

На правах рукописи



Сальников Михаил Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПЛАЗМЫ ВОКРУГ
ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ И НЕСФЕРИЧЕСКОЙ
ФОРМЫ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Новосибирск, 2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель: Сухинин Геннадий Иванович, доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник лаборатории разреженных газов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Официальные оппоненты:

Василяк Леонид Михайлович, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник лаборатории плазменно-пылевых процессов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенного института высоких температур Российской академии наук (г. Москва)

Снытников Валерий Николаевич, кандидат физ.-мат. наук, доцент, ведущий научный сотрудник отдела нетрадиционных каталитических процессов и технологий Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Федерального исследовательского центра" Института катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Защита состоится «25» ноября 2020 г. в 9 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 003.053.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института теплофизики СО РАН, www.itp.nsc.ru.

Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью учреждения, просьба направлять на имя ученого секретаря диссертационного совета Д 003.053.01 по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1. (e-mail: dissovet@itp.nsc.ru)

Автореферат разослан _____ 2020 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д.ф.-м.н., профессор



Кузнецов
Владимир Васильевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Плазма из ионизованного газа с включением микронных пылевых частиц широко изучается современной наукой в отдельной области исследований, именуемой «физика пылевой плазмы». Пылевая плазма обнаруживает себя не только в лабораторных и промышленных установках, она широко распространена в природе — в ионосфере Земли, на поверхностях планет и их спутниках, в планетарных кольцах, хвостах комет, межпланетных и межзвёздных облаках.

Пылевые частицы изучают как с помощью экспериментов, так и с помощью численного моделирования. В число экспериментальных исследований входит изучение пылевой плазмы в разрядах постоянного и переменного тока, в условиях микрогравитации и в условиях земного тяготения. Экспериментальные исследования показали, что очень часто в пылевой плазме возникают эффекты самоорганизации пылевых частиц. Однако, с помощью экспериментов, возможно установить только макропараметры пылевой плазмы, такие как: пространственное распределение пылевых частиц, температуру и заряд зёрен пыли, дрейфовую скорость ионов и электронов и др.

Экспериментальное исследование макропараметров данной задачи не дало ответа на вопрос, по какой причине в пылевой плазме происходит самоорганизация пылевых зёрен, в результате которой образуются пылевые кристаллы. Исследования показали, что за упорядочивание частиц пыли ответственны возмущения, которое пылевые частицы вызывают в распределении плазмы вокруг них. Изучение такого возмущения ведётся с помощью численных методов.

Традиционными методами численного исследования влияния пылевых частиц на окружающую плазму являются методы «Линейного отклика» (LR-Linear Response) и «PIC» (Particle-In-Cell).

Цель данной работы - построение численной модели, позволяющей определить самосогласованное распределение ионной плотности и потенциала плазмы вблизи пылевых частиц различной формы в присутствии постоянного внешнего электростатического поля, для различных параметров пылевой плазмы.

Для достижения данной цели поставлены и решены следующие задачи:

1. Создание численной модели, которая рассчитывает самосогласованные пространственные распределения плотности ионов и потенциала вокруг пылевых частиц различной формы.
2. Изучение процесса формирования вейка за пылевой частицей, которая находится под влиянием внешнего электростатического поля.
3. Изучение зависимости самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вблизи пылевой частицы от различных параметров пылевой плазмы.

Научная новизна работы:

1. Разработана новая численная модель, которая позволяет итерационно рассчитывать самосогласованные пространственные распределения плотности ионов и потенциала плазмы вблизи микронных пылевых частиц различной формы, а также вблизи бесконечных цепочек пылевых частиц, которые находятся во внешнем электростатическом поле.
2. С помощью численного моделирования впервые получены эмпирические аппроксимации для зависимостей характеристик вейка и дипольного момента системы «пылевая частица – облако ионов» от напряжённости внешнего электростатического поля.
3. Впервые, показано, что полученная в расчетах зависимость заряда пылевой частицы эллипсоидальной и дискообразной формы от средней длины свободного пробега процесса ион-нейтральной перезарядки повторяет вид аналогичной зависимости для сферической частицы, когда средняя длина свободного пробега оказывается большей ионной длины Дебая. В эту зависимость, в качестве геометрических параметров, входит емкость частицы.
4. Впервые, с помощью численного моделирования, показано, что, характеристики вейка, формирующегося вблизи изолированной пылевой частицы, не зависят от формы пылевой частицы, а определяются электрической ёмкостью этой пылевой частицы, когда её форма представляет собой эллипсоид вращения.
5. С помощью численного моделирования впервые показано, что дипольный момент ионного облака, сформированного вокруг отдельно взятой пылевой частицы в цепочке, уменьшается с увеличением напряжённости внешнего электростатического поля, что приводит к тому, что самосогласованное пространственное распределение потенциала вокруг пылевых частиц в цепочке стремится к симметричному виду с ростом напряжённости внешнего электростатического поля.

Достоверность полученных результатов

Разработанная модель основана на использовании аппарата вычислительной математики. Была проведена методологическая работа по изменению параметров вычислительной области: размера вычислительной сетки, размеров куба, в котором происходило моделирование траекторий, временного шага при моделировании уравнений Ньютона и т.д. В результате проделанной методологической работы было продемонстрировано, что параметры вычислительной области не влияют на получаемый результат. Данной моделью были решены типовые задачи: определение потенциала среды вблизи сферической и несферической проводящей фигуры в вакууме и низкотемпературной плазме. Было проведено сравнение полученных данных: зависимости средней дрейфовой скорости ионов от приведенного поля и параметров вейка от скорости потока плазмы с общепризнанными результатами численных и экспериментальных исследований.

Научная и практическая значимость

Полученные данные о формировании и развитии вейков за пылевой частицей позволяют учесть диполь-дипольное взаимодействие между облаками ионов, формирующимися вокруг заряженных частиц микронного размера, которые левитируют в слабоионизованной среде. Представленные результаты помогут более точно описать процесс формирования пылевых кристаллов в пылевой плазме для различных параметров пылевой плазмы. Полученные зависимости основных характеристик вейка (его величины и положения) от параметров пылевой плазмы позволяют более точно учесть то влияние, которое пылевые частицы оказывают друг на друга через возмущения в окружающей плазме. Разработанная в данной работе модель послужит фундаментом для трёхмерной модели, которая опишет взаимодействия пылевых частиц в пылевых кристаллах и цепочках.

Результаты данной работы представляют интерес для создания установок плазменного напыления, разработки плазменных генераторов, оптимизации работы фильтровальных установок для промышленной очистки воздуха, а также для создания лекарственных препаратов с адресной доставкой в органы дыхательной системы и т.д.

На защиту выносятся:

1. Численная модель для итерационного расчёта на дебаевских масштабах самосогласованных распределений плотности ионов и потенциала вблизи одиночных пылевых частиц в слабоионизованной плазме с внешним электростатическим полем при учёте резонансной перезарядки ионов с нейтральными атомами. Аналогичная модель для цепочки сферических пылевых частиц.
2. Формирование вейка за пылевой частицей микронного размера в численном моделировании ее обтекания слабоионизованной плазмой. Признаками вейка являются возникновение ионной фокусировки и локального максимума в потенциале с появлением ненулевого дипольного момента в системе пылевая частица – плазма.
3. Эмпирическая зависимость, которая аппроксимирует результаты численного моделирования, представляющая зависимости параметров вейка, величины и положения его локального максимума, от напряжённости внешнего электростатического поля, средней длины свободного пробега процесса резонансной перезарядки ионов с нейтральными атомами и электрической ёмкости пылевой частицы.
4. Эмпирическая зависимость, которая аппроксимирует результаты численного моделирования, представляющая зависимости суммарного заряда окружающей плазмы и дипольного момента системы «пылевая частица – ионное облако» от напряжённости внешнего электростатического поля, средней длины свободного пробега процесса резонансной перезарядки ионов с нейтральными атомами и электрической ёмкости пылевой частицы.

5. Моделирование динамики двух плоских заряженных дисков, находящихся под воздействием внешнего электрического поля, при учёте их диполь-дипольного взаимодействия и трения об плазму, показало, что устойчивой ориентацией двух заряженных дисков является такое, при котором их плоскости параллельны вектору внешнего поля.

Личный вклад автора

Основные научные результаты, включённые в диссертацию и выносимые автором на защиту, получены соискателем лично. Автором создана представленная в данной работе численная модель. Автором проведён анализ и интерпретация полученных численных данных, сформулированы заключения, послужившие основой выводов диссертации. На основе полученных результатов, автором данной работы подготавливались выступления на конференциях и публикации в рейтинговых журналах.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 4th International Conference on the Physics of Dusty Plasma and Burning Plasmas. Odessa, Ukraine. August 25-29, 2013; 17th International Congress on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, September 15-19, 2014; 15th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas. Almaty, August 30 – September 4, 2015; 9-ой международной научной конференции «современные достижения физики и фундаментальное физическое образование». 12-14 Октября 2016. Алматы. Казахский национальный Университет им. Аль Фараби, Казахстан; РК-4 Symposium November 2016. German Aerospace Center (DLR) Oberpfaffenhofen; 8th International Conference on the Physics of Dusty Plasma. May 20-25, 2017, Prague, Czech Republic; Всероссийская конференция «XXXIV Сибирский теплофизический семинар» Новосибирск, 27-30 августа 2018 г.; 16th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas/ September 24-28, 2018. Saint-Malo, France; 24th International Symposium on Plasma Chemistry. Naples (Italy). June 9-14 2019.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 9 статей в журналах из перечня ВАК, 9 из которых входят в международные реферативные базы данных и системы цитирования.

Объём и структура работы.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 166 страницы с 62 рисунками. Список цитируемой литературы содержит 143 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** работы обоснована актуальность работы, сформулирована цель и определены задачи исследования, определена научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы, представлены основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** приведен обзор современного состояния исследований распределений плазмы вблизи пылевых частиц.

В *разделе 1.1* приведена общая характеристика пылевой плазмы. Пылевая плазма - это ионизованный газ, в котором оказались крупные частички твёрдого вещества. Когда такие частички попадают в газ ионов, они начинают испытывать столкновения с носителями элементарного заряда и становятся сильнозаряженными. В данном разделе приведена полная историческая справка по исследованиям, проводившимся в пылевой плазме. Пылевая плазма впервые была получена в лабораторных условиях, а затем её обнаружили в космическом пространстве. Характерной особенностью пылевой плазмы, в силу большого размера частиц, является возможность наблюдать за отдельными пылевыми зёрнами на кинетическом уровне. Было обнаружено, что пылевые частицы могут формировать упорядоченные структуры на подобии кристаллов или жидкостей. Для изучения этого упорядочивания существует два подхода: микроскопический и макроскопический. В макроскопическом подходе исследуется взаимодействие пылевых частиц друг с другом, а в микроскопическом – влияние пылевых зёрен на окружающую плазму. Численный расчёт самосогласованного распределения потенциала плазмы вблизи изолированных пылевых частиц показал, что, позади пылевых зёрен, которых обтекал плазменный поток, возникает кильватерный след. Традиционно этот след называют «вейком» (wake). Таким образом, задача определения параметров вейка сводится к задаче об обтекании твёрдой частицы ионизованным газом, а решение этой задачи сводится к решению системы уравнений Больцмана-Пуассона.

В *разделе 1.2* приведено описание численного подхода для расчёта самосогласованного распределения потенциала плазмы вблизи пылевых частиц, называемым методом частиц в ячейке (particle-in-cell, PIC). Этот подход состоит в том, что траектории ионов и электронов заряда, рассчитываются из уравнений Ньютона, где учтены кулоновские взаимодействия между всеми типами частиц в дебаевской сфере. Данный метод обладает лишь одним недостатком – высокими требованиями к вычислительным мощностям ЭВМ. Для сокращения времени расчёта методом PIC, используются приближения, которые включают, но не ограничиваются: исключением временного масштаба пылевой частицы, нормировкой ионной массы, линейным разложением дифференциальных уравнений Ньютона и Пуассона. Эти приближения ведут к потере в точности при расчёте самосогласованного пространственного распределения потенциала плазмы вблизи пылевой частицы.

В *разделе 1.3* приведено описание метода Линейного отклика (Linear response – LR). В методе LR для расчёта самосогласованного пространственного распределения потенциала рассчитывается Фурье-преобразование от плотности объёмного заряда и диэлектрической проницаемости, где последняя задана в качестве аналитической функции.

Основным преимуществом LR являются высокая скорость и точность расчётов в случае слабой анизотропии. Этот метод обладает критическими недостатками. В LR невозможно рассчитать самосогласованный заряд пылевой частицы конечного размера - данный метод рассматривает пылевое зерно в качестве точечного заряда.

В заключение к первой главе, на основании проведённого обзора, отмечено, что существует необходимость в создании модели, которая бы обладала высокой скоростью вычислений, при этом бы избегала радикальных упрощений, что позволит с бóльшей точностью проводить исследования как изолированных пылевых частиц, так и пылевых кластеров.

Во **второй главе** проведён обзор первого модуля комплексной модели, который отвечает за расчёт самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вокруг изолированных сферических пылевых частиц в присутствии внешнего электростатического поля.

В *разделе 2.1* рассмотрена зарядка пылевых частиц, помещённых в плазму. В виду большей подвижности электронов, пылевая частица заряжается отрицательно, а величина заряда на пылевой частице определяется условием равенства потоков ионов и электронов на её поверхность. Традиционно, для расчёта заряда пылевой частицы, используется приближение Orbit Motion Limited (OML). Это приближение заключается в том, что движение ионов и электронов считается бесстолкновительным, а сама пылевая частица - изолированной.

В *разделе 2.2* продемонстрирован аналитический вывод решения уравнения Пуассона из функции Грина, а также показано общее выражение для определения напряжённости электростатического поля в системе.

В *разделе 2.3* продемонстрировано разложение плотности объёмного заряда, потенциала и уравнения Пуассона по полиномам Лежандра, а также приведена общая формула для самосогласованного потенциала.

В *разделе 2.4* подробно рассмотрен первый модуль численной модели, с помощью которого проводится расчёт самосогласованных пространственных распределений ионов и потенциала плазмы, вблизи изолированных сферических пылевых частиц с помощью разложения плотности объёмного заряда по полиномам Лежандра. Первый модуль численной модели описывает систему, которая состоит из сильно заряженной изолированной пылевой частицы и окружающей плазмы. Была продемонстрирована система уравнений Больцмана-Пуассона, с помощью которой решается задача обтекания твёрдой частицы ионизированным газом. Геометрия основной расчетной области

выбрана в виде куба. В центре этого куба помещена непроницаемая сфера r_0 . Размеры куба выбирались, исходя из величины внешнего электростатического поля и размера пылевой частицы эмпирически, таким образом, чтобы плазма на границе системы оказывалась невозмущённой. В начале вычислений генерировался один ион, координаты и компоненты скорости которого задавались случайно. Скорости задавались таким образом, чтобы их величины подчинялись распределению Максвелла. Для расчёта траектории иона использованы уравнения движения Ньютона, которые вычислялись из схемы Рунге-Кутты четвёртого порядка. Двигаясь в системе, ион мог: упасть на пылевую частицу, вылететь за пределы вычислительной области, столкнуться с нейтральным атомом. В первом случае генерировался новый ион. Во втором случае ион переносился в противоположный край кубической области. Если ион проходил дистанцию, которая была больше либо равна длине свободного пробега этого иона, то моделировался процесс столкновения иона с нейтральным атомом. В модели рассматривается два взаимодействия ионов с нейтральными атомами: резонансная перезарядка ионов с нейтральными атомами и ион-нейтральные упругие столкновения. Время между ними определялось параметром средней длины свободного пробега l_i . Для каждого конкретного иона рассчитывалась собственная длина свободного пробега l , которая подчинялась экспоненциальному распределению. В качестве апробации блока модели, посвящённого симуляции динамики ионов аргона, была рассчитана зависимость дрейфовой скорости ионов от приведённого внешнего поля для разных типов столкновений. Результаты численных расчётов в сравнении с реальным физическим экспериментом, для однозарядной плазмы аргона, представлены на рисунке 1. Из данного графика видно, что, при учёте лишь резонансных столкновений, совпадение результатов численного моделирования с данными эксперимента наиболее точное.

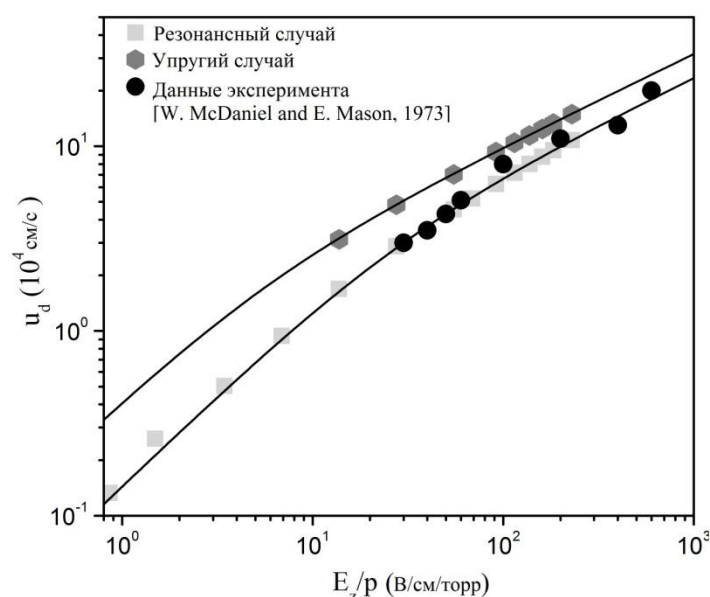


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости иона от приведённого внешнего поля для различных типов столкновений.

Вычислительная область была разделена на сегменты. Время, которое наблюдаемый ион провёл в каждом сегменте пространства, фиксировалось и нормировалось на объём сегмента. Накопленное время пропорционально ионной плотности. Коэффициент пропорциональности определялся из условия, что на границе системы плазма являлась невозмущённой. Расчёт параметров в системе проводился с использованием безразмерных переменных. Все величины, которые имели размерность длины, нормировались на ионную длину Дебая λ_i , распределения плотностей нормировались на плотность ионов в невозмущённой плазме n_∞ , нормировка энергии производилась на тепловую энергию ионов в невозмущённой плазме kT_i . Безразмерный заряд пылевой частицы $\tilde{Q}$ и внешнее электростатическое поле $\tilde{E}$ задавались в виде:

$$\tilde{Q} = \frac{e^2 Z_d}{\lambda_i k T_i}, \quad \tilde{E} = \frac{e E \lambda_i}{k T_i}. \quad (1)$$

Начальный потенциал в вычислительной области определялся суперпозицией потенциалов Дебая-Хюккеля и внешнего электростатического поля. Затем из ионных траекторий рассчитывалось распределение плотности объёмного заряда и производилось разложение её на гармоники $n_k(r)$. При этом две первые гармоники определяли заряд окружающей плазмы и дипольный момент. Из разложения по $n_k(r)$ рассчитывалось самосогласованное пространственное распределение потенциала по формуле:

$$U_{tot}(r, \theta) = -\frac{\tilde{Q}}{r} + \sum_{k=0} U_k(r) P_k(\cos \theta) - \tilde{E} r \cos \theta =$$

$$-\frac{\tilde{Q}}{r} + \sum_k \frac{1}{2k+1} \left[\frac{1}{r^{k+1}} \int_{r_0}^r n_k(r) x^{k+2} dx + r^k \int_r^\infty n_k(r) x^{1-k} dx \right] P_k(\cos \theta) - \tilde{E} r \cos \theta. \quad (2)$$

Общий алгоритм расчёта первого модуля следующий:

1. С помощью уравнения Ньютона рассчитывались траектории ионов.
2. Накапливалось время пребывания ионов в каждом элементе пространства.
3. Рассчитывались гармоники $n_k(r)$.
4. Рассчитывался потенциал $U(r, \theta)$.
5. Процесс вычисления повторялся, переходя к пункту один.

Одно выполнение данного алгоритма названо «итерацией». В среднем, длительность итераций была таковой, что за одно выполнение алгоритма программа успевала сгенерировать 10^6 ионов. Алгоритм повторялся, пока все пространственные распределения не приходили к стационарному режиму.

В разделе 2.5 представлены результаты численного расчёта самосогласованного пространственного распределения потенциала вокруг изолированных сферических пылевых частиц, для однозарядной низкотемпературной плазмы благородного газа аргона Ar, в которой левитировала изолированная сферическая пылевая частица. Температура

электронов $T_e = 3$ эВ, отношение температур ионов и электронов $\tau = T_e/T_i = 100$. Длина Дебая $\lambda_i = 0.01$ см. Размеры пылевых частиц задавались микронными. В первую очередь в *разделе 2.5* продемонстрирована зависимость заряда пылевой частицы от средней длины свободного пробега l_i . Эта зависимость представлена на рисунке 2. На рисунке 2 заряд представлен в форме $\tilde{z} = e^2 Z_d / r_0 k T_e$.

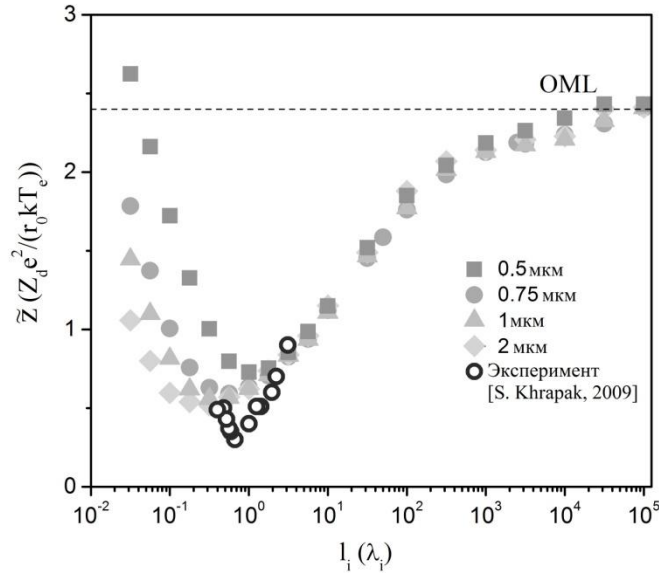


Рис. 2. Зависимость заряда пылевой частицы $\tilde{z}$ от средней длины свободного пробега l_i для различных радиусов r_0 пылевой частицы.

Вид полученной зависимости полностью повторил результаты работы (I.N. Hutchinson, 2007). Величина заряда $\tilde{z}$ в точках экстремума хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в работе (S. Khrapak and G. Morfill, 2009). Появление экстремумов в зависимости $\tilde{z}(l_i)$ объяснено, исходя из ионной динамики. В свободномолекулярном случае l_i бесконечная, плазма бесстолкновительная. Ионы очень редко падают на пылевую частицу. При уменьшении l_i , столкновения ионов с нейтральными атомами происходят чаще. Эти столкновения приводят к падению ионов на поверхность пылевой частицы, если оно случилось вблизи неё. Если далее уменьшать l_i , то среднее время, которое занимает процесс падения иона на поверхность пылевой частицы, вырастет, а потому число ионов, падающих на частицу в единицу времени, уменьшится. Следовательно, растёт величина заряда частицы пыли. Таким образом, появляется экстремум.

В *разделе 2.5* также было изучено влияние параметров пылевой плазмы на дипольный момент системы. На рисунке 3 представлена зависимость $\tilde{P}_{pl}$ дипольного момента системы от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, для различных значений средней длины свободного пробега ионов l_i и радиуса пылевой частицы r_0 . Представленная на рисунке 3 зависимость нормирована на коэффициент $r_0 \sqrt{l_i}$.

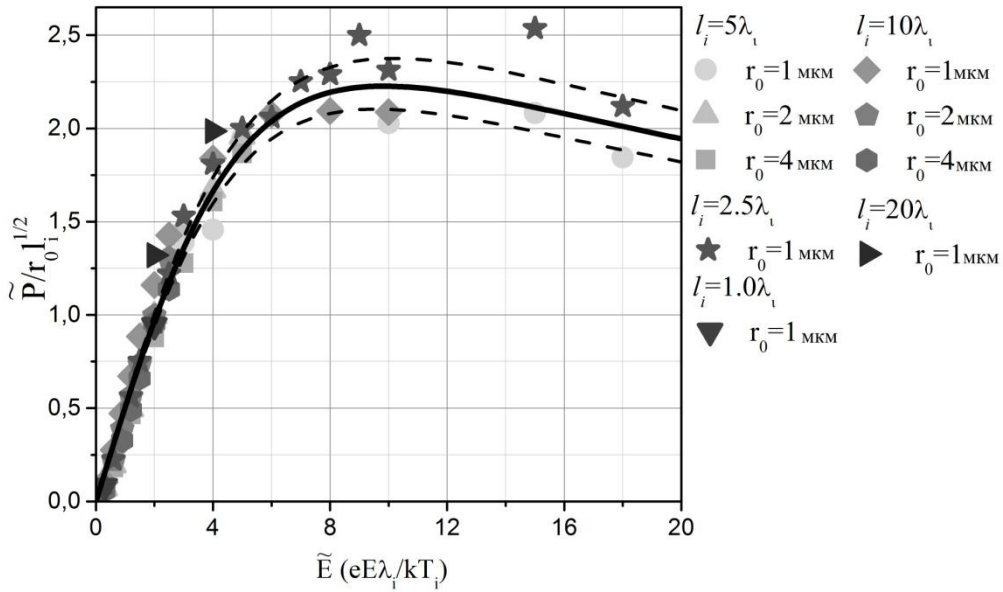


Рис. 3. Зависимость дипольного момента ионного облака $\tilde{P}_{pl}/(r_0\sqrt{l_i})$ от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, для различных значений средней длины свободного пробега l_i и радиуса пылевой частицы r_0 .

Представленная на рисунке 3 зависимость показала, что, при нормировке на коэффициент $r_0\sqrt{l_i}$, зависимость дипольного момента от поля выродились в единственную кривую. Эта кривая имеет две области – область слабой и сильной анизотропии. В области слабой анизотропии ($\tilde{E} < 4$) зависимости для разных радиусов и средних длин пробега с хорошей точностью совпадают. В области сильной анизотропии ($\tilde{E} > 4$) зависимости разделяются. Представленная на рисунке 3 зависимость была аппроксимирована следующим образом:

$$\tilde{P}_{pl} = A_p r_0 \tilde{E} \sqrt{l_i} (1 + (\tilde{E} / B_p)^2)^{-\gamma}. \quad (3)$$

Здесь $A_p = 0.82 \pm 0.2$, $B_p = 7.0 \pm 0.2$, $\gamma = 0.75$.

Схожие нормировки были проведены для параметров первого положительного максимума вейка, формирующегося вниз по потоку от пылевой частицы в результате ионной фокусировки. На рисунке 4 представлены зависимости величины U_{max} и положения Z_{max} максимума вейка от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$. Первая зависимость нормирована на коэффициент $\sqrt{r_0 l_i}$. Вторая зависимость построена от величины $\tilde{E} \sqrt{l_i}$.

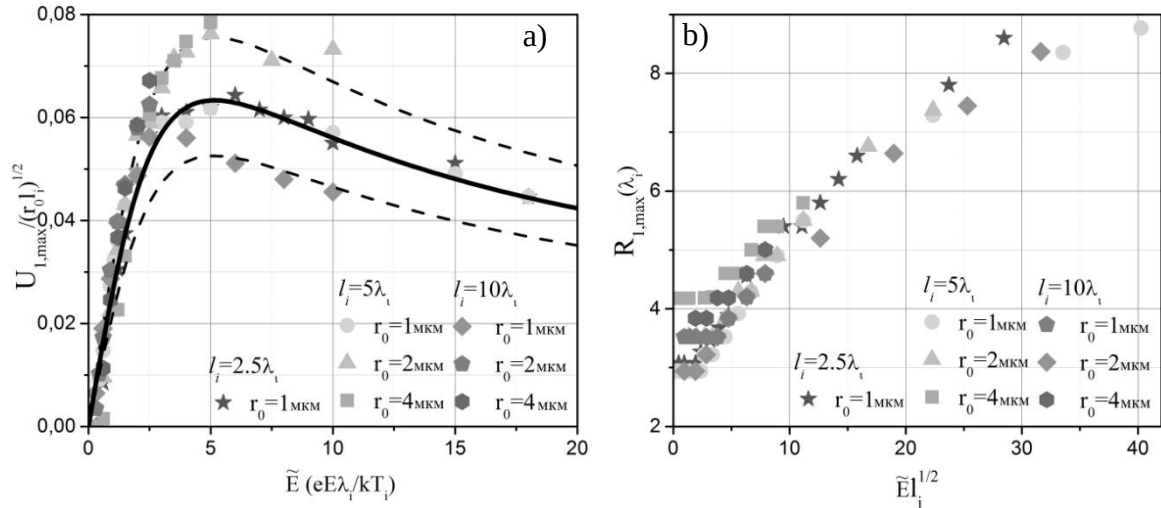


Рис. 4. Зависимости а) $U_{\max}/(\sqrt{r_0 l_i})$ от $\tilde{E}$ и б) $Z_{\max}$ от $\tilde{E}\sqrt{l_i}$, для различных значений l_i и r_0 .

На рисунке 4 видно, что зависимости с хорошей точностью сливаются в единые кривые при малых полях, при этом разветвляются, когда напряжённость внешнего электростатического поля достигает $\tilde{E} = 4$. Эмпирическая аппроксимация, продемонстрированная на рисунке 4а, была представлена формулой:

$$U_{1,\max} = A_U \tilde{E} \sqrt{r_0 l_i} (1 + (\tilde{E} / B_U)^2)^{-\gamma}. \quad (4)$$

Здесь $A_U = 0.028 \pm 0.005$, $B_U = 0.35 \pm 0.2$, $\gamma = 0.75$.

Таким образом, в результате расчёта и анализа массива приобретённых данных, выведены эмпирические аппроксимационные формулы, которые позволили оценить дипольный момент системы и параметры вейка, не прибегая к расчётам.

В разделе 2.6 представлен второй модуль численной модели. Главным отличием второго модуля от первого является формула, по которой из пространственного распределения плотности объёмного распределения заряда рассчитывался пространственное распределение потенциала. Во второй модификации потенциал в каждом отдельном сегменте пространства определялся из интегрального решения уравнения Пуассона:

$$U(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{r} + \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (5)$$

В разделе 2.7 представлены результаты расчёта самосогласованных пространственных распределений ионов и потенциала плазмы вторым модулем и приведено сравнение с результатами, полученными в разделе 2.5.

На рисунке 5 представлено сравнение зависимостей параметров вейка от напряжённости внешнего электростатического поля, рассчитанных двумя модулями, при $r_0 = 1$ мкм.

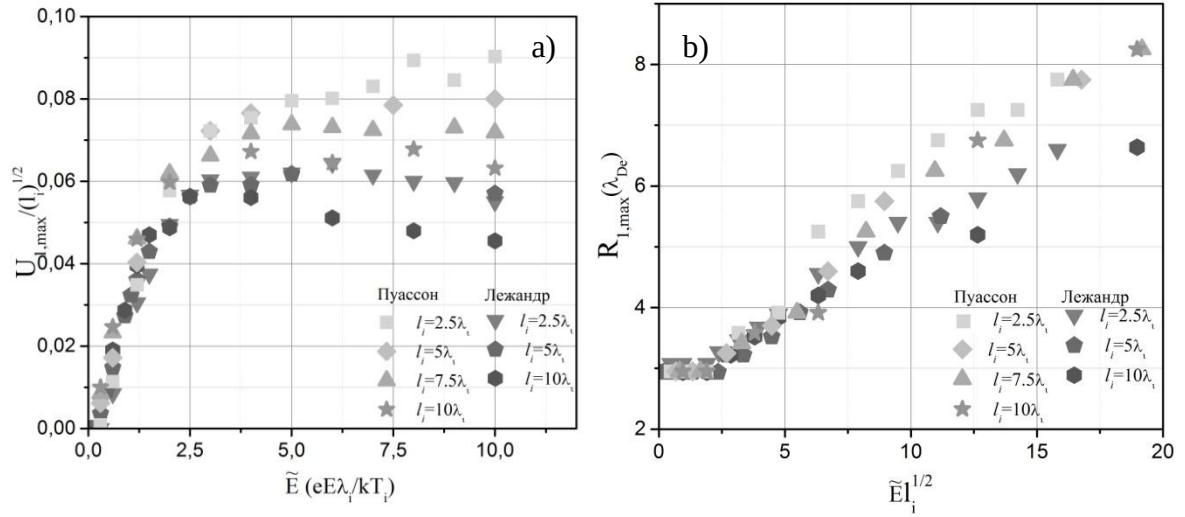


Рис. 5. Сравнение зависимостей а) $U_{\max}/(\sqrt{r_0 l_i})$ от $\tilde{E}$ и б) $Z_{\max}$ от $\tilde{E}\sqrt{l_i}$, рассчитанных двумя модификациями модели, для различных l_i , при $r_0 = 1$ мкм.

Зависимости параметров вейка, представленные на рисунке 5, демонстрируют, что, для малой анизотропии, разброс в данных невелик. Для $\tilde{E} = 2$ он не достигает и 10%. В случае $\tilde{E} = 10$ возникает разброс порядка 30%. Расположение максимума вейка при больших полях во втором модуле оказывается левее, вследствие того, что ионное облако вытягивается в сильное в сторону поля.

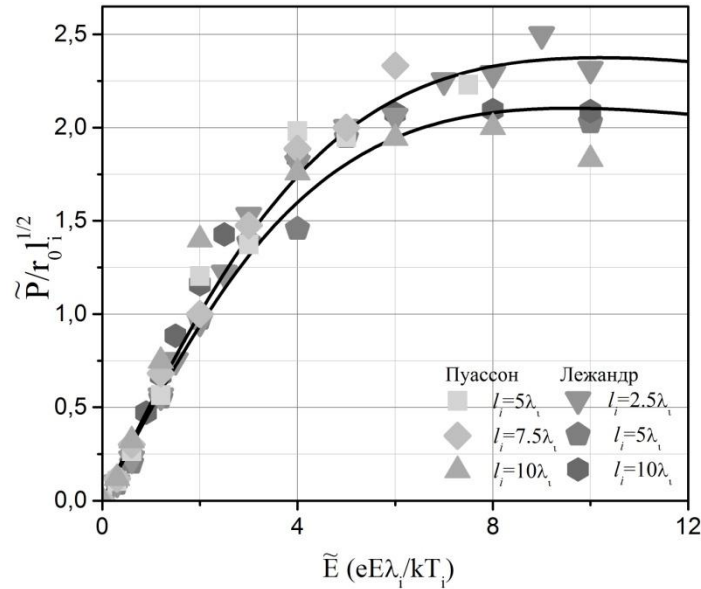


Рис. 6. Сравнение зависимостей дипольного момента системы $\tilde{P}_{pl}/(r_0\sqrt{l_i})$ от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, рассчитанного для разных модификаций модели, для различных l_i и для $r_0 = 1$ мкм.

На Рисунке 6 представлено сравнение зависимостей дипольного момента плазмы, рассчитанного двумя модулями. Представленное на рисунке 6

сравнение показало, что $\tilde{P}_{pl}(\tilde{E})$, полученное для двух модулей, хорошо согласуются между собой. Сделан вывод, что результаты, представленные в *разделе 2.5*, обладают хорошей точностью в случае, когда $\tilde{E} < 2$. При увеличении $\tilde{E}$, точность метода падает, что делает необходимым использование прямого решения уравнения Пуассона при расчёте самосогласованного пространственного распределения потенциала плазмы вокруг пылевой частицы.

В *разделе 2.8* проведено сравнение между последовательными и параллельными структурами программы, приведена схема двух архитектур, а также проведена оценка ускорения, которого можно достичь при помощи параллельных вычислений на нескольких вычислительных потоках одновременно.

В *разделе 2.9* обобщены результаты численного расчёта самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вблизи изолированных сферических пылевых частиц.

В **третьей главе** проведён обзор третьего модуля комплексной модели, в котором производится расчёт самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вокруг изолированных несферических пылевых частиц.

В *разделе 3.1* подробно рассмотрен модуль, в котором производится расчёт пространственных распределений объёмного заряда и потенциала плазмы вблизи пылевых частиц несферической формы. В данной главе рассматривалось два вида несферических пылевых частиц: в форме сплюснутого и вытянутого эллипсоидов вращения. Первый тип назван дискообразной пылевой частицей, второй – эллипсоидальной. В третьем модуле расчётной модели эти пылевые частицы помещались в вычислительном кубе таким образом, чтобы сохранялась цилиндрическая симметрия. Начальные потенциалы в данном модуле задавались формулами:

Для эллипсоидальной частицы:

$$U_{0,el}(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{\sqrt{c^2 - a^2}} \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{c^2 - a^2}{\xi + c^2}} \exp(-r) - \tilde{E}z. \quad (6)$$

Для дискообразной частицы:

$$U_{0,disk}(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{\sqrt{a^2 - c^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{\xi + c^2}} \exp(-r) - \tilde{E}z. \quad (7)$$

где c – полуось фигуры вращения, направленная вдоль оси z , a – полуось фигуры вращения, лежащая в плоскости xy .

Самосогласованные пространственные распределения потенциалов в этом модуле определялись по формулам:

Для эллипсоидальной частицы:

$$U_{el}(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{\sqrt{c^2 - a^2}} \text{Arth} \sqrt{\frac{c^2 - a^2}{\xi + c^2}} + \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \tilde{E}z. \quad (8)$$

Для дискообразной частицы:

$$U_{\text{disk}}(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{\sqrt{a^2 - c^2}} \text{arctg} \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{\xi + c^2}} + \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \tilde{E}z. \quad (9)$$

В разделе 3.2 представлены результаты численного расчёта самосогласованных пространственных распределений потенциала вокруг изолированных дискообразных и эллипсоидальных пылевых частиц, для параметров плазмы, аналогичных тем, что использовались в разделе 2.5. На рисунке 7 представлена зависимость величины заряда пылевой частицы от средней длины свободного пробега l_i , для пылевых частиц разных форм. На данном рисунке показано, что вид полученной зависимости для частиц эллипсоидальной и дискообразной формы повторяет вид зависимости заряда для сферических частиц. Из представленной карты зарядов было заключено, что потенциал, индуцированный на пылевой частице потоком ионов и электронов, для $l_i > \lambda_i$, определяется электрической ёмкостью пылевой частицы.

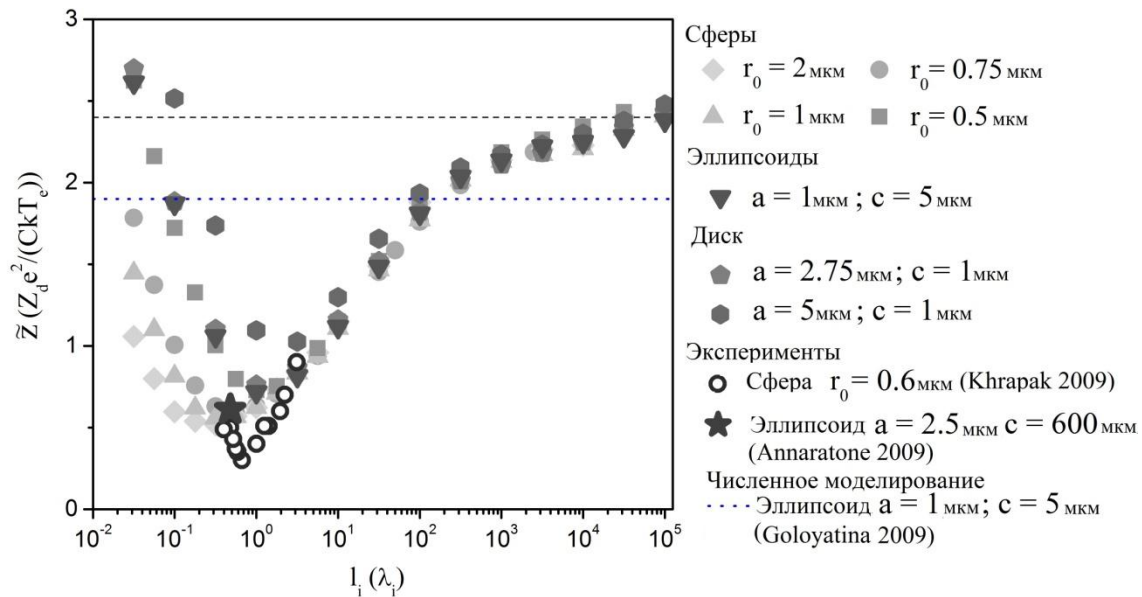


Рис. 7. Зависимость величины заряда пылевой частицы $\tilde{Z}$ от средней длины свободного пробега l_i для пылевых частиц различной формы.

На рисунке 8 представлено сравнение зависимостей параметров вейка от напряжённости внешнего электростатического поля для различных форм частиц пыли. Представленные зависимости продемонстрировали, что формы пылевых частиц не оказывает существенного влияния на характер пространственного распределения потенциала.

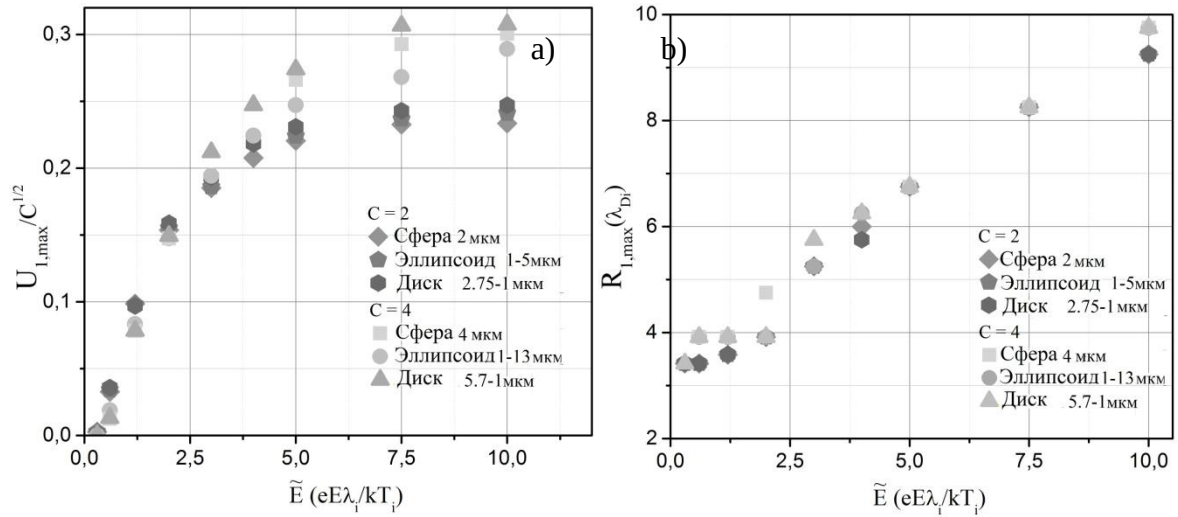


Рис. 8. Сравнение зависимостей а) $U_{\max}/(\sqrt{C})$ и б) $Z_{\max}$ от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, рассчитанных для пылевых частиц различных по форме, при $l_i = 5 \lambda_i$.

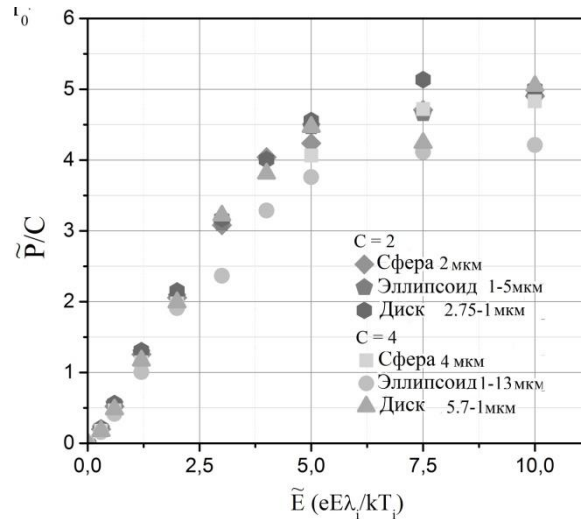


Рис. 9. Сравнение зависимостей $\tilde{P}_{pl}(\tilde{E})/C$, измеренных для пылевых частиц разной формы, при $l_i = 5 \lambda_i$

На рисунке 9 представлено сравнение зависимости $\tilde{P}_{pl}$ дипольного момента плазмы от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, для различных форм и размеров пылевых частиц. Применена нормировка на ёмкость C пылевой частицы. Результаты показывают, что зависимости $\tilde{P}_{pl}(\tilde{E})$, полученные для разных видов пылевых частиц, хорошо согласуются между собой во всей области значений $\tilde{E}$.

Таким образом, в результате сравнения зависимостей, полученных для пылевых частиц разной формы, был сделан вывод о том, что искажения формы пылевой частицы оказывают несущественное влияние на пространственные

распределения потенциала и плотности объёмного заряда плазмы на расстояниях $r > \lambda_i$.

В *разделе 3.3* изучалась устойчивость пространственной ориентации эллипсоидальных и дискообразных пылевых частиц во внешнем электрическом поле. Было показано, что эллипсоидальная частица, в большинстве случаев, будет ориентирована так, чтобы её большая полуось была направлена по внешнему полю, а дискообразная пылевая частица будет ориентирована так, чтобы её меньшие полуоси лежали в плоскости вектора внешнего электростатического поля.

В *разделе 3.4* обобщены результаты численных расчётов пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вблизи изолированных несферических пылевых частиц.

В *четвертой главе* проведён обзор четвёртого модуля комплексной модели, в котором производился расчёт самосогласованных пространственных распределений объёмного заряда и потенциала плазмы вокруг бесконечной цепочки сферических пылевых частиц.

В *разделе 4.1* приведено описание модуля, использованного для расчёта самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала плазмы вблизи бесконечной цепочки пылевых частиц сферической формы. Система, в которой происходило моделирование, представляла собой правильную четырёхугольную призму, где площади оснований значительно больше площади боковых граней (см. рисунок 10). Длина рёбер оснований задавалась равной L , а сами основания лежали в плоскости XY . Длина наименьших рёбер боковых граней равна D , где D - расстояние между пылевыми частицами. В центре этой призмы находилась непроницаемая сфера радиуса r_0 .

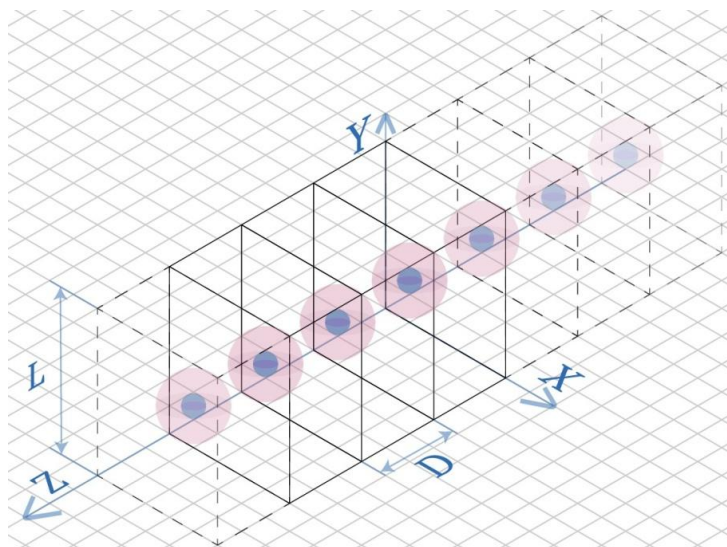


Рис. 10. Схематическое изображение системы для расчёта цепочек пылевых частиц

Непосредственного расчета траекторий ионов, как и потенциала, вблизи соседних пылевых частиц не совершалось. На границе системы установлены периодические условия, которые симулируют «бесконечность» пылевой цепочки. Начальный потенциал в данном модуле являлся суперпозицией от дебаевских потенциалов всех учтенных в системе частиц, а также потенциала внешнего электрического поля. Самосогласованный потенциал определялся в четвертом модуле по формуле:

$$U(\rho, z) = -\frac{\tilde{Q}}{r} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,1}} - \sum_k \frac{\tilde{Q}}{r_{k,2}} - \tilde{E}z + \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \\ + \sum_k \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r}_{k,1} - \vec{r}'|} + \sum_k \iiint_{V_{\text{syst}}} \frac{n(\rho', \varphi', z') \rho' d\rho' d\varphi' dz'}{|\vec{r}_{k,2} - \vec{r}'|}. \quad (10)$$

где $r_{k,n}$ — расстояние от ионов до соседних пылевых частиц

В разделе 4.2 представлены результаты численного расчёта самосогласованных пространственных распределений плазмы вокруг бесконечной цепочки сферических пылевых частиц. Радиусы пылевых частиц задавались равными одному микрону $r_0 = 1$ мкм а значение средней длины свободного пробега процесса резонансной перезарядки $l_i = 5 \lambda_i$. Расстояние D между пылевыми частицами было постоянным и задавалось в качестве параметра. В данном разделе изучалась зависимость заряда пылевой частицы в цепочке от межчастичного расстояния. На рисунке 11 изображена зависимость величины заряда пылевой частицы $\tilde{Q}$ от расстояния между частицами D в отсутствии внешнего электростатического поля.

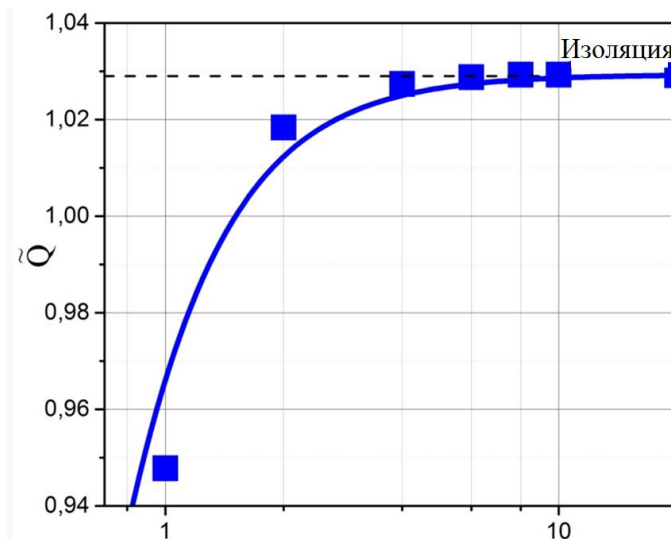


Рис. 11. Зависимость заряда пылевой частицы $\tilde{Q}$ от межчастичного расстояния при $r_0 = 1$ мкм, $l_i = 5 \lambda_i$.

Зависимость, представленная на рисунке 11, демонстрирует поведение, хорошо известное из численных и экспериментальных работ, касающихся

цепочек пылевых частиц. Когда плотность пылевых частиц в объёме росла, заряд каждой отдельной частицы падал. Этот эффект объясняется истощением электронов в окружающей плазме. В результате этого истощения, меньшее количество электронов падает на каждую отдельную пылевую частицу. Из этого следует, что из условия равенства потоков ионов и электронов на поверхность пылевой частицы, на ней индуцируется меньший по величине заряд.

Все результаты, которые касались бы анизотропии, индуцированной в вычислительной области внешним электростатическим полем, могут быть охарактеризованы единой зависимостью, представленной на рисунке 12.

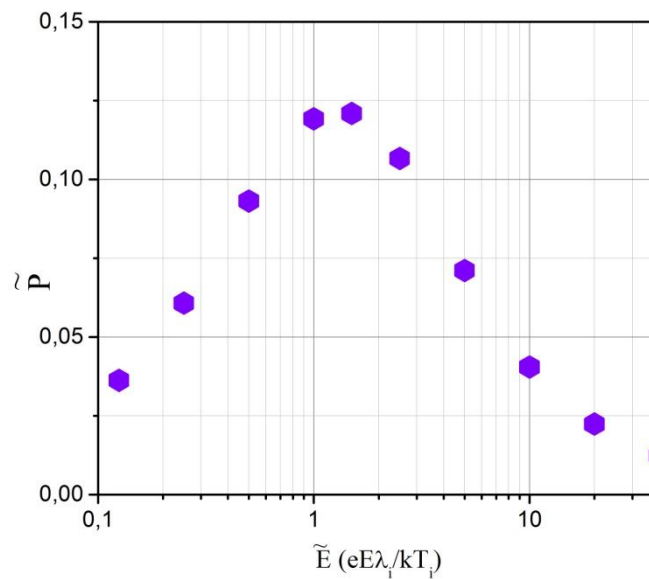


Рис. 12. Зависимость дипольного момента ионного облака $\tilde{P}$, сформированного вблизи отдельно взятой пылевой частицы, от напряжённости внешнего электростатического поля $\tilde{E}$, при $l_i = 5 \lambda_i$, $r_0 = 1$ мкм.

На рисунке 12 показана зависимость дипольного момента ионного облака, сформированного вблизи отдельно взятой пылевой частицы в цепочке, от напряженности внешнего электростатического поля $\tilde{E}$. Эта зависимость показывает, что, когда напряженность внешнего электростатического поля мала, $\tilde{P}(\tilde{E})$ растет линейно, однако скорость роста $\tilde{P}(\tilde{E})$ начинает снижаться с увеличением $\tilde{E}$. Когда функция $\tilde{P}(\tilde{E})$ достигает своего максимума при $\tilde{E} \approx 2$, она начинает уменьшаться с дальнейшим ростом $\tilde{E}$. Другими словами, с увеличением напряженности внешнего электростатического поля, анизотропия, вызванная действием этого электростатического поля на цепочку пылевых частиц, уменьшается

В разделе 4.3 обобщены результаты численного расчёта самосогласованных пространственных распределений объёмного заряда и потенциала плазме вблизи бесконечных цепочек сферических пылевых частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы по диссертации, приведённые по главам:

Глава 2:

1. Создана новая численная модель, которая позволяет рассчитывать самосогласованные пространственные распределения ионной плотности и потенциала вблизи микронных сферических пылевых частиц, находящихся во внешнем электростатическом поле.
2. Показана зависимость пространственных распределений объёмного заряда и потенциала вблизи сферических пылевых частиц от напряжённости внешнего электростатического поля, от средней длины свободного пробега ионов процесса резонансной перезарядки, от размера пылевой частицы, от типа взаимодействий ионов с нейтральными атомами.
3. Проведён расчёт зависимостей характеристик вейка и дипольного момента ионного облака от напряжённости внешнего электростатического поля, от размера сферической пылевой частицы и от длины свободного пробега ионов процесса резонансной перезарядки. Для всех зависимостей построена общая эмпирическая зависимость, которая аппроксимирует основные параметры вейка, формирующегося вблизи пылевой частицы.
4. Проведена проверка двух модификаций моделей: модификации, где для определения самосогласованного пространственного распределения потенциала использовалось прямое решение уравнения Пуассона, и модификации, где самосогласованное пространственное распределение потенциала определялось через разложение пространственного распределения плотности объёмного заряда по полиномам Лежандра. Результаты двух подходов хорошо согласуются между собой.
5. Показано различие в вычислительной трудоёмкости для последовательной и параллельной версии программы. Представлены схемы вычислительного процесса для обоих случаев.

Глава 3:

1. Создана новая численная модель, которая позволяет рассчитывать самосогласованные пространственные распределения плотности объёмного заряда и потенциала вблизи эллипсоидальных и дискообразных пылевых частиц, находящихся под воздействием внешнего электростатического поля.
2. Показана зависимость самосогласованных пространственных распределений плотности объёмного заряда и потенциала вблизи несферических пылевых частиц от напряжённости внешнего электростатического поля, от формы пылевой частицы.
3. Рассчитана зависимость заряда пылевой частицы от её электрической ёмкости и формы, а также от длины пробега ионов процесса резонансной перезарядки.

4. Продемонстрировано совпадение самосогласованных пространственных распределений потенциала и плотности объёмного заряда вдали от пылевых частиц, для разных форм пылевых частиц, обладающих одинаковой ёмкостью.
5. Исследована устойчивость пространственной ориентации эллипсоида и двух дисков, находящихся во внешнем электростатическом поле.

Глава 4:

1. Создана новая численная модель, которая позволяет рассчитывать самосогласованные пространственные распределения плотности ионов и потенциала вблизи бесконечной цепочки сферических пылевых частиц, находящихся под воздействием внешнего электростатического поля.
2. Представлена зависимость самосогласованных пространственных распределений объёмного заряда и потенциала вблизи сферических пылевых частиц от напряжённости внешнего электростатического поля, от расстояния между пылевыми частицами.
3. Получена зависимость величины заряда, индуцированного потоками ионов и электронов на сферические пылевые частицы, состоящие в бесконечной цепочке, от расстояния между пылевыми частицами в цепочке.
4. Исследован критерий того, когда пылевую частицу можно считать изолированной.
5. Представлена зависимость дипольного момента ионного облака, сформированного вблизи отдельно взятой пылевой частицы, от напряжённости внешнего электростатического поля.

Основные результаты приведены в общем заключении по диссертации:

1. Разработана новая численная модель, которая позволяет итерационно рассчитывать самосогласованные пространственные распределения плотности ионов и потенциала плазмы вблизи микронных пылевых частиц различной формы, а также вблизи бесконечных цепочек пылевых частиц, которые находятся во внешнем электростатическом поле.
2. С помощью численного моделирования впервые получены эмпирические аппроксимации для зависимостей характеристик вейка и дипольного момента системы «пылевая частица – облако ионов» от напряжённости внешнего электростатического поля.
3. Впервые, показано, что полученная в расчетах зависимость заряда пылевой частицы эллипсоидальной и дискообразной формы от средней длины свободного пробега процесса ион-нейтральной перезарядки повторяет вид аналогичной зависимости для сферической частицы, когда средняя длина свободного пробега оказывается большей ионной длины Дебая. В эту зависимость, в качестве геометрических параметров, входит емкость частицы.
4. Впервые, с помощью численного моделирования, показано, что, характеристики вейка, формирующегося вблизи изолированной пылевой частицы, не зависят от формы пылевой частицы, а определяются электрической

ёмкостью этой пылевой частицы, когда её форма представляет собой эллипсоид вращения.

5. С помощью численного моделирования впервые показано, что дипольный момент ионного облака, сформированного вокруг отдельно взятой пылевой частицы в цепочке, уменьшается с увеличением напряжённости внешнего электростатического поля, что приводит к тому, что самосогласованное пространственное распределение потенциала вокруг пылевых частиц в цепочке стремится к симметричному виду с ростом напряжённости внешнего электростатического поля.

Основные публикации по теме диссертации:

1. Сухинин Г.И., Сальников М.В., Федосеев А.В. Вейки в пылевой плазме. сравнение численных методов // Прикладная механика и техническая физика. – 2018. – Т. 59. № 5 (351). – С. 59-69. (Из перечня ВАК)

2. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., and Salnikov M.V. Polarization of a Dust Particle and Surrounded Plasma in an External Electric Field. // Contrib. Plasma Phys – 2016 – V. 56, № 5, Pp. 397–402. (Из перечня ВАК)

3. Sukhinin G. I., Fedoseev A. V., Salnikov M. V., Rostom A., Vasiliev M. M., and Petrov O. F., Plasma anisotropy around a dust particle placed in an external electric field. // Phys. Rev. E – 2017 – V. 95 – Pp. 063207(Из перечня ВАК)

4. Sukhinin G. I., Salnikov M. V., and Fedoseev A. V. The effect of the type of ion–neutral collisions on ion cloud formation // AIP Conference Proceedings -2019 – V 1925 – Pp. 020029 (Из перечня ВАК)

5. Sukhinin G.I., Salnikov M.V., Fedoseev A.V., Rostom A. Plasma Polarization and Wake Formation Behind a Dust Particle in an External Electric Field // IEEE Transactions on Plasma Science – 2018 – V 46 – Pp. 749-754. (Из перечня ВАК)

6. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Salnikov M.V. Effect of ion mean free path length on plasma polarization behind a dust particle in an external electric field // Contributions to Plasma Physics. – 2019 – Pp. e201800152 (Из перечня ВАК)

7. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Salnikov M.V. The influence of dust particle geometry on its charge and plasma potential // Contributions to Plasma Physics. – 2019 – Pp. e201800153 (Из перечня ВАК)

8. Salnikov M.V., Fedoseev A.V. and Sukhinin G.I. Plasma potential around a single-dimensional dust particle chain placed in an external electric field // Journal of Physics Conference Series – 2019 – V. 1393 № 1 - Pp. 012022P (Из перечня ВАК)

9. Salnikov M.V., Fedoseev A.V. and Sukhinin G.I. Plasma potential distribution around an infinite one-dimensional chain of dust particles // Journal of Physics Conference Series– 2019 – V. 1382 № 1 - Pp. 012169 (Из перечня ВАК)