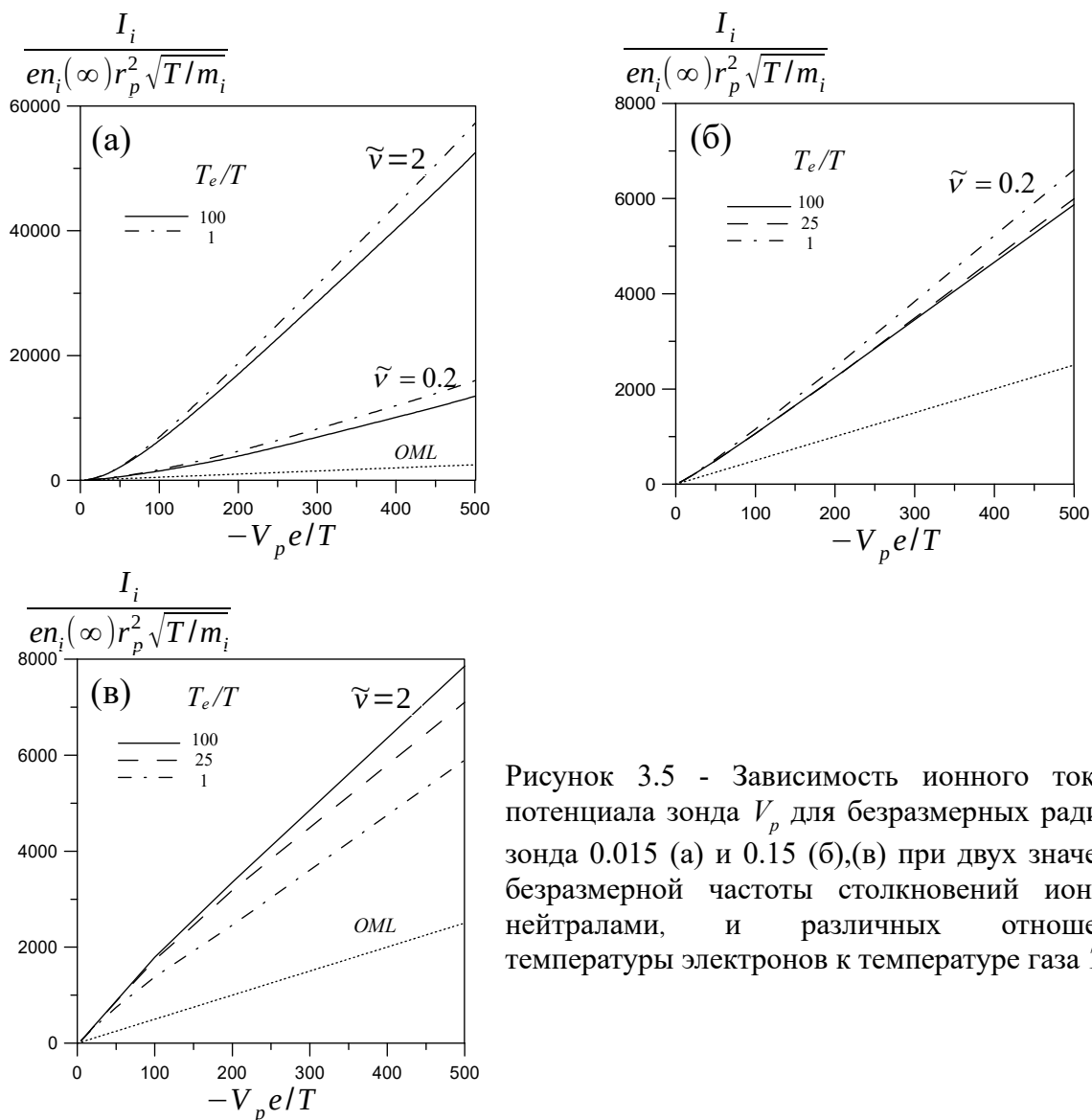


Рисунок 3.5 - Зависимость ионного тока от потенциала зонда  $V_p$  для безразмерных радиусов зонда 0.015 (а) и 0.15 (б),(в) при двух значениях безразмерной частоты столкновений ионов с нейтрами, и различных отношениях температуры электронов к температуре газа  $T_e/T$ .

Расчёты для других значений безразмерной частоты столкновений и для промежуточного размера зонда были проведены в предположении  $T_e/T=100$ , но есть все основания полагать, что полученные результаты справедливы и для других отношений температур, а также и для неравновесных функций распределения электронов по скоростям, при условии, что средняя энергия электронов достаточно велика по сравнению с температурой нейтрального газа.

Влияние столкновений на ионный ток удобно описывать поправкой  $K$  к току, в отсутствие столкновений, даваемому теорией OML  $I=I_{OML}(1+K)$ . Зависимости этой поправки от потенциала зонда и частоты столкновений представлены на Рисунке 3.6.

В пределе больших частот столкновений справедливо приближение радиального движения. В рамках этого приближения при постоянной подвижности ионов поток ионов на сферический зонд даётся выражением (2.16). С использованием безразмерных величин его можно переписать в виде

$$\tilde{I}_h = \frac{-4\pi eV_p}{\tilde{v}\tilde{r}_p T} \quad (3.22)$$

(предполагается, что  $V_p/T \ll -1$ , так что  $\left| \left( 1 + \frac{\sqrt{2\pi} V_p}{T\tilde{r}_p\tilde{v}} \right) \exp\left(\frac{V_p}{T}\right) \right| \ll 1$ )

В качестве аппроксимации, хорошо описывающей результаты расчётов и дающую асимптотику (3.22) при  $\tilde{v} \rightarrow \infty$  можно взять следующую зависимость

$$K = \frac{-\tilde{V}_p \tilde{r}_p \tilde{v}}{0.07 + 2\tilde{r}_p + 2.5\tilde{r}_p \tilde{v} - (0.27 \tilde{r}_p^{1.5} + 0.8 \tilde{r}_p^2 \tilde{v}) \tilde{V}_p - 0.4 \tilde{V}_p^2 \tilde{r}_p^2 \tilde{v}^2 / (1 - 0.4 \tilde{r}_p \tilde{v})} \quad (3.23)$$

В этой формуле  $\tilde{V}_p = eV_p/T$ . Сплошные кривые на графиках, приведённых на Рисунке 3.6, соответствуют данной аппроксимации.

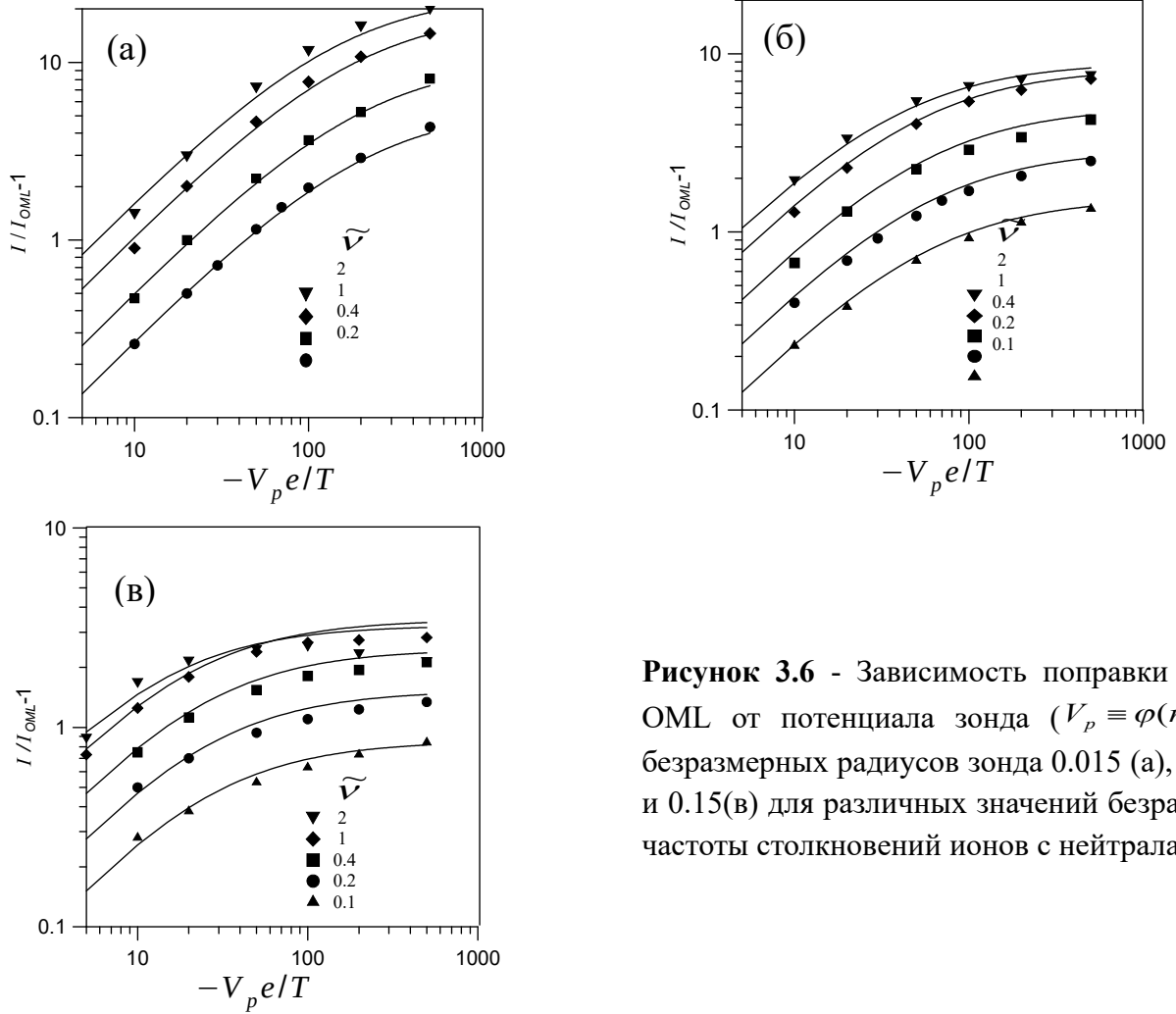
**Таблица 3.1** - Результаты расчётов ионного тока на сферический зонд (в единицах  $er_p^2 n_i(\infty) \sqrt{T/m_i}$ )

	$r_p \rightarrow$	0,015		0,15		0,015		0,15		0,015			
$\tilde{v} \rightarrow$	0	0,2	2,0	0,2	2,0	0,2	2,0	0,2	2,0	0,2	0,4	1,0	2,0
$-eV_p/T$	$I_{OML}$	$T_e/T=1$				$T_e/T=25$				$T_e/T=100$			
5	30,1			39,2	56,2			39,1	56,5	34,0			
10	55,2	74,0	132,5	82,7	142,7	70,0	82,1	146,6	69,4	81,1	104,8	132,3	
20	105	165	425	184	307	153	179	325	153	210,5	316,9	416	
50	256	600	2195	529	749	571	496	871	267				
100	506	1708	6950	1159	1381	1503	1063	1736	571	823	1439	2095	
200	1008	4674	18735	2457	2457	3880	2236	3182	1503	2354	4435	6361	
500	2512	15980	57200	6601	5899	13500	5999	7103	3880	6288	11839	17019	
<i>Продолжение</i>													
	$r_p \rightarrow$	0,03	0,05				0,15						
$\tilde{v} \rightarrow$	0	0,1	0,1	0,2	0,4	1,0	2,0	0,1	0,2	0,4	1,0	2,0	
$-eV_p/T$	$I_{OML}$	$T_e/T=100$											
5	30,1					49,6						52,0	56,5
10	55,2		67,8	77,2	92,1	126,3	161,6	70,6	82,7	96,5	124,1	147,2	
20	105	139	145	178	242	346	453	145	179	223	294	331	
30	155			298									
50	256	407	432	570	830	1289	1623	391	496	649	867	882	
100	506	952	972	890	1970	3240	3807	825	1063	1423	1853	1792	
200	1008	2267	2146	1367	4433	7325	8182	1743	2247	2962	3768	3355	
500	2512	7007	5902	3083	13236	20645	21398	4621	5877	7836	9594	7861	

В литературе часто используется другая аппроксимация [71],[72],[73] для предела редких столкновений, имеющая более наглядный физический смысл, а именно

$$J_{kin} = J_{OML} + v n_i \frac{4\pi}{3} R_c^3, \quad (3.24)$$

где  $J_{OML} = n_i \sqrt{8\pi T/m_i} (1 - V_p/T)$  - бесстолкновительный ток, даваемый теорией OML, а  $R_c$  – эффективный радиус сферы, внутри которой столкновения ионов с нейтралами приводят к захвату иона и последующему падению его на зонд. По порядку величины  $R_c$  соответствует расстоянию, на котором потенциальная энергия иона сравнивается с температурой газа [37], [85],[71],[74].



**Рисунок 3.6** - Зависимость поправки к току OML от потенциала зонда ( $V_p \equiv \varphi(r_p)$ ) для безразмерных радиусов зонда 0.015 (а), 0.05 (б) и 0.15(в) для различных значений безразмерной частоты столкновений ионов с нейтрами  $\tilde{\nu}$ .

Считая распределение электрического потенциала вокруг зонда близким к потенциалу Юкава с длиной экранирования  $\lambda_{scr}$ , можно получить оценку  $R_c \approx \lambda_{scr} \ln(1 - eV_p r_p / (T \lambda_{scr}))$  [75]. С учётом зависимости  $\lambda_{scr}$  от размера частицы (Рис. 2.2), уравнение для потока ионов в кинетическом режиме (3.24) принимает вид

$$J_{kin} = J_{OML} + v n_i \frac{4\pi}{3} \left( c (\lambda_D + 5r_p) \ln(1 - eV_p r_p / (T \lambda_D)) \right)^3, \quad (3.25)$$

где  $c$  – численная константа, подбираемая для согласия с численными расчётами. Для интерполяции между предельными выражениями (3.22) и (3.25) в работах [72],[73] предлагается формула

$$J = \left( J_{kin}^\beta + J_h^\beta \right)^{1/\beta}, \quad (3.26)$$

где  $J_h$  дается выражением (2.16). Неплохое согласие с представленными здесь расчётами получается при  $c = 0.65$  и  $\beta = -0.6$ . Сопоставление аппроксимации (3.26) с этими значениями

численных констант и результатов численных расчётов приведено на Рисунке 3.13. Видно, что аппроксимация (3.26) удовлетворительно описывает результаты расчётов, хотя и несколько хуже, чем аппроксимация (3.23).

Отдельный интерес представляет исследование распределения электрических потенциалов на больших расстояниях от зонда, важное для правильного описания взаимодействия заряженных пылевых частиц в плазме на расстояниях, значительно превышающих радиус Дебая. Наличие степенных хвостов в квази-нейтральной области плазмы обусловлено рекомбинацией плазмы на поверхности зонда и наличием потоков плазмы на зонд. При отсутствии столкновений, распределение потенциалов в квази-нейтральной плазме спадает как  $1/r^2$  [76],[77]. Столкновения нарушают такую зависимость и на расстояниях, значительно превышающих длину свободного пробега ионов, потенциал спадает как  $1/r$  [78],[79],[80] и определяется уравнением амбиполярной диффузии плазмы на точечный сток:

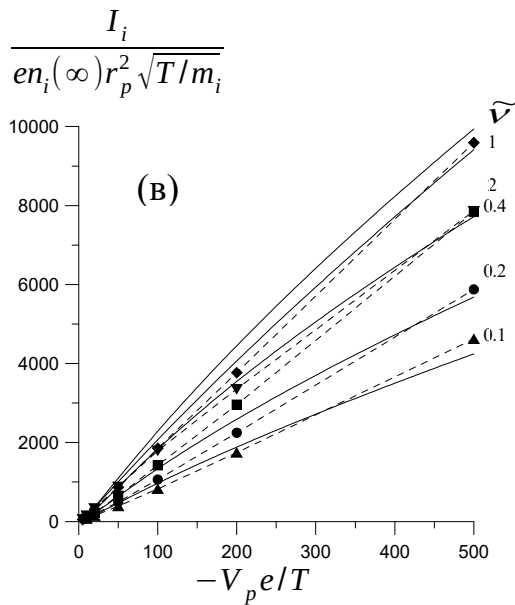
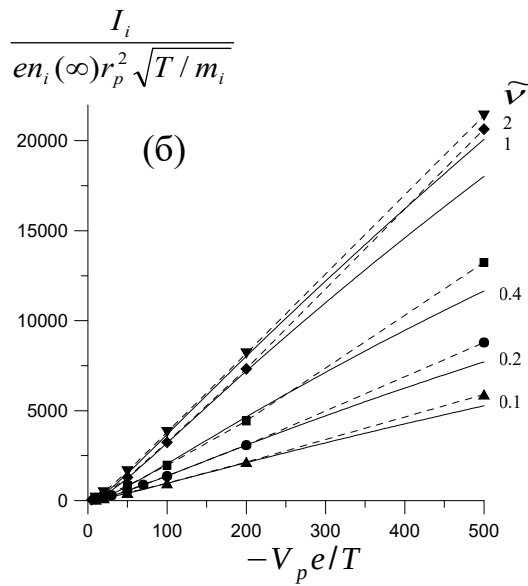
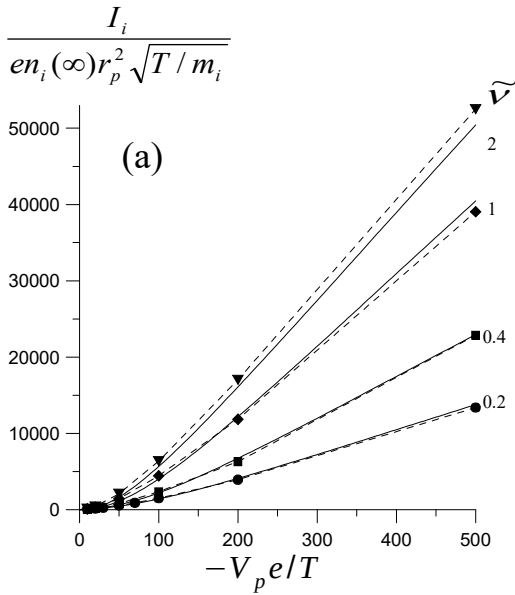
$$\varphi = -\frac{I_i T T_e}{4\pi e D_i r (T + T_e)} = -\tilde{v} \left( \frac{I_i}{4\pi r_p^2 \sqrt{T/m_i}} \right) \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}} \frac{T/e}{1 + T/T_e}. \quad (3.27)$$

В распределениях потенциалов, полученных в результате расчётов, наблюдался выход на соответствующие асимптоты, что представлено на Рисунке 3.8, где штриховые и различные штрихпунктирные линии соответствуют численным расчётам для параметров, указанных на вставках; тонкие сплошные прямые линии соответствуют уравнению (3.27), пунктиры – потенциалу Дебая-Хюккеля.

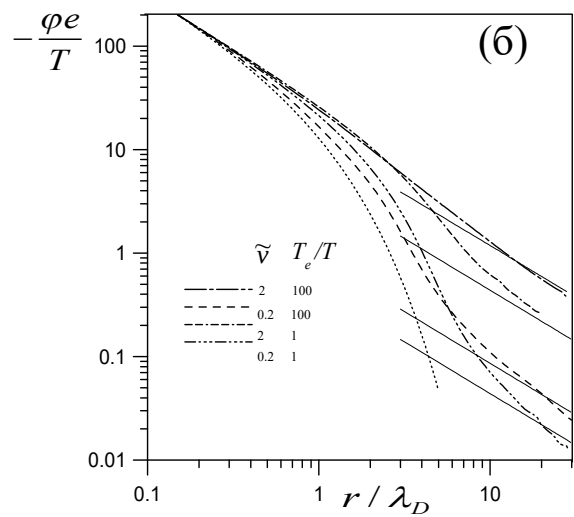
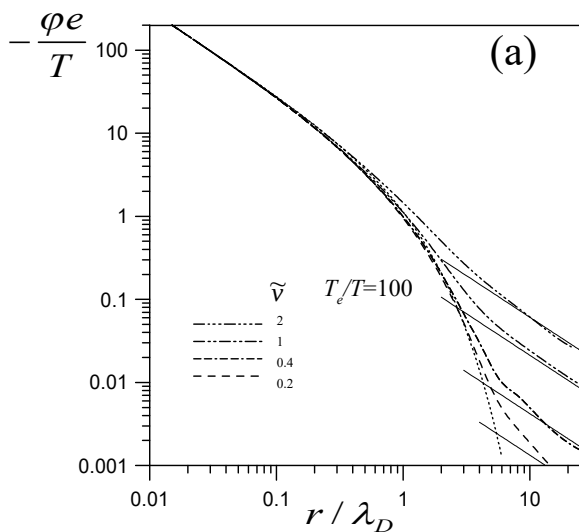
При небольших радиусах зонда и  $\tilde{v} \geq 0.2$  распределение потенциалов может быть удовлетворительно описано суммой потенциала Дебая-Хюккеля и потенциала вида (3.27):

$$\phi(r) = \frac{Q - 4\pi\epsilon_0 Q_\infty}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) + \frac{Q_\infty}{r}, \quad (3.28)$$

где  $Q_\infty$  определяется уравнением (3.27). Отметим, что подобное выражение получается и в случае плотной плазмы в диффузионном пределе при пренебрежении объёмной ионизацией и рекомбинацией [81].



**Рисунок 3.7** - Зависимость ионного тока на зонд от потенциала зонда для безразмерных радиусов зонда 0.015 (а), 0.05 (б) и 0.15(в). Символы, соединённые штриховыми линиями – результаты расчётов, сплошные линии – аппроксимации по формулам (3.22), (3.25), (3.26) с параметрами  $c=0.65$  и  $\beta=-0.6$

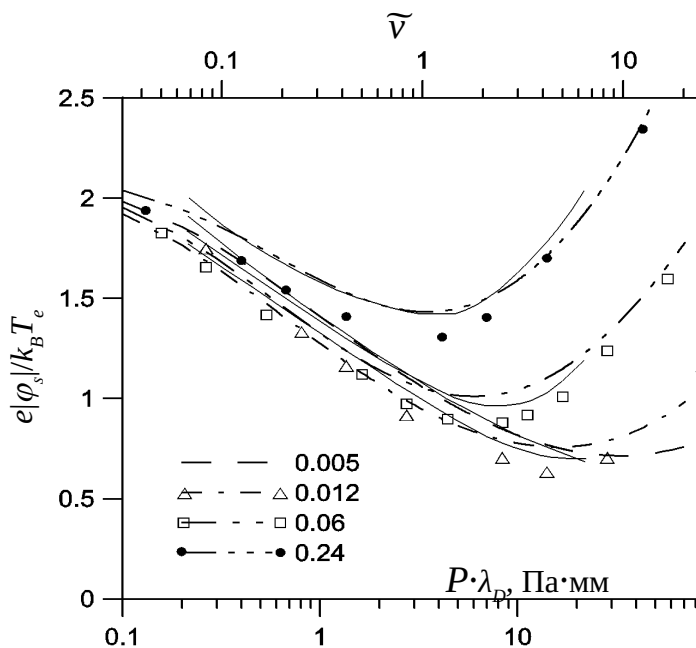


**Рисунок 3.8** -

Распределения потенциалов вокруг сферы радиусом  $0.015\lambda_D$  (а) и  $0.15\lambda_D$  при потенциале поверхности  $-200T/e$ .

### 3.3 Сравнение с результатами, представленными в Главе 2, и с литературными данными

К настоящему моменту появилось большое количество работ, посвящённых численным расчётам плавающих потенциалов и зарядов частиц в плазме с ион-атомными столкновениями. Расчёты плавающего потенциала малой сферической частицы в изотропной плазме, аналогичные описанным в Главе 2, были проведены *Майоровым* [82],[83], а также *Хатчинсоном и Патачини* [72] с помощью кода *SCEPTIC* [84]. Эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами, представленными в данной работе. Другой подход, аналогичный методу решения кинетического уравнения, описанному в Главе 3, но ограниченный предположением малости  $\tilde{\nu}$ , был применён *Лампе и др.* [61],[85] для расчётов концентрации финитных ионов и столкновительного вклада в ионный ток при  $\tilde{\nu} \rightarrow 0$ . Сравнение расчётов плавающего потенциала сферической частицы при максвелловском распределении электронов и отношении температур электронов и ионов равном 100 для неона, проведённых на основании аппроксимации (3.23), расчётов, описанных в Главе 2 и приведённых в работе [72] представлено на Рисунке 3.9. Некоторое расхождение связано с тем, что в разных расчётах использовались разные зависимости сечения столкновения от скорости иона.

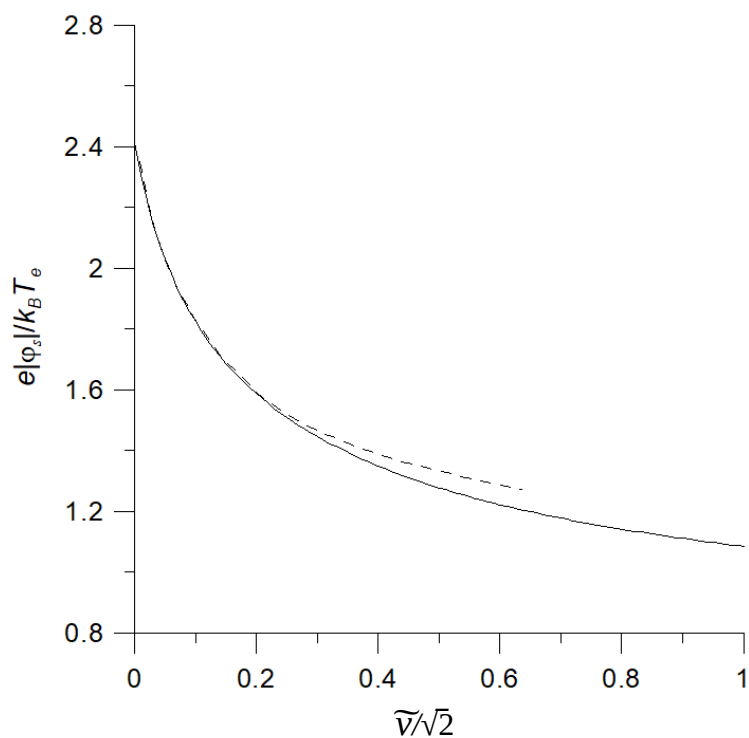


**Рисунок 3.9** — Результаты расчётов плавающего потенциала сферы для различных безразмерных радиусов, указанных на рисунке в слабоионизованной плазме неона при  $T_e/T_i=100$  в зависимости от приведённой частоты столкновений. Тонкие сплошная линия — расчёты из Главы 2, штриховые и штрих-пунктирные линии — расчёты на основании аппроксимации (3.23), значки — данные из работы [72]



Аналогичное сравнение с результатами Лампе и др. [85] представлено на Рисунке 3.10. Здесь наблюдается прекрасное согласие при малых частотах столкновений, когда, собственно, подход [85] и обоснован.

Плавающий потенциал сферической частицы путём численного решения кинетического уравнения с интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука для ионов и электронов находился в работах Семёнова и др. [86],[87]. Расхождение значений плавающих потенциалов, представленных в Главе 2, и рассчитанных на основании аппроксимации ионного тока из второго раздела друг с другом и с результатами расчётов группы Лампе и Хатчинсона, Патачини не превышает 10%, а с расчётами группы Семёнова 20%.



**Рисунок 3.10** — Результаты расчётов плавающего потенциала сферы радиусом  $0.015 \lambda_D$  в слабоионизованной плазме аргона при  $T_i/T_e=100$  в зависимости от приведённой частоты столкновений. Сплошная линия — расчёт на основании аппроксимации (3.23), штриховая линия — данные из работы [85]

## Выводы

На основании численного решения кинетического уравнения для ионов в слабоионизованной плазме **рассчитаны зависимости ионного тока на малый сферический зонд от величины притягивающего потенциала зонда для различных размеров зонда и частот столкновений ионов с нейтралами.** Получены аналитические аппроксимации найденных зависимостей, позволяющие проводить расчёты плавающих потенциалов и зарядов пылевых частиц и плазменных потоков на них в изотропной плазме при условиях, характерных для тлеющих разрядов низкого и среднего давления.

Результаты расчётов плавающих потенциалов частиц на основе предложенных аппроксимаций находятся в хорошем согласии с расчётами, проведёнными другими авторами, и с результатами численных расчётов, описанных в Главе 2.

Теория ионного тока на малый притягивающий зонд, учитывающая столкновения ионов с нейтралами, является важной составной частью самосогласованной теории пылевой плазмы, так как она необходима для описания процесса зарядки частиц в плазме с произвольной функцией распределения электронов.

## Глава 4. Численное моделирование пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов

### Введение

Плазменно-пылевые структуры являются открытыми и, как правило, неравновесными системами, свойства которых зависят от способов создания и поддержания неравновесной плазмы. Как правило, в лабораторных условиях сильно-неидеальные пылевые структуры наблюдаются в плазме тлеющего разряда низкого давления. Плазма может создаваться ВЧ разрядом ёмкостного, или индукционного типа, либо разрядом постоянного тока. Форма и плотность пылевых структур определяется параметрами ловушки, которая удерживает одноимённо заряженные частицы. Обычно, такая ловушка формируется полем амбиполярной диффузии в разряде. Однако, и само пылевое облако может существенно влиять на процесс амбиполярной диффузии [88] и параметры разряда [64],[89],[90],[91]. Это связано с тем, что пылевые частицы являются малоподвижной заряженной компонентой и центрами рекомбинации. Относительное влияние объёмного заряда пылевых частиц определяется

параметром Хавнеса [92]  $P = \frac{Z_d n_d}{n_e}$ , где  $Z_d$  – среднее зарядовое числа пылевых частиц. В

большинстве экспериментов параметр Хавнеса имеет порядок 1. Кроме объёмного заряда, частицы уменьшают подвижность ионов, вследствие кулоновского рассеяния ионов на пылевых частицах, что особенно важно в разрядах низкого давления [88]. Рекомбинация плазмы на пылевых частицах может настолько сильно менять условия разряда, что иногда наблюдаются ионизационные неустойчивости различного вида [25],[93],[94],[95],[96],[97],[98],[99],[100]. Поэтому для нахождения потенциальной ловушки, в которой формируется плазменно-пылевая структура и расчёта параметров плазмы в пылевом облаке необходим согласованный расчёт разряда с пылевым облаком.

В настоящее время в литературе имеется довольно много работ, посвящённых численному моделированию ёмкостного ВЧ разряда с пылевой компонентой [64],[65],[101],[102],[103],[104],[105],[106],[107]. Что же касается разряда постоянного тока, то согласованной модели такого разряда с пылевой компонентой до сих пор не было построено. Имелись лишь работы, в которых рассматривались отдельные вопросы взаимодействия пылевых частиц с положительным столбом разряда постоянного тока [88],[89],[108] а также очень упрощённые модели разряда [90],[91],[109].

Сложность описания разряда постоянного тока с пылевым облаком обусловлена тем, что пылевые частицы либо зависают в области искусственно-созданной неподвижной страты, либо сами возмущают разряд и создают область с сильной неоднородностью продольного электрического поля. В стратифицированном разряде функция распределения электронов по энергиям имеет сложную форму и часто оказывается многомодальной. Такая функция распределения не может быть описана одним параметром, характеризующим среднюю энергию электронов, или эффективную температуру. Кроме того функция распределения электронов в заданной точке определяется не только полем в данной точке, но всем профилем электрического потенциала на длине энергетической релаксации электронов, то есть связь её с полем имеет нелокальный характер. Существенно, что размер пылевого облака обычно бывает меньше, или порядка длины энергетической релаксации электронов. Влияние формы функции распределения электронов, формирующейся в стратифицированном разряде, на зарядку пылевых частиц исследовался в работе [108]. Недостатком этой работы является то, что для описания ионного тока на частицу использовалось бесстолкновительное приближение, впрочем, задачей этой работы было показать качественное влияние изменения формы функции распределения электронов в страте на равновесный заряд частиц. В работе [91] исследовалось влияние пылевой компоненты, заполняющей разрядную трубку, на параметры положительного столба, при этом предполагалась продольная однородность разряда. В работе [109] проводилось самосогласованное моделирование разряда с пылевыми частицами в одномерной геометрии (между двумя неограниченными плоскостями).

Для моделирования плазменно-пылевых структур, наблюдающихся в плазме положительного столба разряда постоянного тока, как однородного, так и стратифицированного необходима разработка модели пространственно-неоднородного положительного столба, учитывающей нелокальную кинетику электронов и как продольную, так и радиальную неоднородность разряда.

Численному моделированию положительного столба посвящено огромное количество работ (ссылки можно найти в обзорах [110],[111],[112],[113]). Рассмотрим основные подходы, используемые при моделировании пространственно-неоднородного положительного столба. В основе расчёта функции распределения электронов в положительном столбе обычно берётся двучленное, или Лоренцево приближение. В этом приближении анизотропия функции распределения учитывается лишь первым членом в разложении угловой зависимости функции распределения по полиномам Лежандра.

Большинство расчётов проводится в локальном приближении, то есть функция распределения электронов представляется в виде произведения концентрации электронов,

зависящей от пространственных координат и нормированной функции распределения, зависящей от кинетической энергии электрона. При этом нормированная функция распределения определяется величиной продольного поля (компоненте поля, направленной вдоль потока электронов) в данной точке, причём пространственными производными этой функции пренебрегают.

Современная модификация такого подхода (так называемый “local mean energy approximation”) [114],[115] состоит в том, что строится серия функций распределений электронов для различных величин поля (однородного), затем для каждой такой функции распределения находится средняя энергия электронов и рассчитываются транспортные коэффициенты (находятся моменты функции распределения), после чего решается задача переноса массы и переноса энергии в заданном неоднородном поле. Данный подход позволяет неплохо учитывать радиальную неоднородность, но в случае низких давлений, типичных для экспериментов с пылевой плазмой, такой подход не работает, поскольку сложное изменение функции распределения электронов в страте нельзя однозначно связать с изменением средней энергии электронов.

Другой подход к описанию стратифицированного разряда основан на переходе в кинетическом уравнении для электронов от кинетической к полной энергии электронов. Такой подход использовался в ряде работ для описания стратифицированного или возмущённого положительного столба [116],[117],[118],[119],[120],[121]. Однако, в этих работах не учитывалась радиальная структура разряда. Амбиполярная диффузия на стенки учитывалась через постоянную времени ухода плазмы на стенку, которая считалась равной постоянной времени в продольно-однородном разряде. Такая одномерная модель не достаточна для правильного описания пылевых структур, поскольку пылевое облако, с одной стороны, удерживается радиальным полем и зависит от его конфигурации, с другой стороны само влияет на радиальные плазменные потоки и меняет это поле, по сравнению с невозмущённым разрядом.

Для упрощения расчётов параметров продольно-однородного столба разряда постоянного тока при относительно низких давлениях, в работах [122],[123],[124],[125] был развит «нелокальный» подход, или «глобальное» приближение, в котором пренебрегается изменением полной энергии электронов при их движении в радиальном направлении и функция распределения электронов, представленная как функция полной энергии, считается не зависящей от радиальной координаты. В данной диссертации этот подход обобщается на случай продольно-неоднородного положительного столба.

Результаты, представленные в данной главе были опубликованы в работах {13,14,16,19,22-25} из списка работ автора.

## **4.1 Пространственно-неоднородный положительный столб с нелокальной кинетикой электронов**

### **4.1.1 Основные подходы**

Здесь и далее рассматривается стационарный разряд в аксиально-симметричной геометрии. Предполагается, что приведённое электрическое поле не слишком велико и применимо двучленное приближение. Разряд предполагается слаботочным, так что кулоновские столкновения электронов друг с другом и с ионами играют пренебрежимо малую роль всюду, за исключением областей потенциальных ловушек для электронов, где возможно накопление холодных электронов. Кроме того, пренебрегается сверхупругими столкновениями возбуждённых атомов с электронами. Остальные предположения и ограничения будут приведены по ходу описания модели разряда.

Процесс расчёта состоит в последовательности итераций, включающих расчёт функции распределения электронов при данных распределениях электрических потенциалов, концентраций метастабильных атомов и зарядов на пылевых частицах, расчёты концентраций электронов, скоростей ионизации, скоростей образования и разрушения метастабильных атомов, потоков ионов, коррекцию зарядов пылевых частиц и коррекцию электрических потенциалов. Далее приводятся описания каждого из этих этапов.

### **4.1.2 Расчет функции распределения электронов**

Изотропная часть функции распределения электронов, рассматриваемой как функция полной энергии  $f(\varepsilon, r, z)$ , где  $\varepsilon$  – полная энергия электрона,  $r$  — координата по радиусу трубки,  $z$  — продольная координата, в стационарных условиях удовлетворяет уравнению работам [118],[122],[123],[126]

$$\operatorname{div}(\sqrt{w} D \operatorname{grad}(f)) + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (w^2 \sigma_t f) = Q_{in}, \quad (4.1)$$

где  $\sqrt{w}D = \frac{w}{3\sigma_t N_g}$ ,  $\sigma_t$  – полное транспортное сечение столкновений,  $Q_{in}$  – интеграл неупругих столкновений,  $m$  – масса электрона,  $M$  – масса атома,  $N_g$  – концентрация атомов нейтрального газа, а все коэффициенты, зависящие от кинетической энергии электронов  $w$ , рассматриваются как функции полной энергии в соответствии с уравнением  $w \equiv \varepsilon + e\varphi$  ( $\varphi$  – потенциал пространства,  $e$  – элементарный заряд). Отметим, что уравнение (4.1) является следствием двучленного приближения без каких-либо дополнительных предположений. Его физический смысл состоит в сохранении числа электронов с заданной полной энергией.

Если длина энергетической релаксации электронов существенно больше, чем радиус трубки, то можно понизить размерность уравнения, проведя интегрирование по радиусу

$$\sqrt{\frac{m}{2}} J_{w\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^R \sqrt{w} D \frac{\partial f}{\partial z} 2\pi r dr + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_0^R w^2 \sigma_t f 2\pi r dr = \int_0^R Q_{in} 2\pi r dr . \quad (4.2)$$

$J_{w\varepsilon}$  – поток электронов с данной полной энергией на стенку трубки в рассматриваемом сечении на единицу длины трубки.

Уравнение (4.2) можно рассматривать как уравнение сохранения тока, переносимого электронами, имеющими заданную полную энергию. Нелокальное приближение [122],[123], [124] состоит в пренебрежении изменением  $f$  и  $\partial f / \partial z$  вдоль радиуса (при постоянной полной энергии). В таком случае уравнение (4.2) приводится к виду

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \langle \sqrt{w} D \rangle \frac{\partial f}{\partial z} \right) + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \langle w^2 \sigma_t \rangle f \right) = \langle Q_{in} \rangle - \sqrt{\frac{m}{2}} J_{w\varepsilon} , \quad (4.3)$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают интегрирование по сечению трубки:  $\langle X \rangle \equiv 2\pi \int_0^R X \theta(w) r dr$  ( $R$  – радиус разрядной трубки в данном сечении,  $\theta$ -функция Хевисайда ограничивает пределы интегрирования энергетически доступной областью).

Поток на стенку  $J_{w\varepsilon} = 0$  для электронов с энергией, недостаточной для достижения стенки трубки, а для более энергичных электронов его можно принять равным

$$J_{w\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{m}} \left( \frac{\varepsilon + e\varphi(R, z)}{4} \right) f(\varepsilon, z) \frac{dS}{dz} , \quad (4.4)$$

где  $\frac{dS}{dz}$  - площадь стенок трубки, приходящаяся на единицу длины трубки. В дальнейшем рассматриваются два случая – цилиндрическая разрядная трубка и трубка, составленная из двух цилиндров разного диаметра, соединённые проводящим кольцом. Для цилиндрического участка трубки  $\frac{dS}{dz} = 2\pi R$ , а в месте сочленения (ступенчатого изменения радиуса трубки)

$$J_{w\varepsilon} = \sqrt{2/m}(\pi(\varepsilon + e\varphi(R_1, z^*))/4)((R_2^2 - R_1^2)/h_z + R_1 + R_2)f(\varepsilon, z^*), \quad (4.4 \text{ а})$$

где  $R_1$  и  $R_2$  меньший и больший радиусы цилиндрических участков ( $z^*$  - координата места изменения радиуса трубки).

Данное приближение справедливо, если длина энергетической релаксации электронов превышает радиус разрядной трубки. Длину энергетической релаксации можно оценить как отношение средней энергии электронов в разряде к напряжённости продольного электрического поля. В случае неона эта величина приближённо даётся зависимостью  $150 \text{ см}/P$ , где давление  $P$  выражено в паскалях. В силу симметрии задачи, производная функции распределения электронов по радиусу равна 0 на оси трубки, она обращается в 0 также и на границе энергетически доступной области (если энергия не позволяет электрону достичь стенки трубки). Поэтому изменение функции распределения по радиусу остаётся небольшим, даже если длина энергетической релаксации сопоставима с радиусом трубки. Таким образом, в случае неона нелокальное приближение применимо, если произведение давления на радиус трубки  $P \cdot R < 150 \text{ Па} \cdot \text{см}$ . Эта граница применимости подтверждается результатами расчётов радиальных распределений в продольно-однородном положительном столбе, проводившихся в работах [113],[127],[128],[129] с использованием различных подходов.

Интеграл неупругих столкновений представляет собой сумму вида

$$Q_{in} = \sum_{k,\alpha} N_\alpha (\varepsilon + e\varphi + U_k^\alpha) \sigma_k^\alpha (\varepsilon + e\varphi) f(\varepsilon + U_k^\alpha) - f(\varepsilon) \sum_{k,\alpha} N_\alpha (\varepsilon + e\varphi) \sigma_k^\alpha (\varepsilon + e\varphi) + Q_i, \quad (4.5)$$

где суммирование проводится по верхним и нижним электронным уровням,  $U_k^\alpha$  – энергии возбуждения,  $\sigma_k^\alpha$  – сечения соответствующих неупругих процессов, а  $Q_i$  описывает процессы ионизации. При моделировании разряда в неоне учитывались переходы из основного состояния в состояния  $1s_5$ ,  $1s_4$ ,  $1s_3$ ,  $1s_2$  с энергиями возбуждения 16.62 эВ, 16.67 эВ, 16.72 эВ и 16.85 эВ, в состояния  $2p_{10}$  с энергией 18.38 эВ, группу состояний  $2p_9$ - $2p_6$  со средней энергией 18.6 эВ, в группу состояний  $2p_5$ - $2p_2$  со средней энергией 18.71 эВ, в состояние  $p_1$  с энергией 18.97 эВ,



группу состояний 4s с эффективной энергией 19.7 эВ и группу состояний 3d с энергией 20.0 эВ. Сечения переходов (прямых) в состояния 1s<sub>2</sub>-1s<sub>5</sub> были взяты из работ [130],[131] и аппроксимированы аналитическими выражениями (все сечения в м<sup>2</sup>, а энергия электрона w в эВ)

$$\begin{aligned}
 \sigma_{s5}^g &= \frac{2.74 \cdot 10^{-18}}{w^3} \sqrt{\frac{w-16.62}{w}} \\
 \sigma_{s4}^g &= \frac{5.01 \cdot 10^{-21}}{w} \sqrt{\frac{w-16.67}{w}} \\
 \sigma_{s3}^g &= \frac{5.94 \cdot 10^{-19}}{w^3} \sqrt{\frac{w-16.72}{w}} \\
 \sigma_{s2}^g &= 5.7 \cdot 10^{-22} \sqrt{\frac{w-16.85}{w}} + 6.0 \cdot 10^{-22} \ln\left(\frac{w}{16.85}\right)
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Сечения переходов в остальные состояния были взяты из [132], причём для переходов в состояния p<sub>1</sub>-p<sub>10</sub> использовались сечения прямых переходов (скорректированные на каскад), а для состояний 4s и 3d использовались оптические (apparent) сечения, включающие каскад с более высоких уровней. При расчётах применялись следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{p10}^g &= \frac{2.0 \cdot 10^{-21}}{w+11} \sqrt{\frac{w-18.38}{w}} \\
 \sigma_{p9-6}^g &= \frac{(1.44 \cdot 10^{-20} + 1.4 \cdot 10^{-22} w)}{w+50} \sqrt{\frac{w-18.6}{w}} \\
 \sigma_{p5-2}^g &= \frac{(3.46 \cdot 10^{-19} + 1.57 \cdot 10^{-20} w + 1.5 \cdot 10^{-22} w^2)}{(w+37.4)(w+27)} \sqrt{\frac{w-18.71}{w}} \\
 \sigma_{p1}^g &= \frac{7.6 \cdot 10^{-21}}{w} \ln\left(\frac{w}{18.97}\right) \\
 \sigma_{4s}^g &= 1.8 \cdot 10^{-22} \sqrt{\frac{w-19.7}{w}} \\
 \sigma_{3d}^g &= 1.5 \cdot 10^{-22} \sqrt{\frac{w-20.0}{w}}
 \end{aligned} \tag{4.6 a}$$

Переходы из метастабильных состояний  $1s_5$  и  $1s_3$  с порогом 1.95 эВ были взяты из работ [133],[134]. Они были аппроксимированы зависимостями

$$\sigma_p^{s5} = \frac{2.93 \cdot 10^{-17}}{w + 49} \sqrt{\frac{w - 1.95}{w}} \quad (4.7)$$

$$\sigma_p^{s3} = 4.1 \cdot 10^{-19} \sqrt{\frac{w - 1.95}{w}}$$

Процессы ионизации описываются суммой

$$\begin{aligned} Q_i = & 4N_g (2\varepsilon + 2e\varphi + U_i^g) \sigma_i^g (2\varepsilon + 2e\varphi + U_i^g) f(2\varepsilon + e\varphi + U_i^g) - N_g (\varepsilon + e\varphi) \sigma_i^g (\varepsilon + e\varphi) f(\varepsilon) + \\ & + 4(N_{s5} + N_{s3}) (2\varepsilon + 2e\varphi + U_i^{s5}) \sigma_i^{s5} (2\varepsilon + 2e\varphi + U_i^{s5}) f(2\varepsilon + e\varphi + U_i^{s5}) - (N_{s5} + N_{s3}) (\varepsilon + e\varphi) f(\varepsilon) + \\ & + \delta(\varepsilon + e\varphi - U^*) (N_{s5} + N_{s3})^2 k_{chem} \sqrt{\frac{m}{2}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

В этом выражении, ионизация электронным ударом описывается аналогично электронным переходам в упрощающем предположении, что избыточная энергия распределяется поровну между двумя электронами, сечения ионизации метастабильных атомов в состояниях  $1s_5$  и  $1s_3$  полагается одинаковым, энергия ионизации из основного состояния  $U_i^g=21.5$  эВ, а из метастабильных состояний  $U_i^{s5}=4.9$  эВ. Последний член в (4.8) описывает хеминизацию. Он содержит дельта-функцию, соответствующую рождению электронов с кинетической энергией  $U^*=U_{s5}^g-U_i^{s5}\approx 11.7$  эВ. Коэффициент хеминизации  $k_{chem}$  принимался равным  $2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3\text{с}^{-1}$  [135]. Сечение ионизации из основного состояния описывалось зависимостью [136]:

$$\sigma_i^g = 2.5 \cdot 10^{-21} (w - 21.5) / 21.5, \quad (4.9)$$

а из метастабильных состояний [137]:

$$\sigma_i^{s5} = \frac{7.06 \cdot 10^{-19}}{w} \ln\left(\frac{w}{4.9}\right). \quad (4.10)$$

Интегрирование по сечению трубки последнего члена (4.8) даёт

$\sqrt{\frac{m}{2e}} (N_{s5} + N_{s3}) k_{chem} \frac{2\pi r^*}{|E_r(r^*)|}$ , где  $r^*$  - радиус на котором  $\varepsilon + e\varphi(r^*) = U^*$  (если такой существует для данного  $\varepsilon$ ).

Здесь же приведём и аналитическую аппроксимацию полного транспортного сечения упругих столкновений, полученную на основании данных работ [138],[139]:

$$\sigma_t = 5.7 \cdot 10^{-21} \cdot \ln(0.02 + w/(5.5 + w^2) + 0.15w^2/(12 + w + 3.0 \cdot 10^{-5} w^4)) + 2.56 \cdot 10^{-20}. \quad (4.11)$$

Член уравнения (4.3), описывающий упругие столкновения, может быть записан в конечных разностях с шагом по энергии  $h_\varepsilon$  как

$$2 \frac{m}{Mh_\varepsilon} N_g \left( \langle (w + h_\varepsilon)^2 \sigma_t(w + h_\varepsilon) \rangle f(\varepsilon + h_\varepsilon, z) - \langle (w)^2 \sigma_t(w) f(\varepsilon, z) \rangle \right) \quad (4.12)$$

Таким образом, уравнение (4.3) сводится к системе обыкновенных линейных дифференциальных уравнений со свободными членами, зависящими от  $f(\varepsilon', z)$  для энергий  $\varepsilon' > \varepsilon$ . Такая система решается, начиная с максимальной энергии к минимально допустимой при заданном распределении потенциалов.

Граничные условия для уравнений (4.3) при заданной  $\varepsilon$  зависят от того ставятся ли они на границе счётной области, или внутри неё. Если координата  $z$ , при которой максимальная в данном сечении кинетическая энергия электрона обращается в 0, лежит внутри счётной области, то граничным условием в этой точке является стремление к 0 потока  $J_{z\varepsilon} = \langle \sqrt{w} D \rangle \frac{\partial f}{\partial z}$ .

Если полная энергия такова, что доступная электрону область доходит до катодного края счётной области, то граничное условие ставится на краю счётной области и соответствует равенству  $f(\varepsilon, z_0)$  величине изотропной части функции распределения для однородного разряда  $f_0(\varepsilon)$ . Другое граничное условие соответствует равенству  $f(\varepsilon, z_1)$  либо 0 при таком  $z_1$ , что кинетическая энергия электрона на стенке трубки превышает 15 эВ, либо функции распределения для однородного разряда на анодном краю счётной области. Особого рассмотрения требует ситуация, когда в разряде имеются области с обратным полем и существуют потенциальные ловушки для электронов. Поскольку в интеграле столкновений (4.5) не учитываются сверхупругие процессы и кулоновские столкновения, то уравнение (4.3) не имеет решений для пленённых электронов (холодные электроны могут неограниченно накапливаться в потенциальной ловушке). Расчет концентрации пленённых электронов проводился отдельно, а при решении уравнения (4.3) область фазового пространства (диапазон энергий и координат  $z$ ), соответствующая потенциальной яме для электронов, исключалась из

рассмотрения. Более того, если энергия электрона (в эВ) превышала величину потенциала в седловой точке, взятую с обратным знаком, менее, чем на  $h_s$ , то для такой энергии краевое условие  $\frac{\partial f}{\partial z} = 0$  ставилось при координате  $z$  этой седловой точки, а не на краю энергетически-доступной области.

Уравнения (4.3) для каждой энергии решались стандартным методом прогонки с постоянным шагом по  $z$  порядка 1 мм. Шаг по энергиям тоже был постоянным и составлял 0.15 эВ.

### 4.1.3 Модель продольно-однородного положительного столба

Как уже отмечалось, граничные условия на катодном и анодном краях счётной области ставились на основе расчётов параметров продольно-однородного разряда с заданным током в трубках с соответствующими радиусами. Для этого проводился расчёт функции распределения электронов, радиального профиля потенциалов, величины продольного поля и концентраций метастабильных атомов путём численного моделирования продольно-однородного разряда в том же приближении. В случае однородного разряда, уравнение (4.3) сводится к

$$E_z^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \langle \sqrt{wD} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \langle w^2 \sigma_i \rangle f_0 \right) = \langle Q_{in} \rangle - \sqrt{\frac{m}{2}} J_{w\varepsilon}, \quad (4.13)$$

где  $E_z$  – продольное поле положительного столба.

Уравнение (4.13) представляет собой линейное уравнение с отклоняющимся аргументом. Для решения этого уравнения при заданном распределении  $\varphi(r)$  применялся метод стрельбы. Решение представлялось в виде  $f_0 = C f_1 + f_2$ , где  $f_1$  – решение уравнения (4.13) в отсутствие химионизации, а  $f_2$  – с учётом химионизации, с начальными условиями при  $f_1(15\text{эВ}-e\varphi(R)) = f_2(15\text{эВ}-e\varphi(R)) = 0$ ,

$$\left. \frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=15\text{эВ}-e\varphi(R)} = 1, \quad \left. \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=15\text{эВ}-e\varphi(R)} = 0. \quad \text{Коэффициент } C \text{ определялся}$$

заданным током разряда:  $e^2 E_z \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{\varepsilon=-e\varphi(0)}^{15\text{эВ}-e\varphi(R)} \langle \sqrt{wD} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = I_{DC}$ . Величина продольного поля  $E_z$

определялась требованием  $\langle \sqrt{wD} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow -e\varphi(0)} 0$ , которое соответствует конечности решения

при нулевой кинетической энергии электронов. Фактически, величина  $E_z^2$  подбиралась методом

вилки. Шаг по энергиям в сеточной аппроксимации был фиксированным и совпадал с шагом в двумерной задаче (0.15 эВ).

По найденной  $f_0(\varepsilon)$  находились концентрация электронов  $n_e$ :

$$n_e(r) = \int_{-e\varphi(r)}^{15\text{эВ}-e\varphi(R)} (\varepsilon + e\varphi(r))^{1/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.14)$$

(в данной главе функция распределения электронов предполагается нормированной условием  $\int f \sqrt{w} dw = n_e$ ), скорость ионизации  $S_i$ :

$$S_i(r) = \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{-e\varphi(r)}^{15\text{эВ}-e\varphi(R)} (\varepsilon + e\varphi(r)) \left( N_g \sigma_i^g(\varepsilon + e\varphi(r)) + (N_{s5} + N_{s3}) \sigma_i^{s5}(\varepsilon + e\varphi(r)) \right) f_0(\varepsilon) d\varepsilon + (N_{s5} + N_{s3})^2 k_{chem}, \quad (4.15)$$

а также скорости образования и гибели метастабильных атомов. Скорости образования метастабильных атомов  $S_{s5}$ ,  $S_{s3}$  определялись полными сечениями (apparent cross-section) возбуждения [132], которые были аппроксимированы зависимостями

$$\sigma_{s5}^{app} = \frac{2.74 \cdot 10^{-18}}{w^3} \sqrt{\frac{w-16.62}{w}} + \theta(w-18.6) \frac{2.6 \cdot 10^{-20}}{w+37.4} \sqrt{\frac{w-18.6}{w}} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{s3}^{app} = \frac{5.94 \cdot 10^{-19}}{w^3} \sqrt{\frac{w-16.72}{w}} + \theta(w-18.6) \frac{5 \cdot 10^{-21}}{w+37.4} \sqrt{\frac{w-18.6}{w}}.$$

Баланс метастабильных атомов даётся уравнением

$$-div(D_\alpha \mathbf{grad}(N_\alpha)) = S_\alpha - k_\alpha N_\alpha, \quad (4.17)$$

где коэффициенты  $k_\alpha = (k_{s5}, k_{s3})$  описывают гибель метастабилей в процессах ионизации перемешивания уровней и столкновительного тушения:

$$k_\alpha = \sqrt{\frac{2e}{m}} \int (\varepsilon + e\varphi) \sigma_i^\alpha(\varepsilon + e\varphi) f_0(\varepsilon) d\varepsilon + 2k_{chem} (N_{s5}^0 + N_{s3}^0) + k_{mix}^\alpha n_e + \sqrt{\frac{2e}{m}} \int (\varepsilon + e\varphi) \sigma_{mix}^\alpha(\varepsilon + e\varphi) f_0(\varepsilon) d\varepsilon + k_q N_g. \quad (4.18)$$

Величины  $N_{s5}^0$  и  $N_{s3}^0$  обозначают концентрации метастабильных атомов, полученные на предыдущем шаге итерации. Коэффициенты  $k_{s5}=2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3\text{с}^{-1}$  и  $k_{s3}=3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3\text{с}^{-1}$  [140] описывают непосредственное перемешивание метастабильных и резонансных уровней электронами, второй интеграл в (4.18) описывает аналогичное перемешивание при возбуждении уровней 2р с последующим излучением. Сечение  $\sigma_{mix}$  представляет собой сумму сечений переходов на различные 2р уровни, умноженных на относительные вероятности излучательных переходов на резонансные уровни. Сечения возбуждения различных уровней 2р были взяты из [133],[134], а вероятности излучательных переходов из базы данных *NIST* [141]. В результате были получены следующие аппроксимации

$$\sigma_{mix}^{s5} = \frac{4.9 \cdot 10^{-18}}{w + 22.5} \sqrt{\frac{w - 1.95}{w}} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{mix}^{s3} = \frac{1.74 \cdot 10^{-17}}{w + 58.5} \sqrt{\frac{w - 1.95}{w}}.$$

Коэффициент тушения атомами  $k_q=0.375 \text{ Па}^{-1}\text{с}^{-1}$  был взят из работы [142], коэффициенты диффузии  $D_{s5}=2.04/P$  ( $\text{м}^2\text{с}^{-1}$  при давлении  $P$  в паскалях) и  $D_{s3}=2.17/P$  были взяты из работы [143]. В случае продольно-однородного разряда, уравнение (4.17) с нулевыми граничными условиями на стенке трубки решалось методом прогонки.

Для нахождения самосогласованного радиального поля проводился итерационный процесс, основанный на решении уравнения движения ионов и уравнении Пуассона:

$$\mathbf{div}(\mathbf{J}_i) = S_i, \quad (4.20)$$

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{E}(n_e + q/e)\mu, \quad (4.21)$$

$$q = \varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}), \quad (4.22)$$

где  $q$  – плотность объёмного заряда,  $\mu = \mu_0 / \sqrt{1 + a|\mathbf{E}|/P}$  – подвижность ионов, для неона  $\mu_0=46.6/P$  ( $\text{м}^2\text{с}^{-1}\text{В}^{-1}$  при  $P$  в паскалях),  $a=0.0532 \text{ Па В}^{-1}\text{м}$  [144],  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная системы СИ,  $\mathbf{E}$  – вектор напряжённости электрического поля, состоящий из двух компонент: радиальной  $E_r$  и продольной  $E_z$ , аналогично поток ионов содержит радиальную  $J_{ir}$  и продольную  $J_{iz}$  компоненты. В случае продольно-однородного аксиально-симметричного разряда, уравнение

(4.20) полностью определяет радиальную компоненту потока ионов:  $J_{ir}(r) = \frac{1}{r} \int_0^r S_i(r') r' dr'$ .

Уравнение (4.21), после подстановки в него (4.22) линеаризовалось и сводилось к

$$E_r n_e + \frac{E_r^{(0)} \varepsilon_0}{re} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} = \frac{J_{ir}}{\mu(\mathbf{E}^{(0)})}, \quad (4.23)$$

где индекс <sup>(0)</sup> означает, что электрическое поле соответствует результату предыдущей итерации и является известным. Уравнение (4.23) решалось относительно  $E_r$  с очевидным условием  $E_r(0) = 0$  на оси трубки. Затем находилось новое распределение потенциалов путём

интегрирования радиального поля:  $\varphi(r) = -\int_0^r E_r(r') dr'$ . Использование  $\varphi(r)$  к качестве нового

профиля потенциалов приводило к быстрой расходимости итерационного процесса. Это обусловлено тем, что потенциал стенки, обычно, выше потенциала ионизации. Увеличение абсолютной величины разности потенциалов между осью и стенкой трубки ведёт к уменьшению стока электронов на стенку и требует увеличения продольного поля для обеспечения баланса скорости ионизации и стока электронов на стенку, поскольку сток электронов на стенку с увеличением продольного поля растёт быстрее, чем скорость ионизации. Аналогично, уменьшение потенциального барьера для электронов приводит к уменьшению продольного поля и скорости ионизации. Таким образом, для обеспечения сходимости счёта требовалось дополнительно корректировать радиальное поле, чтобы уменьшение скорости ионизации вело к росту среднего радиального поля, а увеличение ионизации – к его уменьшению, вопреки уравнениям (4.20), (4.23). Для этого проводилась перенормировка радиального профиля потенциалов по уравнению

$$\varphi^{(1)}(r) = \varphi(r) \cdot \left( \frac{\varphi^{(0)}(R)}{\varphi(R)} \right)^{1+\kappa}, \quad (4.24)$$

где  $\varphi^{(0)}(R)$  обозначает потенциал стенки трубки для профиля потенциалов на предыдущей итерации. Параметр  $\kappa$  подбирался эмпирически для обеспечения устойчивости и сходимости счёта. При  $P \cdot R$  от 15 до 150 Па·см и токах разряда от 1 до 10 мА оптимальный параметр  $\kappa$  был в пределах от 0.01 до 0.003. Таким образом, решение уравнений (4.20)-(4.22) использовалось для получения только относительного профиля потенциалов. Скорректированный профиль  $\varphi^{(1)}$

использовался в качестве нового профиля потенциалов для следующего цикла итерационного процесса, включавшего решение уравнений (4.13), (4.17), (4.20) и (4.23), а также коррекцию (4.24). По мере итераций, разница между профилями потенциалов, полученным при решении уравнения (4.23) и соответствующим предыдущей итерации, уменьшалась, продольное электрическое поле и потенциал стенки трубки выходили на постоянные значения. Когда относительное изменение потенциала стенки на очередном шаге итерации становилось меньше  $10^{-4}$ , процесс останавливался.

#### **4.1.4 Расчёт концентраций пленённых электронов**

В пространственно-неоднородном положительном столбе, возмущённом изменением диаметра разрядной трубки, присутствием достаточно плотного и протяжённого пылевого облака, или наличием дополнительных нагруженных электродов, могут появляться области с обратным электрическим полем. Наличие таких областей в прикатодной области разряда (вблизи границы отрицательного свечения и фарадеева тёмного пространства) доказано рядом исследований [145],[146],[147]. Обращение электрического поля приводит к появлению потенциальных ловушек для электронов. Пусть область ловушки ограничена интервалом от  $z_0$  до  $z_s$ , причём точка  $(0, z_s)$  является седловой точкой профиля электрического потенциала. Электроны, теряющие энергию в неупругих столкновениях и рождающиеся при ионизации становятся запертыми в потенциальной ловушке, или пленёнными. В случае разряда постоянного тока, пленённые электроны не получают энергии от поля. Поэтому потери таких электронов могут происходить вследствие рекомбинации с ионами, сверхупругих столкновений с возбуждёнными атомами, кулоновских столкновений со свободными электронами и диффузии по энергии при упругих столкновениях с нейтральными атомами, имеющими конечную температуру. Простые оценки показывают, что два последних процесса являются определяющими в условиях разряда в инертных газах при низком давлении [148],[149].

Для нахождения функции распределения электронов в потенциальной ловушке решалось нестационарное кинетическое уравнение, начиная от некоторой произвольно заданной начальной функции распределения электронов до установления стационарной функции распределения. При этом распределение электрических потенциалов считалось заданным, как и функция распределения электронов с энергиями, существенно превышающими пороговую энергию выхода из ловушки. Интеграл кулоновских столкновений для изотропной функции распределения электронов имеет вид [150],[151]:



$$\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{ee} = \Gamma \frac{1}{\sqrt{w}} \frac{\partial}{\partial w} \left[ \left( \int_0^w \sqrt{w'} \int_{w'}^{\infty} f(w'') d w'' d w' \right) \frac{\partial f}{\partial w} + f \int_0^w f(w') \sqrt{w'} d w' \right], \quad (4.25)$$

где  $f$  – функция распределения электронов в фазовом пространстве, выраженная через кинетическую энергию  $w$  (что возможно в силу ее изотропности),

$$\Gamma = \frac{e^4 \ln(4 \pi \varepsilon_0 \lambda_D T / e^2)}{4 \pi \varepsilon_0^2 \sqrt{2} m_e} - \text{кулоновский логарифм, } e - \text{элементарный заряд, } m_e - \text{масса}$$

электрона,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная. В кулоновском логарифме  $\lambda_D$  означает радиус Дебая, а  $T$  характерную энергию электронов в ловушке, которую без большой ошибки можно принять равной глубине ловушки. Переход к полной энергии приводит к

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{ee} = \Gamma \frac{1}{\sqrt{\varepsilon + e\varphi}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \left( \int_{-e\varphi}^{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon' + e\varphi} \int_{\varepsilon'}^{\infty} f(\varepsilon'') d \varepsilon'' d \varepsilon' \right) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f \int_{-e\varphi}^{\varepsilon} f(\varepsilon') \sqrt{\varepsilon' + e\varphi} d \varepsilon' \right], \quad (4.26)$$

где  $\varphi$  – потенциал в данной точке пространства,  $\varepsilon = w - e\varphi$  – полная энергия.

Запишем нестационарное кинетическое уравнение в виде

$$\sqrt{w} \frac{\partial f}{\partial t} = \sqrt{w} \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_{ee} + \left[ \frac{\delta \sqrt{w} f}{\delta t} \right]_{coll} + \mathbf{div}(\sqrt{w} D \mathbf{grad}(f)), \quad (4.27)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии электронов, и проинтегрируем по пространству. При этом для запертых в ловушке электронов интегрирование распространим на весь доступный для электрона с данной энергией объем, а для электронов с энергией, превышающей порог удержания, границу интегрирования по оси  $z$  проведем сразу за положением седловой точки профиля электрического потенциала, обозначив граничную координату  $z_1$ . Для запертых электронов член с пространственными производными выпадает полностью, а в остальных членах функцию распределения будем считать постоянной по пространству.

Для электронов с энергиями над порогом выхода из потенциальной ямы интегрирование по пространству дает

$$\langle \langle \sqrt{w} \rangle \rangle \frac{\partial f}{\partial t} = \langle \langle \sqrt{w} \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_{ee} \rangle \rangle + \langle \langle \left[ \frac{\delta \sqrt{w} f}{\delta t} \right]_{coll} \rangle \rangle + \langle \sqrt{w} D \rangle \frac{\partial f}{\partial z} \Big|_{z=z_1}, \quad (4.28)$$

где одинарные угловые скобки по прежнему обозначают интегрирование по поперечному сечению трубки по энергетически допустимой области, а двойные скобки обозначают интегрирование по доступному объему, ограниченному сечением при  $z=z_1$ . Последний член описывает сток электронов из ловушки через седловую точку. Поскольку скорость ухода электронов из ловушки не должна зависеть от конкретного значения  $z_1$ , если оно не слишком далеко от седловой точки, то можно записать

$$\langle \sqrt{wD} \rangle \frac{\partial f}{\partial z} \approx const \approx \frac{f_0(z_1) - f}{\int_{z_0}^{z_1} \frac{dz}{\langle \sqrt{wD} \rangle}}, \quad (4.29)$$

где  $f_0(z_1)$  - функция распределения электронов вне ловушки, считающаяся заданной,  $f$  - функция распределения внутри ловушки, которая полагается не зависящей от координаты,  $z_0$  - координата внутри ловушки, где функцию распределения электронов уже можно считать постоянной. В данных расчетах в качестве  $z_0$  принималась координата максимума электрического потенциала. Наличие члена (4.29) в кинетическом уравнении обеспечивает быстрое приближение функции распределения электронов в пределах ловушки к заданной функции распределения электронов вне ловушки при энергиях, превышающих порог выхода из ловушки.

Интегрирование членов уравнения (4.28) по объему сводится к нахождению интегралов

$$\langle \langle \sqrt{w} \rangle \rangle (\varepsilon) = 2\pi \int_0^R r dr \int_{z_{\min}}^{z_1} dz \sqrt{\varepsilon + e\varphi(r, z)} \theta(\varepsilon + e\varphi(r, z)), \quad (4.30)$$

$$\langle \langle w^2 \rangle \rangle (\varepsilon) = 2\pi \int_0^R r dr \int_{z_{\min}}^{z_1} dz (\varepsilon + e\varphi(r, z))^2 \theta(\varepsilon + e\varphi(r, z)) \quad (4.31)$$

и сумме интегралов

$$\langle \langle \left( \frac{\delta \sqrt{w} f}{\delta t} \right)_{inelast} \rangle \rangle = 2\pi \sqrt{\frac{2}{m_e}} N_g \sum_k f_0(\varepsilon + u_k) u_k \int_0^R r dr \int_{z_{\min}}^{z_1} dz \sigma_k(u_k + \varepsilon + e\varphi(r, z)), \quad (4.32)$$

где  $z_{\min}$  - координата, при которой  $\varepsilon + e\varphi(r, z_{\min}) \leq 0$  при всех  $r$ . Все эти величины не меняются в процессе эволюции  $f$  и могут быть вычислены один раз. Тогда

$$\langle\langle\left(\frac{\delta\sqrt{w}f}{\delta t}\right)_{ellast}\rangle\rangle = \frac{2m_e}{m_g}\sigma_t N_g \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \langle\langle w^2 \rangle\rangle(\varepsilon) \left( f + T_g \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) \right], \quad (4.33)$$

$$\langle\langle\sqrt{w}\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{ee}\rangle\rangle = \Gamma \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \left( \int_{-e\varphi_{max}}^{\varepsilon} \langle\langle\sqrt{w}\rangle\rangle(\varepsilon') \left( \int_{\varepsilon'}^{\varepsilon_1} f(\varepsilon'') d\varepsilon'' + \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_{max}} f_0(\varepsilon'') d\varepsilon'' \right) d\varepsilon' \right) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f \int_{-e\varphi}^{\varepsilon} f(\varepsilon') \langle\langle\sqrt{w}\rangle\rangle(\varepsilon') d\varepsilon' \right], \quad (4.34)$$

где  $\varphi_{max}$  - максимальное значение электрического потенциала в пределах рассматриваемой потенциальной ловушки (задает минимальную энергию электронов в ловушке  $\varepsilon_{min} = -e\varphi_{max}$ ),  $\varepsilon_1$  – верхняя граница энергий для которых осуществляется решение уравнения (4.28) (при больших энергиях функция распределения полагается заданной). В данных расчетах в качестве  $\varepsilon_1$  принималась энергия, превышающая порог выхода из ловушки на 1 эВ.

В зависимостях сечений возбуждения от энергии в (4.32) здесь важны участки вблизи порогов. Экспериментальных данных по сечениям возбуждения вблизи порогов с хорошим энергетическим разрешением не много [152],[153], поэтому в расчётах скорости генерации пленённых электронов использовались данные расчётов сечений [154] для переходов на 1s и 2p уровни. Аналитические аппроксимации для этих сечений вблизи порога были следующие (сечения в м<sup>2</sup>, энергии в эВ):

$$\sigma_{s3-5}^g(16.67+w) = \begin{cases} 1.0 \cdot 10^{-21} w, & w < 0.3 \\ 3.0 \cdot 10^{-22} - 1.0 \cdot 10^{-21} (w-0.3), & 0.3 \leq w < 0.45 \\ 1.5 \cdot 10^{-22}, & 0.45 \leq w \end{cases} \quad (4.35)$$

$$\sigma_{s2}^g(16.85+w) = 1.8 \cdot 10^{-22} \quad (4.36)$$

$$\sigma_{p10}^g(18.4+w) = \begin{cases} 6.8 \cdot 10^{-22} w, & w < 0.2 \\ 2.72 \cdot 10^{-22} - 6.8 \cdot 10^{-22} w, & 0.2 \leq w < 0.4 \\ 0, & 0.4 \leq w < 0.6 \\ 1.4 \cdot 10^{-23}, & 0.6 \leq w \end{cases} \quad (4.37)$$

$$\sigma_{p1-9}^g(18.8+w) = 1.8 \cdot 10^{-22} + 6.6 \cdot 10^{-23} w. \quad (4.38)$$

Для остальных переходов использовались аппроксимации (4.6 а), (4.7).

Поскольку функция распределения запертых электронов значительно резче зависит от энергии, чем функция распределения свободных электронов, то шаг по энергии для расчета функции распределения запертых электронов был в 15 раз меньше, чем при решении уравнения (4.3).

### 4.1.5 Решение двумерной задачи

Найденная функция распределения электронов позволяет рассчитать основные параметры разряда. Концентрации электронов, скорости ионизации, скорости рождения и гибели метастабильных атомов рассчитываются, как и в случае продольно-однородного разряда, по формулам (4.15)-(4.18) (с заменой  $f_0(\varepsilon)$  на  $f(\varepsilon, z)$  и  $\varphi(r)$  на  $\varphi(r, z)$ ), только в областях потенциальных ловушек для электронов (если такие имеются) к концентрации электронов, рассчитанных по формуле (4.15), добавляется концентрация пленённых электронов (4.26). В двумерном случае важным условием является равенство потоков электронов и ионов на стенку (если стенка не проводящая). Поток электронов на стенку находится интегрированием (4.4) или (44 а) по энергиям:

$$J_w(z) = \int_{-e\varphi(r)}^{15\text{эВ}-e\varphi(R)} J_{w\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon . \quad (4.39)$$

Концентрация метастабильных атомов рассчитывалась решением диффузионного уравнения (4.17) с нулевыми граничными условиями на стенках трубки и концентрациями, соответствующими однородному разряду, на торцевых поверхностях, ограничивающих счётную область. Для решения (4.17) применялся метод переменных направлений в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{D_\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial N_\alpha^{1/2}}{\partial r} \right) - (k_\alpha + \omega) N_\alpha^{1/2} &= -S_\alpha - \omega N_\alpha^0 - D_\alpha \frac{\partial^2 N_\alpha^0}{\partial z^2} \\ D_\alpha \frac{\partial^2 N_\alpha^1}{\partial z^2} - (k_\alpha + \omega) N_\alpha^1 &= -S_\alpha - \omega N_\alpha^{1/2} - \frac{D_\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial N_\alpha^{1/2}}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (4.40)$$

где  $\omega = 4D_\alpha / \min(R_1^2, R_2^2)$  – параметр регуляризации, а  $k_\alpha$  определяется выражением (4.18). Для нахождения решения требовалось 7-10 итераций по схеме (4.40).

Расчет электрического поля в двумерном случае является более сложной задачей, чем в случае продольно-однородного разряда. Уравнение (4.20) уже недостаточно для нахождения пространственного распределения потока ионов, поскольку он может содержать соленоидальную компоненту. Наиболее общий подход к расчёту самосогласованного поля состоит в прямом моделировании движения заряженных частиц и решении уравнения Пуассона на каждом достаточно малом временном шаге. В частности, если распределение электронов считать заданным, то можно использовать такой цикл

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_i^{(0)} &= n_i^{(0)} \mu(\mathbf{E}^{(0)}) \mathbf{E}^{(0)} \\
n_i^{(1)} &= n_i^{(0)} + (S_i - \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)})) \Delta t \\
\mathbf{div}(\mathbf{E}^{(1)}) &= e(n_i^{(1)} - n_e - Z_d n_d) / \varepsilon_0,
\end{aligned} \tag{4.41}$$

где  $n_i$  – концентрация ионов,  $n_d$  – концентрация пылевых частиц,  $Z_d$  — зарядовое число пылевых частиц.

Однако для сходимости процесса, временной шаг  $\Delta t$  должен быть достаточно малым  $\Delta t < \frac{\varepsilon_0}{\mu e n_i}$  [155],[156]. С другой стороны, характерное время установления стационарного потока ионов имеет порядок времени амбиполярной диффузии, которое в  $(R/\lambda_{De})^2$  раз больше максимально допустимого шага.

Для ускорения расчётов в стационарном, или квазистационарном случае, применяются неявные схемы, позволяющие увеличить временной шаг [156],[157],[158],[159],[160]. В данном случае неявная схема может иметь вид

$$\varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}^{(1)}) = e(n_i^{(0)} - n_e) + e(S_i - \mathbf{div}(n_i^{(0)} \mu^{(0)} \mathbf{E}^{(1)})) \Delta t, \tag{4.42}$$

где  $\mu^{(0)} \equiv \mu(\mathbf{E}^{(0)})$ . Представив  $\mathbf{E}^{(1)} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}_1$ , и полагая  $e(n_i^{(0)} - n_e) \equiv \varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}^{(0)})$ , получаем уравнение для поправки  $\mathbf{E}_1$  :

$$\varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}_1) + e \Delta t \mathbf{div}(n_i^{(0)} \mu^{(0)} \mathbf{E}_1) = e \Delta t (S_i - \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)})). \tag{4.43}$$

При решении стационарной задачи, временной шаг  $\Delta t$  может рассматриваться как фиктивный параметр и подбираться исходя из требования наиболее быстрого установления стационарного решения, причём, для него допустима и пространственная зависимость. Для нахождения этого параметра, представим плотность объёмного заряда  $q = q^{(0)} + q_1$  и подставим его вместе с полем  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}_1$  в уравнение для потока ионов

$$\mathbf{J}_i = \mu(n_e + q/e + Z_d n_d) \mathbf{E}. \tag{4.44}$$

Линеаризуя полученное выражение по малым добавкам  $q_1$  и  $\mathbf{E}_1$ , получим  $\mathbf{J}_i \approx \mathbf{J}_i^{(0)} + n_i^{(0)} \mu \mathbf{E}_1 + (q_1/e) \mu \mathbf{E}^{(0)}$ , где  $n_i^{(0)} = n_e + q^{(0)}/e + Z_d n_d$ ,  $\mathbf{J}_i^{(0)} = \mu n_i^{(0)} \mathbf{E}^{(0)}$ . После подстановки  $\mathbf{J}_i$  в (4.20) имеем

$$\mathbf{div}(n_i^{(0)} \mu \mathbf{E}_1) + (q_1/e) \mu \mathbf{div}(\mathbf{E}^{(0)}) + (\mathbf{E}^{(0)}, \mathbf{grad}((q_1/e) \mu)) = S_i - \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)}). \quad (4.45)$$

Учитывая, что  $q_1 = \varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}_1)$ , и  $\mathbf{div}(\mathbf{E}^{(0)}) = q^{(0)}/\varepsilon_0$  перепишем (4.45) в виде

$$\mathbf{div}(n_i^{(0)} \mu \mathbf{E}_1) + (q^{(0)}/e) \mu \mathbf{div}(\mathbf{E}_1) + (\mathbf{E}^{(0)}, \mathbf{grad}((q_1/e) \mu)) = S_i - \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)}). \quad (4.46)$$

Сравнив уравнения (4.46) и (4.43), замечаем, что (4.43) будет отличаться от (4.46) только отсутствием члена  $\frac{e}{q^{(0)} \mu} (\mathbf{E}^{(0)}, \mathbf{grad}((q_1/e) \mu))$  в левой части, если

$$\Delta t = \frac{\varepsilon_0}{q^{(0)} \mu}. \quad (4.47)$$

Уравнение для корректирующей поправки  $\varphi_1$  к профилям потенциалов, полученное из (4.43) и (4.47) имеет вид

$$\mathbf{div}(n_i^{(0)} \mu^{(0)} \mathbf{grad}(\varphi_1)) + \mu^{(0)} (q^{(0)}/e) \mathbf{div}(\mathbf{grad}(\varphi_1)) = \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)}) - S_i, \quad (4.48)$$

где

$$n_i^{(0)} = n_e + \varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}^{(0)})/e \quad (4.49)$$

в отсутствии пылевых частиц, или

$$n_i^{(0)} = n_e + \varepsilon_0 \mathbf{div}(\mathbf{E}^{(0)})/e + Z_d n_d \quad (4.49 \text{ a})$$

при наличии пылевой компоненты;

$$q^{(0)} = \varepsilon_0 \operatorname{div}(\mathbf{E}^{(0)}) \quad (4.50)$$

Если в ходе расчётов,  $n_i^{(0)}$  в какой-то точке принимало отрицательное значение, то оно заменялось на 0.

Радиальная и аксиальная компоненты потока ионов в конечных разностях записываются как

$$J_{ir}(r_{k+1/2}, z_l) = \begin{cases} \mu \left( \sqrt{(E_r(r_{k+1/2}, z_l))^2 + (E_z(r_k, z_{l+1/2}))^2} \right) n_i(r_k, z_l) E_r(r_{k+1/2}, z_l), & E_r(r_{k+1/2}, z_l) \geq 0 \\ \mu \left( \sqrt{(E_r(r_{k+1/2}, z_l))^2 + (E_z(r_k, z_{l+1/2}))^2} \right) n_i(r_{k+1}, z_l) E_r(r_{k+1/2}, z_l), & E_r(r_{k+1/2}, z_l) < 0 \end{cases}, \quad (4.51)$$

$$J_{iz}(r_k, z_{l+1/2}) = \begin{cases} \mu \left( \sqrt{(E_r(r_{k+1/2}, z_l))^2 + (E_z(r_k, z_{l+1/2}))^2} \right) n_i(r_k, z_l) E_z(r_k, z_{l+1/2}), & E_z(r_k, z_{l+1/2}) \geq 0 \\ \mu \left( \sqrt{(E_r(r_{k+1/2}, z_l))^2 + (E_z(r_k, z_{l+1/2}))^2} \right) n_i(r_k, z_{l+1}) E_z(r_k, z_{l+1/2}), & E_z(r_k, z_{l+1/2}) < 0 \end{cases}, \quad (4.52)$$

где  $E_r(r_{k+1/2}, z_l) = \frac{\varphi(r_k, z_l) - \varphi(r_{k+1}, z_l)}{r_{k+1} - r_k}$ ,  $E_z(r_k, z_{l+1/2}) = \frac{\varphi(r_k, z_l) - \varphi(r_k, z_{l+1})}{z_{l+1} - z_l}$ . Для обеспечения

равенства потоков ионов и электронов на стенку вводился дополнительный фиктивный ряд ячеек  $r_{N+1}$  ( $r_N = R$ ) и принималось, что  $J_r(r_{N+1/2}, z_l) = J_w(z_l)$ .

Плотность объёмного заряда вычислялась по формулам

$$q(r_k, z_l) / e = \frac{\varepsilon_0}{e} \left( \frac{E_r(r_{k+1/2}, z_l)(r_k + r_{k+1}) - E_r(r_{k-1/2}, z_l)(r_k + r_{k-1})}{(r_{k+1} - r_{k-1})r_k} + 2 \frac{E_z(r_k, z_{l+1/2}) - E_z(r_k, z_{l-1/2})}{z_{l+1} - z_{l-1}} \right), \quad (4.53)$$

при  $r_k > 0$ , и

$$q(0, z_l) / e = \frac{\varepsilon_0}{e} \left( \frac{4E_r(r_{1/2}, z_l)}{r_1} + 2 \frac{E_z(0, z_{l+1/2}) - E_z(0, z_{l-1/2})}{z_{l+1} - z_{l-1}} \right) \quad (4.54)$$

на оси трубки. На стенке трубки принималось  $q(r_N, z_l) = q(r_{N-1}, z_l)$ .

Операторы в левой части (4.48) можно разбить на

$$L_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r n_i^{(0)} \mu^{(0)} \frac{\partial}{\partial r} \right) + (q^{(0)} / e) \mu^{(0)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (4.56)$$

и

$$L_z = \frac{\partial}{\partial z} \left( n_i^{(0)} \mu^{(0)} \frac{\partial}{\partial z} \right) + (q^{(0)} / e) \mu^{(0)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} : \quad (4.57)$$

$$L_r \varphi_1 + L_z \varphi_1 = \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)}) - S_i. \quad (4.58)$$

Сеточные аппроксимации операторов вида  $Lu = \nabla(\mathbf{p} \nabla u)$  имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( p(r) \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r_k} \left( \frac{r_{k+1} + r_k}{2} \sqrt{p(r_k) p(r_{k+1})} \frac{u(r_{k+1}) - u(r_k)}{r_{k+1} - r_k} - \frac{r_{k-1} + r_k}{2} \sqrt{p(r_k) p(r_{k-1})} \frac{u(r_k) - u(r_{k-1})}{r_k - r_{k-1}} \right), \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( p(z) \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \sqrt{p(z_l) p(z_{l+1})} \frac{u(z_{l+1}) - u(z_l)}{z_{l+1} - z_l} - \sqrt{p(z_l) p(z_{l-1})} \frac{u(z_l) - u(z_{l-1})}{z_l - z_{l-1}}. \quad (4.60)$$

Решение уравнения (4.48) находилось методом переменных направлений по схеме, предложенной в [161]:

$$\begin{aligned} (-\omega + L_r) \varphi_{1/2} &= \mathbf{div}(\mathbf{J}_i^{(0)}) - S_i \\ (-\omega + L_z) \varphi_1 &= -2\omega \varphi_{1/2} \\ \varphi^{(1)} &= \varphi^{(0)} + \varphi_1 \end{aligned} \quad (4.61)$$

Параметр  $\omega \sim n_e \mu / h_r^2$  подбирался минимальным, обеспечивающим устойчивость счёта. Для поправок  $\varphi_1$  применялись следующие граничные условия:  $\varphi_1 = 0$ ,  $\partial \varphi_1 / \partial z = 0$  на катодном торце счётной области,  $\varphi_1 = \text{const}$  на проводящем кольце,  $\varphi_1 = 0$  на фиктивном слое  $r_{N+1}$ . После нескольких сотен (200 - 400) итераций по схеме (4.61) при фиксированных распределениях  $n_e$  и  $S_i$ , проводился новый расчёт функции распределения электронов (решение уравнения (4.3)) и пересчёт концентраций метастабильных атомов.

Подобно тому, как при расчёте радиального поля в однородном разряде для сходимости итерационного процесса требовалась дополнительная коррекция радиального профиля в соответствии с (4.24), так и при решении двумерной задачи возникает проблема ионизационной неустойчивости. Малое превышение (недостаток) ионизации над потоком ионов на стенку на некотором отрезке разрядной трубки ведёт после цикла расчётов по схеме (4.61) к увеличению (уменьшению) радиального поля на этом отрезке, а после нового решения уравнения (4.3) для функции распределения электронов – к ещё большему увеличению (уменьшению) скорости



ионизации. Неустойчивость проявляется в нарастании длинноволновых осцилляций скорости ионизации и продольного поля с характерным периодом, превышающим радиус разрядной трубки. Для подавления этой неустойчивости, после нескольких (от 5 до 20 в зависимости от параметров задачи) полных циклов расчётов по уравнениям (4.3), (4.61) проводилась дополнительная коррекция продольного поля по приведённой ниже схеме: Сначала рассчитывалась величина

$$\Xi(z) = B \frac{R^2}{I_{DC}} \left( \frac{\partial \left( \bar{\varepsilon}(0, z) \left( S_i(0, z) - \mathbf{div}(J_i(0, z)) \right) \right)}{\partial z} L_\varepsilon + \bar{\varepsilon}(0, z) \cdot \left( S_i(0, z) - \mathbf{div}(J_i(0, z)) \right) \right), \quad (4.62)$$

где  $\bar{\varepsilon}$  - средняя энергия электронов,  $L_\varepsilon = 150/P$  (в см при  $P$  в Па) – характерная длина энергетической релаксации,  $R$  – радиус трубки в текущем сечении,  $I_{DC}$  – ток разряда, а коэффициент  $B$  подбирался эмпирически для обеспечения сходимости счёта и составлял 0.15 при 40 Па и 1.0 при 90 Па. Величины невязки  $S_i - \mathbf{div}(J_i)$  и средние энергии электронов  $\bar{\varepsilon}$  в (4.62) соответствуют оси трубки. Затем, находилось добавочное поле  $E_1$  путём усреднения величины  $\Xi(z)$  по схеме

$$E_1(z_j) = E_1(z_{j-1}) \cdot (1 - (z_j - z_{j-1})\kappa) + \Xi(z_j) \cdot (z_j - z_{j-1})\kappa, \quad (4.63)$$

где параметр  $\kappa = 2.4048/R$  – характерный пространственный масштаб амбиполярной диффузии, а вычисления начинались с малых  $j$ , соответствующих катодному краю счётной области, и велись в сторону больших  $j$ . Далее, добавочное поле интегрировалось по  $z$ , и к распределению потенциалов добавлялась соответствующая поправка (не зависящая от радиуса).

Общая схема расчёта приведена на Рисунке 4.1. Вначале проводились предварительные расчёты однородных разрядов, соответствующих катодному и анодному краю счётной области (в случае одинакового радиуса разрядной трубки и отсутствия кольцевых электродов внутри счётной области достаточно одного расчёта), и задавались исходные распределения потенциалов и концентраций метастабильных атомов. При этом на краях счётной области радиальные распределения потенциалов и концентрации метастабилей соответствовали параметрам соответствующих однородных разрядов, дополнительно, продольное поле на катодном крае счётной области задавалось равным полю однородного разряда. Кроме распределения потенциалов, задавалось начальное распределение пленённых электронов (обычно нулевое) и, если моделировался разряд с пылевой компонентой, то задавалось распределение концентраций пылевых частиц и их начальные заряды (модификация модели,

позволяющая проводить самосогласованный расчёт разряда с пылевой компонентой будет подробно изложена в следующем разделе).

Далее начинался итерационный процесс, включавший 4 вложенных цикла итераций. Внешний цикл “а” включал расчёт пленённых электронов в случае, когда в ходе моделирования появлялись области с обратным продольным полем. Поскольку концентрация пленённых электронов  $n_t$  очень чувствительна к глубине потенциальной ямы, то для обеспечения устойчивости счёта новая концентрация пленённых электронов рассчитывалась по формуле  $n_t^1 = 0.8n_t^0 + 0.2n_t^{calc}$ , где  $n_t^0$  - предыдущая концентрация пленённых электронов, а  $n_t^{calc}$  - рассчитанная по формуле (4.26).



**Рисунок 4.1** - схема расчёта пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока.

Далее проводилась серия (от 10 до 40) циклов “b” при фиксированной концентрации пленённых электронов до установления нового распределения потенциалов, после чего цикл “a” повторялся. Всего требовалось около 20 циклов “a” для выхода распределения потенциалов и концентрации пленённых электронов на стационарное значение (с точностью 5% от концентрации пленённых электронов в максимуме).

Цикл “b” представлял собой самосогласованный расчёт параметров разряда для фиксированного распределения пленённых электронов. Он состоял из серии циклов “c” и коррекции продольного поля в соответствии с (4.62)-(4.63). Наибольшая скорость сходимости получалась при 7 циклах “c” в серии.

Цикл “c” включал в себя решение уравнения (4.3) для функции распределения электронов, расчёт концентрации электронов, средней энергии электронов, скоростей ионизации и рождения метастабильных атомов в состояниях  $1s_5$  и  $1s_3$ , коэффициентов гибели метастабильных атомов и плотности потока электронов на стенку трубки, расчёт концентрации метастабильных атомов путём решения уравнения (4.40), и коррекцию распределения потенциалов, путём выполнения серии из 200 циклов “d”.

Цикл “d” выполнялся по схеме, описываемой уравнениями (4.61), при фиксированном распределении электронов и скоростей ионизации.

Счётная сетка несколько отличалась при расчёте функции распределения электронов (решении уравнения (4.3)) и при расчётах концентраций метастабильных атомов и электрических потенциалов. Если для решения (4.3) использовалась сетка с постоянным шагом по оси  $z - h_z$ , то для остальных расчётов на участке наиболее резкого изменения параметров разряда (в месте расположения пылевого облака, ступенчатого изменения радиуса трубки, или иного возмущения) шаг по  $z$  дробился на 10 частей. Для расчётов концентрации электронов, скорости ионизации и плотность потока электронов на стенку на промежуточных шагах, а также при расчёте концентрации пленённых электронов, использовалась линейная интерполяция функции распределения электронов при данной полной энергии между основными шагами сетки.

## **4.2 Численное моделирование и экспериментальное исследование положительного столба разряда постоянного тока в неоне в трубке со ступенчатым изменением радиуса разрядной трубки**

### **4.2.1 Постановка задачи**

Тлеющий разряда постоянного тока в трубке с переменным радиусом часто используется в приложениях и в физических экспериментах. Особенности структуры разряда в области резкого изменения разрядной трубки неоднократно были предметом теоретического и экспериментального изучения [162],[163],[164],[165]. Сужение разрядной трубки широко используется для формирования неподвижных страт, в экспериментах по изучению плазменно-

пылевых структур [7]. Серия неподвижных страт возникает в широкой части разрядной трубки, если она расположена со стороны анода относительно узкого участка [66]. Возникновение таких страт является следствием нелокального поведения функции распределения электронов [162], [166],[167]. Изучение структуры страт, вызванных локальным возмущением положительного столба, представляет интерес как с точки зрения изучения явления стратификации разряда постоянного тока при низких давлениях, так и для выяснения параметров плазмы в областях формирования плазменно-пылевых структур.

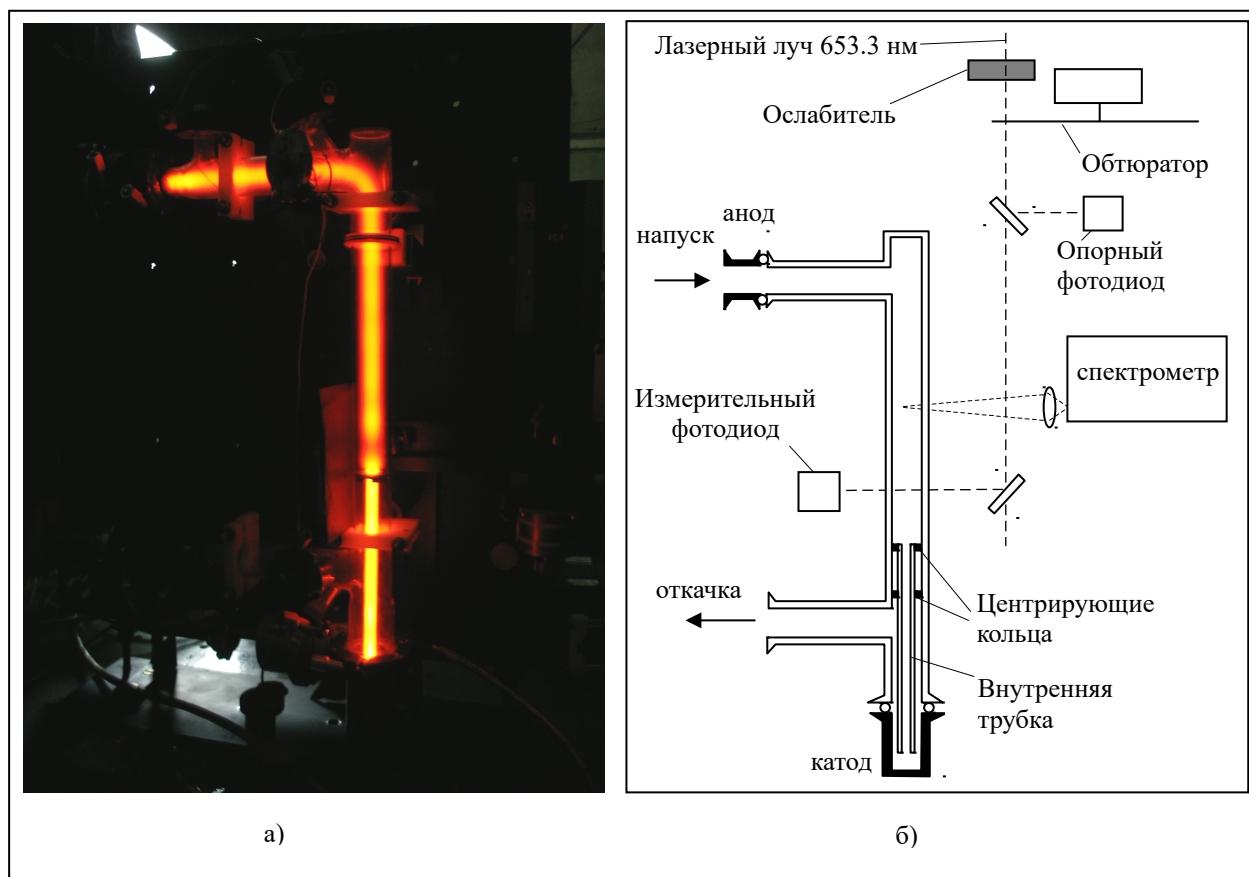
Исследование структуры положительного столба в окрестности резкого изменения радиуса разрядной трубки проводилось путём численного моделирования и с помощью оптических измерений интенсивностей излучения разряда и концентраций метастабильных атомов. Сопоставление рассчитанных и измеренных профилей позволило протестировать правильность результатов расчётов.

#### **4.2.2 Экспериментальная установка и параметры численной модели**

Фотография разрядной трубки приведена на Рисунке 4.2(а). Внутри стеклянной трубки внутренним диаметром 30 мм соосно помещалась внутренняя стеклянная трубка внутренним диаметром 13.87 мм. Длина тонкой трубки составляла 244 мм. Для обеспечения соосности внутренняя трубка поддерживалась двумя кольцами из нержавеющей стали, одно из которых находилось на срезе трубки, как показано на схеме на Рисунке 4.2(б). Другой конец находился внутри катода, который представлял собой глухой цилиндр из нержавеющей стали. Откачка и напуск газа проводился через боковые ответвления, в одном из которых помещался цилиндрический анод. Расстояние от среза внутренней трубки до бокового ответвления, в котором располагался анод, составляло около 220 мм, длина боковых ответвлений составляла 180 мм при диаметре, том же что и в центральном отрезке трубки.

Оптические измерения состояли из регистрации излучения плазмы на линии неона 585.3 нм с помощью предварительно прокалиброванного спектрометра и в измерениях поглощения излучения перестраиваемого диодного лазера на линии 653.3 нм на различных расстояниях от среза внутренней трубки. Для этого использовались спектрометр, сделанный на базе малогабаритного монохроматора МЗД-2 и спектроскопической системы «МОРС» на базе ПЗС-линейки. Для измерения поглощения использовался перестраиваемый одночастотный диодный лазер фирмы Torptica DL-100 и два фотодиода ФД-7 для регистрации излучения. Более подробно схема оптических измерений будет описана в разделе описания методов измерений.

Разряд в трубке поддерживался с помощью источника постоянного тока с рабочим напряжением до 2400 В, но для подавления бегущих страт, в непосредственной близости от катода располагалась дополнительная система балластных резисторов с общим сопротивлением 75 кОм и рассеиваемой мощностью до 16 Вт. Размещение балластных сопротивлений рядом с катодом позволяло уменьшить конструктивную ёмкость катода и подводящих проводов до единиц пикофард.



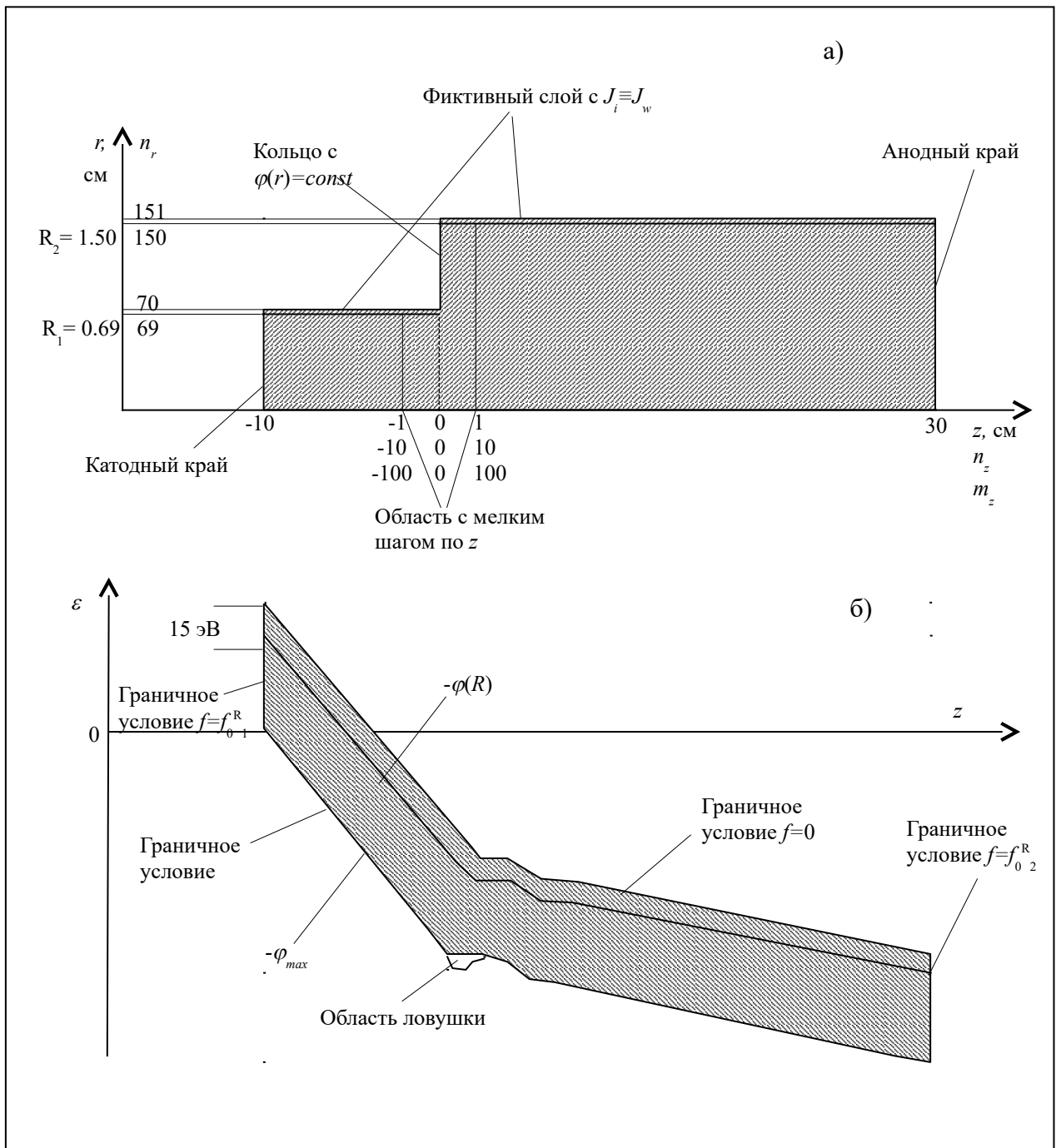
**Рисунок 4.2** - Общий вид и схема экспериментальной установки.

Отсутствие бегущих страт контролировалось видеосъёмкой с помощью скоростной камеры «Fantom-5» на частоте 8000 кадров в секунду. Скоростная съёмка показала отсутствие регулярных бегущих страт, но наблюдались нерегулярные флуктуации яркости разряда с относительной амплитудой до 10% и характерным временем порядка миллисекунды.

Вакуумная система обеспечивала непрерывный проток рабочего газа (неона чистотой 99.998%) с расходом до 18 ст. см<sup>3</sup> в минуту, стабилизированного регулятором расхода 1179AX фирмы MKS, который был предварительно прокальброван по неону. Давление в камере поддерживалось постоянным с помощью системы стабилизации давления фирмы MKS на базе прецизионного измерителя давления 627BX на диапазон до 2 Torr, мотылькового клапана с

электроприводом 235В и контроллера MKS 600. После откачки и дегазации натекание в разрядную камеру не превышало  $2 \cdot 10^{-4}$  ст. см<sup>3</sup> в минуту (под ст. см<sup>3</sup> понимается количество газа в см<sup>3</sup> при стандартных условиях:  $2.69 \cdot 10^{19}$  молекул). При горении разряда поступление примесей возрастало из-за разрушения стенок трубки. Поэтому, для обеспечения высокой чистоты неона в процессе длительных измерений, проток газа через систему поддерживался на уровне 17 ст. см<sup>3</sup> в минуту, что соответствует среднемаассовой скорости газа в широкой трубке около 1 м/с при давлении 40 Па. Наличие такого протока не влияет существенно на плазменные процессы, поскольку характерное время самого медленного процесса – диффузии метастабилей на стенку - при этих условиях составляет 1 мс, а сносом на 1 мм в осевом направлении можно пренебречь.

Измерения проводились при давлении 40 Па и токах разряда 4 и 10 мА, а также при давлении 90 Па и токе 10 мА. Для этих параметров разряда были проведены и численные расчёты. Схема счётной области представлена на Рисунке 4.3. На Рисунке 4.3(а) заштрихована область, в которой проводились расчёты распределения потенциалов и концентраций метастабильных атомов. Она включает фиктивный слой, требующийся для постановки граничного условия равенства потоков ионов и электронов на стенку, и область с более мелким шагом по  $z$  вблизи ступенчатого изменения радиуса трубки. Указано также проводящее кольцо, ограничивающее счётную область. Шаг по радиусу составлял всюду 0.01 см, основной шаг по  $z$  был равен 0.1 см, а уменьшенный – 0.01 см, то есть такой же, как и по радиусу. На рисунке 4.3(б) штриховкой показана область решения уравнения (4.41), а также граничные условия для этого уравнения. Указана также область ловушки для электронов, исключённая из области поиска решений уравнения (4.3). Принято, что потенциал на оси трубки в сечении катодного края счётной области равен 0.  $\varphi_{max}$  обозначает максимальное значение потенциала в текущем сечении, которое обычно соответствует потенциалу на оси трубки (при отсутствии объёмной рекомбинации). Шаг по энергии составлял 0.15 эВ.



**Рисунок 4.3 - Счётная область: пространственная (а) и в координатах энергия – продольная координата (б).**

### 4.2.3 Методы оптических измерений

Проводились измерения интенсивности излучения в линии 585 нм, соответствующей переходу  $2p_1-1s_2$  атома неона. Эта линия является наиболее интенсивной в спектре неона, излучение в ней практически не бывает пленённым, а сечение возбуждения уровня  $2p_1$

определяется прямым возбуждением (вклад каскадных процессов  $<10\%$  [132]). Это делает данную линию удобной для измерений и сопоставления с результатами расчётов. Измерения интенсивности линии осуществлялись путём суммирования оцифрованных сигналов с 11 пикселей ПЗС линейки, соответствующих данной линии в зарегистрированном спектре. Линейность сигнала ПЗС линейки была проверена экспериментально путём регистрации спектров излучения эталонной лампы, прошедшего через два различных светофильтра, расположенных как по отдельности, так и два вместе. Мультипликативность пропускания выполнялась с точностью не хуже 2 %. Пространственное сканирование производилось перемещением спектрометра вместе с коллимирующей линзой вдоль оси трубки (ось  $z$ ). При этом оптическая ось регистрирующей системы всё время проходила через ось трубки под углом, близким к прямому. Погрешность относительных измерений определялась в основном флуктуациями излучения разряда и не превышала 10%.

Для абсолютных измерений яркости разряда использовались результаты калибровки спектрометра, проведённой в сходных условиях (с той же диафрагмой на линзе, той же щелью и подобном расстоянии до источника, только время накопления сигнала было уменьшено в 10 раз, ввиду большей яркости эталонной лампы). Для калибровки использовалась поверенная эталонная вольфрамовая лампа ТРУ 1100-2350-0287 при яркостной температуре на 650 нм равной 1878 К (фактическая температура ленты 2033 К при коэффициенте излучения 0.41). Погрешность калибровки можно оценить в 20 %, включая систематическую и статистическую погрешности.

Для измерения концентраций метастабильных атомов в состоянии  $1s_3$  использовался метод поглощения на линии 653.3 нм, соответствующей переходу  $2p_7-1s_3$ . Линия поглощения сканировалась с помощью перестраиваемого одночастотного непрерывного лазера, управляемого через компьютер. Излучение лазера направлялось параллельно разрядной трубке. Часть энергии излучения отражалась неподвижной стеклянной пластинкой на опорный фотодиод для контроля интенсивности излучения лазера, часть отражалась другой пластинкой в направлении разрядной трубки и, пройдя через трубку по диаметру, попадала на измерительный фотодиод. Вторая стеклянная пластинка и измерительный фотодиод были закреплены на одном держателе и перемещались вдоль оси трубки (и вдоль луча лазера) для осуществления пространственного сканирования. Для устранения помех от собственного излучения плазмы луч лазера периодически прерывался обтюратором. Полезный сигнал представлял собой разность сигналов с фотодиодов при открытом и закрытом луче лазера. Для контроля скорости перестройки частоты линии генерации лазера и контроля отсутствия перескока между модами был прописан спектр пропускания эталона Фабри-Перо с базой 20.009 см. Зависимость



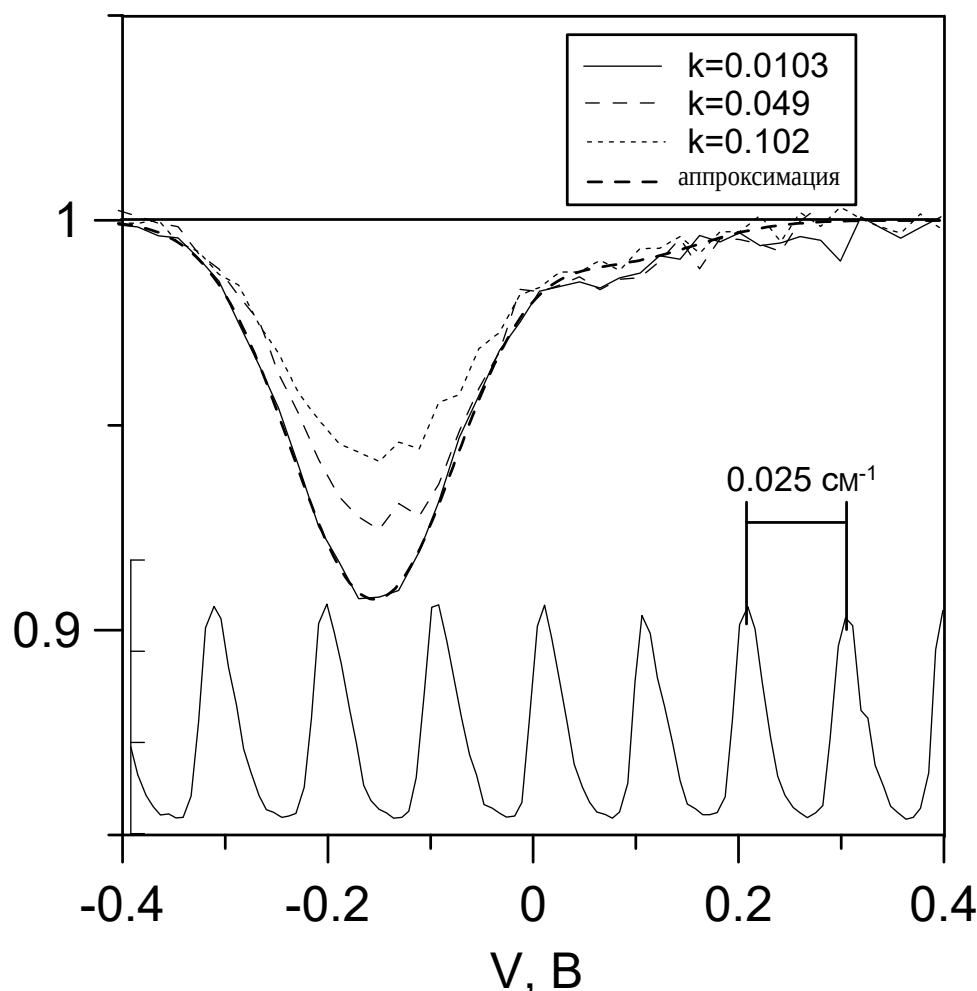
пропускания эталона Фабри-Перо от величины управляющего напряжения и типичный спектр пропускания плазмы приведены на Рисунке 4.4. При лазерной диагностике метастабильных атомов необходимо помнить о возможности расселения метастабильного уровня при воздействии лазерного излучения. Поэтому была исследована зависимость коэффициента поглощения в плазме при рабочих параметрах разряда от мощности излучения.

Мощность лазера менялась в процессе сканирования от 4 до 7 мВт, либо от 6 до 10 мВт в зависимости от настроек, которые приходилось корректировать при изменении погодных условий. Сечение луча имело размер приблизительно 2x2 мм. При такой плотности мощности лазерного излучения наблюдалось сильное насыщение поглощения, поэтому лазерный луч ослаблялся набором из темных стёкол дополнительно к 10 кратному ослаблению при отражении от стеклянной пластинки.

Зависимость измеренного коэффициента поглощения в центре линии от коэффициента пропускания ослабителя представлена на Рисунке 4.5. Рабочий уровень ослабления показан на рисунке треугольником у оси абсцисс. Концентрация атомов, проинтегрированная по диаметру разрядной трубки, восстанавливалась путём аппроксимации измеренных спектральных коэффициентов поглощения доплеровскими профилями. При этом учитывалось, что природная смесь изотопов неона содержит 9.7% тяжёлого изотопа с массовым числом 22, спектр которого смещён на  $0.054 \text{ см}^{-1}$  [168] вследствие изотопического сдвига. Для аппроксимации спектров поглощения использовалась следующая зависимость

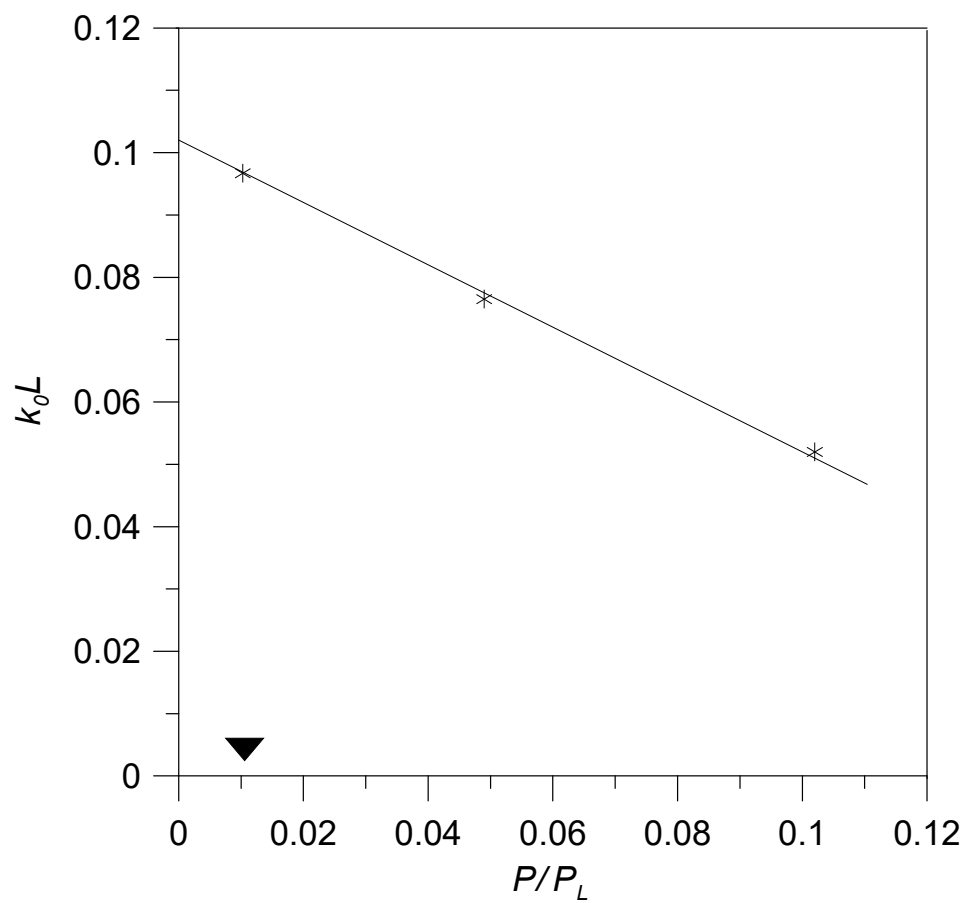
$$-\ln(T(\nu)) = A_{12} \frac{\lambda^2}{8\pi} \left( 0.903 g(\nu) + 0.097 g'(\nu - 0.054 \text{ см}^{-1}) \right) \frac{g_2}{g_1} \int N_{s3} dl, \quad (4.64)$$

где  $T(\nu)$  – спектральный коэффициент пропускания плазмы,  $g(\nu)$  и  $g'(\nu)$  - нормированные на площадь доплеровские профили, соответствующие комнатной температуре для  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$  соответственно,  $g_1=1$  и  $g_2=3$  – статвеса нижнего и верхнего уровня. Коэффициент Эйнштейна  $A_{12}$  для линии 653.3 нм был взят из базы данных *NIST* [141]. Полученные средние по радиусу концентрации атомов увеличивались на 4% для компенсации небольшого насыщения поглощения, наблюдавшегося при рабочей интенсивности зондирующего излучения.



**Рисунок 4.4** - Спектры пропускания плазмы (давление 40 Па, ток 4 мА, однородный разряд в трубке диаметром 3 см) при различных степенях ослабления лазерного излучения  $k$  и спектр пропускания эталона Фабри-Перо в зависимости от управляющего напряжения. Жирной штриховой линией показана аппроксимация спектра в соответствии с формулой (4.64).

Относительная погрешность измерений концентраций не превышала 5%, но при каждом включении установки вначале наблюдался заметный рост концентраций метастабильных атомов в процессе горения разряда и дегазации стенок трубки. Выход на стационар происходил после 1 – 2 часа горения разряда при непрерывном потоке неона. Это связано с большим влиянием примесей на концентрацию метастабильных атомов [169]. Скорость тушения метастабильных атомов неона молекулярными примесями имеет величину  $4 \div 8 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$  [170], [171],[172], поэтому тушение начинает конкурировать с диффузией на стенку уже при концентрации примесей на уровне 0.02%. Отметим, что заметного дрейфа интенсивности излучения в линии 585 нм при тех же условиях не наблюдалось.



**Рисунок 4.5** - Зависимость коэффициента поглощения плазмы в центре линии от степени ослабления луча лазера.

#### 4.2.4 Результаты расчётов

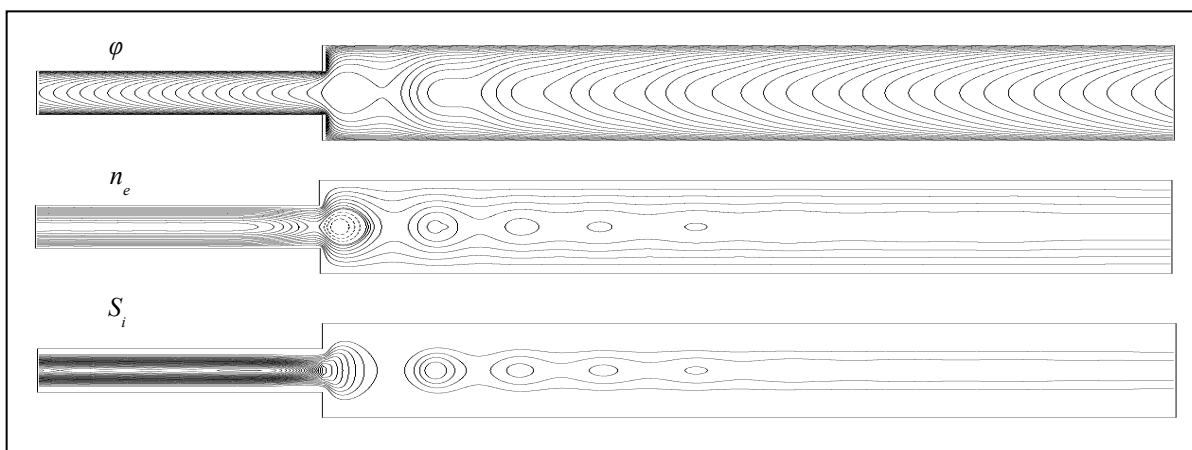
Численные расчёты и измерения проводились для разрядов при токах 4 мА и 10 мА и давлении 40 Па, а также при токе 10 мА и давлении 90 Па. Параметры, рассчитанные для продольно-однородных разрядов в трубках радиусом 0.69 см и 1.5 см, приведены в Таблице 4.1.

Распределения профилей потенциалов, концентраций электронов и скоростей ионизации в продольном сечении разрядной трубке представлены на Рисунках 4.6 - для 4 мА, 40 Па, 4.7 – для 10 мА, 40 Па и 4.8 – 10 мА, 90 Па. Шаг эквипотенциальных поверхностей составляет 2 В, шаг профилей равных концентраций на Рисунке 4.6 составляет  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , на Рисунке 4.7 -  $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , на Рисунке 4.8 -  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , кроме областей, в которых присутствуют пленённые электроны. В областях с пленёнными электронами профили концентраций показаны пунктиром с шагом  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  на всех рисунках. Шаг линий равных скоростей ионизации составляет  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  на Рисунках 4.6, 4.7 и 4.8 соответственно.

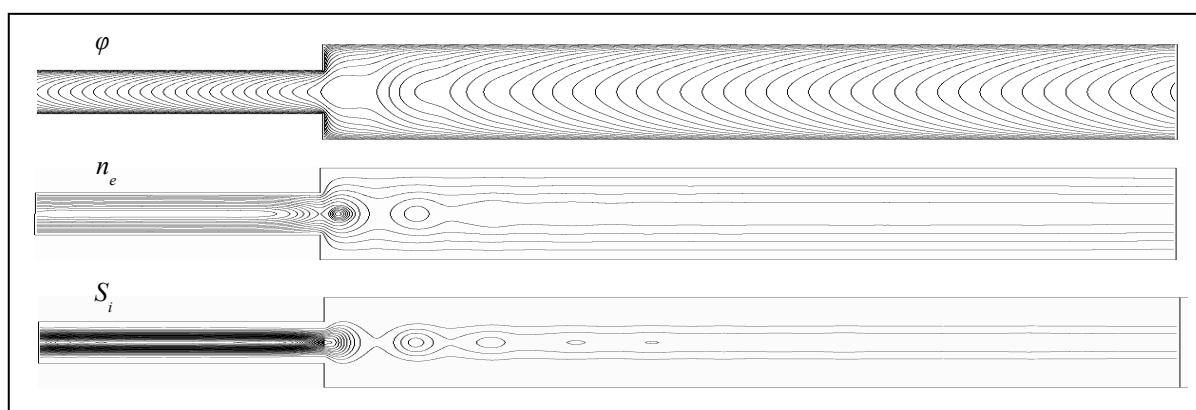
**Таблица 4.1**

Давление и ток разряда	Радиус трубки, см	Продольное электрическое поле, В/см	Потенциал стенки, В	Концентрация электронов на оси трубки, $10^9 \text{ см}^{-3}$	Средняя энергия электронов на оси трубки, эВ	Концентрация метастабильных атомов (суммарная) на оси трубки, $10^{11} \text{ см}^{-3}$
40 Па, 4 мА	0.69	4.48	28.6	2.91	10.4	3.95
	1.5	2.46	25.5	1.05	8.9	2.78
40 Па, 10 мА	0.69	4.21	27.8	6.87	10.2	7.47
	1.5	2.32	24.9	2.51	8.7	4.86
90 Па, 10 мА	0.69	4.97	24.6	12.35	8.6	15.7
	1.50	2.68	22.3	4.62	7.5	8.07

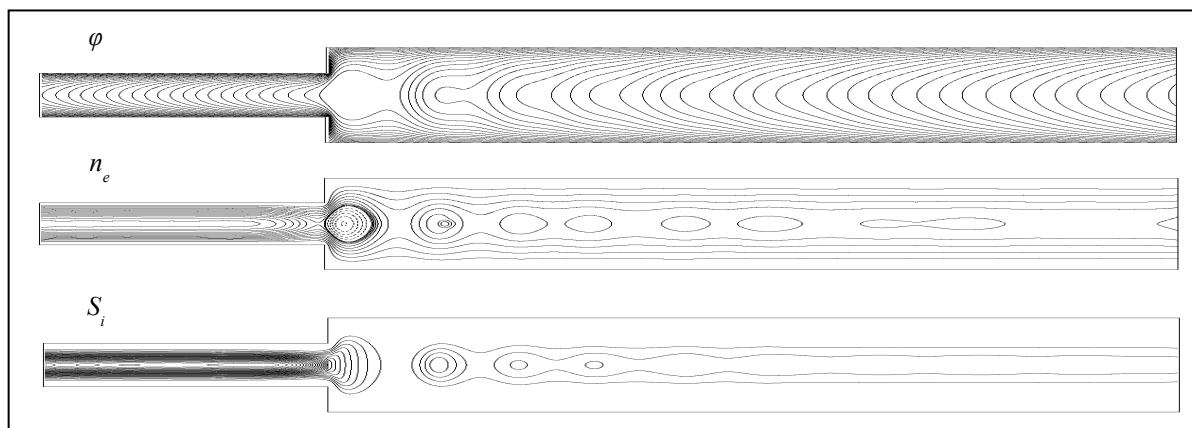
На приведённых рисунках хорошо видна квази-периодическая структура неподвижных страт, затухающих в направлении анода. Из рисунков видно, что области максимальной концентрации электронов близки к максимумам скорости ионизации (в силу стационарности потоков), но сдвинуты к аноду относительно максимумов продольного поля. С ростом давления стратификация становится менее выраженной, что является следствием кинетической природы страт.



**Рисунок 4.6** - Распределения электрического потенциала  $\varphi$  с шагом 2 В, концентрации электронов  $n_e$  с шагом  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  (пунктирами показаны уровни концентраций  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  в области потенциальной ловушки) и скорости ионизации  $S_i$  с шагом  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  в разряде при давлении 40 Па и токе 4 мА.

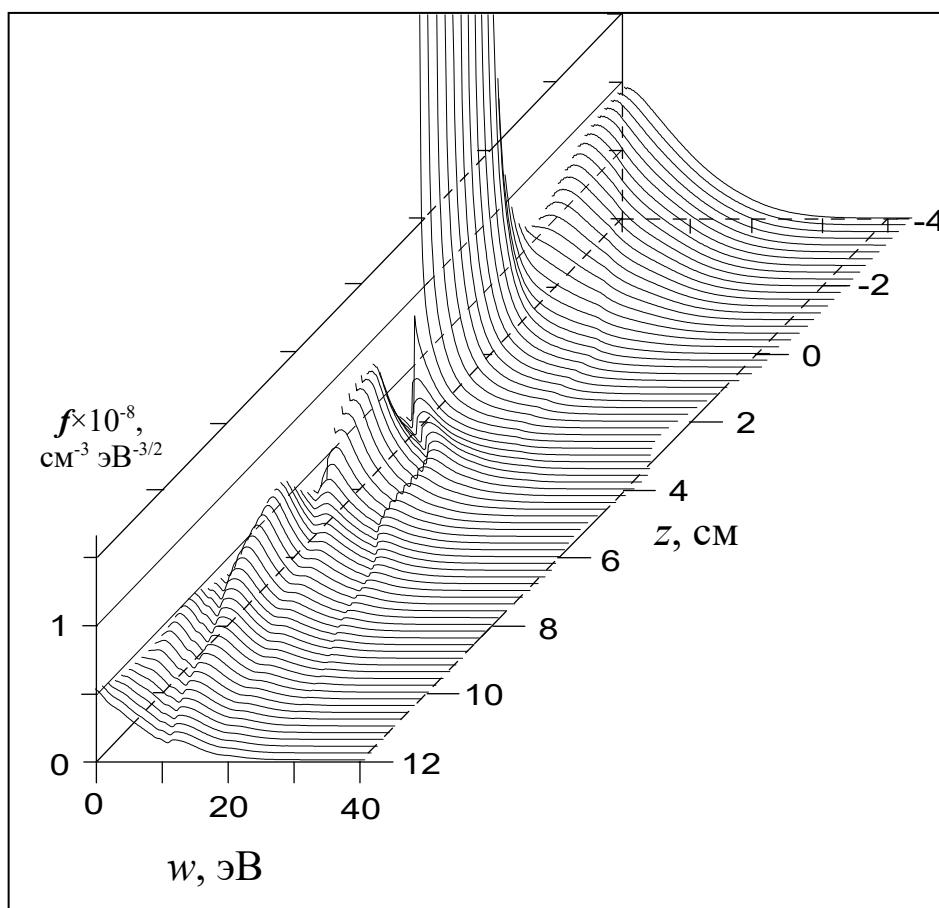


**Рисунок 4.7** - Распределения электрического потенциала  $\varphi$  с шагом 2 В, концентрации электронов  $n_e$  с шагом  $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  (пунктирами показаны уровни концентраций  $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , и  $10 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  в области потенциальной ловушки) и скорости ионизации  $S_i$  с шагом  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  в разряде при давлении 40 Па и токе 10 мА.

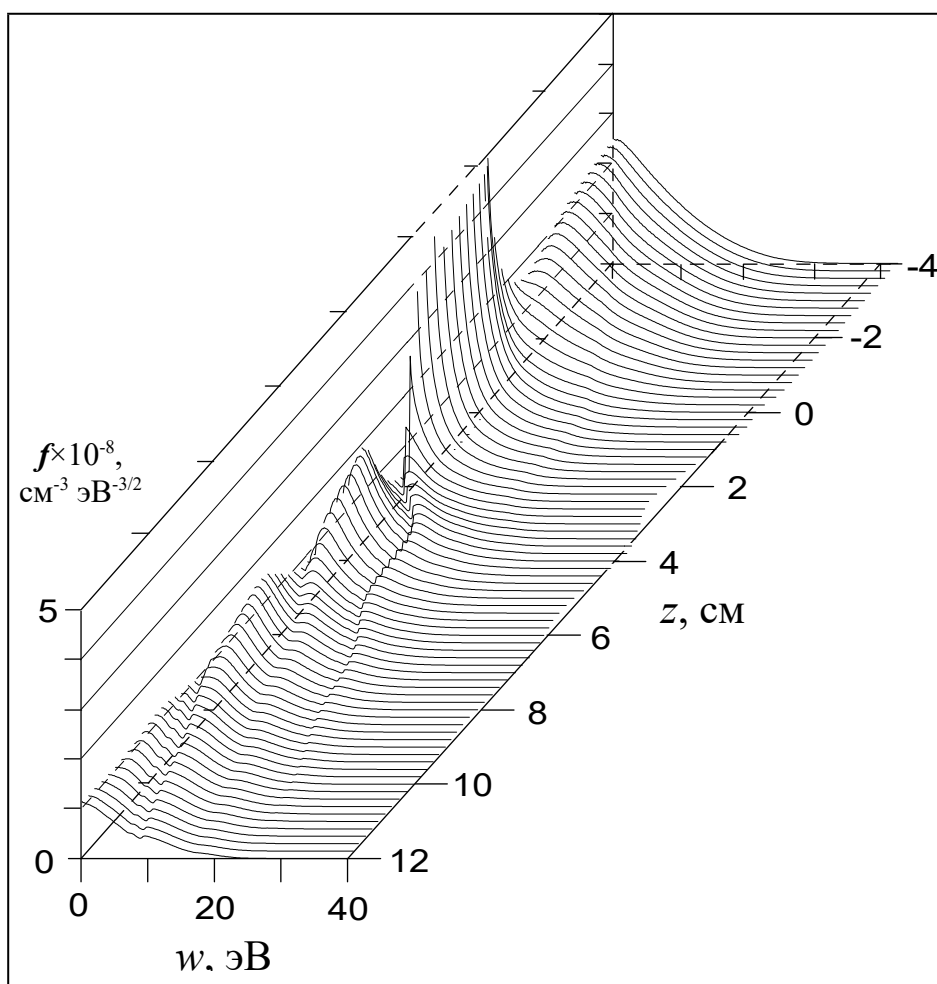


**Рисунок 4.8** - Распределения электрического потенциала  $\varphi$  с шагом 2 В, концентрации электронов  $n_e$  с шагом  $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и скорости ионизации  $S_i$  с шагом  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  в разряде при давлении 90 Па и токе 10 мА.

Изменение функции распределения электронов на оси трубки в области стратификации показано на Рисунках 4.9, 4.10 и 4.11 для параметров 40 Па, 4 мА; 40 Па, 10 мА и 90 Па, 10 мА соответственно. На рисунках показаны только функции распределения свободных электронов, полученные решением уравнения (4.3) без вклада пленённых электронов. Нормировка соответствует условию  $\int f \sqrt{w} dw = n_e$ . Хорошо видна сложная структура функции распределения электронов, имеющая два, или даже три максимума в зоне страт.



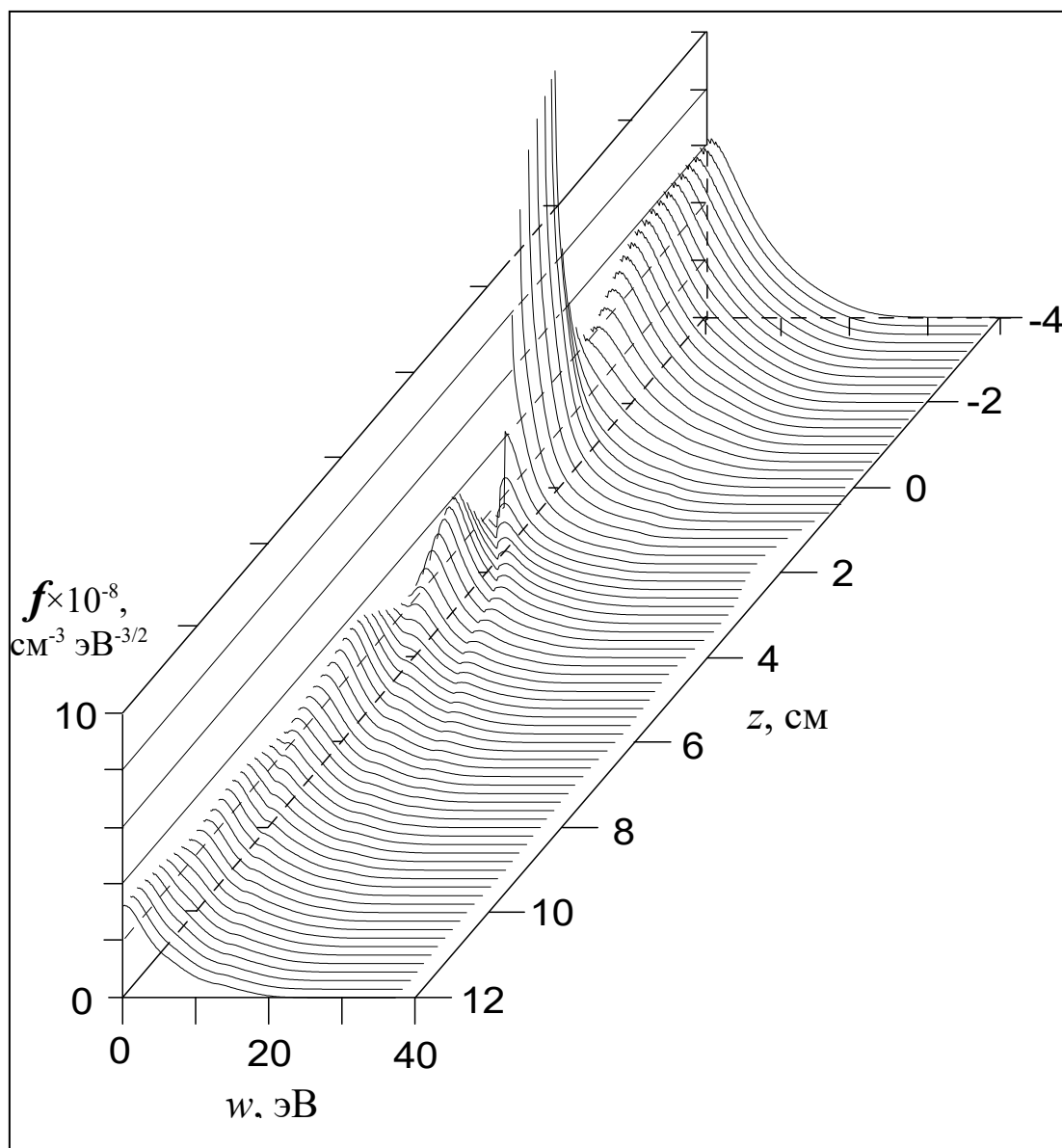
**Рисунок 4.9** - Функция распределения электронов (только решение (4.3) без пленённых электронов) для 40 Па, 4 мА на оси трубки в области скачка радиуса трубки (при  $z=0$ ), как функция кинетической энергии и продольной координаты. Координата  $z$  растёт в сторону анода.



**Рисунок 4.10** - Функция распределения электронов (только решение (4.3) без пленённых электронов) для 40 Па, 10 мА на оси трубки в области скачка радиуса трубки (при  $z=0$ ), как функция кинетической энергии и продольной координаты. Координата  $z$  растёт в сторону анода.

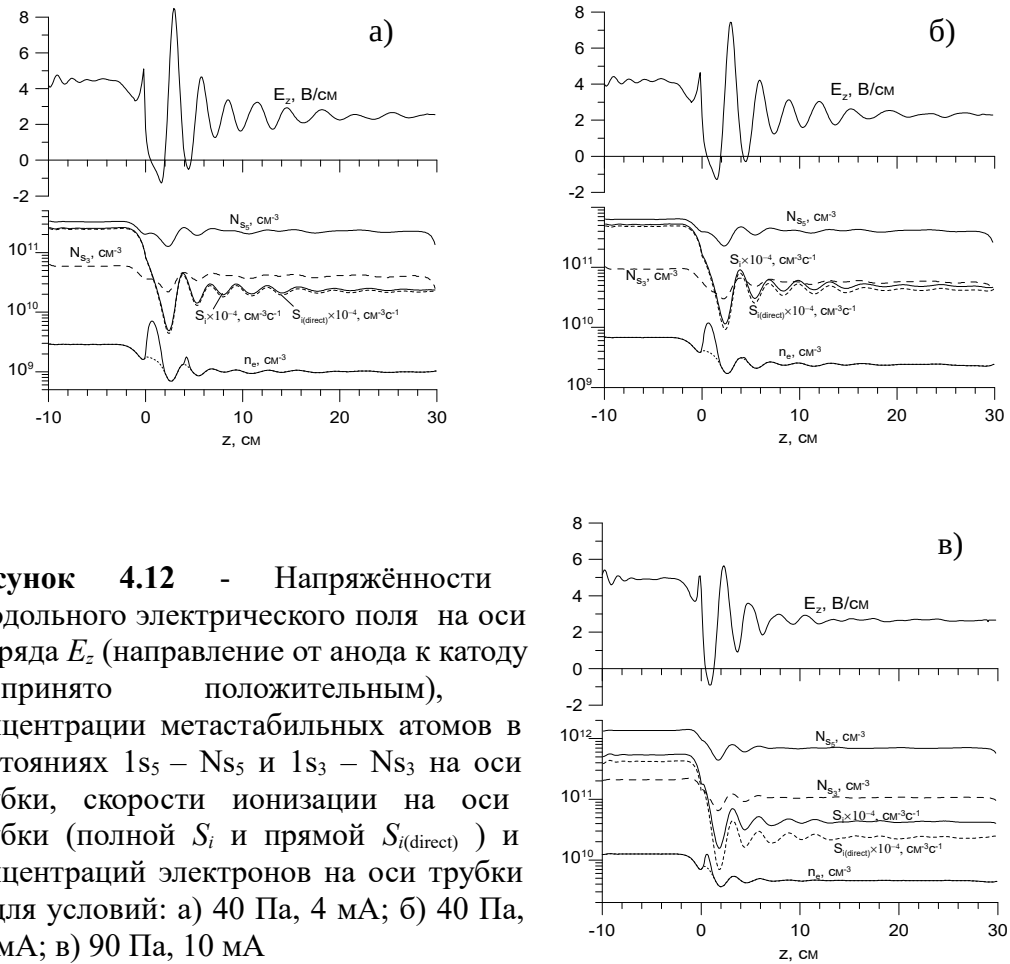
Вклад ступенчатой и хемионизации при 40 Па остаётся незначительным как при токе 4 мА, так и при 10 мА. Этим объясняется сходство относительных профилей функций распределения электронов, и распределений концентраций электронов, а также близость величин электрических полей в этих режимах. При 90 Па вклад ступенчатой ионизации становится существенным (около 50% в трубке радиусом 1.5 см), хотя и меньшим, чем по расчёту для таких же условий, представленному в работе [121]. Это различие можно объяснить

наличием некоторого разброса в литературных данных по сечениям возбуждения различных уровней неона и по сечению ионизации метастабильных атомов.



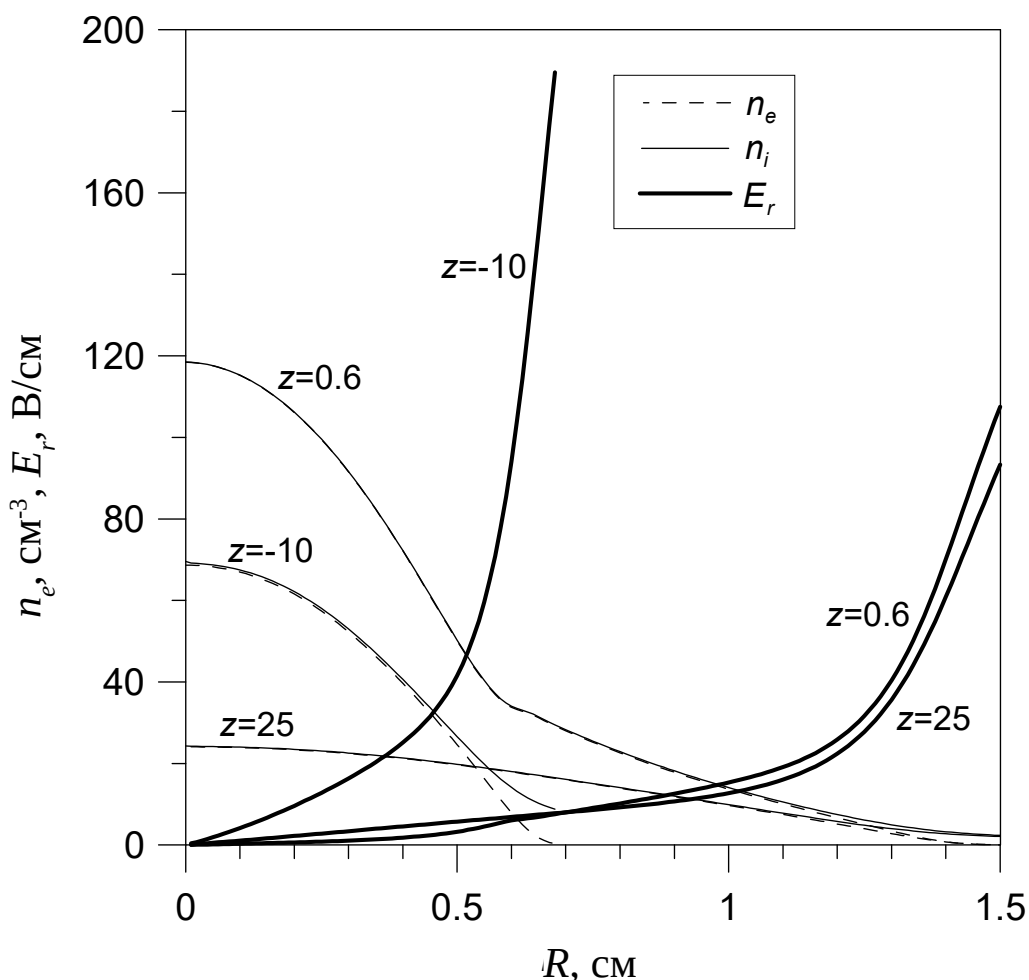
**Рисунок 4.11** - Функция распределения электронов (только решение (4.3) без пленённых электронов) для 90 Па, 10 мА на оси трубки в области скачка радиуса трубки (при  $z=0$ ), как функция кинетической энергии и продольной координаты. Координата  $z$  растёт в сторону анода.





**Рисунок 4.12** - Напряжённости продольного электрического поля на оси разряда  $E_z$  (направление от анода к катоду принято положительным), концентрации метастабильных атомов в состояниях  $1s_5 - Ns_5$  и  $1s_3 - Ns_3$  на оси трубки, скорости ионизации на оси трубки (полной  $S_i$  и прямой  $S_{i(\text{direct})}$ ) и концентраций электронов на оси трубки  $n_e$  для условий: а) 40 Па, 4 мА; б) 40 Па, 10 мА; в) 90 Па, 10 мА

Радиальные распределения концентраций электронов и ионов, а также напряжённости радиального поля в нескольких сечениях разрядной трубки для давления 40 Па и тока 10 мА представлены на Рисунке 4.13. В сечении  $z=0.6$  хорошо выделяется область, в которой присутствуют пленённые электроны. В этой приосевой области радиальное поле резко снижено по сравнению с полем в однородном разряде ( $z=25$ ), что обусловлено малой температурой пленённых электронов (0.155 эВ). Разность потенциалов между осью трубки и стенкой меняется в области стратификации в пределах от 22.5 В до 30 В при 40 Па и от 21 В до 27 В при 90 Па. Относительно небольшая амплитуда колебаний разности потенциалов между осью разряда и стенкой обусловлена резкой зависимостью потока электронов на стенку от потенциала последней.



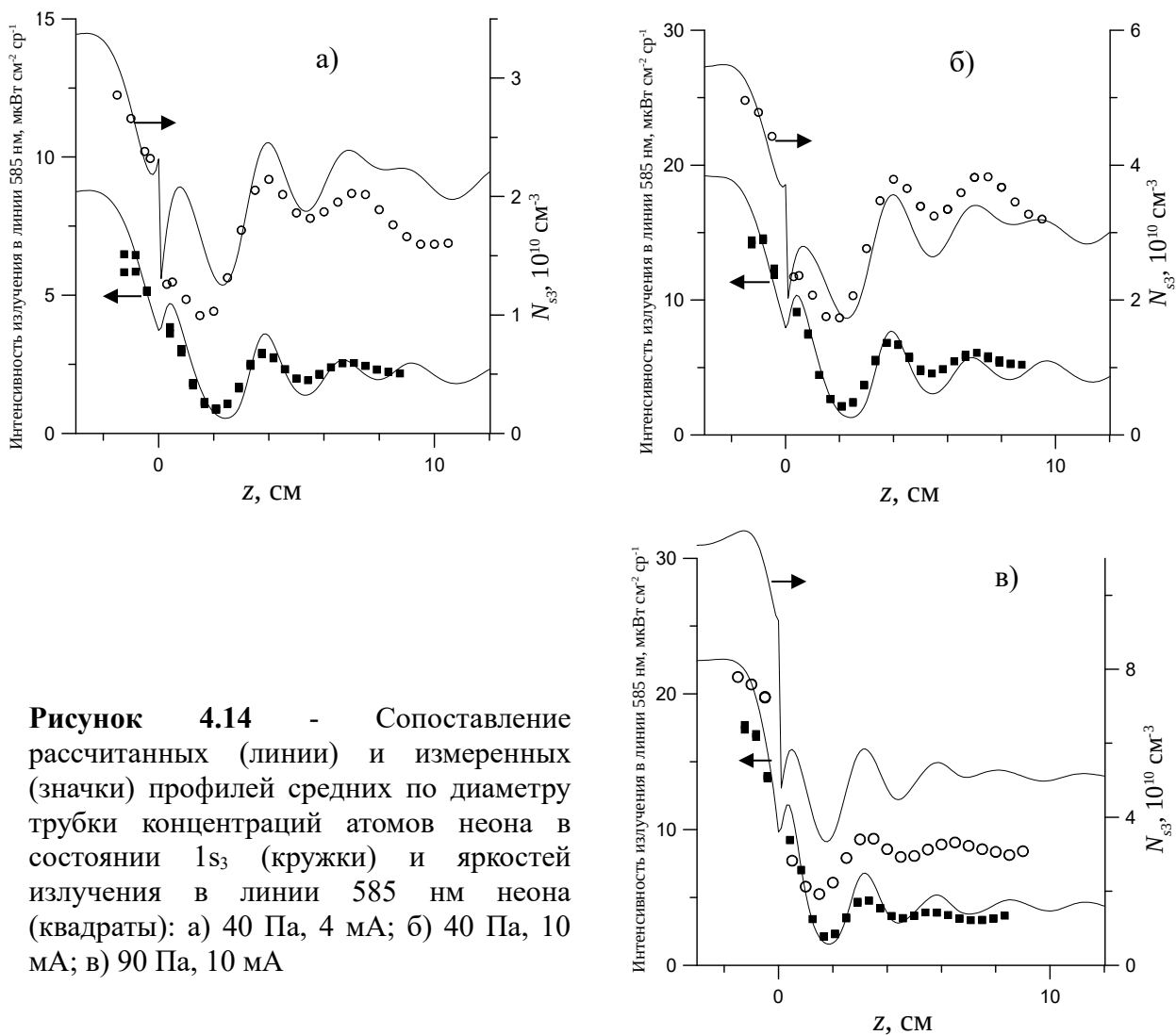
**Рисунок 4.13** - Радиальные распределения концентраций ионов и электронов, а также радиальной компоненты электрического поля в разряде при 40 Па и 10 мА в сечениях  $z=-10$  – на катодном крае счётной области (однородный разряд в трубке с  $R=0.69$  см),  $z=0.6$  – на расстоянии 0.6 см от места изменения радиуса разрядной трубки в сторону анода (максимум концентрации электронов) и  $z=25$  – в 25 см от места изменения радиуса трубки (однородный разряд при  $R=1.5$  см)

Из Рисунка 4.13 видно, что толщина слоя разделения зарядов у стенки трубки, которая определяет пространственный масштаб изменения пристеночного поля, составляет 1 мм при радиусе трубки 0.69 см и 1.5 мм при радиусе 1.5 см. При меньшем токе толщина пристеночных слоёв возрастает. Длина свободного пробега ионов неона при 40 Па не превышает 0.14 мм, что оправдывает пренебрежение инерцией ионов и применение дрейфового приближения. Тем более оно применимо при большем давлении.

#### **4.2.5 Сравнение результатов расчётов и экспериментальных измерений**

Результаты расчётов и измерений средних по диаметру трубки концентраций возбуждённых атомов неона в метастабильном состоянии  $1s_3$  и яркостей излучения разряда в линии 585 нм представлены на Рисунке 4.14. При давлении 40 Па наблюдается хорошее согласие, как абсолютных значений, так и положений максимумов и минимумов структуры. Наибольшее систематическое расхождение измеренных профилей концентраций метастабильных атомов с рассчитанными наблюдается на участках  $0 < z < 2$  см, где имеется высокая концентрация пленённых электронов. Пленённые электроны играют важную роль в перемешивании метастабильных и резонансных уровней неона, особенно для уровня  $1s_3$ , который лежит чуть выше резонансного уровня  $1s_4$ . В литературе имеется значительный разброс в константах скоростей этого процесса [140],[173],[174]. Кроме того, расчёт концентрации пленённых электронов содержит некоторую неопределённость из-за недостатка сведений о поведении сечений неупругих столкновений электронов с атомами неона в непосредственной близости от порогов возбуждения. При давлении 90 Па измеренные концентрации метастабильных атомов в полтора раза меньше, чем результаты расчета, что может быть связано с присутствием примесей, тушащих метастабильные состояния. Примеси неизбежно поступают в разряд из-за дегазации и разрушения стенок разрядной трубки под действием плазмы. Проток газа позволяет избежать накопления примесей, но при заданном протоке время обновления газа в камере возрастает с ростом давления, с другой стороны диффузионное время жизни метастабильных атомов также возрастает с давлением. Поэтому влияние загрязнения плазмы на концентрацию метастабильных атомов увеличивается с ростом давления.

В целом, сравнение результатов измерений с расчётами позволяет сделать вывод, что разработанная модель разряда удовлетворительно описывает стационарный положительный столб разряда постоянного тока в неоне в трубке с резким изменением радиуса. В частности, расчёты дают правильные значения протяжённости неподвижных страт, формирующихся в области изменения радиуса трубки, и хорошо описывают характер их затухания.



**Рисунок 4.14** - Сопоставление рассчитанных (линии) и измеренных (значки) профилей средних по диаметру трубки концентраций атомов неона в состоянии  $1s_3$  (кружки) и яркостей излучения в линии 585 нм неона (квадраты): а) 40 Па, 4 мА; б) 40 Па, 10 мА; в) 90 Па, 10 мА

#### 4.2.6 Механизм формирования неподвижных страт в возмущённом положительном столбе с нелокальной кинетикой электронов

Эффект стратификации разряда постоянного тока давно привлекает внимание исследователей. Хотя существование стратифицированной формы разряда известно почти двести лет, но существенный прогресс в понимании механизмов стратификации появился только в последние десятилетия [111],[113]. Существует две области параметров разрядов в инертных газах, для которых характерен эффект стратификации. Это область низких давлений и относительно малых токов разряда и область средних и высоких давлений с большой плотностью тока. Механизмы возникновения и поддержания страт в этих двух случаях существенно различаются. При больших плотностях тока, стратификация связана с ионизационной неустойчивостью, вызванной ростом скорости ионизации с увеличением концентрации электронов, вследствие повышения частоты электрон-электронных столкновений

и максвеллизации «хвоста» функции распределения электронов [66],[175]. Этот механизм не работает при низких давлениях и малых плотностях тока, в этой области механизм возникновения и поддержания страт существенно иной. Он связан с нелокальной кинетикой электронов [176],[177],[178],[179].

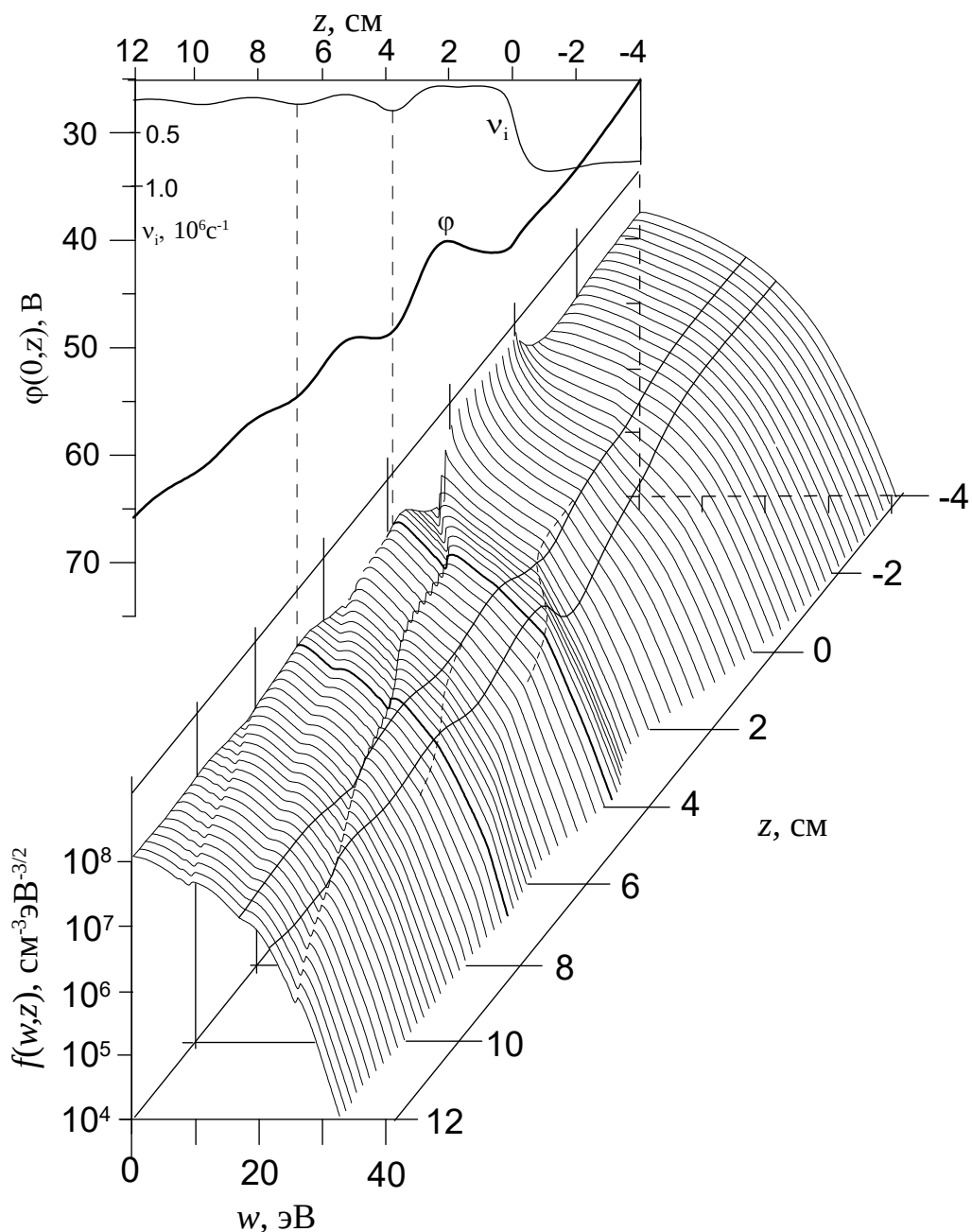
Наибольший прогресс в экспериментальном изучении страт при относительно низких давлениях (десятые доли и единицы Торр) был достигнут в середине 20 века, когда стали широко применять импульсное возбуждение страт с фотографической регистрацией временной развёртки с помощью вращающегося зеркала. Основные результаты исследований можно найти в обзоре Пекарека [180]. В случае чистых инертных газов, при малых давлениях и разрядных токах наблюдается несколько видов бегущих страт, различающихся длиной и фазовой скоростью. В неоне существуют три вида страт, традиционно обозначаемые буквами s, p и d. s-Страты имеют наибольшую длину и наибольшую фазовую скорость, p-страты вдвое короче s-страт и их фазовая скорость существенно меньше, d-страты занимают промежуточное положение, но их скорость ближе к скорости s-страт. В чистых инертных газах фазовая скорость всех этих типов страт направлена от анода к катоду, но групповая скорость направлена в противоположную сторону и на 1-2 порядка превышает фазовую. Таким образом, для возникновения страт важны возмущения в катодной области разряда [181], а не у анода, как предполагалось первоначально, исходя из направления движения отдельных страт. Для самовозбуждающихся страт в инертных газах при низких давлениях и малых токах характерно сохранение практически постоянного падения напряжения на одной страте при изменениях параметров разряда. Это свойство называют законом Новака [182]. В неоне падание напряжения на s-страте составляет 19.1-20.2 В, на p-страте – 8.9-9.7 В [183], а на d-страте – 12-14 В [117].

Закон Новака объясняется тем, что при низких давлениях основным механизмом потери энергии электронами являются неупругие столкновения с атомами. Причём в неоне порог неупругих столкновений с атомами в основном состоянии составляет 16.7 эВ, а резкий рост сечения столкновений происходит при энергиях  $U_{exc}=18-20$  эВ, что как раз соответствует падению потенциала на s-страте. Даже в однородном поле возмущённая функция распределения электронов в пренебрежении потерей энергии в упругих столкновениях воспроизводится с периодом, соответствующем изменению падению потенциала, равному энергии возбуждения эффективного атомного уровня [118],[176],[177]. При наличии периодического возмущения однородного поля с резонансным периодом, функция распределения электронов приобретает вид острого пика, периодически сдвигающегося от малых энергий к порогу возбуждения атомов  $U_{exc}$  и, затем, перетекающего обратно в область малых энергий вследствие неупругих процессов [177],[178],[179]. Такой эффект получил названия «бунчировки» [183]. В работах [116],[117]

было показано, что учёт упругих столкновений только способствует эффекту «бунчировки», а в сильно неоднородных полях возможны резонансы не только па периоде, соответствующем  $U_{exc}$ , но и на периодах, соответствующих  $(k/m)U_{exc}$ , где  $k$  и  $m$  – малые целые числа.  $k/m=1/2$  соответствует р-страте, а  $k/m=2/3$  – d-страте.

Представленные в настоящей работе расчёты структуры переходной области показывают, что период неподвижных страт соответствует падению от 9.2 до 6.4 В на страте (между соседними минимумами электрического поля) при давлении 40 Па и 7.4-6.8 В при 90 Па. Если при 40 Па падение потенциала на ближайшей к месту изменения радиуса трубки страте близко к соответствующей величине для р-страты, то для последующих страт оно существенно меньше и не соответствует условию «бунчировки», так же как и при давлении 90 Па. Аналогичный результат был получен и в работе [121], где экспериментально и теоретически исследовалось статическое возмущение разряда зондом, введённым в разрядную трубку. Исследовался разряд в неоне при 90 Па и 10 мА в трубке радиусом 1.5 см, то есть в условиях, соответствующих одному из режимов, представленных в настоящей диссертации. Расчёт реакции разряда на малое возмущение, проведённый по одномерной модели, согласующийся с экспериментальными измерениями, дал падение потенциала на страте около 6 В, что достаточно близко к нашим результатам. Авторы [121] объясняли такое падение потенциала важной ролью процесса ионизации метастабильных атомов с порогом около 5 В и эффектом «бунчировки», аналогичным предложенному в [116],[117], но с заменой энергии возбуждения атомов из основного состояния на энергию ионизации метастабильных атомов. Однако, при относительной концентрации метастабильных атомов на уровне  $10^{-4}$  и при сечении ионизации, сопоставимом с сечением упругих столкновений, скорость потери энергии электронов при ионизации метастабильных атомов имеет тот же порядок, что и потеря энергии в упругих столкновениях. Поэтому этот процесс не может играть доминирующей роли в формировании функции распределения электронов даже при давлении 90 Па. Тем более он совсем незначителен при 40 Па. Между тем, и при 40 Па, причём как при токе 10 мА так и при 4 мА падение напряжения на страте по мере их затухания стремится к тому же пределу 6.5 В, что и при давлении 90 Па.

Для демонстрации механизма формирования неподвижных страт за зоной начального возмущения, которая в нашем случае представляет собой переход разряда из узкой трубки в широкую, на Рисунке 4.15 представлен 2D-профиль ФРЭ в логарифмическом масштабе. На этом рисунке хорошо видны особенности поведения ФРЭ в области энергий неупругих столкновений и прямой ионизации.



**Рисунок 4.15** - Профили функции распределения электронов  $f(w, z)$  в логарифмическом масштабе с шагом 2 мм по оси  $z$ , зависимости частоты ионизации  $v_i = S_i/n_e$  и потенциала  $\phi$  на оси трубки от координаты  $z$ . Давление 40 Па, ток разряда 10 мА.

На Рисунке 4.15 дополнительно представлены зависимости электрического потенциала и частоты ионизации (скорости ионизации, нормированной на концентрацию электронов) на оси трубки, как функция координаты  $z$ . На профилях ФРЭ проведены линии при значениях энергии 16.8 эВ и 21.54 эВ, что соответствует порогу неупругих столкновений и порогу ионизации. Толстыми линиями выделены профили, соответствующие максимумам частоты ионизации.

В областях слабых полей на ФРЭ формируется излом при энергии 16.7 эВ, соответствующей порогу возбуждения нижних уровней неона. В более сильных полях точки

изломов смещаются к большим энергиям, вследствие нелокальной кинетики электронов. «Траектории движения» изломов в двух стратах выделены на Рисунке 4.15 штриховыми линиями. Приближение точки излома к порогу ионизации ведёт к быстрому росту скорости ионизации. Частота ионизации достигает максимума, когда точка излома уходит на 1-2 эВ за линию, соответствующую энергии ионизации. После ухода точки излома в область ещё больших энергий, которым соответствуют очень малые концентрации электронов, наличие этого излома перестаёт иметь какое-либо значение.

В неподвижных стратах максимуму скорости ионизации соответствует максимум концентрации электронов и наиболее быстрый спад электрического поля (см. Рис.4.12), поэтому падение потенциала на страте не на много превышает разность между порогом прямой ионизации и порогом неупругих столкновений, обуславливающих появление излома на ФРЭ. В этом случае условие «бунчировки» не выполняется, и функция распределения электронов не воспроизводится на периоде страты, а страты быстро затухают по мере удаления от области возмущения к аноду. В случае движущихся страт, максимум концентрации электронов смещается относительно максимума ионизации в сторону, противоположную направлению движения страт. В пределе больших скоростей максимум ионизации соответствует максимальной скорости нарастания концентрации электронов. При движении страт к катоду, что характерно для разряда в чистом неоне, максимум концентрации электронов и спад электрического поля смещается в сторону анода относительно максимума скорости ионизации, и падение потенциала на области сильного поля увеличивается. При определенных скоростях движения и профилях страт, возможно выполнение условия «бунчировки», тогда страты не затухают, или слабо затухают в пространстве. Само же формирование периодической структуры, происходит из-за возникновения изломов на ФРЭ у границы перехода от зоны упругих столкновений к зоне неупругих столкновений в областях слабого продольного поля, и последующего смещения этого излома за энергию ионизации в сильных полях.



## 4.3 Особенности численного моделирования положительного столба с пылевой компонентой

### 4.3.1 Влияние пыли на кинетику электронов и ионов в плазме газового разряда

Пылевые частицы, находящиеся в плазме, оказывают влияние на разряд как, вследствие непосредственных столкновений электронов и ионов с пылевыми частицами, которые приводят к рассеянию электронов и ионов и их рекомбинации на поверхности пылинок, так и через воздействия объёмного заряда, связанного с пылевыми частицами, на самосогласованное электрическое поле разряда. Объёмный заряд пылевых частиц учитывался членом  $Z_d n_d = (-Q_d/e)n_d$  в уравнении (4.49 а).

Рассеяние электронов на заряженных пылевых частицах подобно кулоновскому рассеянию на многозарядных ионах. Транспортное сечение при энергиях электронов  $w$  меньших, чем потенциал поверхности  $\varphi_s$  пылевой частицы,

$$\sigma_{ed} = \frac{\pi a^2 e^2 \varphi_s^2}{w^2} \ln \left( \frac{\lambda_{scr} w}{ae\varphi_s} \right), \quad (4.65)$$

где  $\lambda_{scr}$  – длина экранирования поля пылевой частицы,  $a$  здесь означает радиус частицы сферической формы, или радиус эквивалентной сферы  $a \equiv \frac{eZ_d}{4\pi\epsilon_0\varphi_s}$  для не сферической частицы. При энергиях электронов, превышающих потенциал поверхности частицы,

$$\sigma_{ed} = \frac{\pi a^2 e^2 \varphi_s^2}{w^2} \ln \left( \frac{\lambda_{scr}}{a} \right) + \pi a^2 \left( 1 + \frac{e\varphi_s}{w} \right). \quad (4.66)$$

Поскольку потенциал частиц обычно имеет порядок средней энергии электронов, то сечение рассеяния электронов на частице превышает геометрическое сечение частицы в величину кулоновского логарифма раз. В типичных для газоразрядной плазмы условиях, частота столкновений электронов с пылевыми частицами пренебрежимо мала по сравнению с частотой столкновений с нейтральными атомами.

Рекомбинация электронов и ионов на пылевых частицах вносит вклад в интеграл неупругих столкновений  $Q_{in}$  в уравнениях (4.1)-(4.3). В правой части равенства (4.5) добавляется слагаемое

$$Q_d = -f(\varepsilon)(\varepsilon + e\varphi + e\varphi_s) \pi a^2 n_d (1 - R_e) \theta(\varepsilon + e\varphi + e\varphi_s) \quad (4.67)$$

(отрицательный знак соответствует потерям электронов,  $R_e$  – коэффициент отражения электронов). Соответствующая поправка вносится и в скорость ионизации  $S_i$  (уравнение (4.15)) - из неё вычитается величина

$$\sqrt{\frac{2}{m}} \pi a^2 n_d (1 - R_e) \int_{-e\varphi - e\varphi_s}^{15 \text{эВ} - e\varphi(R)} (\varepsilon + e\varphi + e\varphi_s) f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4.68)$$

Столкновения ионов с пылевыми частицами приводят к торможению потока ионов, что соответствует уменьшению подвижности ионов. Обычно передача импульса между потоком ионов и пылевой частицей рассматривается с точки зрения ионного увлечения, которому посвящено очень большое количество работ [75],[184],[185],[186],[187],[188],[189],[190],[191],[192],[193],[194],[195],[196],[197]. Скорость передачи импульса можно характеризовать эффективной частотой столкновений ионов с пылевыми частицами  $\nu_{id}$ . Тогда сила ионного увлечения, действующая на пылевую частицу,  $F_{id}$  имеет вид:

$$F_{id} = \nu_{id} M u_i, \quad (4.69)$$

где  $u_i$  – скорость дрейфа ионов, а  $M$  – масса иона. Равенство (4.69) можно рассматривать как определение эффективной частоты столкновений ионов с пылью. В силу сохранения импульса, сила, действующая на все пылевые частицы в элементе объёма  $F_{id} n_d = \nu_{id} n_d M u_i$ , равна по величине силе «трения» всех ионов в этом объёме о пылевые частицы. На один ион приходится  $(\nu_{id}/n_i) n_d M u_i$ . Эта сила добавляется к силе «трения» о нейтральный газ  $\nu_{in} M u_i$ . Поскольку подвижность ионов в отсутствии пылевой компоненты связана с частотой столкновений ионов с атомами  $\nu_{in}$  как  $\mu = \frac{e}{\nu_{in} M}$  (здесь рассматриваются только однозарядные ионы), то при наличии пыли скорректированная подвижность может быть записана как

$$\mu' = \frac{e}{(\nu_{in} + \nu_{id} n_d / n_i) M} = \frac{\mu}{1 + \gamma \mu}, \quad (4.70)$$

где

$$\gamma = \frac{v_{id} n_d}{v_{in} n_i \mu} = \frac{F_{id} n_d}{e n_i u_i}, \quad (4.71)$$

а  $\mu$  обозначает подвижность ионов без учёта пыли. При субтепловых скоростях потока ионов,  $\gamma$  не зависит от скорости потока ионов, в противном случае необходимо иметь приближённое значение скорости потока ионов, например рассчитанное на предыдущей итерации. При скоростях направленного потока ионов, превышающих тепловую скорость нейтральных атомов, влияние пылевых частиц на подвижность ионов снижается, в силу уменьшения как  $\mu$ , так и  $\gamma$  в знаменателе выражения (4.70). Сила ионного увлечения рассчитывается по следующей формуле [194]:

$$F_{id} = 4\pi n_i a^2 \frac{e^2 \varphi_s^2}{T} G(u_i / v_i) \ln \Lambda, \quad (4.72)$$

где  $G(x) = (\operatorname{erf}(x) - 2x \exp(-x^2) / \sqrt{\pi}) / (2x^2)$ ,  $v_i = \sqrt{2T/M}$  - тепловая скорость ионов, а  $\ln \Lambda$  - модифицированный кулоновский логарифм [188]. С учётом направленного движения ионов величина  $\Lambda$  в модифицированном кулоновском логарифме имеет вид

$$\Lambda = 1 + \frac{\lambda_{scr} (2T + Mu_i^2)}{e |\varphi_s|}. \quad (4.73)$$

Формулы (4.71) и (4.72) получены в бесстолкновительном приближении. В работах [190], [195] показано, что для учёта столкновений ионов с нейтралами, при малых скоростях дрейфа ионов, к кулоновскому логарифму  $\ln \Lambda$  следует прибавить величину  $K(\lambda_D / l) / \sqrt{2\pi}$ , где функция  $K(x) = x \arctan(x) + (\sqrt{\pi/2} - 1)x^2 / (1 + x^2) - \sqrt{\pi/2} \ln(1 + x^2)$ ,  $\lambda_D = (\lambda_{Di}^{-2} + \lambda_{De}^{-2})^{-1/2}$  - радиус Дебая, а  $l = v_i / (\sqrt{2}v_{in})$  - длина свободного пробега ионов. При малых  $\lambda_D / l$   $K(\lambda_D / l) / \sqrt{2\pi} \approx 0.016(\lambda_D / l)^4$ , в то время как  $\ln \Lambda \geq 1$ , поэтому столкновения начинают сказываться только при  $l < \lambda_D$ . Влияние столкновений с пылевыми частицами на динамику ионов проявляется только при достаточно низких давлениях, поэтому случай  $l < \lambda_D$  можно здесь не рассматривать.

### 4.3.2 Самосогласованный расчёт зарядов пылевых частиц и длины экранирования

Заряд, связанный с потенциалом поверхности соотношением

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a\varphi_s (1 + a / \lambda_{scr}), \quad (4.74)$$

определяется балансом потоков электронов и ионов. Поток электронов определяется формулой (3.2). Поток ионов в случае изотропной плазмы и одиночной частицы может быть рассчитан на основе аппроксимаций, представленных в Главе 3. Оценим ионный ток в плазме с однородным электрическим полем и дрейфом ионов.

Случай сильных полей, в которых ионы движутся преимущественно вдоль поля со скоростями, существенно превышающими тепловые скорости нейтральных молекул (дрейф в собственном газе), рассматривалась в работе [63]. При умеренных давлениях, когда, собственно, и наблюдается такая скорость дрейфа, ионный ток на частицу может быть представлен в виде суммы бесстолкновительного вклада, даваемого теорией OML ( $I_{OML}$ ), и столкновительного вклада ( $I_{coll}$ ).  $I_{OML}$  может быть вычислен усреднением частоты столкновения ионов с поверхностью частицы

$$v_{OML}(v) = \pi a^2 v \left( 1 - \frac{2e\varphi_s}{Mv^2} \right) \quad (4.75)$$

по функции распределения ионов по скоростям. Используя в качестве модельной функции распределения ионов по скоростям в приближении Сена [198],[199] функцию

$$F \approx \frac{2n_i}{\pi u} \delta(v_x) \delta(v_y) \exp\left(-\frac{v_z^2}{\pi u^2}\right), \quad (4.76)$$

где  $u_i = \sqrt{\frac{2eE l_i}{\pi M}}$  – скорость дрейфа в однородном поле напряженностью  $E$ , а ось  $z$  направлена вдоль электрического поля, получим

$$I_{OML} \approx n_i \pi a^2 \left( u_i - \frac{e\varphi_s 4}{\pi M u_i} \int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{v^2}{\pi u_i^2}\right)}{v} dv \right). \quad (4.77)$$

Интеграл в (4.77) на нижнем пределе расходится. Расходимость связана с использованием приближения ограниченных орбит для любых прицельных расстояний, а также пренебрежением компонентами скорости иона, перпендикулярными к направлению дрейфа. Приближение ограниченных орбит становится неприменимым на таких расстояниях от частицы, на которых внешнее поле сопоставимо с полем, создаваемым частицей, [63]

$R_w = \sqrt{\frac{|\varphi_s| a}{|E|}}$ . Такому прицельному параметру соответствует кинетическая энергия иона  $eEa$ .

Замена функции распределения ионов по скоростям, перпендикулярным направлению дрейфа допустима только при скоростях ионов, существенно превышающих тепловую скорость нейтральных молекул. Соответственно нижний предел в интеграле должен быть заменён на большую из величин  $v_E = \sqrt{eEa/M}$  и  $v_t = \sqrt{T/M}$ . Тогда с логарифмической точностью имеем

$$I_{OML} \approx n_i u_i \pi a^2 \left( 1 - \frac{e\varphi_s 4}{\pi M u_i^2} \ln \left( \frac{u_i}{\max(v_E, v_t)} \right) \right). \quad (4.78)$$

При типичных для положительного разряда полях  $E < 50$  В/см и радиусах пылевых частиц  $a < 5$  мкм,  $v_E < v_t$ . В качестве интерполяции между бесстолкновительным током в изотропной плазме (4.75) и формулой (4.78) можно использовать выражение

$$I_{OML} = n_i \pi a^2 \sqrt{8T/(\pi M) + u_i^2} \left( 1 - \frac{2e\varphi_s}{\pi M u_i^2} \ln \left( 1 + \frac{\pi M u_i^2}{2T} \right) \right). \quad (4.79)$$

Столкновительный вклад, согласно [63], даётся выражением  $I_{coll} = 3.3 n_i v_{in} R_w^3$ , что соответствует эффективному радиусу сбора ионов  $R_c = 0.92 \sqrt{a |\phi_s| / |E|}$ . В итоге аппроксимация для ионного тока, даваемая уравнениями (3.36)-(3.38) принимает вид:

$$I = \left( I_{kin}^{-0.6} + I_h^{-0.6} \right)^{-1/0.6}, \quad (4.80)$$

$$I_h = 4\pi a n_{i0} \mu |\varphi_s|, \quad (4.81)$$

$$I_{kin} = I_{OML} + v_{in} n_i \frac{4\pi}{3} R_c^3 \quad (4.82)$$

$$R_c = \min \left\{ 0.65(\lambda_{scr} + 5a) \ln(1 + e|\varphi_s| a / (T\lambda_{scr})), 0.92 \sqrt{a|\varphi_s| / E} \right\} \quad (4.83)$$

При этом  $I_{OML}$  определяется формулой (4.79), а частота столкновений  $v_{in}$  связана с подвижностью ионов выражением  $v_{in} = e/(\mu M)$ .

Полученные выражения позволяют рассчитать ионный ток на уединённую частицу, в условиях, когда вдали от частицы концентрация ионов равна концентрации электронов. Переход к описанию частиц в облаке сводится к замене концентрации ионов в невозмущенной плазме на концентрацию ионов, соответствующую границе ячейки Вигнера-Зейца, которую следует использовать и для расчета радиуса Дебая. Ограничимся случаем, когда температура электронов велика по сравнению с температурой ионов, и пренебрежем изменением концентрации электронов в пределах ячейки Вигнера-Зейца.

Уравнение Пуассона-Больцмана

$$\varepsilon_0 \Delta \varphi = en_e \left( 1 - \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_i}\right) \right), \quad (4.84)$$

где  $T_i$  обозначает температуру ионов ( $T_i = T_g + \frac{2}{3} m_i u_i^2$ ), линеаризуем вблизи границы сферической ячейки Вигнера-Зейца, как это предложено в [200],[201] для описания коллоидных систем.

$$\varepsilon_0 \Delta \varphi = en_e \left( 1 - \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T_i}\right) \left( 1 - e^{-\frac{\varphi - \varphi_0}{T_i}} \right) \right), \quad (4.85)$$

где  $\varphi_0$  - потенциал на границе ячейки, или в виде

$$\varepsilon_0 \Delta \varphi = en_e - en_i^* \left( 1 - e^{-\frac{\varphi - \varphi_0}{T_i}} \right), \quad (4.85 a)$$

где  $n_i^* = n_e \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T_i}\right)$ . Это уравнение можно записать также в виде

$$\varepsilon_0 \Delta(\varphi - \varphi_1) = k^{*2}(\varphi - \varphi_1), \quad (4.85 \text{ б})$$

где  $k^* = \left(\frac{e^2 n_i^*}{\varepsilon_0 T_i}\right)^{1/2}$ ,  $\varphi_1 = \varphi_0 + \frac{T_i}{e} \left(1 - \frac{n_e}{n_i^*}\right)$ . Решение уравнения (4.85 б), удовлетворяющее условию равенства 0 производной потенциала на поверхности сферы радиуса  $R$ , имеет вид

$$\varphi(r) - \varphi_1 = \frac{Q^*}{4\pi\varepsilon_0 r} \left( \frac{(k^* R - 1)\exp(-k^* r)}{k^* R - 1 + (k^* R + 1)\exp(-2k^* R)} + \frac{(k^* R + 1)\exp(k^* r)}{k^* R + 1 + (k^* R - 1)\exp(2k^* R)} \right), \quad (4.86)$$

где  $Q^*$  - эффективный заряд пылевой частицы. В пылевой плазме сток ионов на частицу нарушает термодинамическое равновесие вблизи пылевой частицы и предотвращает переэкранировку. В Главе 3 и ряде работ [85],[73],[86] показано, что потенциал Дебая – Хюккеля хорошо описывает ход потенциала вокруг уединенной частицы на не слишком больших расстояниях от нее. Поэтому мы принимаем  $Q^*$  равным истинному заряду частицы. Учитывая, что по определению  $\varphi_0 = \varphi(R)$ , получаем систему алгебраических уравнений для величин  $n_i^*$  и  $k^*$ :

$$\frac{-eQ_d}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{2k^* \exp(k^* R)}{k^* R + 1 + (k^* R - 1)\exp(2k^* R)} \right) = T_i \left( 1 - \frac{n_e}{n_i^*} \right), \quad (4.87)$$

$$k^{*2} = \frac{e^2 n_i^*}{\varepsilon_0 T_i}, \quad (4.87 \text{ а})$$

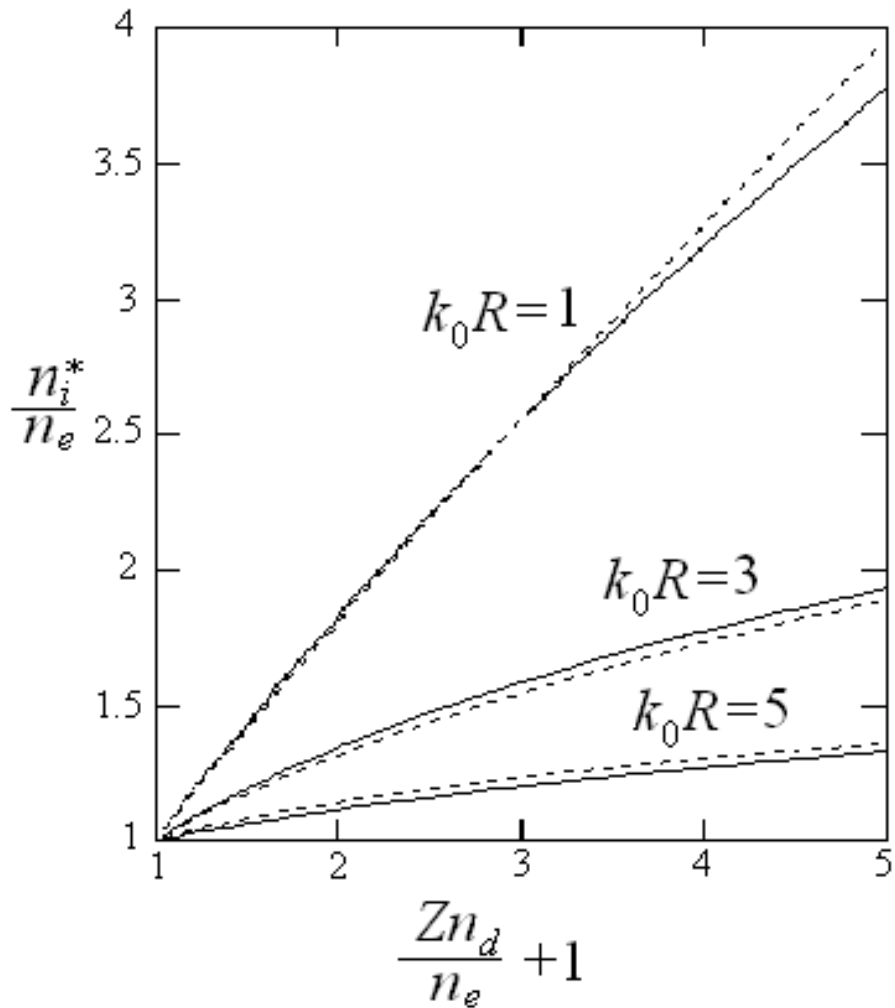
где  $R = \left(\frac{3n_d}{4\pi}\right)^{-1/3}$  - радиус ячейки Вигнера –Зейца.

Решение системы уравнений можно аппроксимировать следующей аналитической зависимостью

$$n_i^* \approx n_e \cdot \left(1 + Z_d n_d / n_e\right)^{1/(1+0.17 R^2 k_0^2)}, \quad (4.88)$$

где  $k_0 = \left( \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 T_i} \right)^{1/2}$ , а  $Z_d = |Q_d/e|$ .

Численные решения системы уравнений (4.87), (4.87 а) и аппроксимации (4.88) приведены на Рисунке 4.16.



**Рисунок 4.16** - Зависимость эффективной концентрации ионов от параметра Хавнеса при различных параметрах связи. Сплошные линии – численные расчеты, пунктир – аппроксимации.

Расчёт зарядов пылевых частиц проводится посредством рекуррентной процедуры, описываемой формулой

$$Z^{(1)} = Z^{(0)} \left( \frac{I_e}{I_i} \right)^\kappa, \quad (4.89)$$



где  $\kappa=0.2$  – параметр итерации, а в качестве начального заряда может быть взят заряд, соответствующий потенциалу поверхности равному средней энергии электронов в электрон-вольтах.

При небольших параметрах связи (в английской литературе «coupling parameter»)  $k_0R$  эффективная концентрация ионов практически совпадает со средней по объёму, но при больших параметрах связи она приближается к концентрации электронов и слабо зависит от концентрации пылевых частиц.

## **Выводы**

**Разработана двумерная модель пространственно-неоднородного стационарного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов.** Проведены расчёты структуры положительного столба разряда в неоне в трубке со ступенчатым изменением радиуса. Модель проверена на примере разряда в трубке с переменным сечением, для которого выполнена серия оптических измерений скоростей возбуждения резонансных уровней и концентраций метастабильных атомов неона. Проведены экспериментальные измерения абсолютных интенсивностей излучения плазмы на переходе  $1s_2 - 2p_1$  неона и средних по диаметру концентраций метастабильных атомов в состоянии  $1s_3$  в переходной области. Найдено хорошее согласие рассчитанных и измеренных профилей интенсивностей и концентраций для нескольких режимов разряда. Показано, что для неподвижных страт, формируемых локальным возмущением положительного столба, падение потенциала на страте отличается от резонансных значений, определяемых законом Новака для бегущих страт. Анализ изменений функции распределения электронов в переходной области показал, что формирование периодической структуры, происходит из-за возникновения излома на функции распределения электронов у границы перехода от зоны энергий упругих столкновений к зоне неупругих столкновений в области слабого, или обратного, продольного поля, и последующего смещения этого излома за энергию ионизации в области сильного поля.

**Разработана двумерная модель разряда постоянного тока с пылевой компонентой и нелокальной кинетикой электронов,** включающую самосогласованный расчёт зарядов пылевых частиц, скорости рекомбинации плазмы на пылевых частицах и рассеяния ионов на пылевых частицах. Предложен новый подход к расчёту зарядов частиц и радиуса экранирования в плотных пылевых облаках, а также интерполяционная формула для учёта влияния направленного движения ионов на ионный ток в слабо столкновительной плазме. Модель позволяет рассчитывать влияние пылевой компоненты на радиальное и продольное

распределение параметров газоразрядной плазмы и описывает такие явления, как стратификацию разряда вызванную локальным возмущением и накопление пленённых электронов в областях потенциальных ловушек для электронов.

## Глава 5. Исследование влияния пылевого облака на плазму положительного столба разряда постоянного тока в неоне

### Введение

Как уже отмечалось в предыдущей главе, пылевая компонента оказывает существенное воздействие на условие существования разряда, вследствие процессов рекомбинации плазмы на поверхности частиц и заметного вклада объёмного заряда пылевых частиц в условие квазинейтральности плазмы. Другой механизм влияния пылевой структуры на плазму разряда является загрязнение плазмы продуктами эрозии пылевых частиц [55],[202], что особенно актуально когда пылевые частицы задерживаются в приэлектродном слое ВЧ разряда и подвергаются воздействию высокоэнергетичных ионов. Экспериментально влияние пылевой компоненты на концентрацию электронов и свечение плазмы ВЧ разряда ёмкостного типа исследовалось в работах [202], [203]. В работе [202] исследовалось влияние пылевой структуры в приэлектродном слое разряда в аргоне на интенсивности линий и концентрацию метастабильных атомов. Наблюдалось увеличение интенсивности свечения и концентрации метастабильных атомов в центральной части разряда (вне пылевого облака). В работе [203] отмечалось разнонаправленное влияние пылевой структуры на концентрацию электронов в зависимости от размера частиц. Облако крупных частиц (диаметром 12.3 мкм) значительно увеличивало концентрацию электронов в разряде, облако из более мелких частиц (диаметром 3.6 мкм) давало незначительное снижение концентрации электронов, хотя яркость свечения плазмы в обоих случаях возрастала.

Увеличение яркости свечения плазмы в области сужения разрядной трубки после вброса пылевых частиц в условиях криогенного разряда постоянного тока описано в работе [204]. Увеличение напряжения на разрядном промежутке при формировании пылевых структур в разряде постоянного тока исследовалось в работах [205],[206]. В [206] было показано, что присутствие пылевого облака существенно увеличивает продольное поле разряда, вследствие рекомбинации плазмы на пылевых частицах. Все эти эксперименты проводились в наземных условиях, когда размеры пылевых структур ограничены размерами областей с повышенной напряжённостью поля в искусственно созданных неподвижных стратах и только использование полидисперсных частиц позволяет получить относительно протяжённые облака. В условиях микрогравитации пространственный размер пылевого облака ограничен только размерами разрядной камеры, поэтому могут наблюдаться эффекты самоорганизации разряда и пылевой

подсистемы, когда разряд стратифицируется под влиянием пылевого облака. Такие исследования и будут представлены в данной главе.

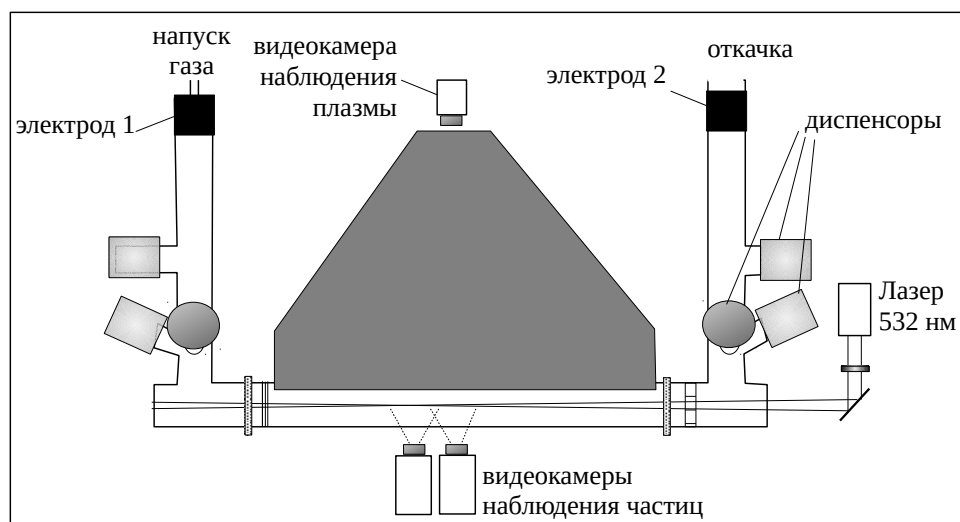
Экспериментальные результаты, представленные в данной главе, были получены в ходе выполнения экспериментальных исследований в рамках подготовки международного космического эксперимента «Плазменный кристалл-4» (“Plasma Kristall-4”) [45],[46]. В условиях микрогравитации в параболических полётах наблюдалось формирование протяжённых пылевых облаков, которые существенно модулировали интенсивность свечения разряда. В одном из экспериментов, проведённых во время 57 сессии параболических полётов Европейского Космического Агенства (Бордо, Франция, октябрь 2012 г.), наблюдался дрейф протяженного пылевого облака в разряде постоянного тока. В другом эксперименте в разряде переключаемой полярностью (на частоте 250 Гц) протяженное облако разделилось на два приблизительно одинаковых квазистационарных облака. В обоих случаях в области расположения пылевых облаков интенсивность излучения разряда в линии неона 585 нм существенно возрастала по сравнению с излучением из прилегающих областей разряда. Измерения интенсивностей излучения плазмы в линиях неона и распределений пылевых частиц в облаках были дополнены численными расчётами положительного столба, возмущённого присутствием пылевых облаков с параметрами, близкими к экспериментальным.

Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах {17,18} из списка работ автора.

## **5.1 Экспериментальные исследования**

### **5.1.1 Условия экспериментов**

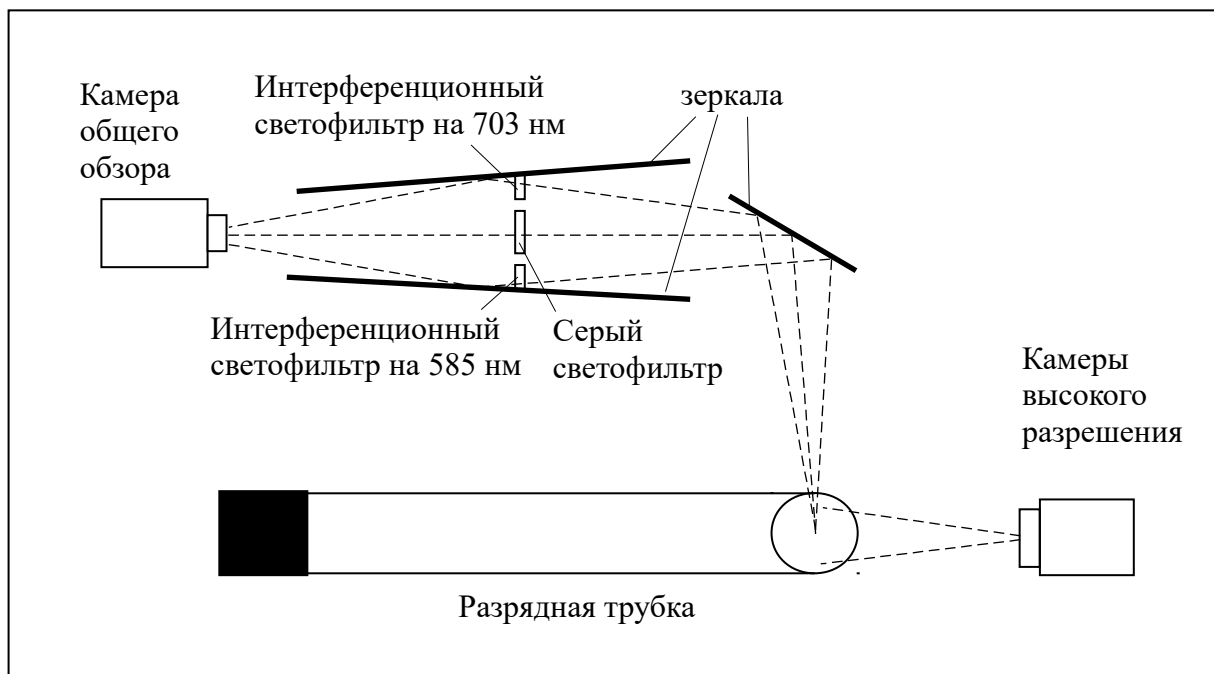
Схема газоразрядной трубки показана на Рисунке 5.1. Разряд зажигался между электродами 1 и 2, причём электрод 2 был заземлённым, а электрод 1 был изолирован от подводящих газ коммуникаций с помощью затвора Шоттке. Система откачки-напуска позволяла поддерживать заданное давление в разрядной трубке при программно-заданном протоке газа. В рассматриваемых экспериментах использовался только один из диспенсоров для ввода пыли с монодисперсными частицами из меламин-формальдегидной смолы диаметром  $6.86 \pm 0.12$  мкм, он отмечен на Рисунке 5.1 цифрой 3. Разрядная трубка внутренним диаметром 30 мм и длиной рабочего участка 31 см имела дополнительный кольцевой электрод, нагреватель и два кольцевых индуктора для возбуждения высокочастотного разряда, но они на рисунке не подписаны, поскольку не использовались в данных экспериментах.



**Рисунок 5.1** - Схема разрядной трубки и регистрации пылевых частиц

Для наблюдения пылевой компоненты использовалась подсветка в виде «лазерного ножа», толщиной около 0.06 мм в перетяжке на длине волны 532 нм. Плоскость лазерного ножа располагалась перпендикулярно плоскости Рисунок 5.1. Регистрация пылевых частиц осуществлялась с помощью двух синхронизованных видеокамер 4, 5 с состыкованными полями зрения (по 23.6 мм в длину и 17.7 мм в высоту), снабжёнными светофильтрами на длину волны лазера. В поле зрения камер эффективная толщина (по уровню минимальной чувствительности камер при рассеянии на частице диаметром 6.9 мкм) «лазерного ножа» менялась от  $0.1 \pm 0.03$  мм в центре поля зрения до  $0.2 \pm 0.03$  мм на краях [46].

Для регистрации излучения плазмы использовалась дополнительная система, расположенная выше плоскости Рисунок 5.1. Схема этой системы общего обзора представлена на Рисунке 5.2. С помощью системы зеркал на матрице видеокамеры общего вида строилось три изображения разрядной трубки. Верхнее изображение соответствовало излучению в линии неона 703 нм, нижнее – линии 585 нм, а среднее – серому фильтру, ослаблявшему излучение всех длин волн, для предотвращения насыщения матрицы видеокамеры. Камера общего обзора работала в линейном режиме с постоянным усилением, что позволяла проводить относительные измерения интенсивностей как на одном кадре, так и сравнивать сигналы в различные моменты времени. Время экспозиции камер наблюдения пылевых частиц составляло 27 мс, а камеры общего обзора около 40 мс.



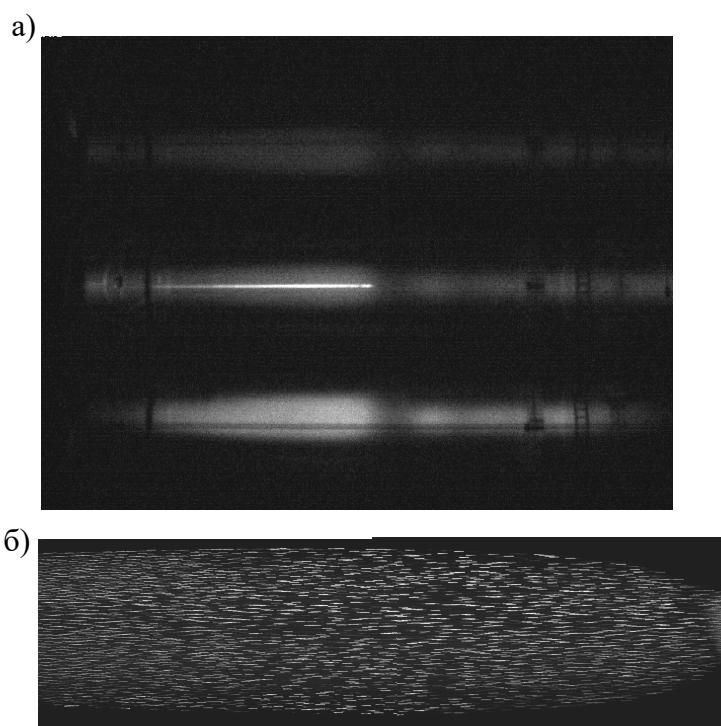
**Рисунок 5.2** - Схема регистрации излучения плазмы камерой общего вида

Питание разряда осуществлялось программируемым источником тока. В рассматриваемых далее экспериментах разряд запитывался током 1 мА. В первом случае полярность была неизменной в течении эксперимента, во втором менялась с периодом цикла 4 мс. На протяжении 48% продолжительности цикла ток тѣк от электрода 1 к электроду 2 (Рисунок 5.1) и 52% продолжительности цикла в обратном направлении. Поскольку период переключения полярности был много больше характерного времени амбиполярной диффузии  $\sim 0.01$  мс, то разряд можно считать разрядом постоянного тока на протяжении каждого интервала между моментами смены полярности. Камера общего вида регистрировала усреднённую за период интенсивность излучения разряда. Первый эксперимент, называемый далее «эксперимент с одним облаком», проводился при давлении неона 60 Па, второй (эксперимент с двумя облаками) при 40 Па.

Давление, режим питания разряда и проток неона с расходом 0.2 sccm ( $\text{см}^3$  в минуту в пересчёте на стандартные условия) устанавливались до начала периода микрогравитации. Сразу после начала параболы осуществлялся вброс пылевых частиц. Через 4 с после начала параболы проток газа останавливался. К этому моменту облако успевало переместиться к середине разрядной трубки. Далее пылевые структуры медленно дрейфовали через зону обзора камер высокого разрешения.

### 5.1.2 Результаты эксперимента с одним облаком

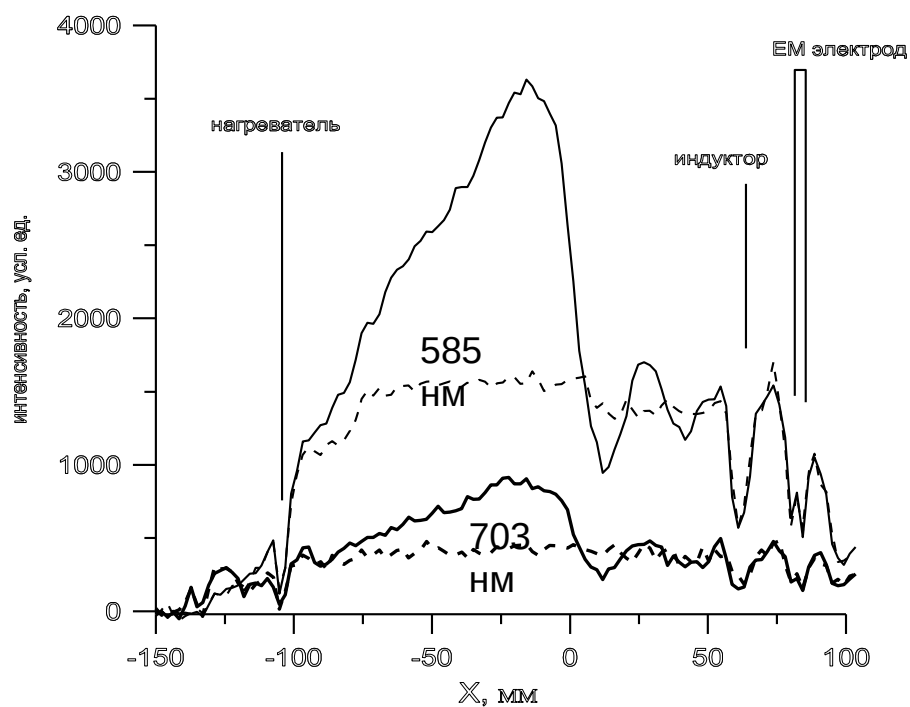
Видеоизображения камеры общего обзора и камер высокого разрешения для момента времени 10 с после начала параболы представлены на Рисунке 5.3. В верхней части Рисунка 5.3 (а) разрядная трубка представлена в лучах линии неона 703 нм, в нижней части – в лучах линии 585 нм, среднее изображение – во всём видимом диапазоне (снятое через серый фильтр). На среднем изображении виден «лазерный нож», освещающий пылевые структуры (луч зрения направлен под углом  $15^\circ$  к плоскости «лазерного ножа»). На Рисунке 5.3 (б) показаны совмещённые поля зрения камер высокого разрешения при прохождении наиболее широкой части пылевого облака. Максимальный диаметр облака составлял 14.4 мм.



**Рисунок 5.3** - Видеоизображения разрядной трубки, снятые камерой общего обзора (а) и видеоизображения пылевых частиц, снятые камерами высокого разрешения (б). Время – 10с после начала параболы.

Оценка счётной плотности пылевых частиц в этой части облака дает  $4 \pm 1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . По длине треков и времени экспозиции была определена скорость дрейфа частиц, которая менялась от 19 мм/с в левой части кадра до 22 мм/с в правой части. По мере дрейфа облако расплывалось. Так, по анализу видеоряда камеры общего обзора, скорость «головы» облака составляла  $24 \pm 2$  мм/с, а «хвоста» облака  $11 \pm 2$  мм/с.

Для анализа интенсивности свечения разряда проводилось усреднение яркостей по прямоугольным ячейкам длиной по 5 пикселей и высотой, охватывающей одно из видеоизображений разрядной трубки.



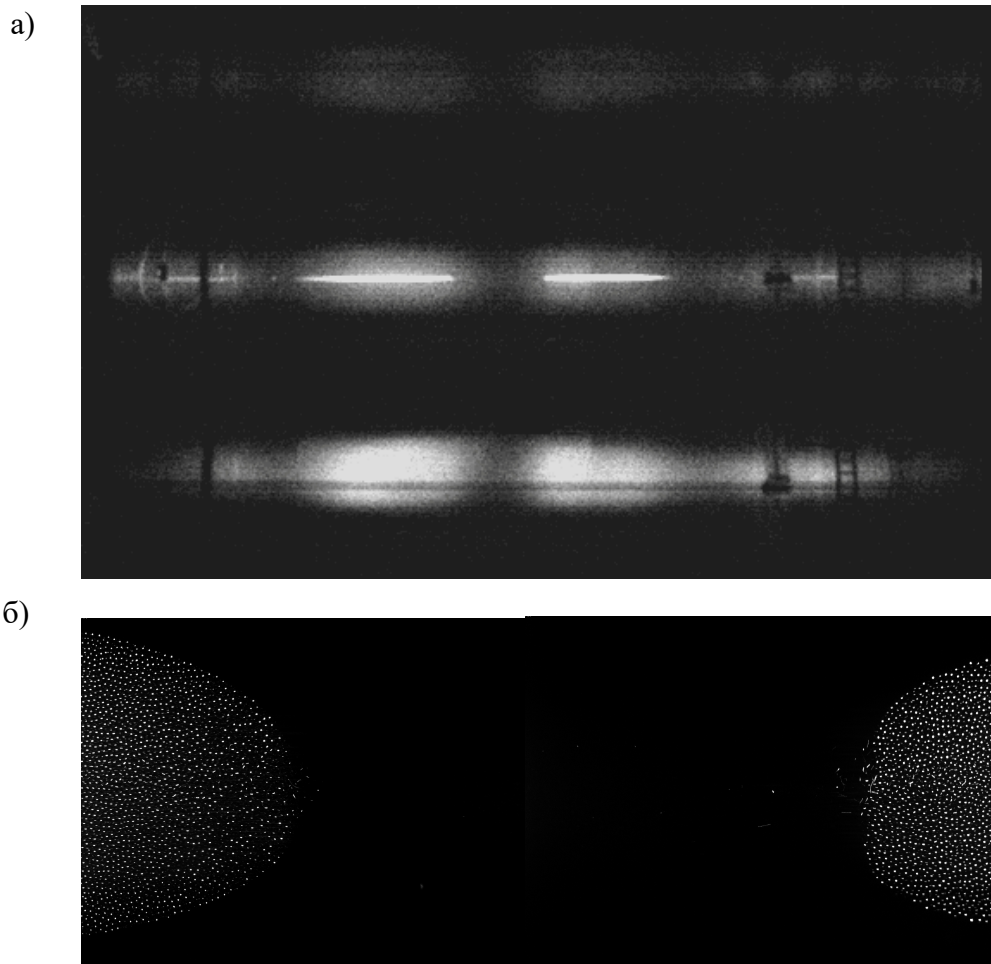
**Рисунок 5.4** - Профили яркостей свечения разряда в линиях неона 585 нм и 703 нм в разряде без облака (штриховые линии) и с облаком (сплошные линии). Яркости приведены в условных единицах.

Профили яркостей свечения разряда в линиях 585 нм и 703 нм представлены на Рисунке 5.4. На нем отмечены провалы, соответствующие затенениям разрядной трубки нагревателем, ВЧ индуктором и манипуляционным электродом, располагавшимися по краям рабочего участка трубки.



### 5.1.3 Результаты эксперимента с двумя облаками

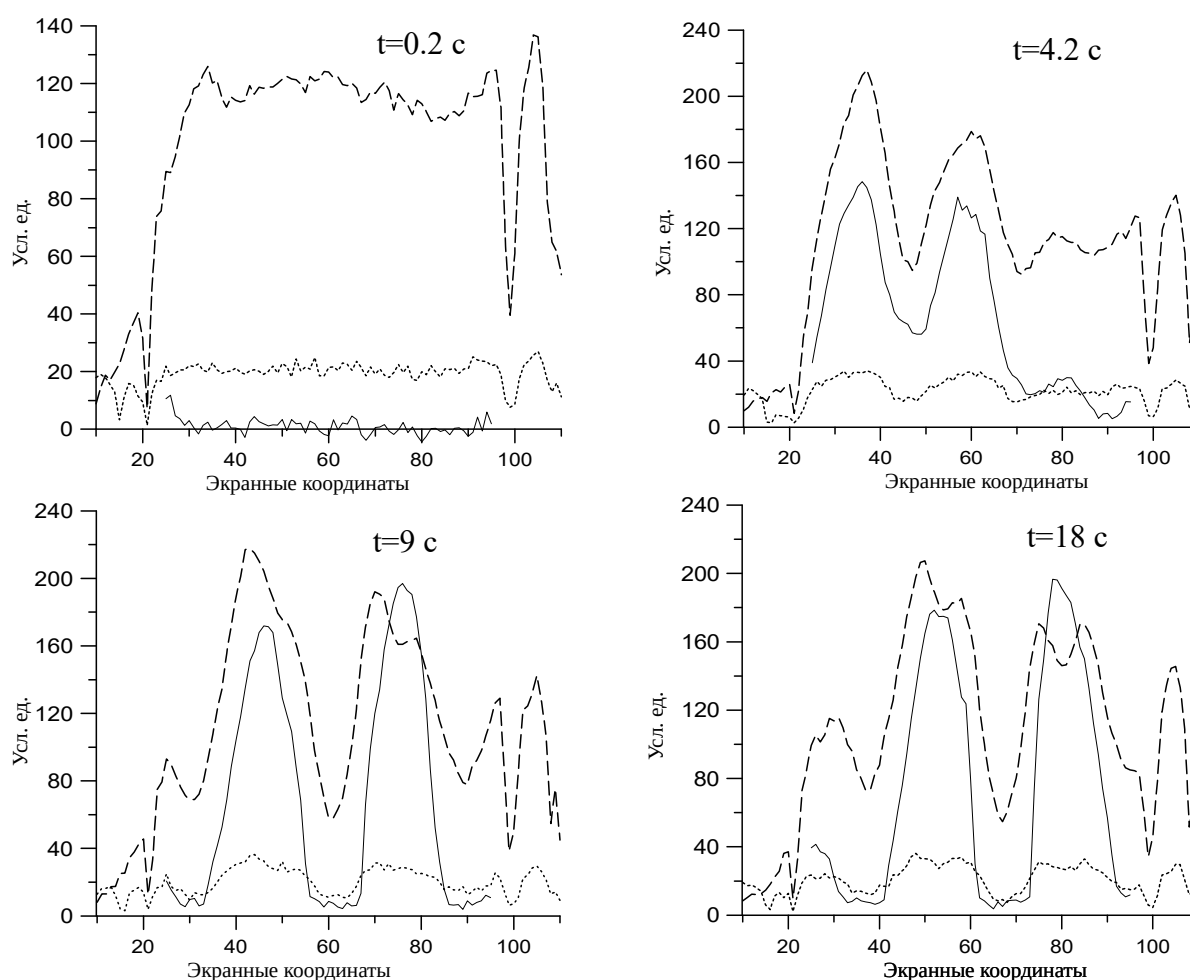
Видеоизображения камеры общего обзора и камер высокого разрешения для момента времени 9 с после начала параболы представлены на Рисунке 5.5. На Рисунке 5.5 (б) показаны участки пылевых облаков, попавшие в поле зрения камер высокого разрешения. Поскольку облака медленно проплывали через поле зрения камер высокого разрешения, то имелась возможность оценить счётную плотность пылевых частиц в большей части каждого из облаков, которая оказалась в пределах от  $7 \cdot 10^4$  до  $9 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup>. Максимальные диаметры облаков составляли 17.0 мм и 16.6 мм, а протяженности 43 мм и 35 мм, соответственно.



**Рисунок 5.5** - Видеоизображения разрядной трубки, снятые камерой общего обзора (а) и видеоизображения пылевых частиц, снятые камерами высокого разрешения (б). Время – 9 с после начала параболы.

Для анализа интенсивности свечения разряда проводилось усреднение яркостей по прямоугольным ячейкам длиной по 5 пикселей в полосах высотой 8 пикселей, лежащих на осях

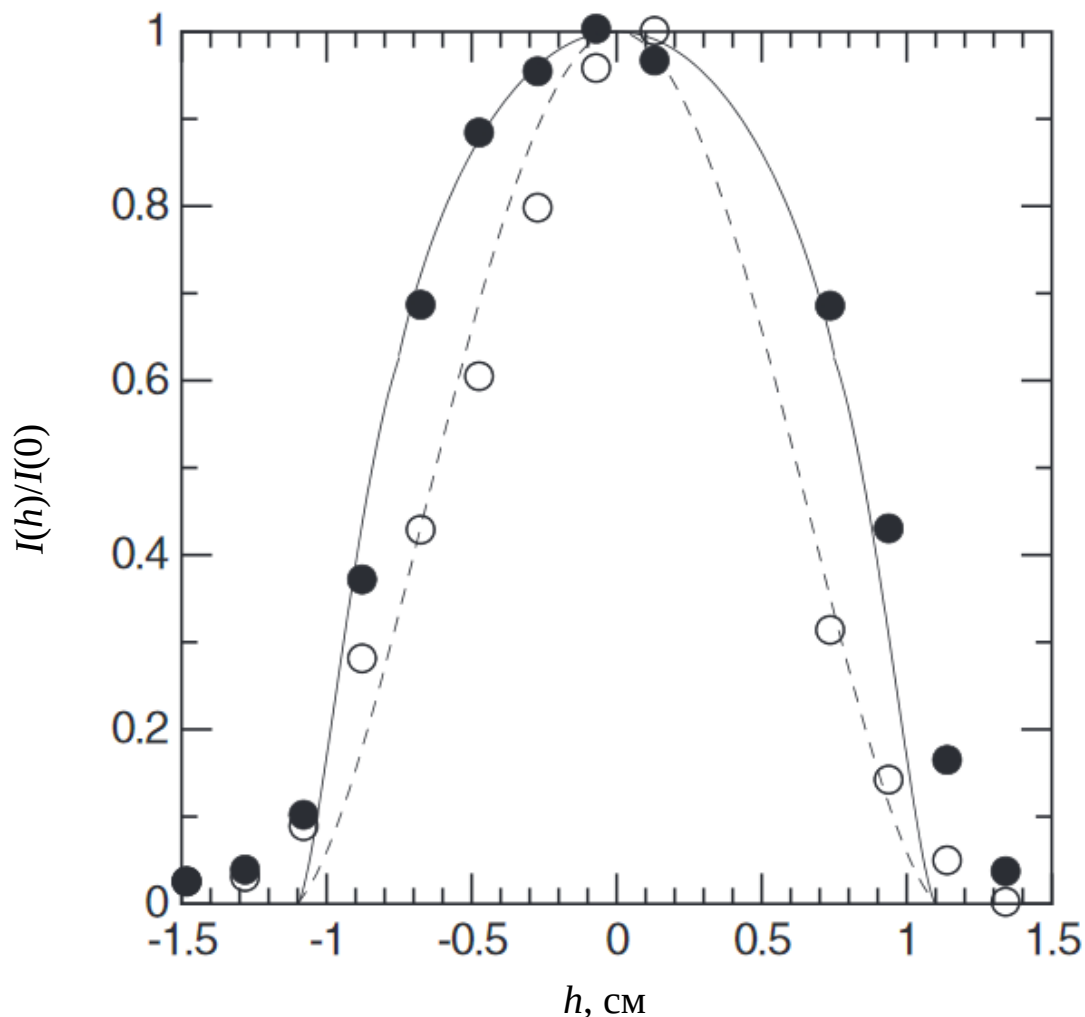
видео изображений разрядной трубки. Кроме того, для видео изображений, снятых через серый светофильтр, были определены профили яркости свечения разряда вне лазерного ножа. Это позволило выделить вклад рассеяния лазерного излучения на пылевых частицах, который пропорционален количеству частиц, попадающих в лазерный нож в каждом поперечном сечении трубки. Профили яркостей свечения разряда в линиях 585 нм и 703 нм и рассеяния лазерного излучения пылью в различные моменты времени представлены на Рисунке 5.6. Резкие провалы при значениях 20 и 100 по осям абсцисс соответствуют положениям нагревателя и кольца ВЧ индуктора, как и на Рисунке 5.4.



**Рисунок 5.6** - Профили яркостей свечения разряда в линиях неона 585 нм (штриховые линии) и 703 нм (пунктирные линии) и интенсивностей рассеяния лазерного излучения на пыли (сплошные линии) в различные моменты времени после начала эксперимента (время указано на картинках). Яркости приведены в условных единицах, аксиальные координаты даны в номерах ячеек (одна ячейка 2.06 мм).

На Рисунке 5.7 показано как меняется распределение яркости свечения в поперечном направлении при появлении в разряде пылевого облака. Эти распределения отражают

изменение радиальной структуры разряда. В отсутствие пыли на оси разрядной трубки имеется выраженный максимум скорости возбуждения электронных уровней атомов, соответствующий максимуму концентрации энергии электронов. В пылевом облаке радиальное распределение скоростей возбуждения атомов становится более плоским, что отражает уменьшение радиального поля внутри облака и образование плато на радиальном профиле концентрации электронов.



**Рисунок 5.7** — Относительные профили яркостей свечения разряда в линии неона 585 нм поперёк разрядной трубки для разряда без пылевых частиц (открытые кружки) и в центре пылевого облака (закрашенные кружки).

### 5.1.4 Предварительный анализ экспериментальных результатов

Исследования показали сильное влияние пылевых облаков на свечение разряда в линиях неона. Изменение интенсивностей излучения неона меняется до двух раз по сравнению с невозмущённым разрядом. Резкое увеличение свечения плазмы в области нахождения пылевого облака качественно объясняется рекомбинацией на пылевых частицах и увеличением продольного электрического поля для поддержания ионизационно-рекомбинационного баланса. Следует отметить, что влияние рассеяния собственного излучения плазмы на пылевых частицах не влияет существенно на яркость разряда. В самом деле, эффективное сечения рассеяния оптического излучения частицами  $\varnothing 6.9$  мкм близко к геометрическому сечению  $3.7 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>, поэтому коэффициент ослабления излучения при концентрации частиц  $8 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> составляет  $0.03$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, на облаке рассеивается лишь несколько процентов излучения. Такое рассеяние могло бы быть существенным в случае подсветки облака яркой областью разряда, расположенной в стороне от него. Но геометрия разрядной трубки такова, что излучение из катодного слоя не доходит до рабочей зоны, а именно места расположения облаков и являются наиболее интенсивными источниками излучения плазмы в области наблюдения.

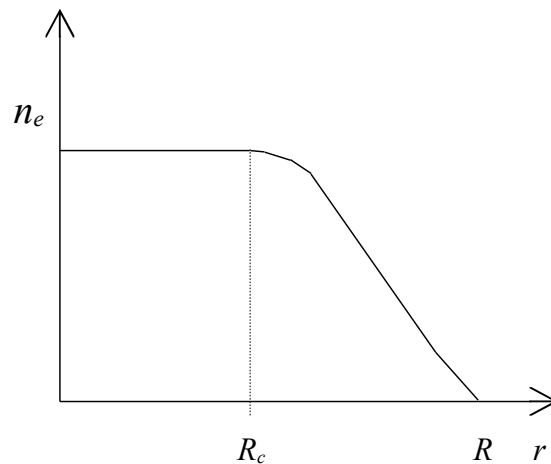
Оценка влияния пылевого облака на параметры плазмы может быть проведена на основе простой модели положительного столба с протяженным однородным облаком заданного радиуса  $R_c$ , получающейся в результате обобщения классической модели Шоттке. Предварительно отметим, что для радиальной устойчивости пылевого облака в условиях невесомости необходимо, чтобы радиальное электрическое поле внутри облака было достаточно малым. В самом деле, давление пылевой компоненты можно оценить по порядку величины, как  $T_d n_d \Gamma$ , где  $T_d$  - кинетическая температура пылевой компоненты,  $n_d$  - концентрация пылевых частиц, а  $\Gamma$  - параметр неидеальности пылевой компоненты. Тогда сила, действующая на частицу, обусловленная градиентом давления, имеет порядок  $T_d \Gamma / L_d$ , где  $L_d$  - характерный масштаб неоднородности пылевого облака. Сила, действующая на пыльную частицу в поле амбиполярной диффузии, имеет величину  $Z T_e / L_e$ , где  $L_e$  - характерный масштаб неоднородности плазмы,  $Z$  - зарядовое число пылевой частицы. Поскольку практически всегда  $Z T_e \gg T_d \Gamma$ , то для равновесия пылевых частиц необходимо  $L_d \ll L_e$ . Это условие соответствует либо  $L_d \ll R$ , где  $R$  - радиус трубки, что выполняется на границе облака, либо  $L_e \gg R$ , что выполняется внутри облака и соответствует требованию баланса процессов ионизации и рекомбинации в облаке и отсутствию макроскопических (усредненных по пространству, большому по сравнению с межчастичными расстояниями) потоков плазмы внутри облака. Вывод о малой величине радиального поля в пылевом облаке и установлении

баланса между ионизацией и рекомбинацией на пылевых частицах подтверждается и численными расчетами в рамках самосогласованной модели продольно-однородного разряда с пылевым облаком [207].

Уравнение амбиполярной диффузии

$$\frac{D_a}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dn_e}{dr} \right) = -\alpha n_e, \quad (5.1)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $\alpha$  – коэффициент ионизации, остаётся справедливым вне облаков, а внутри облака можно положить  $n_e = const$ . Качественный вид распределения электронов показан на Рисунке 5.8. Условие  $dn/dr = 0$  переносится на границу пылевого облака ( $r = R_c$ ), а нулевое граничное условие остаётся на стенке трубки.



**Рисунок 5.8** — Качественный вид радиального профиля концентрации электронов в продольно-однородном разряде с пылевым облаком радиусом  $R_c$ .

Решение (5.1) в кольце между  $R_c$  и  $R$  описывается линейной комбинацией функций Бесселя и Неймана:

$$n(r) = aJ_0(\mu r/R) + bN_0(\mu r/R), \quad (5.2)$$

где

$$\mu = R \sqrt{\frac{\alpha}{D_a}}, \quad (5.3)$$

а постоянные  $a$  и  $b$  находятся из условий

$$\frac{J_0(\mu)}{N_0(\mu)} = \frac{J_1(\mu X)}{N_1(\mu X)} = -\frac{b}{a}, \quad (5.4)$$

где  $X=R_0/R$ . Решение уравнений (5.4) относительно  $\mu$  можно аппроксимировать следующей зависимостью

$$\mu \approx \mu_0 \left( 1 + 1.4 \frac{X^2}{1 - X^2} \right), \quad (5.5)$$

где  $\mu_0 \approx 2.405$  - первый корень функции Бесселя  $J_0$ . Таким образом, в рамках данной модели, влияние пылевого облака на коэффициент ионизации полностью определяется его размером. При этом концентрация пылевых частиц устанавливается такой, чтобы обеспечить баланс ионизации и рекомбинации. Продольное электрическое поле разряда при увеличении размера облака меняется также как при уменьшении радиуса разрядной трубки в  $\mu_0/\mu$  раз. Для неона приведенное поле меняется приблизительно обратно пропорционально приведенному радиусу разрядной трубки при  $PR \sim 1$  [66], соответственно  $E \sim \mu$ . Так же меняется и интенсивность свечения. Для облака диаметром 14.4 мм  $X=0.48$  и  $\mu/\mu_0 \approx 1.4$ , для облака диаметром 17 мм  $X \approx 0.57$  и  $\mu/\mu_0 \approx 1.5$ . Эти значения дают весьма приближенные оценки отношений максимальной яркости разряда с облаком к яркости невозмущенного разряда. Для количественного описания разряда с пылевой компонентой проводились численные расчеты по описанной выше кинетической модели разряда.

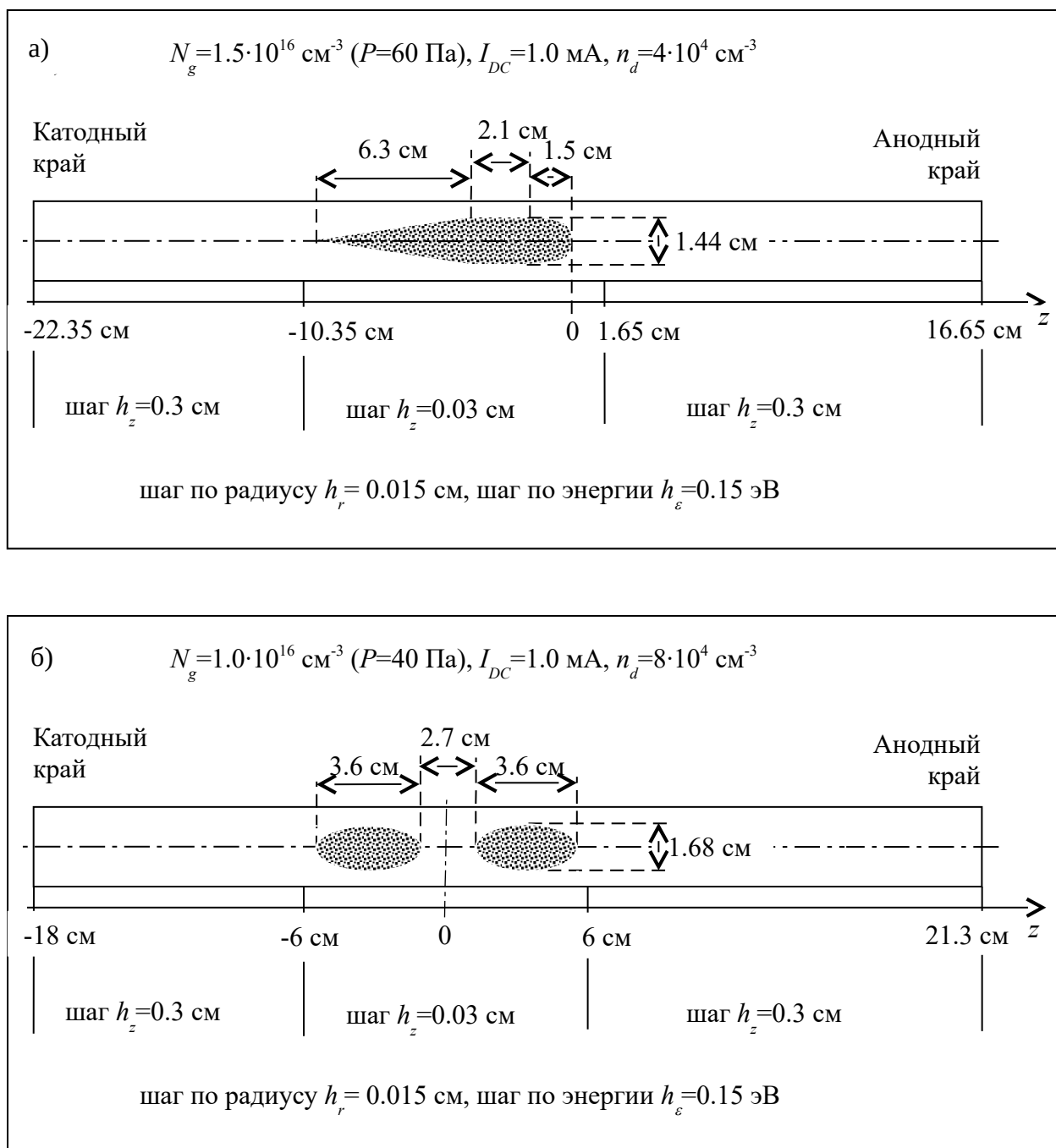
## 5.2 Численное моделирование разряда постоянного тока с пылевыми структурами

### 5.2.1 Параметры модельных задач

Для более детального анализа воздействия пылевых облаков на разряд, было проведено численное моделирование положительного столба разряда постоянного тока с пылевой компонентой для условий близких к условиям описанного выше эксперимента. В случае одного облака, его форма принималась состоящей из конуса, цилиндрической части и половины эллипсоида, как показано на Рисунке 5.9 (а). Плотность частиц в облаке принималась постоянной и равной  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . В случае двух облаков, они задавались одинаковыми, имеющими форму вытянутых эллипсоидов с размерами и расположением, указанным на

Рисунке 5.9 (б). Концентрация пылевых частиц в облаках также принималась постоянной и равной  $8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

При моделировании одиночного пылевого облака расчеты проводились для ряда значений коэффициента отражения электронов от поверхности пылинок. Коэффициент отражения электронов рассматривался как варьируемый параметр для обеспечения баланса ионизации и рекомбинации в пылевом облаке, поскольку литературных данных по отражению медленных электронов от поверхности меламин-формальдегидной смолы найти не удалось.

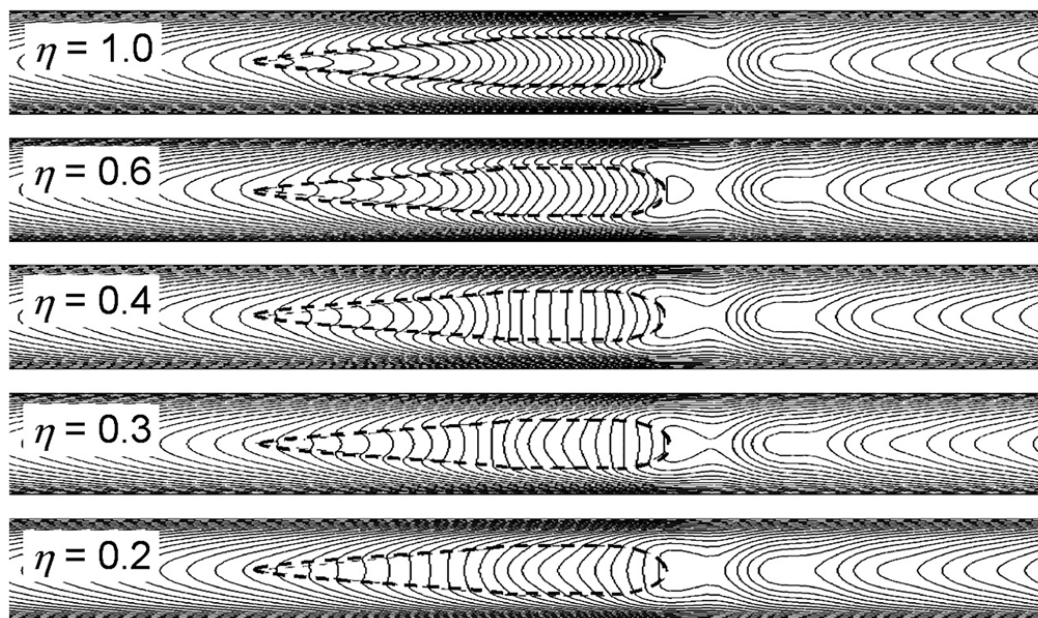


**Рисунок 5.9** - Схема счётной области и параметры модели для эксперимента с одним облаком (а) и с двумя облаками (б).

Анализ распределений электрических потенциалов в облаке и сопоставление вычисленных профилей распределения яркости разряда и скоростей дрейфа пылевых частиц с экспериментальными данными позволило определить оптимальное значение коэффициента отражения, равное 60%, которое и использовалось для моделирования разряда с двумя облаками. Столь большое значение коэффициента отражения электронов не должно удивлять, поскольку частицы являются диэлектрическими. Из зондовой практики хорошо известно, что даже незначительное загрязнение зонда способно привести к значительному отражению электронов от его поверхности и искажению зондовых характеристик [208]. Кроме того, согласно [69], коэффициент отражения электронов от ледяной пленки при энергии электронов 3 эВ, характерной для разряда, имеет значение близкое к 60%.

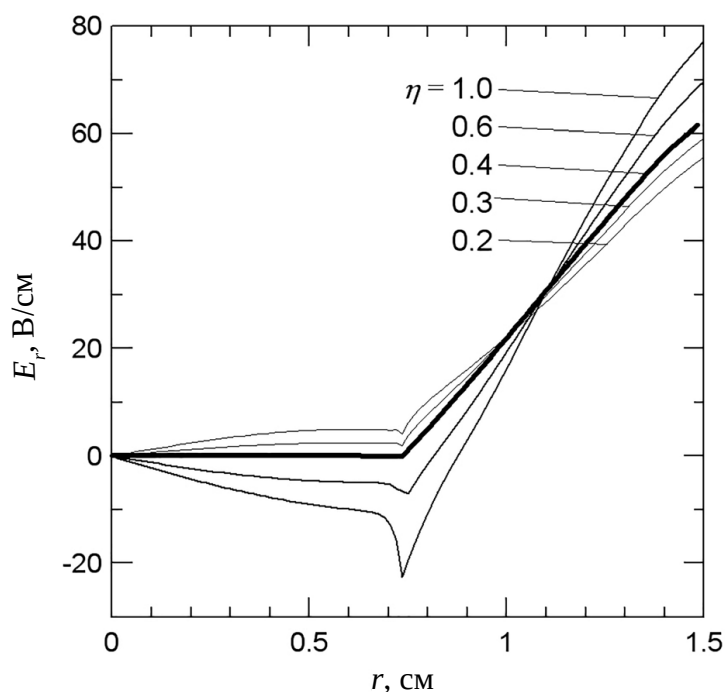
### 5.2.2 Результаты расчётов для одного облака

Результаты численного моделирования разряда с одним пылевым облаком для различных значений коэффициента отражения электронов от поверхности частицы  $R_e$ , или коэффициента абсорбции электронов ( $\eta=1-R_e$ ), приведены на Рисунках 5.10 – 5.17.

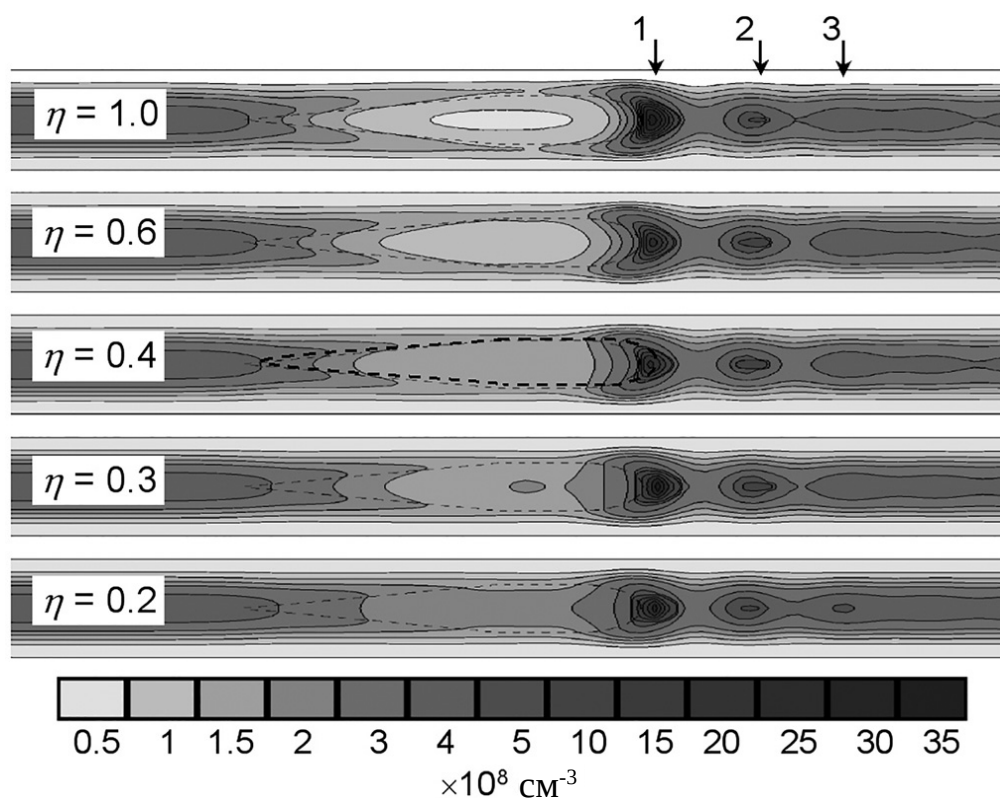


**Рисунок 5.10** - Распределение профилей электрических потенциалов с шагом 2 В в продольном сечении разрядной трубки в окрестности пылевого облака (границы облака показаны пунктиром) для различных значений коэффициента абсорбции электронов ( $\eta=1$  соответствует отсутствию отражения,  $\eta=0.2$  – 80% отражению электронов)

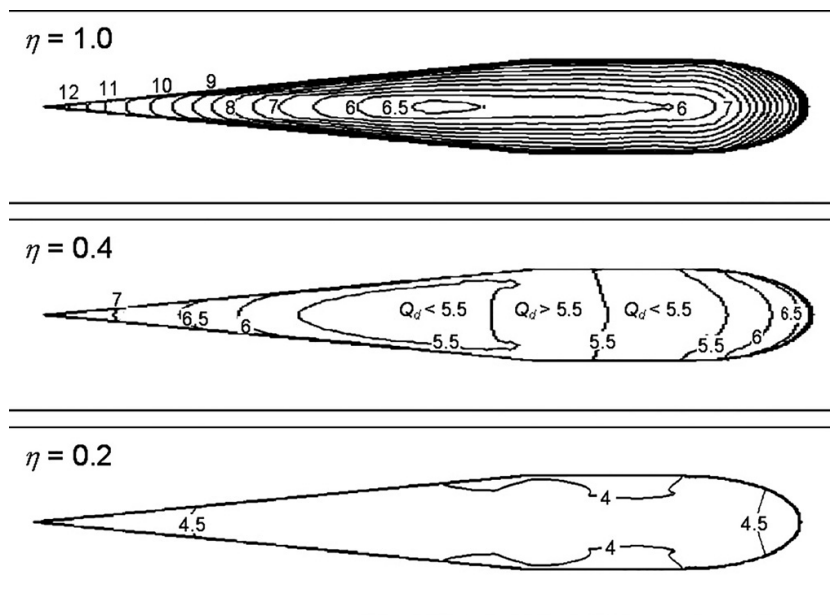




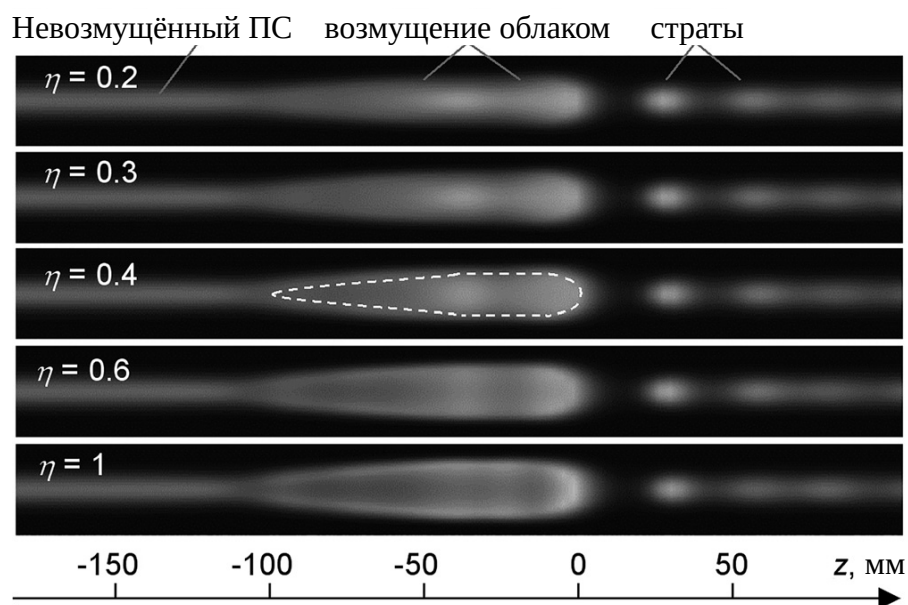
**Рисунок 5.11** - Радиальное электрическое поле в цилиндрической части облака (при  $z=-2.5$  см) для различных значений коэффициента абсорбции электронов



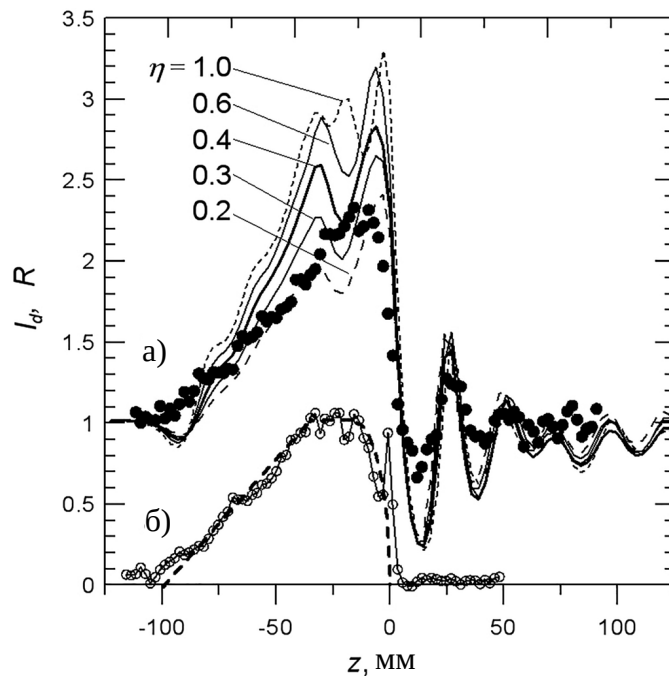
**Рисунок 5.12** - Распределение концентрации электронов в продольном сечении разрядной трубки (штриховыми линиями показаны границы облака) для различных значений коэффициента абсорбции электронов, стрелками показаны положения максимумов концентрации электронов в стратах, порождённых присутствием пылевого облака



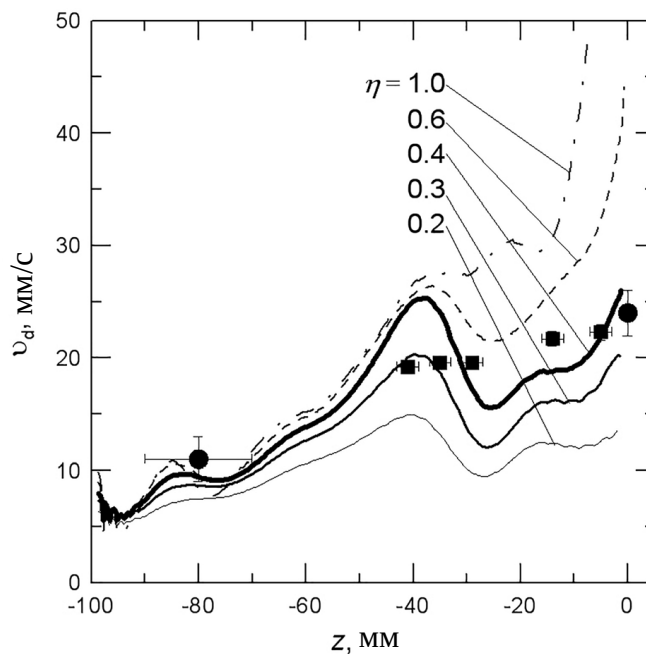
**Рисунок 5.13** - Распределение зарядов пылевых частиц в облаке (в тысячах зарядов электронов) при различных коэффициентах абсорбции электронов.



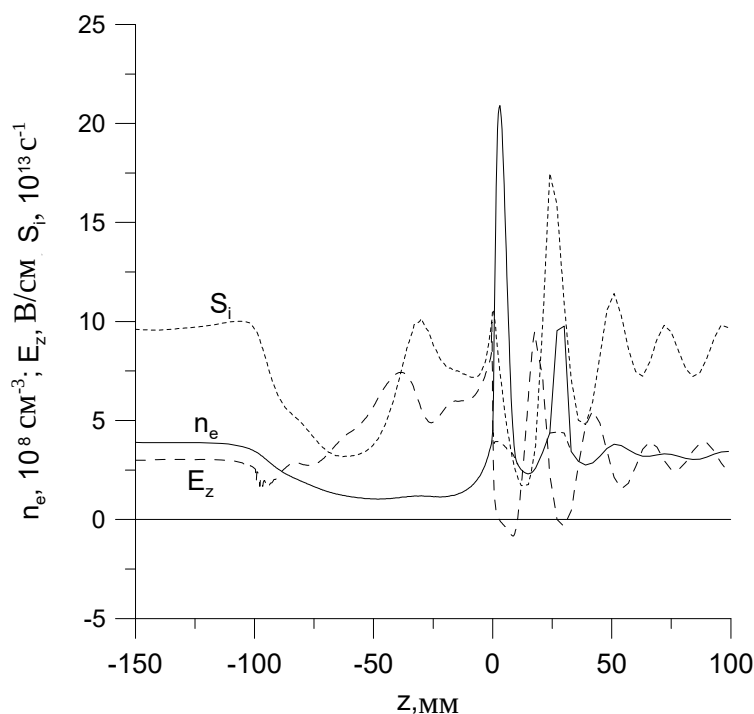
**Рисунок 5.14** - Пространственные распределения яркости свечения разряда (штриховой линией показана граница облака), рассчитанные для различных значений коэффициента абсорбции электронов



**Рисунок 5.15** - Распределение яркости свечения разряда в линии неона 585 нм, нормированной на яркость свечения невозмущенного разряда, линии – расчёт для различных коэффициентов абсорбции электронов, закрашенные кружки – экспериментальные данные (а); Распределение яркости рассеянного на пылевом облаке лазерного излучения (экспериментальные данные)- открытые кружки и зависимость радиуса пылевого облака от продольной координаты, принятая в расчётах — штриховая линия (б)



**Рисунок 5.16** - Зависимость скорости дрейфа пылевых частиц от положения в облаке, значки – экспериментальные наблюдения (квадраты – по длине треков, кружки – по смещению границ облака), линии – результаты расчетов для различных значений коэффициента абсорбции электронов



**Рисунок 5.17** - Осевые распределения концентрации электронов ( $n_e$ ), электрического поля ( $E_z$ ) и скорости ионизации ( $S_i$ ) для 60% отражения электронов.

Распределения яркости свечения разряда в линии 585 нм рассчитывались как скорость заселения уровня  $2p_1$  неона электронным ударом с учетом каскадного заселения (составляющего, впрочем, для этого уровня около 10% от прямого процесса). Реабсорбция излучения на данной линии практически отсутствует и не требует учета. Для получения распределений, представленных на Рисунке 5.14, проводилось интегрирование по хорде, что соответствует наблюдению трубки сбоку. Для получения зависимостей, представленных на Рисунке 5.15, скорость возбуждения интегрировалась по сечению трубки.

Скорость дрейфа пылевых частиц рассчитывались по балансу сил трения о нейтральный газ, электрической силы и силы ионного увлечения (2.11). Сила трения рассчитывалась по формуле Эпштейна [60]:

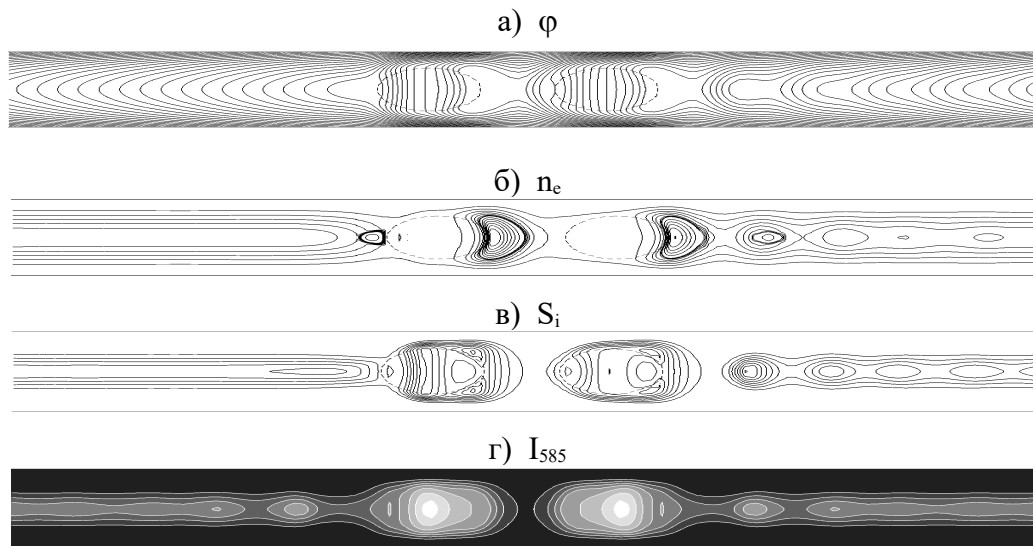
$$F_{dn} = v_d \frac{8\sqrt{2\pi}}{3v_t} a^2 P \left( 1 + \frac{\pi}{8} \delta \right), \quad (5.6)$$

где  $v_d$  – скорость дрейфа частицы относительно газа,  $v_t = \sqrt{k_B T / M_n}$  – тепловая скорость молекул газа (в данном случае атомов неона),  $a$  – радиус частицы,  $P$  – давление газа,  $\delta$  – коэффициент аккомодации, который принимался равным 1.

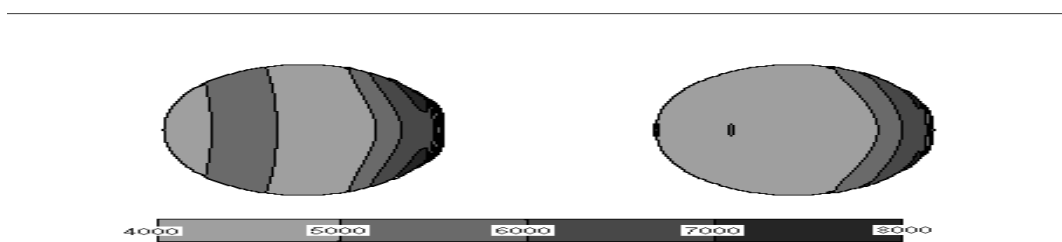
Модель дает правильное описание увеличения свечения плазмы в области нахождения пылевого облака, период и скорость затухания страт, наблюдающихся с анодной стороны от края облака, скорость дрейфа и удлинение облака со временем. Однако, немонотонность профиля свечения и скорости дрейфа частиц, возникающая в расчетах, не соответствует экспериментальным наблюдениям. Возможно, это связано с предположением постоянства концентрации пылевых частиц в облаке. Экспериментально измерено, что концентрация постоянна в «голове» и цилиндрической части облака, но в «хвосте» она должна уменьшаться. Изменение длины облака в процессе дрейфа через поле зрения камер не позволяют определить единомоментное распределение концентрации частиц во всём облаке, что и заставило использовать в расчётах упрощенную модель однородного облака.

### **5.2.3 Результаты расчётов для двух облаков**

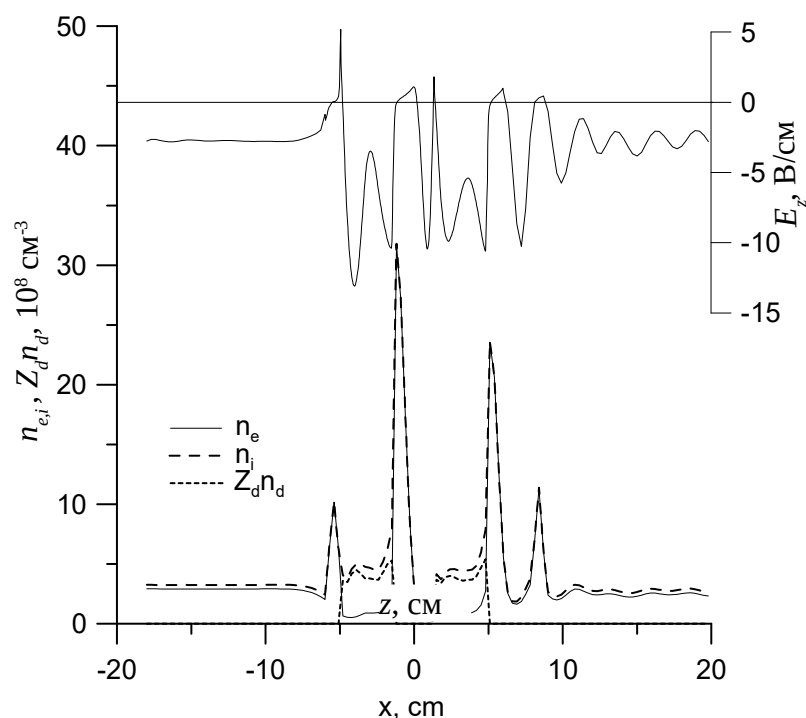
Результаты численного моделирования разряда с двумя облаками представлены на Рисунках 5.18 -5.21. На рисунке 5.18 показаны профили потенциальных поверхностей  $\varphi$  (с шагом 5 В), концентрации электронов  $n_e$  (профили 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 8, 12, 16, 20, 24 и  $28 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ), скорости ионизации (шаг  $10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ ) в разряде при полярности, соответствующей катоду слева, а также яркости свечения в линии 585 нм неона (шаг  $10^{12}$  фотонов в секунду с  $\text{см}^2$  в стеррадиан), соответствующие средним по периоду значениям в разряде с переменной полярностью, соответствующей эксперименту. Картина свечения разряда, полученная в результате расчётов, находится в хорошем согласии с экспериментальной видеозаписью (Рисунок 5.5(a)). На Рисунке 5.19 показаны распределения зарядов пылевых частиц  $Z_d$  в пылевых облаках (при полярности разряда – катод слева). На рисунках 5.20 показаны профили продольного поля и концентраций электронов и ионов, а также плотности зарядов пылевой компоненты (в зарядах электронов) на оси разряда при полярности, соответствующей катоду слева.



**Рисунок 5.18** - Распределения электрических потенциалов, шаг 2В (а), концентраций электронов, шаг  $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  до  $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , при больших концентрациях (в потенциальных ловушках) шаг  $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  (б) и распределений скоростей ионизации, шаг  $2.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  (в) в продольном осевом сечении разрядной трубки; распределение яркости свечения разряда в линии неона 585 нм при наблюдении сбоку и усреднении по периоду смены полярности (шаг  $0.2 \text{ мкВт/см}^2/\text{с/ср}$ )(г)



**Рисунок 5.19** - Распределение зарядов пылевых частиц в сечениях облаков.

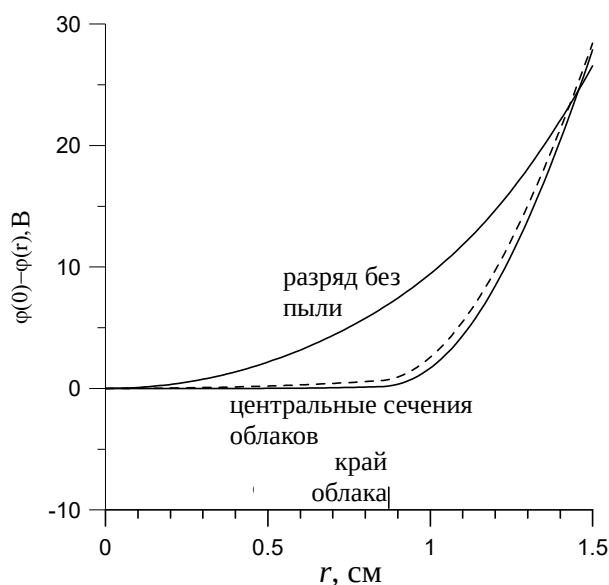


**Рисунок 5.20** - Распределения электрического поля, концентраций электронов (включая пленённые), ионов и плотностей зарядов пылевых частиц, а также скоростей ионизации и рекомбинации на оси разряда

Возмущение разряда пылевыми облаками определяется, прежде всего, возмущением продольного электрического поля. Вблизи катодного края облака рекомбинация плазмы на пылевых частицах приводит к уменьшению концентрации электронов. Градиент концентрации электронов приводит к наличию диффузионного потока, который даже превышает ток разряда, что объясняет появление области с инверсным полем вблизи катодного края пылевой структуры. Резкий локальный максимум концентрации электронов вблизи облака со стороны катода связан с присутствием пленённых электронов, не принимающих участие в переносе тока. В области слабого, и тем более обратного поля, скорость ионизации и яркость свечения разряда падают. Внутри облака электрическое поле резко возрастает, поскольку ток разряда должен переноситься меньшим числом электронов. В усиленном продольном поле электроны приобретают большую энергию, что ведёт к росту яркости свечения разряда и скорости ионизации в зоне облака. Следует отметить, что возрастание яркости сечения плазмы, наблюдаемое экспериментально, связано именно с возрастанием продольного поля, поскольку расчёты функции распределения электронов как в локальном, так и нелокальном приближении [209], проводившиеся в предположении фиксированного продольного поля разряда, показывают уменьшение температуры электронов при наличии пылевой компоненты вследствие поглощения быстрых электронов пылевыми частицами.

За анодным краем облака, скорость ионизации остаётся высокой, в то время как рекомбинация в объёме уже отсутствует. Поэтому на анодном крае каждого пылевого облака наблюдается максимум концентрации электронов. Анодный край пылевого облака подобен области резкого расширения разрядной трубки. За ним формируется последовательность неподвижных страт, затухающих в сторону анода. Расстояние между облаками соответствует длине страты (расстоянию между максимумами электрического поля в начале цуга страт). Таким образом, разделение протяжённого облака на несколько частей можно связать со стратификацией разряда под влиянием самого пылевого облака.

На Рисунке 5.21 представлены радиальные профили распределений электрических потенциалов в невозмущённом разряде и в центральных сечениях пылевых облаков (пунктир соответствует облаку, расположенному ближе к аноду). Радиальное электрическое поле внутри пылевого облаков близко к нулю, что обеспечивает радиальную устойчивость пылевых частиц в облаке.

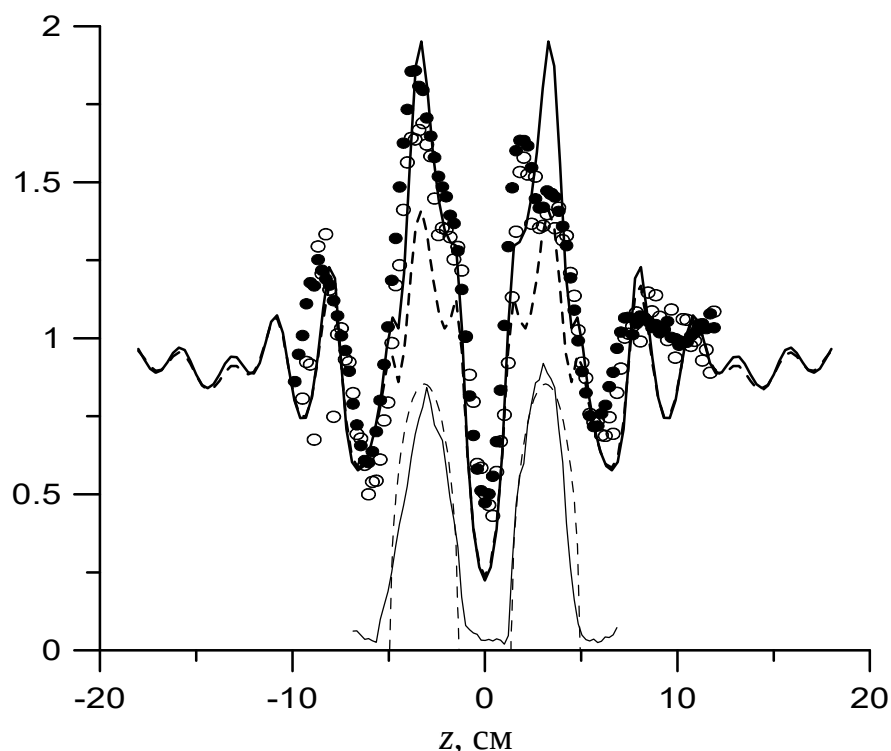


**Рисунок 5.21** - Радиальные распределения потенциалов в случае 40% поглощения электронов пылевыми частицами

Сравнение расчётных профилей свечения разряда с переменной полярностью с экспериментальными результатами представлено на Рисунке 5.22. Расчётные кривые получены путём суммирования распределений интенсивностей излучения в линиях 585 и 703 нм, соответствующих разряду с катодом слева, и зеркально симметричного распределения, соответствующего разряду с катодом справа, с весами 0.52 и 0.48, соответственно. Расчёт правильно описывает структуру свечения разряда в линии 585 нм. Значимое расхождение



наблюдается только в области минимальной яркости между облаками. Это расхождение может быть связано с рассеянием свечения, исходящего из зоны облаков на стекле разрядной трубки, которая могла быть несколько загрязнена осевшими на неё пылевыми частицами во время предыдущих экспериментов.



**Рисунок 5.22** – Сопоставление рассчитанной относительной яркости свечения разряда в линии 585 нм неона (жирная сплошная линия) и линии 703 нм (жирные штриховые линии) с измеренной яркостью видео изображения разрядной трубки (сплошные кружочки – 585 нм, открытые – 703 нм); яркости нормированы на яркость невозмущённого разряда; внизу рисунков показаны профили интенсивностей рассеяния лазерного излучения на пылевых частицах – тонкие сплошные линии – и диаметры пылевых облаков, заложенные в расчётах – тонкие штриховые линии (всё в произвольной нормировке).

Расхождение в профилях линии 703 нм более существенно. Расчёт показывает заметное различие в максимумах профилей излучения в линиях 585 нм и 703 нм, в то время как экспериментальные профили совпадают в рамках погрешности измерений (10%). Эта близость экспериментальных профилей интенсивностей непонятна. Порог электронного возбуждения линии 703 нм на 0.6 эВ ниже, чем у линии 585 нм, кроме того возбуждение линии 703 нм может осуществляться ступенчато, через метастабильные уровни, в то время как линия 585 нм возбуждается только прямым переходом из основного состояния [134]. Поэтому рост

электрического поля в области расположения облаков, и соответствующий ему «разогрев» электронов, должен вести к более сильному увеличению яркости линии 585 нм, чем линии 703 нм. Возможно, измеренные профили излучения несколько искажены нелинейностью чувствительности камеры, поскольку сигналы в линиях 585 нм и 703 нм различались на порядок.

При сравнении результатов расчёта с экспериментальными наблюдениями следует учитывать, что расчёт проводился для чистого неона. В эксперименте, в плазму вводились пылевые частицы из органического полимера, которые постепенно разрушались под влиянием ионной бомбардировки и ультрафиолетового излучения плазмы. Наличие примесей в неоне может уменьшить концентрацию метастабильных атомов, вследствие пенинговской ионизации, а также изменить состав ионов. Примесные ионы имеют большую длину пробега и их столкновения с атомами неона приводят лишь к частичному обмену энергией. Поэтому поток примесных ионов на частицу оказывается меньше, чем собственных ионов. В тоже время, поток плазмы на стенки трубки возрастает с увеличением подвижности ионов.

Для оценки концентрации примесей можно воспользоваться результатами Главы 1, где в сходных условиях наблюдалось уменьшение диаметра частиц из меламин-формальдегида (однотипных с частицами в данном эксперименте) со скоростью  $\dot{d} = 7$  нм в минуту. В пересчёте на условия данного эксперимента это соответствует скорости поступления примесей в разряд  $4\pi a^2 \dot{d} \rho n_d V_{cloud} \approx 8 \cdot 10^{-10}$  кг/мин. При времени эксперимента порядка 0.25 мин и объёме разрядной трубки ~0.4 л массовая концентрация примесей не превышает 0.15%. Это - оценка примесей по максимуму, поскольку адсорбция активных радикалов, образующихся при разрушении частиц, стенками разрядной трубки может уменьшить фактическую концентрацию примесей в разряде. Хотя концентрация на уровне 0.15 % может повлиять на концентрацию метастабильных атомов, но она недостаточна для радикального изменения состава ионов и параметров плазмы.

## Выводы

На основе анализа экспериментальных измерений и расчётов, **обнаружено сильное влияние плотных плазменно-пылевых облаков на свечение плазмы разряда постоянного тока, обнаружен эффект стратификации разряда под влиянием пылевой компоненты.** Численные расчёты и экспериментальные измерения скоростей дрейфа пылевых частиц в различных частях облака показывают, что продольное поле разряда меняется в облаке,

несколько снижаясь по сравнению с полем невозмущённого разряда вблизи катодного края облака и существенно возрастая в центральной и части и у анодного края облака. Возрастание продольного поля сопровождается снижением концентрации электронов, но увеличением скорости ионизации и возбуждения электронных состояний атомов. Рекомбинация электронов и ионов на пылевых частицах приводит к уменьшению радиального поля в пылевом облаке и даже к изменению его знака. Поскольку радиальная устойчивость пылевого облака требует наличия максимума потенциала на оси трубки, то для правильного описания экспериментальных наблюдений необходимо учитывать неполное поглощение электронов, сталкивающихся с поверхностью диэлектрической частицы уменьшающее скорость рекомбинации плазмы в объёме облака.

## Заключение

В Диссертации представлены результаты комплексных исследований условий формирования и свойств плазменно-пылевых структур в индукционном высокочастотном разряде. Показано, что плазменно-пылевые структуры, образованные полидисперсными частицами формируются как в нижней, так и в верхней части индукционного разряда ( в диффузных краях разряда). При использовании монодисперсных сферических частиц диаметром 0.97 и 1.87 микрон плазменно-пылевые структуры наблюдались только в нижней части разряда. Исследован эффект сепарации пылевых частиц по размерам в диффузном крае индукционного разряда и определена скорость уменьшения размера частиц в плазме неона в зависимости от концентрации электронов. Показано, что облако, сформированное засыпкой монодисперсных сферических частиц состоит из двух частей: в верхней части частицы имеют сферическую форму и размер несколько меньший, чем паспортный, в нижней части облака частицы имеют неправильную форму и размер, существенно превышающий диаметр одиночной сферической частицы, что указывает на наличие агломератов из слипшихся частиц. Размер частиц в верхней части облака уменьшается с высотой и со временем нахождения в разряде. Обнаружены и исследованы самовозбуждающиеся пыле-акустические волны в трёхмерных плазменно-пылевых структурах в диффузном крае индукционного разряда. Волны бегут вниз и быстро достигают нелинейной стадии. Частота и скорость волны может быть удовлетворительно описана в рамках приближения самосогласованного поля. Разработан и использован метод определения зарядов пылевых частиц путем регистрации и анализа столкновений падающих крупных частиц с частицами пылевого облака. Получены произведения зарядов частиц различного размера при нескольких давлениях плазмообразующего газа.

Представлены численные расчёты зарядки макрочастиц с размерами существенно меньшими, чем радиус Дебая в слабоионизованной двухтемпературной плазме. В этих расчётах было впервые показано, что столкновения ионов с нейтралами способны существенно (в разы) уменьшить заряд макрочастиц в плазме газового разряда по сравнению с бесстолкновительной теорией даже в условиях, когда длина свободного пробега ионов превышает как размер частицы, так и радиус экранирования. Проведённые экспериментальные исследования зарядов макрочастиц в диффузном крае индукционного разряда и в положительном столбе разряда постоянного тока при различных давлениях, подтвердили низкий уровень зарядов частиц по сравнению с бесстолкновительной теорией и согласие с численными расчётами.

В Диссертации представлены численные расчёты вольт-амперных характеристик для малого сферического притягивающего зонда в промежуточной области давлений, где не применимы ни бесстолкновительный подход, ни приближение радиального движения, предложены аналитические аппроксимации для полученных численных результатов. Полученные результаты позволяют рассчитывать поток ионов на сферическую частицу, или малый сферический зонд при произвольной функции распределения электронов по энергиям, в тот время как в численных расчётах установившегося заряда (и плавающего потенциала) распределение электронов по энергиям предполагалось максвелловским с заданной температурой.

В Диссертации представлена численная модель положительного столба разряда постоянного тока, учитывающая радиальную и продольную пространственную неоднородность плазмы и нелокальную кинетику электронов. Модель включает расчёт функции распределения и концентрации пленённых электронов в зонах с инверсией продольного поля разряда. Модель проверена путём экспериментальных измерений пространственных распределений концентраций метастабильных атомов и интенсивностей свечения плазмы (с абсолютной калибровкой) в разряде в трубке со ступенчатым изменением радиуса и сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования. При анализе результатов моделирования было замечено, что падение потенциала на страте не соответствует закону Новака для бегущих страт. Для объяснения величины падения потенциала на страте предложена гипотеза о механизме формирования неподвижных страт в разряде в инертных газах. Согласно выдвинутой гипотезе, за формирование страт ответственно возникновение излома на функции распределения электронов при энергии, соответствующей возбуждению нижних электронных состояний, в области слабого поля и смещение этого излома к энергии, соответствующей потенциалу ионизации, в области сильного поля.

Модель разряда дополнена процессами взаимодействия плазмы с пылевыми частицами, включающими зарядку пылевых частиц до плавающего потенциала, рекомбинацию электронов и ионов на поверхности частиц, рассеяние электронов и ионов на заряженных пылевых частицах. Предложен новый подход к описанию зарядки пылевых частиц в плотном пылевом облаке на основе использования концентрации ионов на границе ячейки Вигнера-Зейца. Дополненная модель позволяет рассчитывать пространственное распределение параметров плазмы в разряде постоянного тока с пылевыми облаками различной формы, включая самосогласованный расчёт зарядов пылевых частиц.

В Диссертации представлены результаты экспериментальных исследований влияния протяжённых пылевых структур на интенсивность свечения газоразрядной плазмы в

спектральных линиях неона. Обнаружено существенное повышение интенсивности свечения положительного столба в зоне нахождения пылевого облака и появление серии страт вблизи анодного края облака. Численное моделирование показывает существенное увеличение продольного поля разряда в пылевом облаке и даёт качественное описание наблюдаемых в экспериментах эффектов.

## Список цитированной литературы

1. H. Ikezi, Coulomb solid of small particles in plasmas // *Phys. Fluids*, 29, 1764-1766 (1986)
2. G. S. Selwyn, J. Singh, R. S. Bennet, *In situ* laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination // *J. Vac. Sci. Technol*, A7, 2758-2765 (1989)
3. H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, B. Mohlmann, Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // *Phys. Rev. Lett.*, 73, 652-655 (1994)
4. J. Chu, I. Lin, Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // *Phys. Rev. Lett.*, 72, 4009-4012 (1994)
5. Y. Hayashi, K. Tachibana, Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, L804-L806 (1994)
6. В. Н. Цытович, Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // *УФН*, 167, 57-99 (1997)
7. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, G. E. Morfill, Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* 421, 1-103 (2005)
8. G. E. Morfill, A. V. Ivlev, Complex plasmas: An interdisciplinary research field // *Rev. Mod. Phys.*, 81, 1353-1404 (2009)
9. С.К. Goertz, Dusty plasmas in the solar system // *Rev. Geophys.*, 27, 271-292 (1989)
10. *Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос* / под ред. В. Фортова, Г. Морфилла. Пер. с англ. под ред. А. Г. Храпака. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 444 с. ISBN 978-5-9221-1432-5.
11. T. G. Northrop, Dusty plasmas // *Phys. Scripta*, 45, 475-490 (1992)
12. H. A. Zook, E McCoy, Large scale lunar horizon glow and a high altitude lunar dust exosphere // *Geophys. Res. Lett.*, 18, 2117-2120 (1991)
13. T. J. Stubs, R. R. Vondrak, W.M. Farrell, A dynamic fountain model for lunar dust // *Adv. Space Res.*, 37, 59-66 (2006)
14. C. A. McGhee, R. G. French, L. Dones, J. N. Cuzzi, H. J. Salo, R. Danos, HST observations of spokes in Saturn's B ring // *Icarus*, 173, 508-521 (2005)
15. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. И. Молотков, А. Г. Храпак, О. Ф. Петров, К. Ф. Вольхин, Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока // *Письма в ЖЭТФ* 64, 86-91 (1996)
16. A. Melzer, A. Homann, A. Piel, Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal // *Phys. Rev E*, 53, 2757-2766 (1996)

17. C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka, G. E. Morfill, Recrystallization of a 2D Plasma Crystal // *Phys. Rev. Lett.*, 98, 015004(1-4) (2007)
18. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knapek, G. E. Morfill, 2D melting of plasma crystals: equilibrium and nonequilibrium regimes // *Phys. Rev. Lett.*, 103, 015001(1-4) (2009)
19. M. Rubin-Zuzic, G. E. Morfill, A. V. Ivlev, R. Pompl, B. A. Klumov, W. Bunk, H. M. Thomas, H. Rothermel, O. Havnes, A. Fouquet, Kinetic development of crystallization fronts in complex plasmas // *Nature Physics*, 2, 181-185 (2006)
20. S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. V. Ivlev, M. H. Thomas, D. A. Beysens, B. Zappoli, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, Critical Point in Complex Plasmas // *Phys. Rev. Lett.*, 96, 015001 (2006)
21. A. Barkan, N. D'Angelo, R. L. Merlino, Potential relaxation instability and ion acoustic waves in a single-ended Q-machine dusty plasma // *Phys. Lett. A*, 222, 329-332 (1996)
22. P. K. Shukla, V. P. Silin, Dust ion-acoustic wave // *Physika Scripta* 45 № 5, 508 (1992)
23. A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode // *Phys. Plasmas* 2, 3563-3565 (1995)
24. N. D'Angelo, R. L. Merlino, Current-driven dust-acoustic instability in a collisional plasma // *Planet Space Sci.*, 44, 1593-1598 (1996)
25. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, V. M. Torchinsky, Mechanism of dust-acoustic instability in a direct current glow discharge plasma // *Phys. Plasmas* 7, 1374-1380 (2000)
26. M. Schwabe, M. Rubin-Zuzic, S. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, Highly Resolved Self-Excited Density Waves in a Complex Plasma // *Phys. Rev. Lett.*, 99, 095002(1-4) (2007)
27. R. J. Heidemann, L. Couedel, S. K. Zhdanov, K. R. Sütterlin, M. Schwabe, H. M. Thomas, A. V. Ivlev, T. Hagl, G. E. Morfill, V. E. Fortov, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. M. Lipaev, V. Tokarev, T. Reiter, P. Vinogradov, Comprehensive experimental study of heartbeat oscillations observed under microgravity conditions in the PK-3 Plus Laboratory on board the International Space Station // *Phys. Plasmas*, 18, 053701 (2011)
28. Ю. В. Герасимов, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортвов, Формирование структур из макрочастиц в плазме ВЧ разряда индукционного типа // *Письма в ЖТФ*, 24, 62-68 (1998)
29. U. Konopka, L. Ratke, H. M. Thomas, Central collisions of charged dust particles in a plasma // *Phys. Rev. Lett.* 79, 1269-1272 (1997)



30. J. Goree, Charging of Particles in a Plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 3, 400-406 (1994)
31. Г. Е. Морфилл, В. Н. Цытович, Х. Томас, Комплексная плазма: II. Элементарные процессы в комплексной плазме // *Физика плазмы*, 29, 3-36 (2003)
32. Чан П., Талбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. -М.: Мир, 1978. -203с
33. S. A. Khrapak, B. A. Klumov, G. E. Morfill, Electric Potential Around an Absorbing Body in Plasmas: Effect of Ion-Neutral Collisions // *Phys. Rev. Lett.*, 100, 225003 (2008)
34. Г. Л. Натансон, О теории зарядки субмикронных аэрозольных частиц в результате захвата аэроионов // *ЖТФ*, 30, 573 (1960)
35. H. Mott-Smith, Jr. and I. Langmuir, The theory of collectors in gaseous discharges // *Rev.*, 28, 727-763 (1926)
36. J.-S. Chang and J. G. Laframboise, Probe theory for arbitrary shape in a large Debye length, stationary plasma // *Phys. Fluids*, 19, 25-31 (1976)
37. A. Bouchoule, Dusty plasmas: physics, chemistry, and technological impacts in plasma processing. John Wiley & Sons Inc, 1999. -418p.
38. H. Kersten, H. Deutsch, M. Otte, G. H. P. M. Swinkels, G. M. W. Kroesen, Micro-disperse particles as probes for plasma surface interaction // *Thin Solid Films* 377–378, 530-536 (2000)
39. P. K. Shukla, A. A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics, Series in Plasma Physics, CRC Press. 2001 -284p.
40. J. E. Daugherty, R. K. Porteus, M. D. Kilgore, D. B. Graves, Sheath structure around particles in low-pressure discharges // *J. Appl. Phys.*, 72, 3934-3942 (1992)
41. M. Lampe, G. Joyce, G. Ganguli, V. Gavrishchaka, Interactions between dust grains in a dusty plasma // *Phys. Plasmas*, 7, 3851-3861 (2000)
42. M. Lampe, Limits of validity for orbital-motion-limited theory for a small floating collector // *J. Plasma Phys.*, 65, 171-180 (2001)
43. J. E. Allen, On the charging of a dust particle immersed in a plasma: theory and experiment // *J. Tech. Phys.*, 43, 241-245 (2002)
44. L. Couëdel, M. Mikikian, L. Boufendi, A. A. Samarian, Residual dust charges in discharge afterglow // *Phys. Rev. E* 74, 026403 (2006)
45. V. Fortov, G. Morfill, O. Petrov, M. Thoma, A. Usachev, H. Hoefner, A. Zobnin, M. Kretschmer, S. Ratynskaia, M. Fink, K. Tarantik, Yu. Gerasimov and V. Esenkov, The project

- 'Plasmakristall-4' (PK-4) — a new stage in investigations of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans // *Plasma Phys. Control. Fusion* 47, B537-B549 (2005)
46. M. Y. Pustyl'nik, M. A. Fink, V. Nosenko, T. Antonova, T. Hagl, H. M. Thomas, A. V. Zobnin, A. M. Lipaev, A. D. Usachev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, V. E. Fortov, C. Rau, C. Deysenroth, S. Albrecht, M. Kretschmer, M. H. Thoma, G. E. Morfill, R. Seurig, A. Stettner, V. A. Alyamovskaya, A. Orr, E. Kufner, E. G. Lavrenko, G. I. Padalka, E. O. Serova, A. M. Samokutyayev, and S. Christoforetti, Plasmakristall-4: New complex (dusty) plasma laboratory on board the International Space Station // *Review of Scientific Instruments* 87, 093505(1-16) (2016)
47. В. Е. Фортов, А. П. Нефёдов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, Ф. В. Чернышёв, Сильнонеидеальная классическая термическая плазма: экспериментальное изучение упорядоченных макрочастиц // *ЖЭТФ*, 111, 467-477 (1997)
48. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Vladimirov, L. D. Deputatova, V. I. Molotkov, V. A. Rykov, A. V. Khudyakov, Dust particles in a nuclear-induced plasma // *Phys. Lett. A*, 258, 305-311 (1999)
49. А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, Упорядоченные структуры в неидеальной пылевой плазме тлеющего разряда // *ЖЭТФ*, 112, 2030-2044 (1997)
50. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. *Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы*. - М.: Энергоатомиздат, 1996. -240 с.
51. J. E. Allen, Probe theories and applications: modern aspects // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 4, 234-241 (1995)
52. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*. М.: Мир, 1986 — 664 с.
53. G. Sukhinin, A. Fedoseev, M. Salnikov, The influence of dust particle geometry on its charge and plasma potential // *Contributions to Plasma Phys.* V. 59, I. 4-5, e201800153 (2019)
54. M. Salnikov, A. Fedoseev, G. Sukhinin, Plasma potential distribution around an infinite one-dimensional chain of dust particles // *J. Phys.: Conference Series* 1382, 012169 (2019)
55. W. W. Stoffels, E. Stoffels, G. H. P. M. Swinkels, M. Boufnichel, and G. M. W. Kroesen, Etching a single micrometer-size particle in a plasma // *Phys. Rev. E*, 59, 2302-2304 (1999)
56. V. Yu. Karasev, V. A. Polischuk, E. S. Dzlieva, S. I. Pavlov, A. P. Gorbenko, About the mechanism of modification of melamine formaldehyde particles in dusty plasmas // *J. Phys.: Conference Series* 1556, 012080 (2020)

57. В. Ю. Карасев, В. А. Полищук, А. П. Горбенко, Е. С. Дзलिएва, М. А. Ермоленко, М. М. Макар, Исследование модификации левитирующих сферических частиц меламинаформальдегида в комплексной плазме // Физика твердого тела Т. 58, вып. 5, с. 1007-1010 (2016)
58. В. И. Молотков, А. П. Нефёдов, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, Пылзвучковые волны в плазме тлеющего разряда постоянного тока // ЖЭТФ. 116, 902-907 (1999)
59. А. А. Самарян, А. В. Чернышев, О. Ф. Петров, А. П. Нефедов, В. Е. Фортов, Анализ акустических колебаний в плазменно-пылевых структурах // ЖЭТФ, 119, 524-532 (2001)
60. P. S. Epstein, On the resistance experienced by spheres in their motion through gases // Phys. Rev., 23, 710-733 (1924)
61. M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, G. Joyce, Effect of Trapped Ions on Shielding of a Charged Spherical Object in a Plasma effect of Trapped Ions on Shielding of a Charged Spherical Object in a Plasma Phys. Rev. Lett., 86, 5278-5281 (2001)
62. S.A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, H. M. Thomas, Ion drag force in complex plasmas // Phys. Rev. E, 66, 046414 (2002)
63. В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт, В. М. Беданов, А. Мельцер, А. Хоман, А. Пиль, Структура кристалла микрочастиц в плазме высокочастотного разряда // ЖЭТФ, **115**, 877 (1999)
64. J. P. Boeuf, Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation // Phys.Rev.A, 46,7910-7922 (1992)
65. S. J. Choi, M. J. Kushner, A Particle-in-Cell Simulation of Dust Charging and Shielding in Low Pressure Glow Discharges // IEEE Transact.Plasma Sci., 22, 138-150 (1994)
66. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987)
67. Козлов, *Электрический зонд в плазме*, М.: Атомиздат, 1969 -293 с.
68. J. E. Allen, Probe theory - the orbital motion approach // Phys. Scr., 45, 497-503 (1992)
69. G. Bader, J. Chiasson, L. G. Caron, M. Michaud, G. Perluzzo, L. Sanche, Absolute scattering probabilities for subexcitation electrons in condensed H<sub>2</sub>O // Radiation Researche 114, 467-479 (1988)
70. Е. Е. Никитин, Б. М. Смирнов, *Медленные атомные столкновения*, М.:Энергоиздат, 1990
71. L. D. D'yachkov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, G. E. Morfill, Model of grain charging in collisional plasmas accounting for collisionless layer // Phys. Plasmas, 14, 042102 (2007)

72. I. H. Hutchinson, L. Patacchini, Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma // *Phys. Plasmas*, 14, 013505 (2007)
73. A. S. Khrapak, G. E. Morfill, An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas // *Phys. Plasmas*, 15, 114503 (2008)
74. Z. Zakrzewski, and T. Kopiczynski, Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe // *Plasma Phys.*, **16**, 1195-1198 (1974)
75. S. A. Khrapak, P. Tolias, S. Ratynskaia, M. Shaudhuri, A. Zobnin, A. Usachev, C. Rau, M. H. Thoma, O. F. Petrov, V. E. Fortov, G. E. Morfill, Grain charging in an intermediately collisional plasma // *EPL*, 97, 35001 (2012)
76. I. B. Bernstein, I. N. Rabinowitz, Theory of electrostatic probes in a low-density plasma // *Phys. Fluids*, 2, 112-121 (1959)
77. A. Piel, A. Melzer, Dynamical processes in complex plasmas // *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 44, R1-R26 (2002)
78. C. H. Su, S. H. Lam, Continuum Theory of Spherical Electrostatic Probes // *Phys. Fluids*, 6, 1479-1491 (1963)
79. S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. G. Khrapak, L. G. D'yachkov, Charging properties of a dust grain in collisional plasmas // *Phys. Plasmas*, 13, 052114 (2006)
80. A. G. Zagorodny, A. I. Momot, A. V. Filippov, A. F. Pal', Про вплив зіткнень плазмових частинок на ефективний потенціал порошинки // *Ukr. J. Phys.*, 54, 1089-1093 (2009)
81. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Экранировка заряда микрочастицы в плазме с внешним источником ионизации // *Письма в ЖЭТФ*, 81, 180-185 (2005)
82. С. А. Майоров, Расчет зарядки цилиндра в плазменном потоке // *Физика плазмы*, 30, 821-827 (2004)
83. С. А. Майоров, О влиянии связанных ионов на экранирование и силу трения в пылевой плазме // *Физика плазмы*, 31, 749-759 (2005)
84. I. H. Hutchinson, Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 2. non-zero Debye length *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45, 1477-1500 (2003)
85. M. Lampe, R. Goswami, Z. Sternovsky, S. Robertson, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, G. Joyce, Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma // *Phys. Plasmas*, 10, 1500-1513 (2003)

86. I. L. Semenov, A. G. Zagorodny, I. V. Krivtsun, A study of dust grain screening in a weakly ionized plasma based on the numerical solution of the Vlasov-Bhatnagar-Gross-Krook kinetic equations // *Phys. Plasmas*, 18, 103707(1-11) (2011)
87. I. L. Semenov, A. G. Zagorodny, I. V. Krivtsun, On the effect of ion-neutral collisions on dust grain screening in a low-pressure gas discharge plasma // *Phys. Plasmas*, 19, 043703(1-8) (2012)
88. Sh. Amiranashvili, M. Y. Yu, Ambipolar diffusion in a dusty plasma *Phys. Plasmas*, 9, 4825-4828 (2002)
89. I. Denysenko, M. Y. Yu, K. Ostrikov, A. Smolyakov, Spatially averaged model of complex plasma discharge with self-consistent electron energy distribution // *Phys. Rev. E* 70, 046403(1-12) (2004)
90. Л. М. Василяк, Д. Н. Поляков, В. Е. Фортов, В. В. Шумова, Параметры положительного столба тлеющего разряда с пылевыми частицами // *ТВТ*, 49, 643-648 (2011)
91. G. I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, Influence of dust-particle concentration on gas-discharge plasma // *Phys. Rev. E*, 81, 0164402 (2010)
92. O. Havnes, C. K. Goertz, G. E. Morfill, E. Grun, W. Ip, Dust charges, cloud potential, and instabilities in a dust cloud embedded in a plasma // *J. Geophys. Res. A*, 92, 2281-2287 (1987)
93. G. Praburam, J. Goree, Experimental observation of very low-frequency macroscopic modes in a dusty plasma // *Phys. Plasmas*, 3, 1212-1219 (1996)
94. D. Samsonov, J. Goree, Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization // *Phys. Rev. E*, 59, 1047-1058 (1999)
95. M. Mikikian, L. Boufendi, Experimental investigations of void dynamics in a dusty discharge // *Phys. Plasmas*, 11, 3733-3737 (2004)
96. M. Mikikian, M. Cavarroc, L. Couedel, L. Boufendi, Low frequency instabilities during dust particle growth in a radio-frequency plasma // *Phys. Plasmas*, 13, 092103 (2006)
97. M. Mikikian, L. Couedel, M. Cavarroc, Y. Tessier, L. Boufendi, Self-excited void instability in dusty plasmas: plasma and dust cloud dynamics during the heartbeat instability // *New J. Phys.*, 9, 268-268 (2007)
98. M. Cavarroc, M. Mikikian, Y. Tessier, L. Boufendi, Instabilities during the growth of dust successive generations in silane-based plasmas // *Phys. Plasmas*, 15, 103704(1-8) (2008)
99. M. Mikikian, M. Cavarroc, L. Cou edel, Y. Tessier, and L. Boufendi, Mixed-Mode Oscillations in Complex Plasma Instabilities // *Phys. Rev. Lett.*, 100, 225005(1-4) (2008)

100. S. K. Zhdanov, M. Schwabe, R. Heidemann, R. Sutterlin, H. M. Thomas, M. Rubin-Zuzic, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, and T. Reiter, Auto-oscillations in complex plasmas // *New J. Phys.*, 12, 043006 (2010)
101. H. H. Hwang, M. J. Kushner, Regimes of particle trapping in inductively coupled plasma processing reactors // *Appl. Phys. Lett.*, 68, 3716-3718 (1996)
102. И. В. Швейгерт, Ф. М. Питерс, Влияние размера наночастиц на свойства емкостного высокочастотного разряда // *Письма в ЖЭТФ*, 86, 657-661 (2007)
103. I. V Schweigert, A. L. Alexandrov, D. A. Ariskin, F. M. Peeters, I. Stefanovic, E. Kovacevic, J. Berndt, J. Winter, Effect of transport of growing nanoparticles on capacitively coupled rf discharge dynamics // *Phys. Rev. E*, 78, 026410 (2008)
104. I. Denysenko, M. Y. Yu, S. Xu, Effect of plasma nonuniformity on electron energy distribution in a dusty plasma // *J. Phys. D*, 38, 403-408 (2005)
105. W. J. Goedheer, M. R. Akdim, Yu. I. Chutov, Hydrodynamic and Kinetic Modelling of Dust Free and Dusty Radio-Frequency Discharges // *Contrib. Plasma Phys.*, 44, 395-404 (2004)
106. D. Mang, M. Sheng, Effects of the trapping dust particles on the sheath structure in radio-frequency discharges // *J. Appl. Phys.*, 94, 1368-1373 (2003)
107. C. Horn, M. Dvoudabudi, B. Shotorbau, Effects of radiofrequency on dust particle dynamics in a plasma reactor // *J. Appl. Phys.*, 110, 113305 (2011)
108. Г. И. Сухинин, А. В. Федосеев, Зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме стратифицированного тлеющего разряда // *Физика плазмы*, 33, 1117-1126 (2007)
109. О. Kravchenko, Т. Lisitchenko, G. Levada, Подвійні шари в розрядах постійного струму при низькому тиску з пиловими частинками // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка: Радіофізика та електроніка*, 16, 36-37 (2011)
110. Б. М. Смирнов, Моделирование газоразрядной плазмы // *УФН*, 179, 591-604 (2009)
111. Л. Д. Цендин, Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // *УФН*, 180, 139-164 (2010)
112. L. L. Alves, Fluid modelling of the positive column of direct-current glow discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 16, 557-569 (2007)
113. V. I. Kolobov, R. R. Arslanbekov, Simulation of Electron Kinetics in Gas Discharges *IEEE Transactions on Plasma Sci.* 34, 895-909 (2006)
114. G. Roumeliotis, L. E. Cram, A hydrodynamic description of electron flow in a strong electric field // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22, 113-119 (1989)

115. R. R. Arslanbekov, V. I. Kolobov, Twodimensional simulations of the transition from Townsend to glow discharge and subnormal oscillations // J. Phys. D: Appl. Phys., 36, 2986-2994 (2003)
116. Yu. B. Golubovskii, R. V. Kozakov, J. Behnke, C. Wilke, V. O. Nekutchayev, Resonance effects in the electron distribution function formation in spatially periodic fields in inert gases // Phys. Rev. E 68, 026404(1-8) (2003)
117. Yu. B. Golubovskii, A. Yu. Skoblo, C. Wilke, R. V. Kozakov, J. Behnke, V. O. Nekutchayev, Kinetic resonances and stratification of the positive column of a discharge // Phys. Rev. E 72, 026414(1-10) (2005)
118. F. Sigeneger, R. Winkler, Response of the Electron Kinetics on Spatial Disturbances of the Electric Field in Nonisothermal Plasmas // Contrib. Plasma Phys. 36, 551-571 (1996)
119. F. Sigeneger, Yu. B. Golubovskii, I. A. Porokhova, R. Winkler, On the Nonlocal Electron Kinetics in s- and p-Striations of DC Glow Discharge Plasmas: I. Electron Establishment in Striation-like Fields // Plasma Chem. Plasma Process. 18, 153-180 (1998)
120. F. Sigeneger, R. Winkler, On the Nonlocal Electron Kinetics in s and p Striations of DC Glow Discharge Plasmas: II. Electron Properties in Periodic State // Plasma Chem. Plasma Process. 20, 429-451 (2000)
121. S. Arndt, F. Sigeneger, H. Testrich, C. Brandt, Self-Consistent Analysis of the Spatial Relaxation of a Disturbed Neon Glow Discharge // Plasma Chem. Plasma Processing 25, 567-594 (2005)
122. I. B. Bernstein, T. Holstein, Electron Energy Distributions in Stationary Discharges Phys. Rev. 94, 1475-1482 (1954)
123. L. D. Tsengin, Electron kinetics in non-uniform glow discharge plasmas // Plasma Source Sci. Technol. 4, 200-211 (1995)
124. J. Behnke, Yu. B. Golubovskii, S. U. Nisimov, I. A. Porokhova, Self-Consistent Model of a Positive Column in an Inert Gas Discharge at Low Pressures and Small Current // Contrib. Plasma Phys. 36, 75-91 (1996)
125. U. Kortshagen, Experimental evidence on the nonlocality of the electron distribution function // Phys. Rev. E 49, 4369-4380 (1994)
126. Ю. Б. Голубовский, И. А. Порохова, О теории положительного столба тлеющего разряда постоянного тока // Опт. Спектроскопия 86, 6, с.960 (1999)

127. D. Umlandt, R. Winkler, Radially inhomogeneous electron kinetics in the DC column plasma  
Radially inhomogeneous electron kinetics in the DC column plasma // J. Phys. D 29, 115-120  
(1996)
128. J. H. Ingold, Nonequilibrium positive column // Phys. Rev. E 56, 5932-5944 (1997)
129. Yu. Golubovskii, I. A. Porokhova, J. Behnke, J. F. Bhenke, A comparison of kinetic and fluid  
models of the positive column of discharges in inert gases // J. Phys. D, 32, 456-470 (1999)
130. M. H. Phillips, L.W. Anderson, C.C. Lin, Electron excitation cross sections for the metastable  
and resonant levels of Ne( $2p^53s$ ) Phys. Rev. A 32, 2117-2127 (1985)
131. S. J. Buckman, P. Hammond, G. C. King, F. H. Read, High-resolution electron impact  
excitation functions of metastable states of neon, argon, krypton and xenon J. Phys. B 16, 4219-  
4236 (1983)
132. J. E. Chilton, M. D. Stewart, C. C. Lin, Electron-impact excitation cross sections of neon //  
Phys. Rev. A 61, 052708(1-12) (2000)
133. J. B. Boffard, M. L. Keeler, G. A. Piech, L. W. Anderson, C. C. Lin, Measurement of electron-  
impact excitation cross sections out of the neon  $^3P_2$  metastable level // Phys. Rev. A 64, 032708(1-  
10) (2001)
134. R. O. Jung, G. A. Piech, M. L. Keeler, J. B. Boffard, L. W. Anderson, C. C. Lin, Electron-  
impact excitation cross sections into Ne( $2p^53p$ ) levels for plasma applications // J. Appl. Phys.  
109, 123303 (2011)
135. В. И. Демидов, Т. В. Рудакова, С. К. Рытенков, В. Н. Скребов, Измерение константы  
скорости процесса парного столкновения возбуждённых атомов неона в плазме при  
высоких концентрациях электронов // Опт. Спектроскопия, 64, 461-464 (1988)
136. R. C. Wetzel, F. A. Baiocchi, T. R. Hayes, R. S. Freund, Absolute cross sections for electron-  
impact ionization of the rare-gas atoms by the fast-neutral-beam method // Phys. Rev. A, 35, 559-  
577 (1987)
137. D. Ton-That and M. R. Flannery, Cross section for ionization of metastable rare-gas atoms Ne,  
Ar, Kr, Xe and of metastable N<sub>2</sub>, CO molecules by electron impact // Phys. Rev. A, 15, 517-526  
(1977)
138. D. F. Register, S. Trajmar, Differential, integral, and momentum-transfer cross sections for  
elastic electron scattering by neon: 5 to 100 eV // Phys. Rev. A, 29, 1785-1792 (1984)
139. W. C. Fon, K. A. Berrington, The elastic scattering of electrons from inert gases. II. Neon // J.  
Phys. B, 14, 323-332 (1981)



140. V. A. Ivanov, Electron-impact-induced excitation the transfer between 3s levels of the neon atom // *J. Phys. B: At. Vol. Opt. Phys.*, 31, 1765-1770 (1998)
141. *NIST Atomic Spectroscopy Data*/www.nist.gov/pml/data
142. A. V. Phelps, J. P. Molnar, Lifetimes of Metastable States of Noble Gases // *Phys. Rev.*, 1202-1208 (1953)
143. J. S. Cohen, B. Schneider, Collisions of  $\text{Ne}^*(3s)$  and  $\text{Ne}^+$  with Ne: Excitation and charge transfer, elastic scattering, and diffusion // *Phys. Rev. A*, 11, 884-892 (1975)
144. L. S. Frost, Effect of Variable Ionic Mobility on Ambipolar Diffusion // *Phys. Rev.*, 105, 354-356 (1957)
145. R. A. Gottscho, A. Mitchell, G. R. Scheller, Y.-Y. Chan, D. B. Graves, Electric field reversals in dc negative glow discharge // *Phys. Rev. A*, 40, 6407-6414 (1989)
146. A. E. Den Hartog, T. B. Brian, J. W. Lawler, Electron temperature and density diagnostics in a helium glow discharge // *Phys. Rev. Lett.*, 62, 1500-1503 (1989)
147. J. W. Lawler, E. A. Den Hartog, W. N. G. Hitchon, Power balance of negative-glow electrons // *Phys. Rev. A*, 43, 4427-4437 (1991)
148. V. I. Kolobov, L. D. Tsendin, Analytic model of the cathode region of a short glow discharge in light gases // *Phys. Rev. A* 46, 7837-7852 (1992)
149. Голубовский Ю. Б., Некучаев В. С., Пономарев Н. С., Запертые и свободные электроны в прианодной области стратифицированного разряда // *ЖТФ*, 68, 25-32 (1998);
150. M. N. Rosenbluth, W. M. MacDonald, D. L. Judd, Fokker-Planck Equation for an Inverse-Square Force // *Phys. Rev.*, 107, 1 (1957)
151. Л. В. Бобылев, В. Л. Чуянов, О численном решении кинетического уравнения Ландау // *Ж. Выч. Мат. Мат. Физ.*, 16, 407 (1976)
152. S. J. Buckman, P. Hammond, G. C. King, D. H. Read, High-resolution electron impact excitation functions of metastable states of neon, argon, krypton and xenon // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 16, 4219-4236 (1983)
153. M. Allan, K. Franz, H. Hotop, O. Zatsarinny, K. Bartschat, Absolute angle-differential cross sections for electron-impact excitation of neon within the first 3.5 {eV} above threshold // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 42, 044009 (2009)
154. V. Zeman, K. Bartschat, Electron-impact excitation of the  $(2p^53s)$  and  $(2p^53p)$  states of neon // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 30, 4609-4622 (1997)

155. M. S. Barnes, T. J. Cotler, M. E. Elta, Large-signal time-domain modeling of low-pressure rf glow discharges // *J. Appl. Phys.*, 61, 81-89 (1987), Erratum: *ibid*, 61, 4711 (1987)
156. P. L. G. Ventzek, R. J. Hoekstra, M. J. Kushner, Two-dimensional modeling of high plasma density inductively coupled sources for materials processing // *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12, 461-477 (1994)
157. R. J. Mason, Implicit moment particle simulation of plasmas // *J. Comput. Phys.*, 41, 233-244 (1981)
158. J. Denavit, Time-filtering particle simulations with  $\omega_{pe} \Delta t \gg 1$  // *J. Comput. Phys.*, 42, 337-366 (1981)
159. A. Friedman, A. B. Langdon, B. I. Cohen, A direct method for implicit particle-in-cell simulation // *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 6, 225-236 (1981)
160. A. B. Langdon, B. I. Cohen, A. Friedman, Direct implicit large time-step particle simulation of plasmas // *J. Comput. Phys.*, 51, 107-138 (1983)
161. D. W. Peaceman, H. H. Rachford, *J. Soc. Indus. Appl. Math.*, 3, 28 (1955)
162. D. Andersson, Measurements of electron energy distributions in front of and behind a stationary plasma sheath // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 10, 1549 (1977)
163. V. Godyak, R. Lagushenko, and J. Maya, Spatial evolution of the electron-energy distribution in the vicinity of a discharge-tube constriction // *Phys. Rev. A*, 38, 2044-2055 (1988)
164. L. Sirghi, K. Ohe, G. Popa, Interactions between ionization waves and potential structure formed at a constriction of the dc He positive column // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30, 2431-2440 (1997)
165. J. M. Williamson and B. N. Ganguly, He metastable density in a double layer formed by a diameter discontinuity in a positive column // *Phys. Rev. E*, 64, 036403(1-7) (2001)
166. S. D. Wagner, S. U. Nisimov, A. A. Khitrov, and A. V. Chervyakov, The electron energy distribution in standing striation bands // *Technical Phys. Lett.*, 28, 39-40 (2002)
167. С. Д. Вагнер, С. У. Нисимов, А. В. Червяков, Функция распределения электронов в стратах // *ЖТФ* 28, 1-5 (2002)
168. E. Konz, T. Kraft, H.-G. Rubahn, Optical determination of the  $^{20,22}\text{Ne}$  3s-3p specific mass shift // *Appl. Opt.*, 31, 4995-4997 (1992)
169. A. K. Bhattacharya, Effect of hydrogen impurity on the electrical characteristics of neon-argon gas mixtures. I. Measurement of ionization coefficients // *J. Appl. Phys.*, 54, 3059-3065 (1983)

170. J. M. Brom Jr, J. H. Kolts, D. W. Setser, Quenching rate constants for Ne  $^3P_2$  metastable atoms at room temperature // Chem Phys. Lett., 55, 44-48 (1978)
171. F. T. M. Van Den Berg, J. H. M. Schonenberg, H. C. W. Beijerinck, Ionisation of small molecules by state-selected Ne\* ( $^3P_0$ ,  $^3P_2$ ) metastable atoms in the 0.06 <math>E < 6</math> eV energy range // Chem. Phys., 115, 359-379 (1987)
172. M. Ortiz, G. Garcia, P. Martin, J. A. Cabrera, J. Campos, Quenching cross sections of neon metastable atoms by light molecules // J. Appl. Phys., 66, 4010-4012 (1989)
173. N. Pilosof, A. Blagoev, Excitation transfer between the first neon triplet levels // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 21, 639-646 (1988)
174. Kunihide Tachibana, Hiroshi Harima, Yoshio Urano, A Set of De-Excitation Rate Coefficients for the 3s  $^3P_2$  and  $^3P_1$  Levels of Neon // Japan J. Appl. Phys., 21, 1529-1535 (1982)
175. R. R. Arslanbekov, V. I. Kolobov, 2-D Simulations of Striations in Direct Current Glow Discharges in Argon // IEEE Trans. Plasma Sci., 33, 354-355 (2005)
176. T. Ruzicka, K. Rohlena, On non-hydrodynamic properties of the electron gas in the plasma of a DC discharge // Czech. J. Appl. Phys. B, 22, 906-919 (1972)
177. Л. Д. Цендин, Функция распределения электронов слабоионизованной плазмы в неоднородных электрических полях. I. Малые поля; баланс энергии определяется квазиупругими соударениями // Физика плазмы, 8, 169-177 (1982)
178. Л. Д. Цендин, Функция распределения электронов слабоионизованной плазмы в неоднородных электрических полях. II. Большие поля; баланс энергии определяется неупругими соударениями // Физика плазмы, 8, 400-409 (1982)
179. В. А. Швейгерт, Функция распределения электронов в инертных газах в слабомодулированном постоянном электрическом поле // Физика плазмы, 15, 1230-1237 (1989)
180. Л. Пекаре, Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме // УФН, 94, 463-500 (1968)
181. L. Sirghi, K. Ohe, G. Popa, The role of the cathode region of a direct current helium discharge for origination of ionization waves // J. Phys. D: Appl. Phys., 31, 551-560 (1998)
182. M. Novak, Spatial period of moving striations as function of electric field strength in glow discharge // Czechoslovakij fiziceskij zurnal B, 10, 954-959 (1960)
183. Yu. B. Golubovskiiy, I. A. Porokhovay, J. Behnkez, V. O. Nekutchayevy, On the bunching effect of electrons in spatially periodic resonance fields // J. Phys. D: Appl. Phys., 31, 2447-2457 (1998)

184. M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous, D. B. Graves, Ion drag on an isolated particulate in a low-pressure discharge // *J. Appl. Phys.*, 73, 7195-7202 (1993)
185. S. Benkadda, P. Gabbai, V. N. Tsytovich, A. Verga, Nonlinearities and instabilities of dissipative drift waves in dusty plasmas // *Phys. Rev. E*, 53, 2717-2725 (1996)
186. A. Gozadinos, A. V. Ivlev, J. P. Boeuf, A fluid model for colloidal plasmas under microgravity conditions // *New J. Phys.* 5, 32 (2003)
187. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, S. K. Zhdanov, Scattering in the attractive Yukawa potential in the limit of strong interaction // *Phys. Rev. Lett.* 90, 225002 (2003)
188. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, S. K. Zhdanov, H. Thomas, Scattering in the Attractive Yukawa Potential: Application to the Ion-Drag Force in Complex Plasmas // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 32, 555-560 (2004)
189. I. V. Schweigert, A. L. Alexandrov, F. M. Peeters, Negative ion-drag force in a plasma of gas discharge // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 32, 623-628 (2004)
190. A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, G. E. Morfill, G. Joyce, Force on a charged test particle in a collisional flowing plasma // *Phys. Rev. Lett.* 92, 205007 (2004)
191. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. Morfill, Momentum transfer in complex plasmas // *Phys. Rev. E* 70, 056405 (2004)
192. A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, S. A. Khrapak, G. E. Morfill, Kinetic approach for the ion drag force in a collisional plasma // *Phys. Rev. E* 71, 016405 (2005)
193. I. H. Hutchinson, Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 3. Floating potential and drag force // *Plasma Phys. Controlled Fusion* 47, 71-87 (2005)
194. I. H. Hutchinson, Collisionless ion drag force on a spherical grain // *Plasma Phys. Controlled Fusion* 48, 185-202 (2006)
195. S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, Drag force on an absorbing body in highly collisional plasmas // *J. Appl. Phys.* 101, 033307 (2007)
196. L. Patacchini, I. H. Hutchinson, Fully Self-Consistent Ion-Drag-Force Calculations for Dust in Collisional Plasmas with an External Electric Field // *Phys. Rev. Lett.* 101, 025001(1-4) (2008)
197. S. D. Baalrud, Transport coefficients in strongly coupled plasmas // *Phys. Plasmas* 19, 030701(1-4) (2012)
198. Ю. М. Каган, В. И. Перель, О движении положительных ионов в собственном газе // *Докл. АН СССР*, 98, 575-578 (1954)

199. В. И. Перель, Расчёт скорости дрейфа ионов в электрическом поле в собственном газе // ЖЭТФ 32, 526-533 (1957)
200. S. Alexander, P. M. Chaikin, P. Grant, G. J. Morales, P. Pincus, D. Hone, Charge renormalization, osmotic pressure, and bulk modulus of colloidal crystals: Theory // J. Chem. Phys., 80, 5776-5781 (1984)
201. E. Trizac, L. Bocquet, M. Aubouy, H. H. von Grünberg, Alexander's Prescription for Colloidal Charge Renormalization // Langmuir, 19, 4027-4033 (2003)
202. S. Mitic, M. Y. Pustyl'nik, G. E. Morfill, Spectroscopic evaluation of the effect of the microparticles on radiofrequency argon plasma // New J. Phys. **11**, 083020 (2009)
203. C. Killer, T. Wegner, A. Melzer, J. Meichsner, Influence of dust particles on the bulk electron density in radio frequency plasmas measured by microwave interferometry // Phys. Plasmas 22, 123702 (2015)
204. S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, V. E. Fortov, A. V. Kirillin, V. V. Markovets, O. F. Petrov, and V. I. Platonov, Dust structures in cryogenic gas discharges // Physics of Plasmas **14**, 090701 (2007)
205. L. M. Vasilyak, D. N. Polyakov, V. V. Shumova, Dust Particles Influence on Cryogenic Plasma of Glow Discharge in Neon // AIP Conference proceedings **1397**, 401-402 (2011)
206. D. N. Polyakov, V. V. Shumova, and L. M. Vasilyak, Positive Column of Glow Discharge with Dust Particles // Surface Engineering and Applied Electrochemistry, **49**, № 2, 114–124 (2013)
207. G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, V. E. Fortov, Dust particle radial confinement in a dc glow discharge // Phys. Rev. E, 87, 013101(1-10) (2013)
208. V. I. Demidov, S. F. Adams, I. D. Kaganovich, M. E. Koepke, I. P. Kurlyandskaya, Measurements of low-energy electron reflection at a plasma boundary // Phys. Plasmas 22, 104501 (2015)
209. Yonggan Liang, Ying Wang, Hui Lin, Ruihuan Tian, A. A. Kudryavtsev, K. M. Raladanov, Jian Wu, Zhongxiang Zhou, Hao Tian, The non-local electron kinetics for a low-pressure glow discharge dusty plasma // Phys. Plasmas 25, 053702 (2018)