

На правах рукописи

Савин Василий Николаевич

МЕХАНИЗМЫ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА С  
УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Специальность - 01.04.04 - физическая электроника

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Петрозаводск – 2017 г.

Работа выполнена на кафедре электроники и электроэнергетики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Петрозаводский государственный университет»

**Научный руководитель:** **Мольков Сергей Иванович,**  
доктор физико-математических наук,  
профессор, ФГБОУ ВО «Петрозаводский  
государственный университет»

**Официальные оппоненты:** **Степанов Владимир Анатольевич,**  
доктор физико-математических наук,  
профессор, зав. кафедрой общей и  
теоретической физики и МПФ, ФГБОУ ВО  
«Рязанский государственный университет  
имени С.А.Есенина»

**Головицкий Александр Петрович,**  
доктор физико-математических наук, доцент,  
профессор кафедры «Физическая  
электроника», ФГАОУ ВО «Санкт-  
Петербургский политехнический университет  
Петра Великого»

**Ведущая организация:** ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский  
государственный университет»

Защита состоится \_\_\_\_\_ г. в \_\_\_\_\_ часов в ауд. \_\_\_\_\_  
на заседании диссертационного совета Д 212.190.06 при Федеральном  
государственном бюджетном образовательном учреждении высшего  
образования «Петрозаводский государственный университет» (185910,  
Республика Карелия, Петрозаводск, пр. Ленина, 33).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВО  
Петрозаводский государственный университет и на сайте:  
<http://dssp.petsu.ru/ds/index.php/candidats/38-vn-savin>.

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
кандидат физико-математических наук

Пикулев В.Б.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы:** Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества субмикронного и микронного размера. Такая плазма может встречаться в естественных условиях, например, в космическом пространстве, или может возникать в результате различных технологических процессов. К таковым можно отнести, например, производство полупроводниковых материалов или создание генераторов электрической энергии на основе плазменно-пылевых структур, где энергия радиоактивного распада преобразуется в излучение, а затем специальными преобразователями в электрическую.

Образуются эти упорядоченные плазменно-пылевые структуры за счет приобретения значительного, обычно отрицательного, электрического заряда пылевыми частицами. Наиболее полное описание таких структур позволяет получать новую информацию о фундаментальных свойствах твердых тел, фазовых переходах и самоорганизующихся объектах. Для изучения свойств пылевой плазмы используют искусственно полученную лабораторную пылевую плазму. Часто при этом в качестве среды для создания плазмы выступает положительный столб тлеющего разряда низкого давления. Интерес к пылевой плазме особенно вырос в последние десятилетия [1, 2].

Очевидно, что важной задачей при этом становится исследование процесса зарядки пылевых частиц. Решение данной задачи позволяет рассчитать заряд пылевых частиц и потенциал их взаимодействия, что является ключом к исследованию упорядоченных структур. Зарядка пылевых частиц, аналогично зондам, обусловлена потоками ионов и электронов плазмы на ее поверхность. Поэтому для описания процессов формирования потоков заряженных частиц плазмы часто используются модели, применяемые в зондовой теории. Особенного внимания заслуживает такая характеристика, как поток ионов на поверхность частиц.

Теория ограниченного орбитального движения [3] справедлива для сильно разряженной плазмы при бесстолкновительном движении электронов и ионов, теория радиального дрейфа [4] применима для ионов с нулевой температурой. Данные теории не учитывают влияния ионизации и столкновений частиц. Для случая высоких давлений, когда столкновения существенны, используется диффузионно-дрейфовое приближение [5]. В ряде работ учитывается влияние столкновений ионов с атомами и ионизация при расчете потоков ионов на поверхность пылевой частицы (зонда). При этом использовались теория радиального дрейфа и гидродинамическое приближение [6, 7], методы молекулярной динамики [8] и метод частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [9]. Следует отметить, что при моделировании реальных задач эти методы сложны в реализации, особенно если есть необходимость учета эмиссионных процессов.

Процессы эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц играют зачастую значительную роль в определении их заряда. Эмиссия не только сильно влияет на величину заряда частиц, но может изменить знак их заряда, что делает ее учет критически важным. В работе [10] представлена теоретическая самосогласованная модель расчета распределения пылевых частиц и фотоэлектронов у поверхности Луны, включающая зарядку пылевых частиц за счет фотоэмиссии. В [11] рассмотрено влияние фото и термоэлектронной эмиссии, в [12] учтено влияние вторичной эмиссии для пылевых частиц в разряде инертных газов при атмосферном давлении, а в [13] рассмотрены эффекты, вносимые термоавтоэлектронной и вторичной эмиссией. Однако имеющиеся литературные данные по учету влияния эмиссии на заряд пылевых частиц носят фрагментарный характер, так как не анализируется вся совокупность эмиссионных процессов. Теплообмен плазмы с поверхностью пылевых частиц ведет к разогреву этой поверхности и возможной термоэмиссии. На теплообмен и эмиссию электронов оказывает влияние шероховатость поверхности пылевых частиц [14].

Неправильное определение заряда пылевой частицы может существенно усложнить или сделать невозможным практическое использование результатов. Поэтому **актуальной** является разработка универсального метода расчета заряда пылевых частиц, который опирается на модель ионного тока, справедливую в промежуточном режиме с учетом столкновений и ионизации при произвольном соотношении радиуса частицы, дебаевского радиуса и длины свободного пробега ионов. Метод должен учитывать все виды эмиссионных процессов: вторичную, ионно-электронную, фото и термоавтоэлектронную эмиссии, а также влияние шероховатости поверхности частицы на величину ее заряда.

**Цель работы:** На основании комплекса теоретических исследований осуществить разработку физико-математической модели механизма зарядки пылевых частиц с учетом процессов эмиссии в широком диапазоне параметров невозмущенной плазмы при произвольном соотношении характерных масштабов задачи: радиуса частицы, дебаевского радиуса, длины свободного пробега ионов.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи:**

1. С помощью уравнения баланса заряда на поверхности частицы рассчитать заряд (потенциал) пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэлектронной эмиссий в различных режимах движения ионов на поверхность частицы.

2. Для учета термоавтоэлектронной эмиссии совместно с уравнением баланса заряда решить уравнение баланса энергии на поверхности частицы.

3. Определить заряд пылевой частицы в режиме применимости теории ограниченного орбитального движения ионов.

4. Включить в рассмотрение шероховатость поверхности частицы и определить ее влияние на процессы эмиссии и теплообмен компонент плазмы с поверхностью пылевой частицы.

5. Учесть торможение ионной компоненты в результате ион-атомных столкновений при формировании ионного тока на поверхность уединенной частицы.

6. Учесть ионизацию атомов электронным ударом в области возмущения плазмы вблизи уединенной частицы и дополнительное торможение ионной компоненты в результате появления при ионизации атомов ионов с нулевой направленной скоростью.

7. Решить задачу зарядки пылевых частиц с учетом перечисленных выше факторов для плотной плазменно-пылевой структуры.

8. Уточнить методику определения параметров плазмы с учетом возможного влияния эмиссионных процессов для зондовой диагностики.

9. Сравнить полученные результаты моделирования с литературными теоретическими и экспериментальными данными.

**Научная новизна работы** определяется тем, что в ней впервые:

1) При расчете заряда пылевой частицы совместно решались уравнения баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы, что позволило учесть влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссий.

2) Учтено влияние шероховатости поверхности на эмиссию и процесс теплообмена компонент плазмы и поверхности пылевой частицы.

3) Предложена модель ионного тока, опирающаяся на моментные уравнения для ионов и уравнение Пуассона, позволяющая решить поставленную задачу с учетом перезарядки ионов на атомах, ионизации атомов и эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц.

4) Учитывая тот факт, что область возмущения плазмы уединенной пылевой частицей заранее не известна, разработан метод оптимизации, позволяющий определить размер области возмущения и распределения параметров плазмы в этой области.

5) Для плотной системы пылевых частиц метод оптимизации модифицирован с учетом эффектов изменения параметров плазмы на границе ячейки Зейтца-Вигнера.

6) Учтено влияние эмиссионных процессов при анализе вольт-амперных характеристик цилиндрических и сферических зондов.

**Научно-практическая значимость работы** определяется тем, что в ней получена новая информация о процессе зарядки пылевых частиц с учетом эмиссионных процессов в широкой области плазменных параметров, необходимая при проведении теоретических исследований и анализа экспериментальных данных. Учет эмиссионных процессов позволил уточнить определение плазменных параметров с помощью зондовой методики диагностики плазмы. Перспективными направлениями практического применения результатов работы являются: физика пылевой плазмы, физика космоса, зондовая диагностика плазмы, технологические процессы с использованием плазменно-пылевых структур.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1) Из всей совокупности эмиссионных процессов наиболее существенное влияние на заряд пылевых частиц оказывает вторичная эмиссия для упруго-отраженных и истинно-вторичных электронов.

2) Влияние ионно-электронной и фотоэмиссии менее значительно, чем влияние вторичной эмиссии. Влияние термоэмиссии существенно только при определенных параметрах плазмы, когда разогрев пылевых частиц становится значительным. Автоэмиссия существенна для малых гладких пылевых частиц и частиц с развитой шероховатостью. Установлено, что разогревается поверхность частицы в основном ионами и электронами плазмы, а охлаждается атомами и своим излучением.

3) Результаты численных расчетов показывают, что учет влияния эмиссии на заряд пылевой частицы является значительным и может привести к смене знака заряда пылевой частицы.

4) Шероховатость поверхности частицы приводит к уменьшению влияния эмиссии в целом. Рост шероховатости ведет к увеличению коэффициентов аккомодации ионов и атомов. При этом эффективность охлаждения поверхности растет, что ведет к уменьшению ее температуры и подавлению термоэмиссии.

5) Разработанная модель формирования ионного потока на поверхность пылевой частицы с учетом ионизации может быть применена при произвольных соотношениях радиуса частицы, дебаевского радиуса электронов и длины свободного пробега ионов.

6) Методика расчета системы моментных дифференциальных уравнений и уравнений баланса заряда и баланса энергии на поверхности пылевой частицы, основанная на методе оптимизации, позволяет не только получить заряд частицы с учетом эмиссионных процессов, но и распределение плазменных параметров в области возмущения плазмы. Она справедлива как для уединенной частицы, так и для частицы в плотной плазменно-пылевой структуре.

7) Зондовая методика при наличии эмиссионных процессов на поверхности зонда была модифицирована для определения параметров невозмущенной плазмы.

**Апробация работы:** Основные результаты диссертационной работы были доложены на: Восемнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ – 18) (Красноярск, 2012), Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 7), (Minsk, Belarus, 2012), Инновации в науке, производстве и образовании (Рязань, 2013), 66 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых, (Петрозаводск, 2014), 67 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых (Петрозаводск, 2015), Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 8) (Minsk, Belarus, 2015).

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано десять статей и материалов конференций, в том числе четыре статьи в ведущих рецензируемых научных журналах.

**Личный вклад автора.** Постановка задачи и разработка математической модели исследования осуществлялись при непосредственном участии автора. Алгоритмы решения системы уравнений, описывающих зарядку пылевых частиц, основанные на методе оптимизации, разработаны автором. Программная реализация предложенных алгоритмов и все результаты численных расчетов проведены автором.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и приложений. Основное содержание работы изложено на 117 страницах, включая 38 рисунков и список литературы из 101 наименований на 8 страницах. Приложение к работе содержит 29 страниц.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** приводится обоснование актуальности темы диссертационного исследования, ставится цель работы, обосновывается научная новизна и практическая значимость результатов работы.

**Первая глава** посвящена обзору литературных источников по теме диссертации. Рассматриваются теоретические модели, используемые при описании процесса зарядки пылевых частиц в плазме газового разряда. К таковым относятся: теория ограниченного орбитального движения, теория радиального дрейфа и диффузионно-дрейфовое приближение, а также моделирование реальных задач с использованием методов молекулярной динамики и Монте-Карло. Анализируются работы, рассматривающие зарядку пылевых частиц с учетом влияния эмиссионных эффектов. Рассмотрены экспериментальные работы по определению заряда пылевых частиц в плазменно-пылевых образованиях и установлению влияния этих образований

на параметры плазмы разряда. Сделан анализ основных нерешенных проблем и обоснована необходимость проведенных в работе исследований.

**Во второй главе** рассматривается процесс зарядки пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии, а также шероховатости поверхности частицы. Для численного расчета потенциала (заряда) используются уравнения баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы:

$$J_{iw} - J_{ew} + J_{em} = 0, J_{em} = P_f (J_{ew} [\bar{r} \kappa_r + \bar{\delta} \kappa_\delta] + J_{iw} \gamma \kappa_\gamma + J_{ph} Y \kappa_{ph}) + J_{th} \kappa_{th}, \quad (1)$$

$$J_a \alpha_a 2(T_w - T_a) + J_{th} 2T_w + Q_{rad} = J_{iw} (E_a + \alpha_i [\varepsilon_{iw} - 2T_w] - P_f \gamma \varepsilon_\gamma) + J_{ew} (2T_e - P_f [\bar{r} \varepsilon_r + \bar{\delta} \varepsilon_\delta]) + J_{ph} (E_{ex} - P_f Y \varepsilon_{pe}), \quad (2)$$

где  $J_{iw}$ ,  $J_{ew}$ ,  $J_{ph}$ ,  $J_{th}$ ,  $J_a$  – плотности потоков ионов, электронов, резонансных фотонов, электронов термоавтоэлектронной эмиссии и атомов на поверхности частицы,  $\bar{r}$  и  $\bar{\delta}$  – усредненные по ФРЭЭ коэффициенты эмиссии упруго отраженных и истинно вторичных электронов,  $\gamma$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии,  $Y$  – квантовый выход фотоэффекта,  $P_f$  – вероятность вылета плазменных частиц без повторных столкновений с поверхностью пылевой частицы,  $T_{a(e)}$  – температура атомов (электронов) в энергетических единицах,  $E_a$  и  $E_{ex}$  – энергии ионизации и возбуждения резонансных уровней,  $\varepsilon_{iw}$ ,  $\varepsilon_\gamma$ ,  $\varepsilon_\delta$ ,  $\varepsilon_r$  – кинетическая энергия ионов и вторичных электронов при ионно-электронной эмиссии, истинно вторичных электронов и фотоэлектронов,  $Q_{rad} = a_0 \sigma T_w^4$  – энергетическая светимость пылевой частицы, где  $a_0$  – интегральная поглощательная способность,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана.

С ростом степени шероховатости поверхности пылевой частицы вероятность вылета электронов эмиссии без повторных столкновений  $P_f$  будет уменьшаться, а эффективность эмиссии снижаться. Однако для термоавтоэлектронов следует ожидать увеличения эмиссионного потока за счет роста площади поверхности частицы и количества микроострий на ней. Эти два фактора, уменьшение вероятности вылета электронов и рост

площади и количества микровыступов, оказывают противоположные влияния на поток термоавтоэлектронов, поэтому влияние шероховатости на него не учитывается в уравнениях (1) и (2).

Фактор  $\kappa$  равен 1 при отрицательном заряде пылевой частицы и равен  $\exp\{-e\varphi_w/T\}$  при положительном заряде, так как в этом случае электроны эмиссии испытывают дополнительное торможение. Температура  $T$  принимает значения:  $T_e$  – для упруго отраженных электронов,  $T_\delta$  – температура истинно вторичных электронов,  $T_\gamma$  – температура электронов ионно-электронной эмиссии,  $T_{pe}$  – температура фотоэлектронов. Температура термоавтоэлектронов равна температуре поверхности пылевой частицы  $T_w$ .

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета зависимостей нормированного абсолютного значения потенциала поверхности пылевой частицы  $\eta_w = -e\varphi_w/T_e$  от нормированной температура электронов невозмущенной плазмы  $\tau = T_e/T_a$  в режиме ограниченного орбитального движения (ООД). Рассмотрена для примера частица при следующих параметрах:  $a_0 = 0.1$ ,  $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$ ,  $a = 10 \text{ мкм}$ ,  $\mu' = 0.990$ , в разряде неона при концентрации заряженных частиц невозмущенной плазмы  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и концентрации атомов  $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

На рис.1 показаны зависимости  $\eta_w(\tau)$  для гладкой частицы ( $P_f = 1$ ) без учета эмиссии и с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии, включаемых в рассмотрение порознь и вместе. Отмечается снижение абсолютного значения потенциала при учете влияния эмиссионных эффектов.

На рис. 2 приведены зависимости  $\eta_w(\tau)$  с учетом всех эмиссионных эффектов, описанных выше, кроме термоавтоэлектронной эмиссии. Расчеты получены для различных значений степени шероховатости поверхности  $P_s$ .

Связь величин  $P_s$  и  $P_f$  дается формулой [15]:  $P_f = \frac{2}{\pi} \arctg \frac{1}{\sqrt{2P_s}}$ .

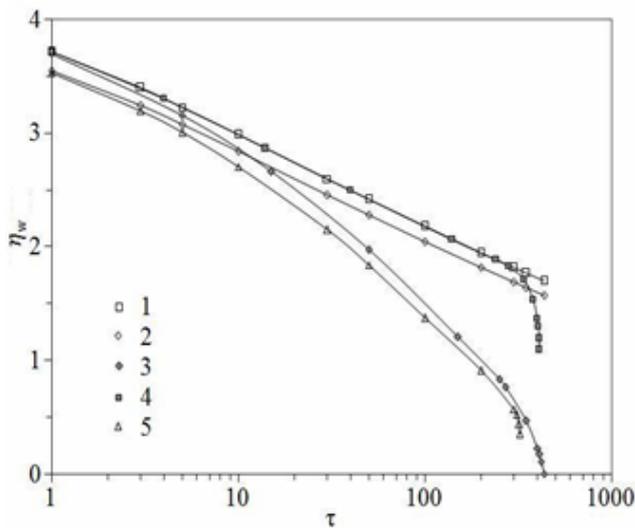


Рис. 1. Расчетные зависимости нормированных  $\eta_w(\tau)$  для пылевой частицы в разряде неона при  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  без учета эмиссии – 1 и с учетом: 2 – ионно-электронной и фотоэмиссии; 3 – вторичной; 4 – термоэмиссии; 5 – всех типов эмиссии.

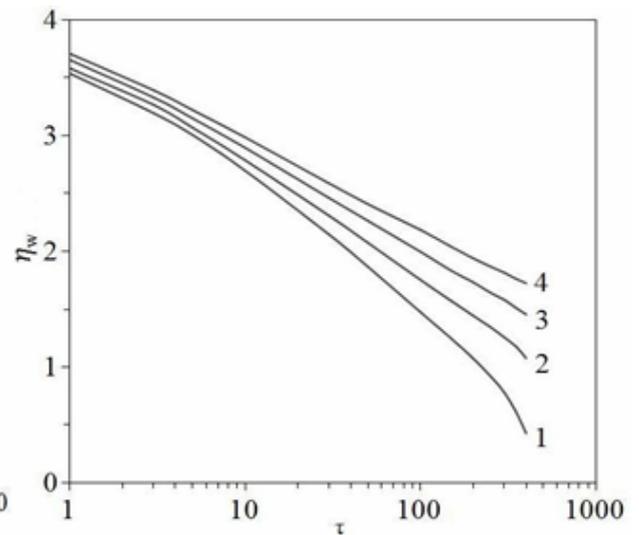


Рис. 2. Расчетные зависимости нормированных  $\eta_w(\tau)$  (для параметров из рисунка 1) с учетом всех вышеописанных типов эмиссии при различных степенях шероховатости  $P_s$ : 1 – 0 ( $P_f = 1$  – гладкая частица); 2 – 0.08; 3 – 0.8; 4 –  $\infty$ .

Из рис. 2 видно, что с ростом степени шероховатости влияние эмиссии, кроме термоавтоэлектронной, ослабевает и, начиная с  $P_s \sim 0.8$ , ее влияние незначительно. В пределе рассчитанные значения потенциала стремятся к значениям для гладкой частицы без эмиссии.

Для учета влияния столкновений ионов с атомами использовалась аппроксимационная формула из [7]:

$$J_i = C_n \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \frac{e |\varphi_w|}{T_i}, \quad C_n = \left(1 - \frac{1 - \exp(-Q_n)}{Q_n}\right) Kn_i, \quad (3)$$

где  $Q_n = 2(1 + 4\pi \lambda_{di} / \lambda_{ia}) / Kn_i$ ,  $Kn_i = \lambda_{ia} / a$  – число Кнудсена,  $\lambda_{di} = \sqrt{\varepsilon_0 T_i / e^2 n_0}$  – дебаевский радиус ионов.

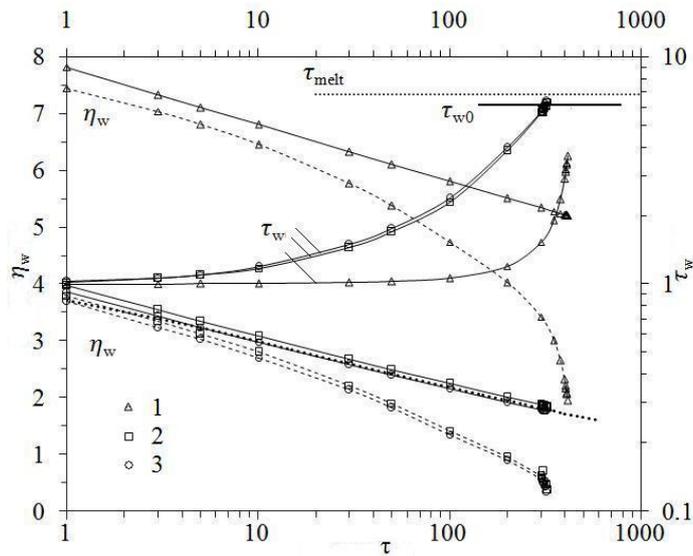


Рис. 3. Зависимости  $\eta_w(\tau)$  и  $\tau_w(\tau)$  для гладкой частицы с радиусом  $a=10$  мкм для параметров рис. 1 рассчитанные с использованием аппроксимационной формулы [8] для различных значений числа Кнудсена  $Kn_i$ : 1 – 0.01; 2 – 1; 3 – 100. Пунктиром обозначены потенциалы, полученные для данных значений числа Кнудсена с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии. Точки соответствуют расчету по теории ООД.

На рис. 3 приведены зависимости  $\eta_w(\tau)$  и  $\tau_w(\tau)$  для гладкой частицы с радиусом  $a = 10$  мкм для параметров, приведенных на рис.1. Расчеты осуществлены для различных значений числа Кнудсена.

Видно, что с уменьшением  $Kn_i$ , абсолютные значения потенциала растут. Это объясняется тем, что с уменьшением числа Кнудсена растет влияние столкновений, так как уменьшается длина свободного пробега ионов. Очевидно, что столкновения уменьшают плотность потока ионов на частицу. Исходя из уравнения баланса заряда (1), уменьшение плотности потока ионов приводит к уменьшению плотности потока электронов. В данной ситуации плотность потока электронов зависит только от абсолютного значения потенциала на поверхности. Следовательно, уменьшение потока электронов на поверхности приводит к росту абсолютного значения потенциала.

Далее, в данной главе показано, что влияние термоэмиссии становится существенным при достаточно сильном разогреве поверхности частицы,

которое достигается при высоких значениях концентрации заряженных частиц невозмущенной плазмы, низких значениях давления и интегральной поглотательной способности.

**В главе 3** для более подробного описания процесса зарядки пылевых частиц в плазме разряда учтено влияния столкновений ионов с атомами и ионизация. При этом для формирования потоков частиц используются моментные уравнения: баланса и движения ионов и электронов, а также уравнение Пуассона [16]. Для сферической системы координат, центр которой совпадает с центром пылевой частицы, уравнения примут следующий вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 n_i u_{ir} = n_e z_e, n_e u_{er} = n_i u_{ir}, \quad (4)$$

$$T_e \frac{dn_e}{dr} + en_e E_r + m_e n_e u_{er} v_{ea} = 0, \quad (5)$$

$$m_i n_i u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} + T_i \frac{dn_i}{dr} = en_i E_r - \frac{m_i}{2} v_{ia} n_i u_{ir} - m_i u_{ir} n_e z_e, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi}{dr} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), E_r = -\frac{d\phi}{dr}, \quad (7)$$

где  $r$  – радиальная координата,  $n_{i(e)}$  – концентрация ионов (электронов),  $u_{i(e)r}$  – радиальная скорость ионов (электронов),  $m_{i(e)}$  – масса иона (электрона),  $E_r$  – напряженность электрического поля,  $v_{i(e)a}$  – частота столкновений ионов (электронов) с атомами,  $z_e$  – частота ионизации,  $e$  – элементарный заряд,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Для электронов пренебрежение инерционным членом и объемными силами трения ( $v_{ea} = 0$ ), в силу малости радиальной направленной скорости в сравнении с хаотической скоростью, позволяет получить простое уравнение движения электронов (5) с температурой  $T_e$ . В этом случае распределение электронов является бoльцмановским вне зависимости от режима движения ионов на поверхность пылевой частицы. Таким образом, плотность потока электронов на частицу равна:

$$J_{ew} = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} n_0 \exp\left(\frac{e\varphi_w}{T_e}\right), \quad (8)$$

На границе области возмущения  $r_0$  для уравнений (4)-(7) задаются следующие начальные условия:

$$u_{ir}(r_0) = 0, \quad \varphi(r_0) = 0, \quad E_r(r_0) = 0, \quad n_i(r_0) = n_e(r_0) = n_0. \quad (9)$$

Учитывая тот факт, что значение  $r_0$  (в нормированном виде  $s_0 = r_0/a$ ) заранее неизвестно, была предложена методика расчета методом оптимизации, опирающаяся на вычисление значений целевой функции, которая зависит от параметров рассматриваемой задачи и физических условий, которые необходимо выполнить. Для задачи были введены параметры подобия:

$$\alpha = \frac{\lambda_d}{a}, \quad \delta_c = \frac{av_{ia}}{2u_0}, \quad \delta_i = \frac{az_e}{u_0}. \quad (10)$$

где  $u_0 = \sqrt{T_e/m_i}$  – ионно-звуковая скорость.

Таким образом, целевая функция принимает следующий вид:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew} + \tilde{J}_{em})^2, \quad (11)$$

Здесь волнистой линией обозначены нормированные на величину  $n_0 u_0$  плотности потока частиц.

Получая из решения системы дифференциальных уравнений, рассчитывается плотность потока ионов и потенциал на поверхности пылевой частицы, что позволяет решить уравнения баланса заряда и энергии (1) и (2). При заданных значениях параметров подобия (10) функция (11) зависит только от величины  $s_0$ . Минимум функции (11) определит размер области возмущения  $s_0$ , при котором выполняется требование стационарности задачи, то есть выполняется уравнение баланса заряда. Параллельно определяются распределения плазменных параметров в этой области с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации, эмиссионных эффектов описанных в главе 2 и шероховатости поверхности.

На рис. 4 приведены расчетные распределения нормированных плазменных параметров для гладкой пылевой частицы:  $N_i = n_i/n_0$ ,  $N_e = n_e/n_0$ ,

$\eta = -e\phi/T_e$ ,  $|U_i| = |u_{ir}|/u_0$ , полученные по предложенной методике без эмиссии электронов, и с учетом ее влияния, для  $\alpha = 1$ ,  $Kn_i = 1$  и  $\tau = 100$ . Вертикальные линии обозначают координату  $s_0$ , полученную для каждого конкретного случая. Учет эмиссии снижает абсолютное значение стационарного заряда (потенциала) поверхности пылевой частицы из-за дополнительной положительной зарядки частицы эмиссионными потоками. Изменение заряда частицы влечет изменение потоков ионов и электронов на частицу, несмотря на постоянство параметров невозмущенной плазмы. Поток электронов вырастет и будет компенсировать выросший суммарный поток, включающий поток ионов и электронов эмиссии, который заряжает частицу положительно. Поэтому в расчетах наблюдается увеличение концентрации электронов вблизи частицы. Поток ионов на пылевую частицу уменьшается из-за уменьшения величины ее отрицательного заряда. Уменьшение потока ионов влечет уменьшение области возмущения плазмы и направленной скорости ионов, что и наблюдается в расчетах.

На рис. 5 представлены распределения  $N_i(s)$  и  $N_e(s)$  рассчитанные для следующих значений параметров подобия:  $\alpha = 1$ ,  $\delta_i$  от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  и  $\delta_c$  от 0.1 до 10, без учета эмиссии. Видно, что с ростом  $\delta_i$  размер области возмущения уменьшается, так как с ростом частоты ионизации требуется меньшая область для формирования ионного потока на частицу. Рост параметра  $\delta_c$  обусловлен ростом частоты столкновений ионов с атомами, что вызывает увеличение сил объемного трения в уравнении движения ионов. При этом наблюдается уменьшение направленной скорости ионов и, соответственно, их потока на пылевую частицу. С уменьшением потока положительно заряженных ионов на поверхность пылевой частицы, уменьшается их вклад в заряд частицы. Стационарный заряд (потенциал) частицы при этом становится более электроотрицательным, поэтому в расчетах наблюдается рост абсолютного значения потенциала.

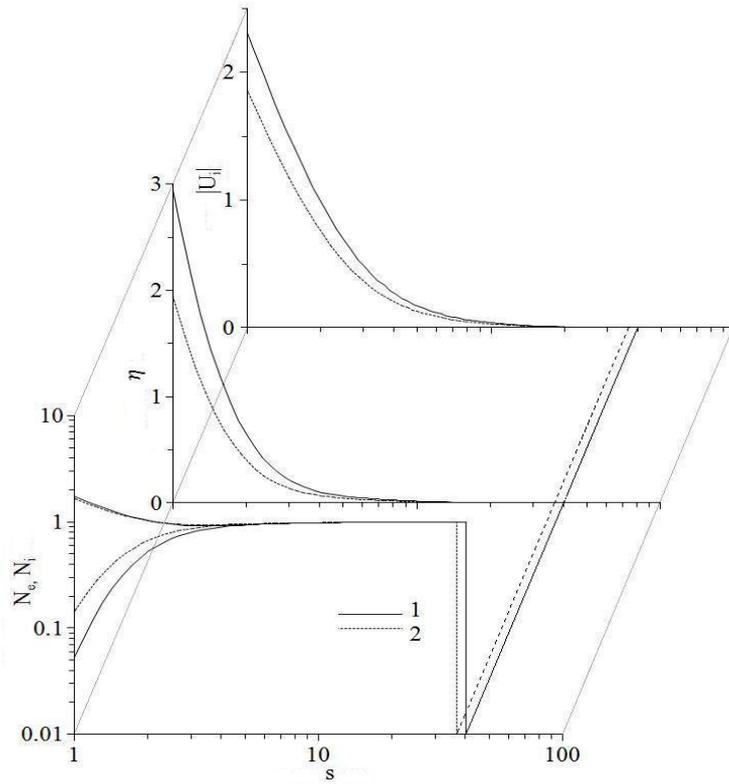


Рис. 4. Радиальные распределения плазменных параметров  $N_i(s)$ ,  $N_e(s)$ ,  $\eta(s)$ ,  $|U_i(s)|$ , где  $s = r/a$ , рассчитанные по предложенной методике для  $\alpha=1$ ,  $Kn_i=1$  и  $\tau=100$ : 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии.

На рис. 6. приведена расчетная зависимость нормированной плотности потока ионов на поверхности пылевой частицы  $\tilde{J}_{iw}$  от параметра  $\delta_i$  для  $\alpha = 0.1$  при различных значениях параметра  $\delta_c$ . Видно, что с ростом  $\delta_i$  плотность потока ионов в начале незначительно растет. Этот незначительный рост объясняется тем, что с ростом  $\delta_i$  увеличивается количество родившихся ионов, но вместе с этим уменьшается размер области возмущения, в которой формируется ионный ток. При дальнейшем росте  $\delta_i$ , когда  $\delta_i \sim \delta_c$ , наблюдается падение ионного тока из-за растущего влияния объемного трения, вызванного ионизацией. Далее падение сменяется ростом, что соответствует чрезвычайно интенсивной ионизации и малой области возмущения ( $s_0 \sim 1$ ), при которых ионный ток на поверхности частицы очень

высок. Из рисунка ясно, что влияние ионизации на поток ионов незначительно.

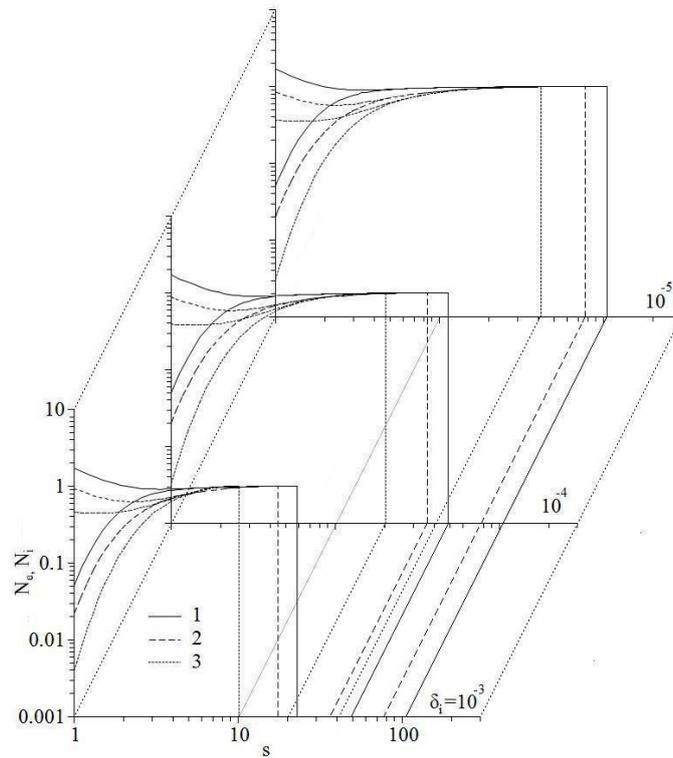


Рис. 5. Радиальные распределения плазменных параметров  $N_i$  и  $N_e$ , рассчитанные по предложенной методике. Расчет осуществлен для  $\alpha = 1$ ,  $\delta_i$  от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  при различных значениях  $\delta_c$ : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

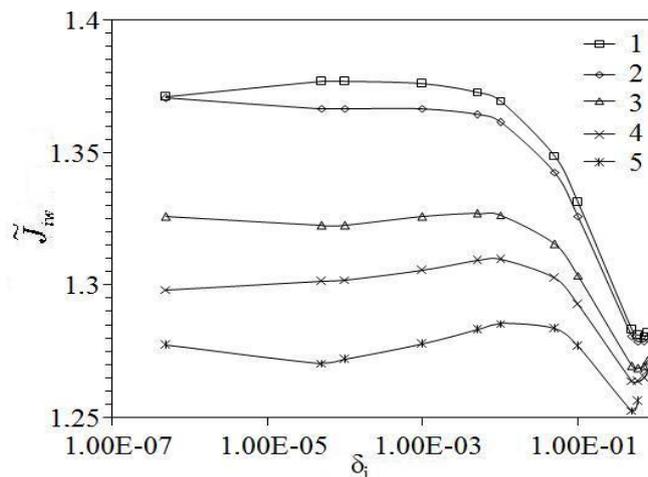


Рис. 6. Расчетные зависимости  $\tilde{J}_{iw}(\delta_i)$  при  $\alpha = 0.1$  для различных значений  $\delta_c$ : 1 – 0.001; 2 – 0.01; 3 – 0.05; 4 – 0.07; 5 – 0.1.

Далее, в данной главе показано, что шероховатости поверхности влияет на распределения плазменных параметров. С увеличением степени шероховатости значения плазменных распределений стремятся к значениям

таковых для гладкой частицы без учета эмиссии. Данное обстоятельство объясняется затруднением эмиссии электронов (термоавтоэмиссией пренебрегается) при увеличении степени шероховатости.

**В главе 4** методика расчета, предложенная в главе 3, адаптируется для случая зарядки пылевой частицы в плазменно-пылевом образовании (используется ячеечная модель Зейтца-Вигнера). Следует отметить, что присутствие таких систем пылевых структур существенно влияет на параметры плазмы разряда, распределение плазменных компонент и полей, аналогично влиянию отрицательных ионов в плазме электроотрицательных разрядов [17]. В таких системах частицу нельзя считать уединенной, так как  $r_0$  может быть больше радиуса ячейки Зейтца-Вигнера  $r_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ . Для этого вводится дополнительный параметр подобия:  $l_d = r_d z_e / u_0$ . Целевая функция принимает следующий вид:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, l_d) = (\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew} + \tilde{J}_{em})^2, \quad (12)$$

Параметры  $\alpha$ ,  $\delta_c$ ,  $\delta_i$ ,  $l_d$  характеризуют состояние системы, задание трех из них позволяет определить четвертый, исходя из условия электронейтральности ячейки. Оптимизируемым параметром является  $l_d$ . Таким образом, находится уравнение баланса ячейки в стационарном случае:  $l_d(\alpha, \delta_c, \delta_i) - \delta_i = (r_d - a)z_e / u_0$ .

Граничные условия на границе ячейки отличаются от условий на границе области возмущения для уединенной частицы и записываются следующим образом:

$$E_r(r_d) = 0, \quad \varphi(r_d) = 0, \quad u_{ir}(r_d) = 0, \quad n_i(r_d) = n_{i0}, \quad n_e(r_d) = n_{e0}. \quad (13)$$

где  $n_{i0}$ ,  $n_{e0}$  – концентрации ионов и электронов на границе ячейки,  $n_{i0} \geq n_{e0}$ , при отрицательном заряде пылевой частицы. Для нахождения  $n_{i0}$  предложено уравнение:

$$f_0^3 - f_0^2 - (\alpha \delta_i)^2 \{[\delta_c / \delta_i + 1]f_0 - 1\} = 0, \quad (14)$$

где  $f_0 = n_{i0} / n_{e0} \geq 1$ .

Полный заряд в ячейке Зейтца-Вигнера равен нулю. Поэтому для проверки точности решения дифференциальных уравнений считается отношение всего электрического заряда в ячейке  $Q_{ie}$  к заряду пылевой частицы, определенному по значению электрического поля на поверхности частицы  $e|Z_d|$ . Необходимые величины определялись по формулам:

$$Q_{ie} = 4\pi e \int_a^{r_d} r^2 (n_i - n_e) dr, \quad e|Z_d| = 4\pi \varepsilon_0 a^2 |E_w|, \quad (15)$$

где  $E_w$  – напряженность электрического поля на поверхности частицы.

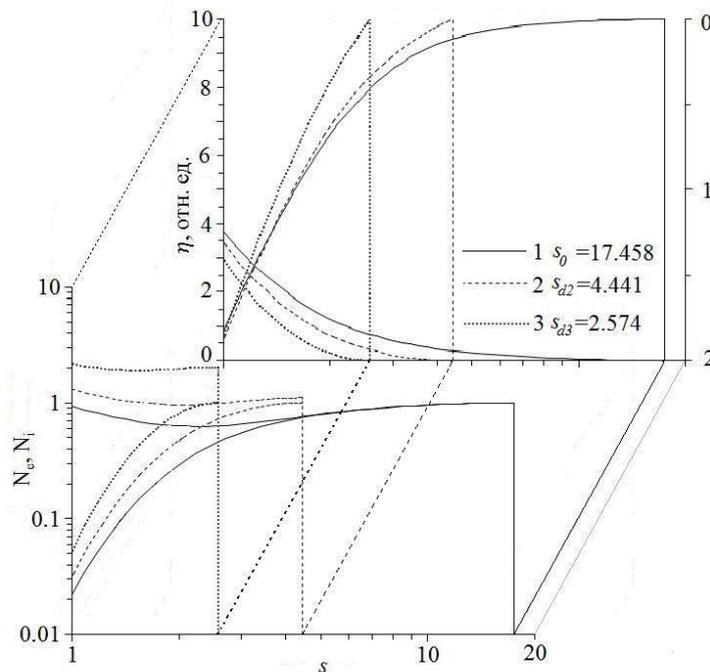


Рис. 7. Распределения  $N_i(s)$ ,  $N_e(s)$ ,  $\eta(s)$ ,  $|U_i(s)|$  при  $\alpha = 1$ ,  $\delta_c = 1$ : 1 -  $\delta_i = 0.001$ ; 2 -  $\delta_i = 0.01$ ; 3 -  $\delta_i = 0.1$ .

На рис. 7 представлены графики распределения нормированных концентраций ионов и электронов, а также нормированных абсолютных значений потенциала и радиальной скорости ионов, демонстрирующие переход от уединенной частицы к плотной плазменно-пылевой структуре. Рисунки получены при значениях:  $\alpha = 1$ ,  $\delta_c = 1$ . Сплошные кривые, соответствующие распределениям для невозмущенной плазмы, получены при  $\delta_i = 0.001$ . Штрихи ( $\delta_i = 0.01$ ) и точки ( $\delta_i = 0.1$ ) соответствуют распределениям в ячейке Зейтца-Вигнера, с повышенной частотой  $z_e$ .

Причем, частота ионизации для кривых 3 выше, чем для кривых 2, соответственно, радиус ячейки для 3 будет меньше, чем для 2. Величины соответствующих нормированных радиусов приведены на рис. 7.

Проведенные далее в данной главе расчеты показывают, что с ростом частоты ионизации распределения параметров в ячейке изменяются. При интенсивной ионизации радиус Дебая превышает размер ячейки Зейтца-Вигнера и квазинейтрального предлоя в ячейке не остается, то есть  $n_{i0} > n_{e0}$ .

Значение  $r_0$  определяется параметрами невозмущенной плазмы, величина  $r_d$  определяется концентрацией пылевых частиц. Частица будет считаться уединенной, когда  $r_0 < r_d$ . Таким образом, соотношение между этими величинами характеризует степень влияния плазменного пылевого образования на параметры плазмы, аналогично параметру Хавнесса. Так при  $r_0/r_d \ll 1$  – уединенная частица, низкая степень влияния, при  $r_0/r_d \gg 1$  – плотная система пылевых частиц, высокая степень влияния. Влияние эмиссионных процессов, описанных в главе 2, на заряд частицы в плазменно-пылевом образовании аналогичен влиянию для уединенной частицы.

Проведено сравнение результатов расчета заряда по предложенной модели с аналогичными моделями других авторов и экспериментальными данными. На рис.8 приведены зависимости  $\eta_w$  от давления газа  $p$  в разряде неона, а также зависимости нормированной плотности ионного потока  $\tilde{J}_{iw}$ , полученные из решения уравнения баланса заряда (1) без учета эмиссионных потоков, с использованием формулы для ионов (3) – пунктир, и по предложенной в данной работе модели ионного потока – сплошные линии. Видно, что при низких давлениях расчеты, полученные при использовании формулы (3) и по предложенной модели, близки к результатам, следующим из теории ограниченных орбит. При промежуточных и высоких давлениях результаты расчета ближе к полученным в режиме диффузионного дрейфа.

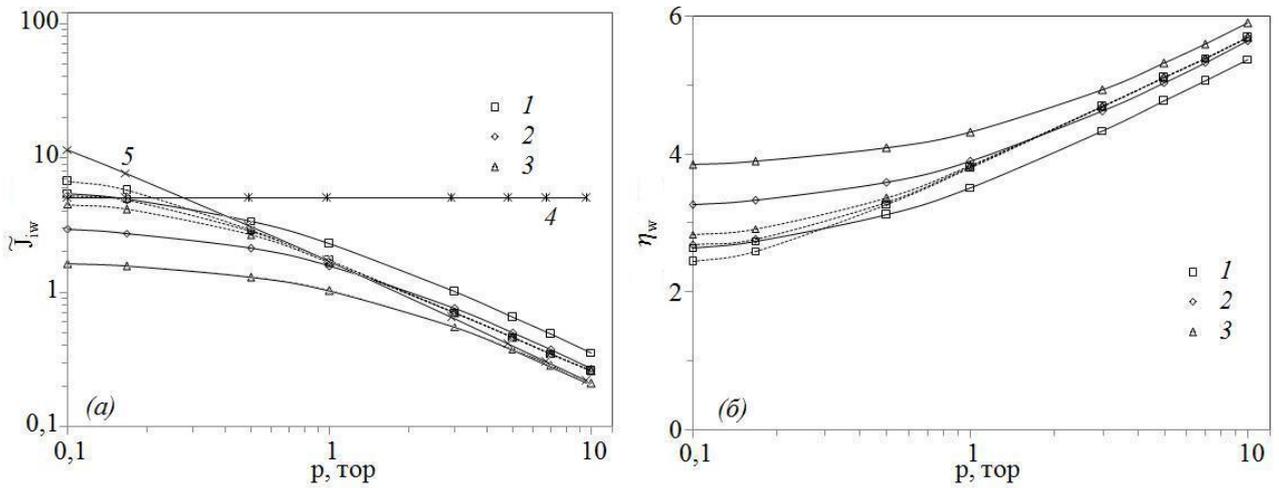


Рис.8. Расчетные зависимости (а)  $\tilde{J}_{iw}(p)$  и (б)  $\eta_w(p)$  на поверхности пылевой частицы, полученные и использованием формулы для ионов (3) (пунктир) и по предложенной в данной работе модели ионного тока (сплошные линии) при  $a = 50 \text{ мкм}$ ,  $T_i = 300 \text{ К} = 0.026 \text{ эВ}$ ,  $T_e = 0.5 \text{ эВ}$  для различных значений  $n_0$ : 1 -  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ; 2 -  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ ; 3 -  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Кривая 4 – теория ООД; 5 – диффузионно-дрейфовое приближение.

В **заклучении** представлены основные результаты, полученные в работе.

1. Предложена математическая модель, включающая уравнения баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы. Осуществлены расчеты потенциала (заряда) и температуры поверхности пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной, фотоэлектронной, термоавтоэлектронной эмиссии, а также шероховатости поверхности в режиме ограниченного орбитального движения и с учетом влияния столкновений ионов с атомами. Проведенные расчеты показывают значительное влияние эмиссии электронов и степени шероховатости на процесс зарядки пылевых частиц.

2. Для описания процесса зарядки пылевых частиц в широком диапазоне параметров невозмущенной плазмы с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации и эмиссионных процессов система уравнений балансов заряда и энергии на поверхности пылевой частицы дополнена моментными уравнениями для компонент плазмы и уравнением Пуассона для определения ионного потока на поверхность частицы.

3. Так как граница области возмущения плазмы присутствием пылевой частицы (зондом) заранее не известна, разработана методика решения системы уравнений описанных в пункте 2 базирующаяся на методе оптимизации, который заключается в нахождении минимума целевой функции. Минимум целевой функции обеспечивает баланс плотностей потоков электронов, ионов и электронов эмиссии на поверхности пылевой частицы. При этом автоматически определяются размер области возмущения плазмы и распределения плазменных параметров в этой области.

4. В плотной плазменно-пылевой структуре проведены аналогичные расчеты целевой функции, учитывающей нулевой заряд ячейки Зейтца-Вигнера.

В **приложении** приведены результаты расчетов плазменных параметров для зондов цилиндрической и сферической формы. Для осуществления таких расчетов целевая функция видоизменяется в соответствии с физическими условиями задачи. Также приведены тексты программ, реализующие предложенные алгоритмы расчетов.

## **СПИСОК РАБОТ ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

1. Мольков, С.И. Влияние процессов электронной эмиссии на заряд пылевых частиц в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2013. – №1(165), – С. 80 – 86.

2. Mol'kov, S.I. Influence of processes on dust particles' surface on their electrical charge in ordered plasma-dust structures / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Ученые записки Петрозаводского государственного университета. Естественные и технические науки. – 2013. – № 6(135). – С. 89 – 94.

3. Савин, В.Н. Учет влияния эмиссионных процессов на заряд микро- и наночастиц в пылевой плазме для технологических приложений / В.Н. Савин, С.И. Мольков // Научно-технические ведомости СПбГПУ.

Физико-математические науки. – 2016. – №3 (248). – С.78–87,  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.spjpm.2016.08.006>.

4. Мольков, С.И. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Физика плазмы. – 2017. – Т.43, №2. – С.193–202.

5. Мольков, С.И. Влияние эмиссии электронов на зарядку пылевых частиц в комплексной плазме / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Восемнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ – 18). г. Красноярск, 29 марта – 5 апреля 2012 г.

6. Mol'kov, S.I. Influence of electron emission processes on the charge of dust particles in ordered plasma-dust structures / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 7), Minsk, Belarus, 17 – 21 September 2012.

7. Мольков, С.И. Влияние процессов на поверхности пылевых частиц на их электрический заряд в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Инновации в науке, производстве и образовании, ИНПО-2013, г. Рязань 14-16 октября 2013, с. 91-95.

8. Мольков, С.И. Влияние процессов электронной эмиссии на заряд пылевых частиц в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // 66 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 14 – 30 апреля 2014 г.

9. Мольков С.И. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов / С.И. Мольков, В.Н. Савин // 67 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 13 – 30 апреля 2015 г.

10. Mol'kov, S.I. Charging processes of the dust particles in plasma taking into account emission of electron / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 8), Minsk, Belarus, 14– 18 September 2015.

## ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ваулина, О.С. Пылевая плазма: эксперимент и теория / О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак. – М.: Физматлит, 2009. – 315 с.
2. Дзлиева, Е.С. Динамика плазменно-пылевых структур в ловушке в области сужения канала тока в магнитном поле / Е.С. Дзлиева, В.Ю. Карасев, С.И. Павлов // Физика плазмы. – 2016. – Т.42. – №2. С. 142-149.
3. Chung, P.M. Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application / P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan. – N.Y.: Springer, 1975. – 150 p.
4. Allen, J.E. Probe theory – the orbital motion approach / J.E. Allen // Physica Scripta. – 1992. – Vol. 45, №5, – P. 497 – 503.
5. Филиппов, А.В. Исследование зарядки пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах с учетом нелокальности функции распределения электронов по энергии / А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.С. Костенко // ЖЭТФ. – 2014. – Т.146. – Вып.5 (11). – С.1122-1134.
6. Сысун, В.И. Формирование ионного потока на пылевую частицу в плазме / В.И. Сысун, А.Д. Хахаев, О.В. Олещук, А.С. Шелестов // Современные наукоемкие технологии. – 2005. №3. – С. 30-34.
7. Сысун, В.И. Радиальная теория ионного тока на зонд в плазме низкого давления с учетом объемной ионизации и столкновений с атомами / В.И. Сысун, В.С. Игнахин // Физика плазмы. – 2011. – Т.37, №4. – С. 377-386.
8. Ваулина, О.С. Эмпирическая аппроксимация для ионного тока на поверхность пылевой частицы в слабоионизованной газоразрядной плазме / О.С. Ваулина, А.Ю. Репин, О.Ф. Петров // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32, №6. – С. 528-531.
9. Voeuf, J.P. Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation / J.P. Voeuf // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol.46, №12. – P. 7910-7922.

10. Попель, С.И. Пылевая плазма у поверхности Луны / С.И. Попель, С.И. Копнин, А.П. Голубь, Г.Г. Дольников, А.В. Захаров, Л.М. Зеленый, Ю.Н. Извекова // *Астрономический вестник*. – 2013. – Т.47, №6. – С.455-465.
11. Khrapak, S.A. Waves in two component electron-dust plasma / S.A. Khrapak and G. Morfill // *Phys. Plasmas*. – 2001. – Vol.8, №6. – P. 2629-2634.
12. Филиппов, А.В. Самосогласованная модель зарядки пылевых частиц при повышенных давлениях на основе метода моментов / А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.Ф. Паль, А.И. Старостин // *Физика плазмы*. – 2003. – Т.29, №3. – С. 214-226.
13. Filippov, A.V. Charging dust particles in plasmas with two-temperature distributions of electrons and with cold ions / A.V. Filippov, A.F. Pal', A.N. Starostin, A.V. Gavrikov, V.E. Fortov, O.F. Petrov, M.N. Vasi'ev // *Plasma of Physics*. – 2009. – Vol.16. 093702.
14. Мольков, С.И. Расчет параметров плазмы разряда низкого давления с учетом элементарных процессов на поверхности стенок разрядной трубки / С.И. Мольков, В.А. Степанов // *Электронная техника*. – 1986. – Сер.4, вып. 4. – С.15-22.
15. Мольков, С.И. Влияние шероховатости поверхности стенок газоразрядной камеры на работу газоразрядных лазеров / С.И. Мольков // *Лазеры, измерения, информация: сб. науч. тр. СПб. Изд-во СПбГУ*. – 2010. – Т.1. – С.14-15.
16. Forrest, J.R. The theory of the positive column including space-charge effects / J.R. Forrest, R.N. Franklin // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* – 1968. – Vol.1, №10. – P. 1357-1368.
17. Головицкий, А.П. Простые аналитические формулы для оценки параметров положительного столба тлеющего разряда в электроотрицательных газах / А.П. Головицкий, Л.Д. Цендин // *ЖТФ*. – 2014. – Т.85, №3. – С. 44-49.