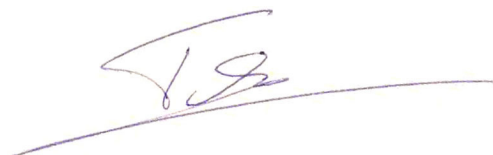


На правах рукописи



Гавриков Андрей Владимирович

**Плазменно-пылевые структуры
при внешних воздействиях:
зарядка макрочастиц, их динамика
и явления переноса**

01.04.08 – Физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединенном институте высоких температур Российской академии наук.*

Научный консультант:

Академик РАН, доктор физико-математических наук, профессор Петров Олег Федорович (Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук),

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор Виктор Юрьевич Карасев (Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»)

Доктор физико-математических наук, профессор Виктор Львович Паперный (Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный университет»)

Доктор физико-математических наук, профессор Юрий Семенович Акишев (Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН)

Защита состоится *20 мая 2019 года в 15:00* на заседании диссертационного совета Д 002.063.03 при *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук*, расположенном по адресу: *Москва, 119991, ул. Вавилова, 38, ИОФ РАН*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *ИОФ РАН* и на официальном сайте института gpi.ru.

Автореферат разослан ____ _____ 2019 года.

Отзывы на автореферат просьба высылать по вышеуказанному адресу в диссертационный совет Д 002.063.03 ИОФ РАН.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.063.03

канд. физ.-мат. наук



Т. Б. Воляк

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

В настоящее время физика пылевой плазмы является развивающейся областью исследований, которая включает как фундаментальные задачи физики плазмы, гидродинамики, кинетики фазовых переходов, нелинейной физики, физики твердого тела и астрофизики, так и прикладные [27].

Пылевая плазма представляет собой плазму, содержащую заряженные твёрдые или жидкие макроскопические частицы. В зависимости от механизмов зарядки (потоки ионов и электронов, фото-, термо-, вторичная электронная эмиссия) частицы в такой плазме приобретают отрицательный или положительный заряд [28]. Пылевая плазма широко распространена в природе — она найдена в ионосфере Земли [29], на поверхностях планет и их спутниках, в планетарных кольцах, хвостах комет, межпланетных и межзвёздных облаках [30]. Также пылевая плазма обнаружена вблизи искусственных спутников, космических станций [31, 32], в пристеночной области установок управляемого термоядерного синтеза [33, 34], камерах для производства элементов микроэлектроники [27, 35, 36] и др.

Пылевая плазма в лабораторных условиях была выявлена ещё в начале XX века [37]. Её активное изучение началось значительно позже с развитием таких приложений как ракетные топлива (твёрдые), МГД-генераторы, технологии плазменного напыления, травления, производства наночастиц и т.п. Изначально внимание исследователей было сосредоточено на вопросах зарядки пыли, распространения электромагнитных волн, их затухания и неустойчивости, затем интерес сместился в область изучения упорядоченных структур, образуемых в пылевой плазме. В последнее время активно продолжают исследования свойств плазменно-пылевых упорядоченных структур, потенциалов взаимодействия, фазовых переходов, процессов переноса в таких системах, исследуются отклики на внешние воздействия. Большой интерес вызывают исследования пылевой плазмы с точки зрения термодинамики открытых систем [38]. Широту спектра вопросов, относящихся к пылевой плазме, иллюстрирует диапазон экспериментальных условий, в которых проводятся исследования: от криогенных температур [39, 40] до условий микрогравитации на борту космических станций [41–43].

Цели и задачи диссертационной работы

Основными целям настоящей работы являются изучение плазменно-пылевых структур при внешних воздействиях, исследование зарядки макрочастиц, их динамики, исследование явлений переноса в пылевой подсистеме комплексной плазмы.

Для их достижения были решены следующие вопросы, относящиеся к сильноупорядоченным плазменно-пылевым структурам: парные и трехчастичные корреляции в неидеальной пылевой плазме; диффузия макрочастиц в жидкостных структурах; течения в плазменно-пылевых образованиях, вязкопластические свойства пылевых структур; теплоперенос в плазменно-пылевой жидкости и ее коэффициенты теплопроводности; зарядка макрочастиц под действием УФ-излучения; зарядка макрочастиц пучком электронов кэВ энергий; динамика макрочастиц при воздействии на одну из них лазерного излучения.

Научная новизна

Все результаты, представленные в работе являются оригинальными, а полученные данные новыми.

Получены новые данные о коэффициенте диффузии макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах.

Выполнена верификация бесконтактного метода диагностики эффективного параметра неидеальности пылевой плазмы.

Впервые экспериментально получены трехчастичные корреляционные функции для макрочастиц в пылевой плазме и проанализирована точность применения суперпозиционного приближения.

Разработан новый метод, позволяющий диагностировать коэффициент вязкости плазменно-пылевых образований в широком диапазоне параметров неидеальности Γ : от нескольких единиц, соответствующих слабокоррелированной жидкости, до нескольких сотен, отвечающих кристаллическим структурам. Измерения, выполненные при помощи указанного метода, позволили впервые установить характерные значения для коэффициента сдвиговой вязкости (порядка 10^{-10} Па·с для типичных плазменно-пылевых жидкостей и 10^{-8} Па·с для плазменно-пылевых кристаллов).

Предложен новый метод определения коэффициентов теплопроводности

и температуропроводности для жидкостных пылевых структур. Впервые экспериментально получены температурная зависимость данных коэффициентов и их зависимость от параметра неидеальности плазменно-пылевой структуры.

Получены новые экспериментальные данные о фотоэмиссионной зарядке ансамбля полидисперсных металлических макрочастиц с относительно небольшой работой выхода (3,3 эВ), установлено, что происходит двуполярная зарядка пылевых частиц с преобладанием положительно заряженной фракции.

Разработан и создан экспериментальный комплекс для исследования воздействия электронного пучка кэВ энергий на пылевые структуры.

Впервые экспериментально продемонстрирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при прямом воздействии электронного пучка, выполнен анализ механизмов такой зарядки.

Экспериментально реализован новый способ возбуждения вертикальных осцилляций отдельной макрочастицы в монослойной плазменно-пылевой упорядоченной структуре, установлен автоколебательный характер полученных осцилляций и проанализированы возможные механизмы их поддержания.

Предложен новый способ генерации единичных вакансий в плазменно-пылевом кристалле, который позволил по измеренным ускорениям пылевых частиц оценить силу их эффективного взаимодействия.

Практическая значимость

Результаты, полученные в работе могут быть использованы для построения и развития физических моделей всевозможных сильнонеидеальных систем, например, таких как космические плазменно-пылевые образования (в пылегазовых облаках, атмосферах планет, вблизи поверхности космических тел и т.п.), жидкости различной степени упорядоченности, вигнеровские кристаллы в ионных ловушках, структуры электронов на поверхности жидкого гелия и др.

Полученные данные важны не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и с прикладной точки зрения. Они представляют интерес для создания плазменно-пылевых двигателей космических аппаратов, разработки новых композитных материалов, в частности катализаторов и лекарств с возможностью адресной доставки внутри организма, сепарации частиц по размерам, для каталитического ускорения скорости реакций с высоким энергетическим барьером, глубокой имплантации ионов, получения материалов с новыми

поверхностными свойствами и т.д.

Положения, выносимые на защиту:

- Метод, разработанный на базе проведенных в широком диапазоне параметров неидеальности (от 20 до 110) исследований диффузии и парных корреляций в жидкостных плазменно-пылевых структурах, позволяет восстанавливать параметр неидеальности, основываясь на парных корреляционных функциях.
- Результаты экспериментальных исследований парных и тройных корреляций в плазменно-пылевых структурах показали, что отличие трехчастичной корреляционной функции, восстанавливаемой при помощи суперпозиционного приближения, от непосредственно вычисляемой на базе определения, составляет от 30 до 60 %.
- Разработанный метод диагностики позволяет определять коэффициент сдвиговой вязкости для плазменно-пылевых жидкостей в широком диапазоне параметров неидеальности (от 1 до 110), а также для кристаллических плазменно-пылевых структур.
- Экспериментально полученные характерные значения коэффициента сдвиговой вязкости составляют $(0,2-1,4) \cdot 10^{-9}$ Па·с для плазменно-пылевых жидкостей и $(1-4) \cdot 10^{-8}$ Па·с для плазменно-пылевых кристаллов.
- Экспериментально полученные зависимости коэффициента теплопроводности жидкостных плазменно-пылевых структур от температуры и параметра неидеальности показывают характерные значения коэффициента $(1-4) \cdot 10^{-14}$ эрг/(с·см·К).
- Данные экспериментального исследования фотоэмиссионной зарядки полидисперсных иттриевых макрочастиц с характерным размером менее 100 мкм (работа выхода фотоэлектронов 3,3 эВ) показывают, что происходит двуполярная зарядка: около 90 % частиц приобретает положительный заряд (~ 8000 элементарных зарядов), около 10 % — отрицательный заряд (~ 1500 элементарных зарядов) для частиц радиусом 15 мкм.

- Результаты экспериментальных исследований показали, что воздействие электронного пучка кэВ-энергий на пылевые образования позволяет осуществить сверхвысокую зарядку макрочастиц ($1,6 \cdot 10^7$ элементарных зарядов для частицы радиусом 50 мкм).
- При помощи лазерного импульса возможно возбуждение незатухающих вертикальных осцилляций отдельной макрочастицы в монослойной плазменно-пылевой структуре. Эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием её заряда по отношению к равновесному, не могут обеспечить поддержание режима найденных автоколебаний.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях: XLVI–XLVIII, XLIX и 50–55 Научных конференциях «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук» (Москва, Долгопрудный, 2003–2012); XX–XXV International Conferences on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (четн.) / on Equations of State for Matter (нечетн.) (Эльбрус, 2005–2011); Научно-координационных сессиях «Исследования неидеальной плазмы» (Москва, 2006–2010); IV Российском семинаре «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды» (Москва, 2003); XXXIII Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, 2006); XII Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (Звенигород, 2008); 10-й Юбилейной международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков» (Москва, 2009); Юбилейной научной конференции, посвящённой 50-летию создания ОИВТ РАН (Москва, 2010); 1st–3rd International Conferences on the Physics of Dusty and Combustion Plasmas (Odessa, Ukraine, 2004, 2007, 2010); 31st–33rd, 35th, 36th European Physical Society Conferences on Plasma Physics (2004–2006, 2008, 2009); 6th Workshop on Fine Particle Plasmas (Tokyo, Japan, 2005); 15th Symposium on Applications of Plasma Processes (Podbanske, Slovakia, 2005); 4th–6th International Conferences on the Physics of Dusty Plasma (2005, 2008, 2011); International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems (Moscow, 2005); 13th International Congress on Plasma Physics (Kiev, Ukraine, 2006); 8th Workshop on Fine Particle Plasmas Generation, Growth, Behavior, and Control of Fine Particles in Plasmas (Tokyo, Japan, 2007);

Indo-Russian Workshop on High Energy Density Physics for Innovative Technology and Industry Applications (Pune, India, 2008); 13th International Conference on Physics of Non-Ideal Plasmas (Chernogolovka, 2009); VI International conference on Plasma Physics and Plasma Technology (Minsk, Belarus, 2009) и др.

Работы выполняемые по отдельным главам были поддержаны грантами Президента (МК-2009.2006.8, МК-2471.2010.8), грантами РФФИ. За ряд результатов, включенных в диссертацию, автор был удостоен диплома Президиума Российской академии наук о присуждении медали Российской академии наук с премией для молодых ученых (2006), почетного диплома лауреата 14 конкурса Европейской Академии для молодых ученых России по разделу «Физика» (2007).

Публикации

По теме диссертации автором опубликовано более 50 печатных работ, из них в рецензируемых журналах 25 [1–25], остальные в сборниках и трудах конференций.

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причём вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 182 страницы, включая 85 рисунков, 6 таблиц и библиографию из 136 наименований на 14 страницах.

Благодарности

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность научному консультанту доктору физ.-мат. наук, академику РАН, проф. [Петрову О. Ф.](#) за плодотворные обсуждения, рекомендации и постоянное внимание к работе. Диссертант искренне признателен мудрому и проницательному старшему това-

рищу, доктору физ.-мат. наук, академику РАН, проф. Смирнову В. П. за передаваемый опыт и постоянную поддержку. За полезные дискуссии, практические советы, помощь в проведении исследований и создании экспериментальных стендов автор благодарен доктору физ.-мат. наук Иванову А. С., доктору физ.-мат. наук Ваулиной О. С., доктору физ.-мат. наук Васильеву М. Н., доктору физ.-мат. наук Филлипову А. В., канд. физ.-мат. наук Чернышову А. В., канд. физ.-мат. наук Шаховой И. А., Богачеву С. С. и другим своим замечательным соавторам и коллегам. Отдельную благодарность автор выражает канд. физ.-мат. наук Вороне Н. А. и канд. физ.-мат. наук Тимирханову Р. А., без поддержки которых данная рукопись могла бы и не появиться.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность, научная новизна и практическая значимость проблем, решаемых в работе. Сформулированы цели работы и определен круг задач, подлежащих решению в процессе исследований; сформулированы основные положения, выносимые на защиту, и приведена структура диссертации.

Глава 1 посвящена сильнонеидеальным плазменно-пылевым структурам и динамике пылевых частиц в них. В плазменно-пылевых системах кроме традиционных составляющих, таких как электроны, ионы и нейтральные молекулы буферного газа, присутствуют макрочастицы, типичный размер которых варьируется от долей микрона до нескольких сотен микрон. Пылевые частицы, как правило, обладают значительным зарядом ($\sim 10^3$ – 10^4 элементарных зарядов для частицы микронного размера) и сильно взаимодействуют друг с другом, образуя структуры различной степени упорядоченности. Поэтому для описания пылевой плазмы кроме традиционных для обычной плазмы параметров, таких как, например, температуры и концентрации электронов и ионов, степень ионизации, радиус Дебая, плазменная частота, используются характеристики, описывающие динамические и структурные свойства пылевой компоненты. К ним, прежде всего, относятся кинетическая температура макрочастиц, характеризующая среднюю энергию хаотического движения пылевых частиц; параметр неидеальности, представляющий собой отношение потенциальной энергии взаимодействия двух макрочастиц плазменно-пылевого образования к их кинети-

ческой температуре; корреляционные функции, позволяющие сделать вывод об упорядоченности плазменно-пылевого образования. В данной главе рассматриваются экспериментальные методы определения кинетической температуры макрочастиц, корреляционных функций и параметра неидеальности пылевых структур, а также коэффициента диффузии макрочастиц в плазменно-пылевой структуре.

В **Подразделе 1.1.1** рассматриваются особенности диагностирования кинетической температуры пылевой подсистемы плазменно-пылевого образования. Дисперсная компонента пылевой плазмы характеризуется двумя совершенно различными значениями температуры. Во-первых, это температура поверхности твёрдых частиц пыли. Как правило, в реальных условиях эта температура становится равной температуре ионов или атомов плазмообразующего газа. Во-вторых, это «кинетическая температура» (или просто «температура»), т. е. средняя кинетическая энергия хаотического движения пылевых частиц. Строго говоря, пылевая подсистема не является термодинамически равновесной, однако, как показывают эксперименты [6, 26], распределение скоростей пылевых частиц близко к максвелловскому, что оправдывает использование термина «кинетическая температура». Следует отметить, что в отличие от экспериментов, проводимых в условиях микрогравитации [44], в лабораторных условиях в плазменно-пылевых системах присутствует существенная анизотропия, связанная с влиянием силы тяжести, что может приводить к различию кинетических температур пылевых частиц, соответствующих вертикальной и горизонтальной степеням свободы [45, 46].

Диагностика динамических характеристик пылевых частиц в плазме базируется на методе визуализации [1], когда движение макрочастиц регистрируется при помощи видеокамеры, а затем анализируются полученные изображения. Метод визуализации позволяет определять скорости частиц двумя способами. Первый используется когда за время экспозиции частица успевает пролетать значительное расстояние (несколько пикселей) и изображением частицы на кадре является трек конечной длины, в этом случае скорость частицы определяется как отношение длины трека ко времени экспозиции. Второй способ основан на идентификации одной и той же частицы на двух последовательных кадрах, когда скорость частицы определяется как произведение расстояния, пройденного частицей за время между соседними кадрами, на частоту видеосъёмки.

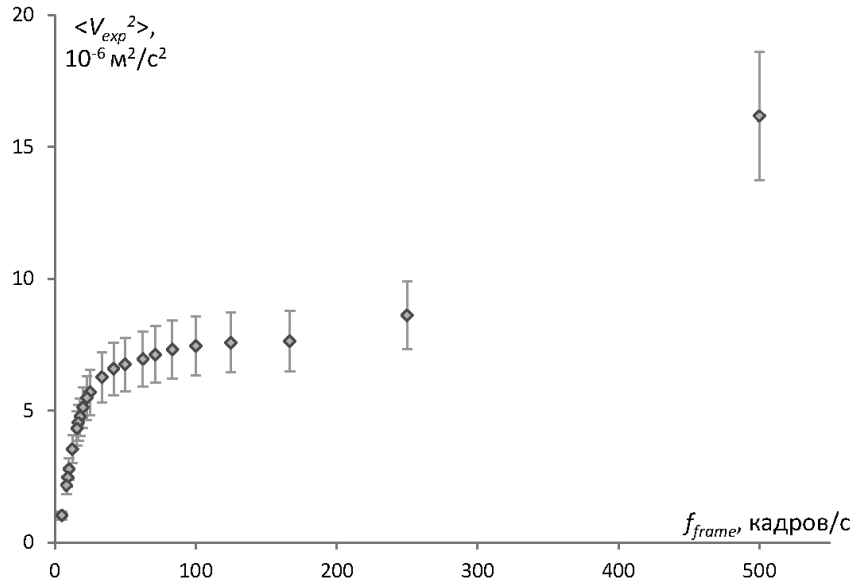


Рис. 1. Зависимость среднего квадрата скоростей $\langle V_{exp}^2 \rangle$ от частоты кадров f_{frame}

Кинетическая температура пылевой компоненты плазмы, как правило, определяется из сравнения наблюдаемой на опыте функции распределения по скоростям с максвелловским распределением. Очевидно, что если частота съёмки видеокамеры f сравнима с характерными частотами осцилляций макрочастицы в плазменно-пылевой структуре, то это может служить причиной больших погрешностей при расчёте распределения скоростей и определении «кинетической температуры». В данном разделе диссертации проведён анализ зависимости диагностируемой среднеквадратичной скорости пылевых частиц от частоты видеосъёмки и высказаны рекомендации для корректного определения температуры для условий типичных лабораторных экспериментов по изучению пылевой плазмы. На рис. 1 представлена типичная экспериментально полученная зависимость среднего квадрата скоростей макрочастиц $\langle V_{exp}^2 \rangle$ от частоты кадров f_{frame} .

На ней видно три характерных участка: возрастание при малых частотах, «полочка» при промежуточных, и снова возрастание при высоких частотах. Первый участок возникает из-за того, что при низких частотах съёмки, траекторию частицы в промежутке между кадрами нельзя заменять прямой линией с какой-либо точностью. Вторым участком, на котором практически отсутствует зависимость скорости пылевых частиц от частоты видеорегистрации позволяет определить истинные значения $\langle V_{exp}^2 \rangle$. Увеличение же $\langle V_{exp}^2 \rangle$ с ростом f_{frame}

на третьей ветви можно понять, приняв во внимание дискретность в определении координат частиц.

При слишком высоких скоростях съёмки за время между двумя соседними кадрами изображение частицы на матрице видеокамеры успеваеет сместиться менее чем на один пиксель, дискретность же в определении положения частицы составляет 1 пиксель, и вместо «реальной» скорости мы начинаем определять величину «один пиксель разделить на время между кадрами», т. е. $\langle V_{exp}^2 \rangle \sim f_{frame}^2$. Полученные данные позволили установить, что в широком диапазоне параметров «газообразных» и «жидкостных» плазменно-пылевых структур при скорости съёмки от 50 до 200 кадров/сек удаётся получить корректные значения скоростей макрочастиц.

Также в данном разделе диссертации приводится сравнение экспериментально получаемых распределений макрочастиц по скоростям и распределений получаемых в результате численного моделирования с распределением Максвелла. Делается вывод о возможности корректного определения кинетической температуры макрочастиц с погрешностью менее 5 % для типичных условий, реализуемых в лабораторных экспериментах по исследованию пылевой плазмы.

В **Подразделе 1.1.2** представлен краткий обзор механизмов зарядки пылевых частиц.

Подраздел 1.1.3 посвящён таким ключевым характеристикам плазменно-пылевых систем как параметр неидеальности, парные и тройные корреляционные функции.

Пылевые частицы, помещённые в плазму и приобретающие в ней значительный заряд, начинают взаимодействовать друг с другом и образуют структуры. Степень упорядоченности этих структур принято характеризовать при помощи параметра неидеальности Γ , а также корреляционных функций. Параметр Γ представляет собой отношение потенциальной энергии взаимодействия к кинетической энергии движения частиц. В случае кулоновской системы без диссипации $\Gamma = Z_p^2 e^2 n_p^{1/3} / T_p$, где Z_p — заряд пылевой частицы (в элементарных зарядах), e — элементарный заряд, n_p — концентрация пылевых частиц, T_p — кинетическая температура пылевых частиц.

Отличие плазменно-пылевых систем от чисто кулоновских состоит в существенной роли дебаевского экранирования частиц и необходимости учитывать

силы трения из-за присутствия буферного газа. В работе [1] было показано, что такие системы с экранированным потенциалом $\varphi = \varphi_c \exp(-r/\lambda)$, (r — расстояние до центра макрочастицы, λ — радиус экранирования, $\varphi_c = eZ_p/r$ — кулоновский потенциал) и диссипацией энергии удобно характеризовать эффективным параметром неидеальности $\Gamma^* = \Gamma(1 + \kappa + 2/2) \exp(-\kappa)$, где $\kappa = 1/(\lambda n_p^{1/3})$ — параметр экранирования (структурный параметр), причём $\Gamma^* \leq 1$ соответствует газоподобная структура, $1 < \Gamma^* < 106$ — жидкостная, а при $\Gamma^* = 106$ происходит кристаллизация плазменно-пылевой структуры.

Бинарные (парные) корреляционные функции характеризуют вероятность обнаружения частицы на заданном расстоянии от выбранной частицы. Следует отметить, что равновесные свойства жидкости полностью описываются набором функций плотности вероятности $g_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_s)$ нахождения частиц в точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_s$, а в случае изотропного парного взаимодействия физические свойства жидкости (такие как давление, плотность энергии, сжимаемость) определяются бинарной корреляционной функцией $g(r) = g_2|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ [47–50]. В частности, совместно с Воробьевым В. С. и другими коллегами на основе экспериментально измеренных бинарных корреляционных функций слабоупорядоченных пылевых систем с помощью интегральных уравнений были найдены заряд пылевых частиц и радиус экранирования, оценены фактор сжимаемости, сжимаемость, внутренняя энергия пылевой плазмы. Показано, что одному из режимов состояния пылевой системы отвечает идеальный газ, а другому — плотный закритический флюид [12].

Техника восстановления парной корреляционной функции по экспериментальным данным использует видеозапись плазменно-пылевой структуры. На каждом кадре производится определение координат всех частиц, и для каждой частицы (её координаты (x_0, y_0)) выполняется следующая процедура: подсчитывается число N частиц в кольце с центром в точке (x_0, y_0) радиуса r и толщиной Δr . Далее определяется величина $\tilde{g}(r) = N/\Phi(r)$, где $\Phi(r)$ — площадь кольца. На практике приходится иметь дело с ограниченной областью, поэтому, чтобы дальнейшее усреднение было корректно, функция вычисляется на промежутке $(0, r)$, где r — расстояние от точки (x_0, y_0) до ближайшей границы. Корреляционную функцию $g(r)$ получаем из $\tilde{g}(r)$ путём усреднения по ансамблю и по времени (т. е. по всем частицам на данном кадре, а также по последовательности кадров видеозаписи). Погрешность измерения корреляционных функций

зависит от набираемой статистики, и, как правило, составляет величину не превышающую 5 %. Примеры плазменно-пылевых структур и восстановленных для них корреляционных функций представлены на рис. 2.

Трёхчастичные корреляционные функции $g_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ определяют вероятность одновременного обнаружения трёх частиц вблизи точек \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 и \mathbf{r}_3 . На рис. 3 представлены примеры сечения тройной корреляционной функции для разных расстояний $r_{12} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$.

Раздел 1.2 посвящён экспериментальным исследованиям трёхчастичной корреляции для макрочастиц в пылевой плазме, а также экспериментальному определению корректности использования суперпозиционного приближения для описания термодинамических систем.

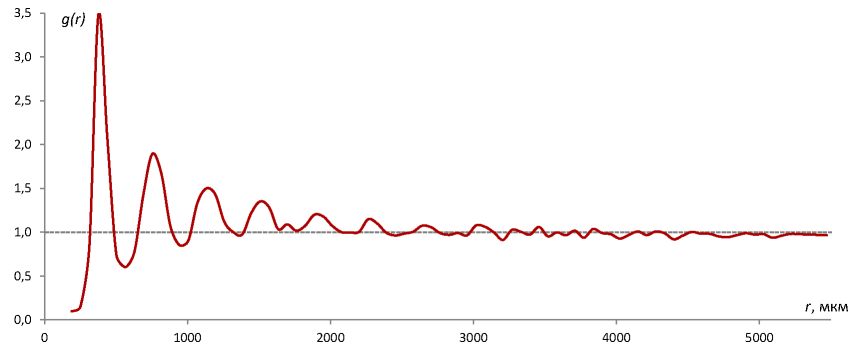
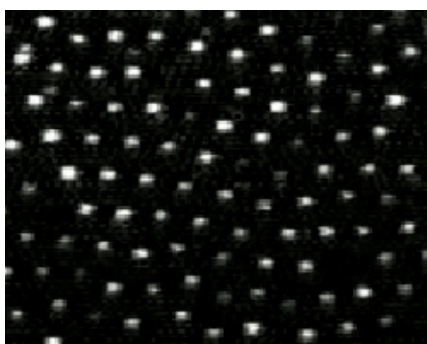
Парные корреляционные функции позволяют определить ряд термодинамических параметров системы, однако для этого используются различные полумпирические предположения, позволяющие замкнуть систему интегральных уравнений [51].

Наиболее часто используемым для этих целей наряду с гиперцепным приближением является суперпозиционное приближение (СП) [49, 50, 52–54]:

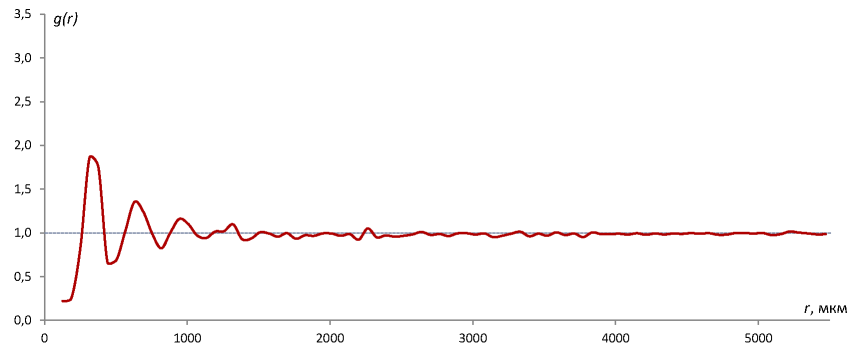
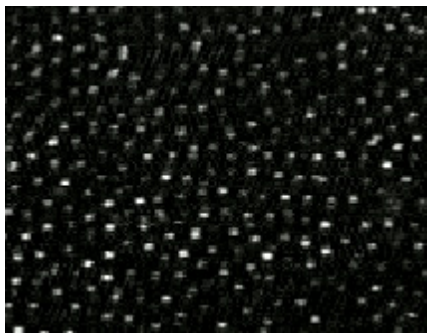
$$g_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \approx g_3^{\text{СП}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) g(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) g(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1). \quad (1)$$

Тем не менее, результаты численного моделирования, основанные на использовании потенциала Ленарда–Джонса показывают некорректность такого подхода даже для случая малых концентраций частиц [52–54]. В связи с этим, вопрос о погрешности приближения (1) представляет существенный интерес. Верификация суперпозиционного приближения в реальных жидкостях и газах крайне затруднительна, т.к. если для восстановления бинарных корреляционных функций можно воспользоваться обращением структурного фактора, измеряемого спектроскопическими методами [55], то для прямого определения трёхчастичных корреляционных функций необходимо знать координаты отдельных атомов (молекул). Благодаря размерам макрочастиц, такая верификация может быть проведена в плазменно-пылевых системах.

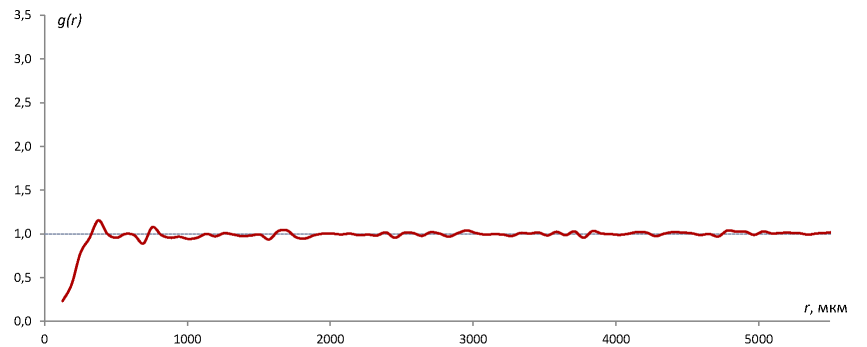
Эксперименты проводились в атмосфере аргона, давление варьировалось от 2 до 10 Па, мощность ВЧ-разряда — от 2 до 10 Вт. Пылевая компонента — сфе-



(а) Кристаллическая структура

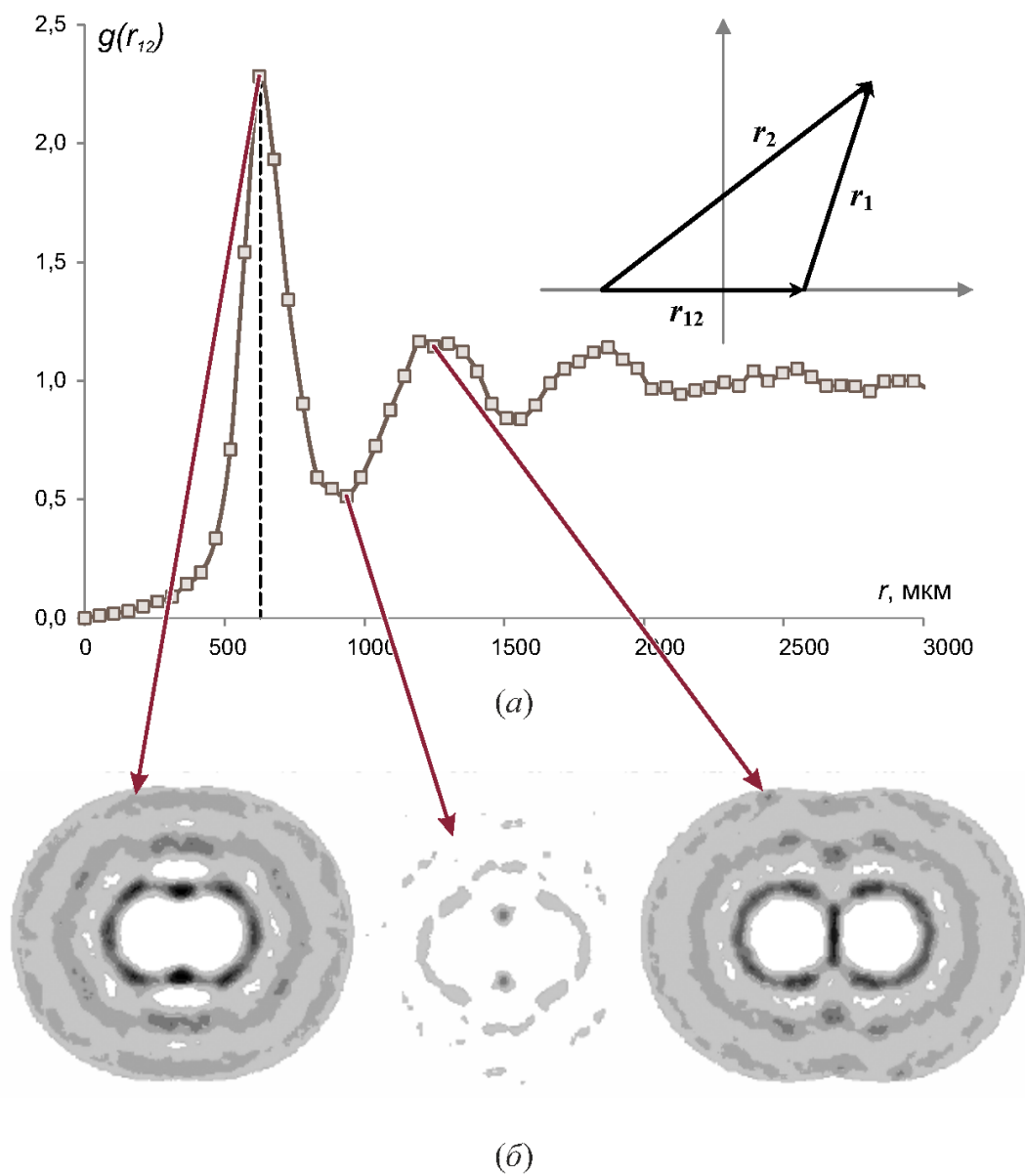


(б) Жидкостная структура



(в) Газообразная структура

Рис. 2. Плазменно-пылевые структуры и восстановленные для них корреляционные функции



(a) Парная корреляционная функция

(б) Сечения трёхчастичной корреляционной функции для разных расстояний между первой и второй частицами

Цвета характеризуют величину g_3 : чёрный цвет соответствует максимальной вероятности ($g_3 \equiv 1$); белый цвет — нулевой вероятности ($g_3 \equiv 0$)

Рис. 3. Примеры сечения тройной корреляционной функции для разных расстояний $r_{12} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$

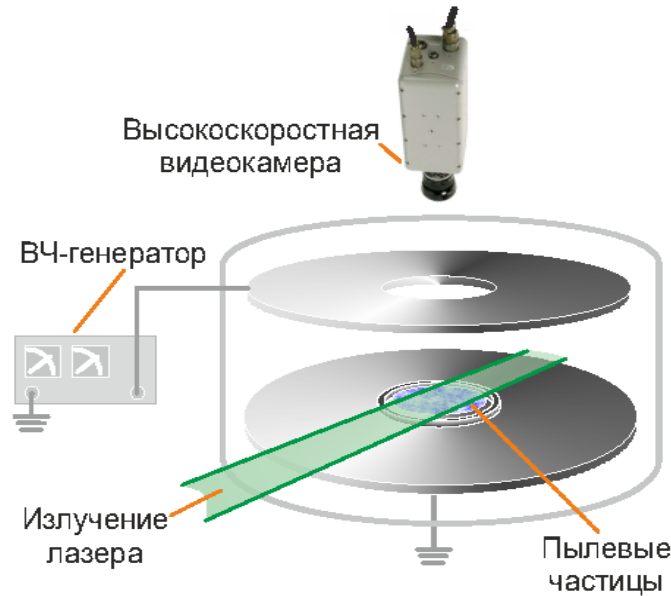


Рис. 4. Схема эксперимента

рические монодисперсные пластиковые (МФ¹) частицы радиусом 1,7 мкм (плотность вещества 1,5 г/см³). В приэлектродном слое образовывалось от 4 до 8 слоёв макрочастиц. Среднее межчастичное расстояние r_p в пылевых структурах изменялось в пределах от 260 до 350 мкм. Диагностика осуществлялась методом визуализации (толщина лазерного ножа — 250 мкм, частота съёмки 25 кадров/с). Схема эксперимента представлена на рис. 4.

По полученным данным восстанавливались парные корреляционные функции, затем при помощи соотношения (1) рассчитывались тройные корреляционные функции, которые сравнивались с полученными непосредственно из эксперимента (рис. 5).

Также в данном разделе приведено сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования, выполненного Ваулиной О. С. с коллегами [3].

Выполненный анализ показал, что с ростом Γ^* от 20 до 100 среднеквадратичная ошибка δ суперпозиционного приближения для анализируемого сечения трёхчастичной функции изменяется примерно от 30 до 60%.

В **Разделе 1.3** описано экспериментальное исследование диффузии макрочастиц в упорядоченных плазменно-пылевых образованиях. Движение пылевых частиц в плазме обычно можно рассматривать как броуновское движение, но с учётом взаимодействия между частицами. Коэффициент диффузии взаи-

¹ меламин-формальдегидный полимер

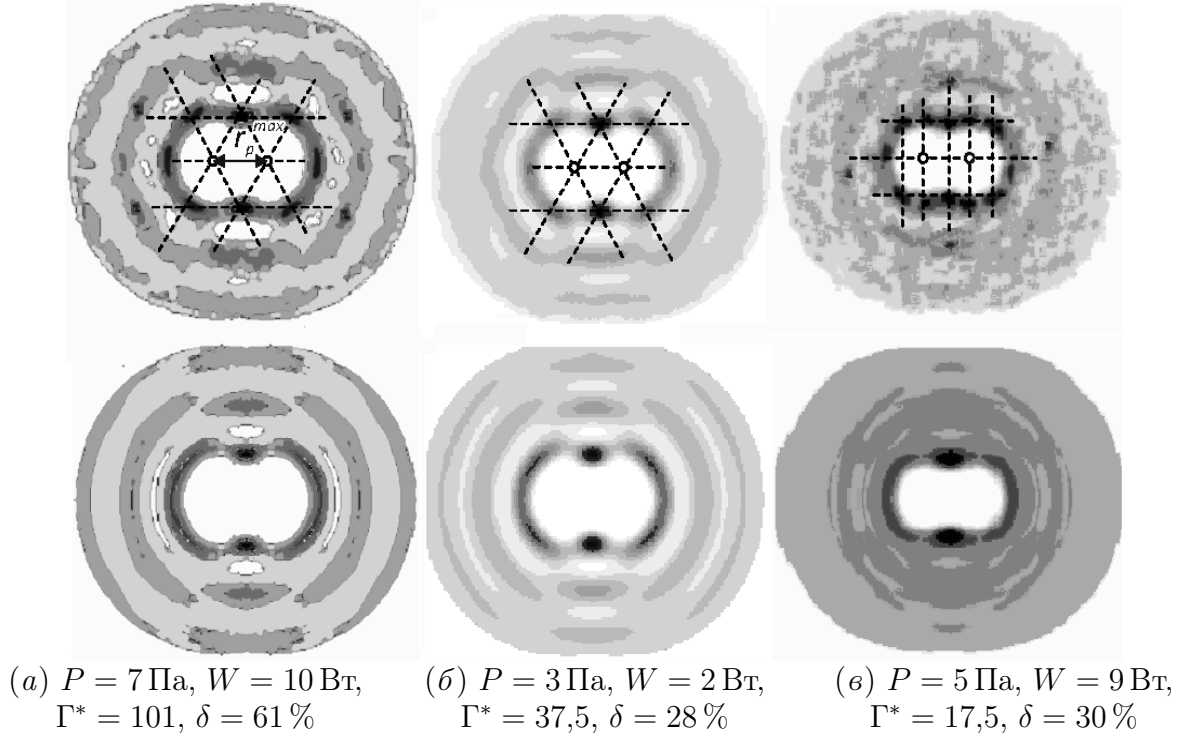
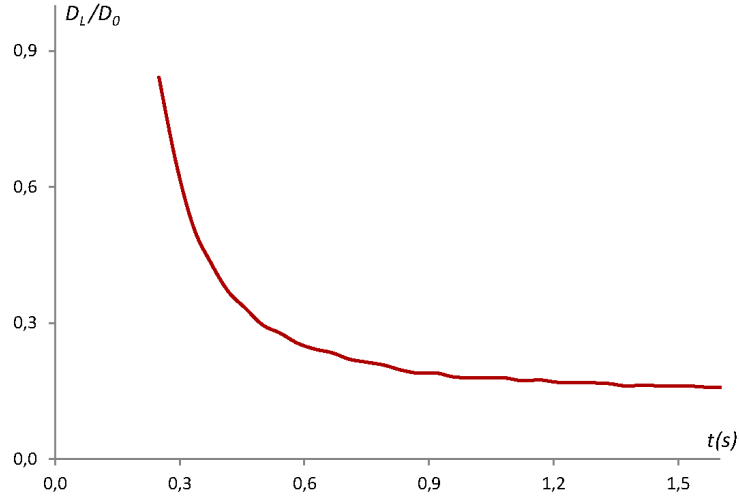


Рис. 5. Иллюстрация измеренных трёхчастичных корреляционных функций g_3 (верхний ряд) и суперпозиционного приближения $g_3^{\text{сп}}$ (нижний ряд) для различных экспериментов (a–в)

модействующих частиц может быть получен путём анализа теплового переноса частиц через единичную площадку в однородной среде при $t \rightarrow \infty$:

$$D_L = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t),$$

где $D(t)$ определяется соотношением: $D(t) = \langle (\Delta r)^2 \rangle / (2nt)$, Δr — смещение отдельной частицы за время t , n — размерность задачи. Простое решение $D \equiv D_0 = T_p / (\nu_{fr} m_p)$, известное как соотношение Эйнштейна, можно получить только для не взаимодействующих («броуновских») частиц (m_p — масса пылевой частицы, ν_{fr} — частота столкновения пылевых частиц с нейтральными атомами (именно она определяет диссипацию энергии в пылевой плазме, т.к. степень ионизации плазмы в типичных лабораторных экспериментах мала $\alpha \sim 10^{-6} - 10^{-7}$)). Из-за взаимодействия между частицами величина D_L оказывается меньше броуновского коэффициента диффузии для тех же частиц без взаимодействия D_0 . Отношение D_L / D_0 в диссипативной системе взаимодействующих частиц в значительной степени отражает природу и силу взаимодействия между частицами. Диффузия в дебаевских системах исследована с помощью численного моделирования в работах [56–62]. Экспериментальное изучение мас-



Параметры эксперимента: давление буферного газа (аргона) $P = 25$ Па, монодисперсные частицы меламинформальдегида радиусом $r_d \approx 2,0$ мкм, плотностью $\rho_d \approx 1,5 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, скорость съёмки 25 кадров/сек

Рис. 6. Типичная экспериментально полученная функция массопереноса для плазменно-пылевой системы в диапазоне $\Gamma = 30\text{--}40$

сопереноса выполнялось аналогично схеме представленной на рис. 4. Измерения проводились в широком диапазоне параметров. На рис. 6 представлена типичная экспериментально полученная функция массопереноса для жидкоподобной плазменно-пылевой системы.

В работе [57] было показано, что динамические свойства пылевой компоненты определяются тремя безразмерными параметрами: эффективным параметром неидеальности Γ^* , структурным параметром $\kappa = 1/(\lambda n_p^{1/3})$, а также параметром масштабирования $\xi = \omega^*/\nu_{fr}$, являющимся мерой диссипативности системы, ω^* характеризует частоту кулоновских столкновений заряженных макрочастиц между собой и определяется значением второй производной потенциала межчастичного взаимодействия $\varphi(r)$ в точке среднего расстояния между частицами $n_p^{1/3}$. Полученные результаты экспериментального исследования диффузии в плазменно-пылевых системах кроме самостоятельного интереса представляют интерес с точки зрения верификации бесконтактного метода диагностики, предложенного в работе [1].

Этот метод позволяет на базе экспериментально полученных корреляционных функций пылевой структуры в плазме определить эффективный параметр неидеальности системы. Данный метод был разработан с использованием численного моделирования плазменно-пылевых систем в диапазоне эффективных

параметров неидеальности от 0 до 106, соответствующего жидкостному состоянию моделируемой системы. Для каждого значения параметра неидеальности в ходе моделирования определялись парные корреляционные функции и находилось значение первого максимума g_{\max} , а также отношение первого максимума к первому минимуму корреляционной функции g_{\max}/g_{\min} . Оказалось, что функции $g_{\max}(\Gamma^*)$ и $g_{\max}/g_{\min}(\Gamma^*)$ имеют монотонный характер и могут быть использованы для определения эффективного параметра неидеальности Γ^* по известным значениям первых максимума и минимума корреляционной функции. Однако чтобы окончательно подтвердить работоспособность метода необходимо в экспериментально исследуемой системе определить Γ^* при помощи другого, независимого способа. Для этого воспользуемся связью между коэффициентом диффузии макрочастиц в жидкостной плазменно-пылевой системе. Из уравнения движения пылевой частицы (3D случай) легко получить:

$$\langle r^2 \rangle \cong \frac{6E}{m_d(\nu_{fr} + \omega^*)} t,$$

где E — средняя энергия частицы, m_d — её масса. Т.к. плазменно-пылевая структура находится в жидкостном состоянии, то её можно рассматривать как совокупность гармонических осцилляторов. В этом случае из распределения Максвелла-Больцмана можно оценить среднюю энергию частицы: $E \cong \varepsilon \exp(-\varepsilon/T_p)$, где ε — энергия гармонического осциллятора, T_p — кинетическая энергия макрочастицы. Принимая во внимание соотношение $\varepsilon/T_p \cong a\Gamma^*$, где $a = 2,85/104,5$ — коэффициент, полученный численно и учитывающий размерность исследуемой системы, а также тот факт, что при $\Gamma^* = 106$ происходит кристаллизации системы, получаем:

$$D = \frac{a\Gamma^*T_p}{m_d(\nu_{fr} + \omega^*)} \exp(-a\Gamma^*).$$

Учитывая определение Γ^* и ω^* :

$$\Gamma^* = \frac{q^2}{r_p T_p} \left(\frac{\kappa^2}{2} + \kappa + 1 \right) \exp(-\kappa),$$

$$\omega^* = \frac{q^2}{m_d r_p^3} \left(\frac{\kappa^2}{2} + \kappa + 1 \right) \exp(-\kappa),$$

получаем

$$\omega^* = \sqrt{\frac{T_p \Gamma^*}{\pi m_d r_p^2}}.$$

Для случая свободномолекулярного движения молекул буферного газа (именно он является типичным для экспериментов с пылевой плазмой):

$$\nu_{fr}[\text{с}^{-1}] \cong \frac{800 \cdot P[\text{Торр}]}{\rho_d[\text{г/см}^3] \cdot r_d[\text{мкм}]},$$

где ρ_d и r_d соответственно — плотность и радиус макрочастицы, P — давление буферного газа. Таким образом, учитывая выражение $6\eta_g V_d = Al_g P \gamma^*$ окончательно получаем:

$$D = a \cdot \frac{T_p}{m_d} \cdot \frac{\Gamma^*}{1,6P[\text{Па}] + \sqrt{\frac{T_p \Gamma^*}{\pi m_d r_p^2}}} \cdot \exp(-a\Gamma^*). \quad (2)$$

Величины T_p , r_d , D , m_d , P могут быть определены по экспериментально полученным видеоизображениям пылевой структуры, а затем при помощи выражения (2) может быть найден эффективный параметр неидеальности Γ^* .

Эксперименты для верификации метода восстановления эффективного параметра неидеальности Γ^* проводились по схеме, аналогичной представленной на рис. 4. В вакуумной камере в атмосфере аргона между двумя электродами, один из которых представляет собой диск диаметром 19 см, а второй кольцо с внешним диаметром 19 см и внутренним 5 см, находящимися на расстоянии 5 см друг от друга создавался высокочастотный разряд на частоте 13,56 МГц. Через отверстие в кольцевом электроде в разряд вбрасывались пылевые монодисперсные МФ частицы радиусом $r_d \approx 2,0$ мкм плотностью $\rho_d = 1,5$ г/см³, которые зависали в приэлектродном слое вблизи второго электрода и образовывали упорядоченные структуры. Для предотвращения ухода частиц из области наблюдения, на нижний электрод устанавливалось ограничивающее кольцо диаметром 5 см и высотой 2 мм. Пылевые макрочастицы формировали упорядоченные структуры, степень упорядоченности которых варьировалась за счёт изменения мощности высокочастотного разряда от 2 до 15 Вт и давления буферного газа (аргона) от 2 до 30 Па. В этих условиях макрочастицы формировали от 4-х до 8-ми пылевых слоёв. Для диагностики макрочастиц

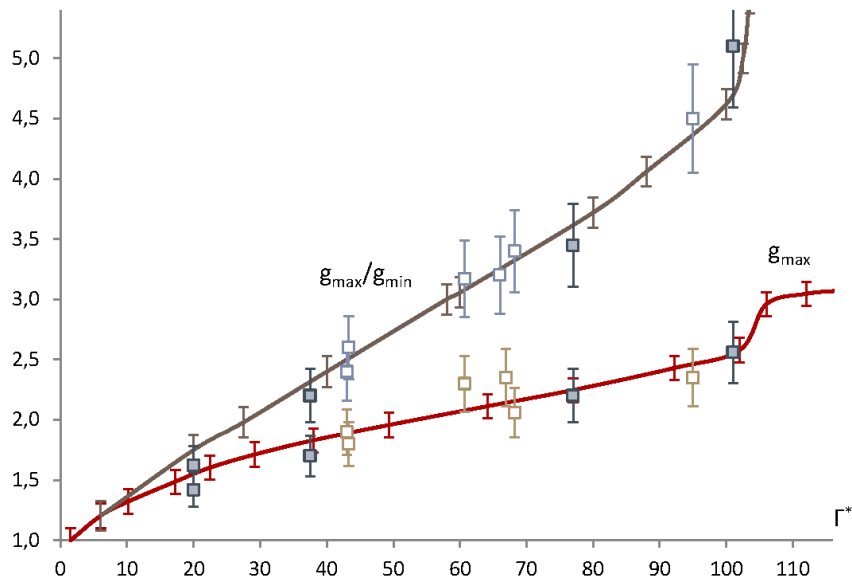


Рис. 7. Значения g_{\max} и g_{\max}/g_{\min} полученные из парных корреляционных функций, измеренных в экспериментах (точки) и найденных в результате численного моделирования для разных Γ^* Ваулиной О. С. (сплошные линии) [3]

использовался метод визуализации [6], при этом в пылевом облаке подсвечивался только один слой частиц, изображение которого фиксировалось при помощи видеокамеры с частотой съёмки 25 кадров/с. В качестве подсветки использовался «лазерный нож» шириной 2 см и толщиной около 150 мкм в области перетяжки, сформированный излучением гелий-неонового лазера мощностью 15 мВт. На рис. 7 представлены зависимости $g_{\max}(\Gamma^*)$ и $g_{\max}/g_{\min}(\Gamma^*)$. Полученные экспериментально и при помощи численного моделирования зависимости совпадают с хорошей степенью точности.

В **Главе 2** представлены результаты экспериментальных исследований вязкопластических свойств плазменно-пылевой жидкости, а также плазменно-пылевого кристалла.

В **Разделе 2.1** предложен метод нахождения коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости. Согласно этому подходу в среде при помощи постоянного воздействия луча лазера создаётся касательное напряжение, под действием которого возникает стационарное ламинарное течение плазменно-пылевой жидкости. За счёт сил вязкого трения ширина канала течения будет превосходить ширину области, где осуществляется внешнее воздействие на среду. Записав условие стационарности, т. е. условие того, что поступающий в систему импульс равен потерям импульса за счёт вязкости, можно найти коэффициент вязкости. Итак, экспериментально измеряя профиль и интегральную

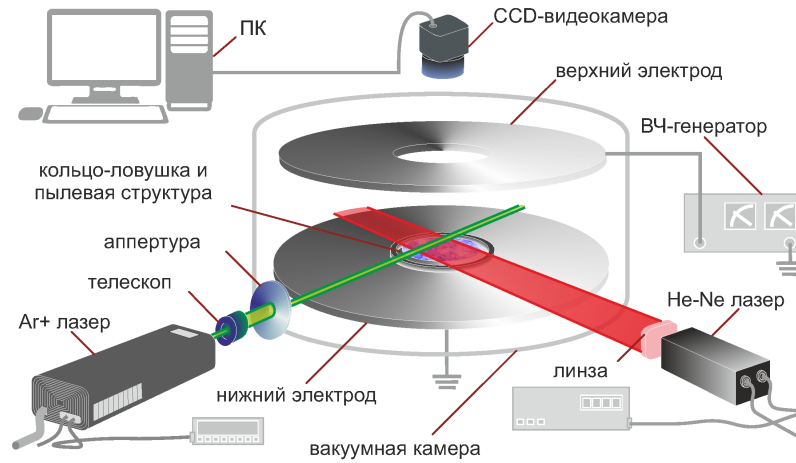


Рис. 8. Схема экспериментального стенда

мощность лазерного пучка и скорость пылевых частиц в центральной части потока, инициированного этим лучом, можно восстановить пространственное распределение объёмной силы, вызывающей движение плазменно-пылевой жидкости $F_m = 6\pi\eta_g r_d^2 V_d / A l_g$, где η_g — вязкость газа; A — численный коэффициент, связанный с характером отражения атомов газа от поверхности частицы. Такое распределение в совокупности с экспериментально получаемой зависимостью скорости течения плазменно-пылевой жидкости от расстояния до оси потока, позволяет рассчитать коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости либо непосредственно на базе классического определения, либо на базе уравнений движения жидкости, например, уравнения Навье-Стокса.

В **Разделе 2.2** представлено описание созданного экспериментального стенда, позволяющего генерировать пылевую плазму (в ВЧ-разряде ёмкостного типа), варьировать её параметры, а также осуществлять воздействия на исследуемую пылевую структуру. Схема стенда приведена на рис. 8.

Также в разделе приведено описание экспериментов по инициации течений в жидкостной плазменно-пылевой структуре. Было выполнено несколько серий экспериментов. На электроды (нижний — диск диаметра 19 см, верхний — кольцо с внутренним диаметром 5 см и внешним — 19 см), находящиеся в вакуумной камере, подавался сигнал с высокочастотного генератора. Расстояние между электродами составляло 5 см. Эксперименты проводились в атмосфере аргона при давлениях от 15 до 35 Па.

В возникающий между электродами разряд вводились пылевые частицы, представляющие собой пластиковые (МФ) сферы диаметром 1,9 мкм. Эти пылинки, попадая в разряд и заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном

слое. Для удержания пылевого облака и предотвращения ухода частиц в горизонтальном направлении, на нижнем электроде устанавливалось кольцо диаметра 5 см и высотой 0,2 см, формирующее потенциальную ловушку, внутрь которой и помещались пылевые частицы. Для создания сдвиговых напряжений и, как следствия, течения внутри изучаемой плазменно-пылевой структуры, было использовано излучение аргонового лазера с длиной волны 514 нм. Лазерный пучок предварительно расширялся телескопом, а затем из него вырезалась центральная часть при помощи диафрагмы диаметром 3 мм. Интегральная мощность излучения, проходящего через отверстие в диафрагме, варьировалось в пределах от 0 до 400 мВт. Во всех случаях (т. е. при каждом значении мощности лазерного излучения и каждом давлении аргона в вакуумной камере) для получения функции распределения плотности мощности излучения аргонового лазера вдоль диаметра пучка проводилось сканирование.

Для визуализации, полученная структура подсвечивалась плоским лучом гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм). Подсветка лазером осуществлялась в двух режимах. В первом расфокусированный лазерный луч позволил установить геометрические размеры всей плазменно-пылевой структуры, находящейся внутри потенциальной ловушки. Так было установлено, что пылевое облако представляет собой диск диаметром около 5 см и толщиной ~ 1 см. Вторым режимом подсветки лазерным излучением был использован для более детального изучения структуры пылевого облака. В этом случае луч лазера представлял собой, так называемый, «лазерный нож», ширина которого составляла 2,5 см, а характерная толщина в области перетяжки 200 мкм. В результате наблюдения было доступно горизонтальное сечение пылевого образования. Следует обратить внимание на то, что полученное сечение плазменно-пылевой структуры параллельно лучу аргонового лазера и проходит через его диаметр, а также на то, что область пылевого облака, возмущаемая излучением аргонового лазера, лежит полностью внутри образования макрочастиц. Регистрации движения пылевых частиц осуществлялась видеокамерой. Для избежания засветки матрицы камеры излучением аргонового лазера использовались светофильтры.

Были получены распределения мощности лазерного излучения и скоростей потока макрочастиц вдоль радиуса канала течения, восстановлены парные корреляционные функции, параметры неидеальности, концентрации плазменно-пылевых жидкостей для различных экспериментальных условий. Полу-

чены зависимости скорости макрочастиц в центральной части потока от мощности внешнего лазерного воздействия (данная зависимость имела линейный характер во всех экспериментальных сериях).

Было показано, что ширина канала течения больше области внешнего возмущающего воздействия, причём это отличие возрастает с увеличением параметра неидеальности Γ . К такому уширению приводят вязкие силы, действующие в плазменно-пылевой среде. Ещё один вывод, следующий из полученных результатов — это пороговый характер течения. Об этом свидетельствуют два факта: первый — если мощность внешнего возмущающего воздействия не превышает некоторого порогового значения (в наших экспериментах это около $1,4 \text{ мВт/мм}^2$), то никакого течения не возникает, второй — в центральной части течения наблюдается характерное «плато», т.е. в области, где касательные напряжения малы, отсутствует проскальзывание слоёв плазменно-пылевой жидкости друг относительно друга.

В **Разделе 2.3** выполнен анализ и определён коэффициент сдвиговой вязкости для плазменно-пылевых структур, описанных в предыдущем разделе. Для первоначального рассмотрения вязкости были выбраны серии экспериментов, в которых профиль течения жидкости имеет ярко выраженный трапециевидный профиль и на основании подхода, описанного в разделе 2.1, был получен коэффициент сдвиговой вязкости $\eta^* \approx 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ Па}$.

Для более детального исследования зависимости коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости от сдвигового напряжения, создаваемого лазерным излучением, и от давления буферного газа было использовано гидродинамическое описание течения на базе уравнения Навье-Стокса. Основанием для этого послужил тот факт, что в ряде экспериментов профиль скорости течения заметно отличаться от трапециевидного и напоминал распределение скорости вязкого течения классической жидкости, описываемый уравнением Навье-Стокса. В результате были получены зависимости коэффициента сдвиговой вязкости от прикладываемого касательного напряжения (рис. 9).

В **Разделе 2.4** представлены результаты экспериментального исследования вязкопластических свойств в плазменно-пылевом кристалле. Для создания течений была использована та же экспериментальная схема, что и ранее. Было установлено, что течение носит ярко выраженный пороговый характер, профиль скорости потока вдоль диаметра канала носит трапециевидный характер,

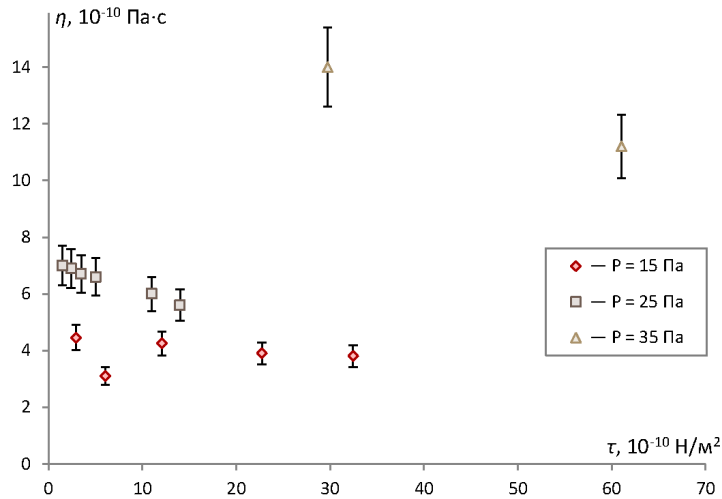


Рис. 9. Зависимость коэффициента сдвиговой вязкости от сдвигового напряжения внешнего воздействия при разных давлениях плазмообразующего газа

причём ширина канала течения практически совпадает с шириной лазерного пучка, течение возникало не по сценарию предварительного плавления кристалла с последующим течением жидкой фазы, а как поршневое, т. е. кристаллическая часть внутри области действия лазерного луча смещалась относительно кристаллической структуры вне этой области, при этом на её границе непрерывно чередовались генерация и аннигиляция дислокаций несоответствия.

Выполненная оценка коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевого кристалла даёт значение $3,7 \cdot 10^{-8}$ Па·с.

Раздел 2.5 посвящён анализу неньютоновского поведения плазменно-пылевой жидкости и сравнению экспериментально полученных результатов с результатами расчётов [63]. Следует отметить, что полного совпадения расчётных и экспериментальных значений сдвиговой вязкости не наблюдается. Это говорит о том, что моделирование пылевой плазмы средой с потенциалом парного взаимодействия Юкавы не отражает в полной мере физики процесса переноса импульса. В настоящее время однозначной интерпретации неньютоновых свойств плазменно-пылевой жидкости не существует. Данное поведение плазменно-пылевой жидкости может быть объяснено наличием в ней групп (кластеров) макрочастиц,двигающихся коррелированным образом. При низких значениях параметра Γ^* кластеров нет, поэтому плазменно-пылевая жидкость ведёт себя подобно ньютоновой жидкости, однако при увеличении параметра Γ^* появ-

ляются кластеры, а с дальнейшим ростом Γ^* происходит увеличение размеров этих кластеров, поэтому для таких структур при приложении малых сдвиговых напряжений (т. е. малых по сравнению с внутрикластерным взаимодействием частиц) происходит воздействие на весь массивный кластер в целом, что приводит к появлению значительной вязкости среды. При увеличении сдвигового напряжения происходит разрыв внутрикластерных связей макрочастиц, и дальше сдвиговое напряжение разгоняет уже только отдельные частицы, обладающие гораздо меньшей инертностью, чем кластеры, что приводит к заметному уменьшению вязкости среды.

В **Разделе 2.6** сформулированы основные выводы к главе 2. Ещё раз отмечается неньютоновский характер течения плазменно-пылевой среды. Так для слабокоррелированных систем ($\Gamma \sim 10$) коэффициент сдвиговой вязкости практически не изменяется с ростом касательного напряжения, в то время как для более упорядоченных систем с увеличением касательного напряжения сдвиговая вязкость падает.

В **Главе 3** представлены результаты исследования процессов теплопереноса и определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности в плазменно-пылевых образованиях, в том числе при воздействии электронного пучка на структуру.

Раздел 3.1 посвящён описанию метода диагностирования коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости. Рассматривая ситуацию, когда перенос тепла осуществляется за счёт теплопередачи и основываясь на законе Фурье для оценки коэффициента теплопроводности можно записать,

$$\chi \approx \frac{3}{2} n_d \delta x k_B \frac{(\langle V_x^3 \rangle_+ - \langle V_x^3 \rangle_-)}{(\langle V_x^2 \rangle_+ - \langle V_x^2 \rangle_-)},$$

где n_d — концентрация пылевых частиц, k_B — постоянная Больцмана, δx — толщина плоского слоя плазменно-пылевой структуры, через который происходит перенос тепла, V_x — скорость пылевой частицы (проекция на направление распространения потока тепла), индексы (+) и (−) относятся соответственно к частицам, пересекающим слой δx по и против направления теплового потока. Входящие в данное выражение величины в случае пылевой плазмы могут быть определены с использованием метода визуализации макрочастиц, позволяющем отслеживать скорости и координаты отдельных частиц структуры. Это

позволяет определить коэффициент теплопроводности, а затем и температуропроводности θ для плазменно-пылевых структур. Также для определения коэффициента θ можно воспользоваться выражением

$$\partial T / \partial t \approx T [x^2 / \{4\theta(T)t\} - 0,5] / t, \quad (3)$$

где T — кинетическая температура макрочастиц пылевой структуры вблизи координаты x в момент времени t . Данное соотношение получено в предположении, что коэффициент температуропроводности является степенной функцией температуры, причём показатель степени положительный и много меньше единицы.

Раздел 3.2 посвящён экспериментальному определению коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости в ВЧ-разряде и в свою очередь состоит из двух подразделов. Первый из них (**Раздел 3.2.1**) содержит описание непосредственно экспериментов и полученных в них данных, а второй (**Раздел 3.2.2**) — их анализ. Схема эксперимента аналогична представленной на рис. 8. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении $P \approx 20$ Па, в качестве пылевой фазы использовались полидисперсные частицы Al_2O_3 (фракция диаметром 3–5 мкм, средний радиус — $a_d \approx 2$ мкм, плотность материала — $\rho_d \approx 2,4$ г/см⁻³). Для диагностики макрочастиц пылевое облако подсвечивалось гелий-неоновым лазером с длиной волны 633 нм и снималось на видеокамеру (частота полукадров $f = 50$ с⁻¹). В условиях эксперимента пылевое облако первоначально представляло собой равновесную жидкостную структуру, состоящую из ~ 13 – 15 пылевых слоев диаметром $\sim 3,5$ см. Вследствие небольшого изменения рабочих параметров разряда (увеличения мощности, или уменьшения давления P буферного газа), один из краёв облака быстро разогревался. (Причиной такого асимметричного возмущения могла являться геометрическая неоднородность ловушки). Границы нагретой области расширяются в течение ~ 8 секунд после теплового возмущения, затем скорость движения фронта резко замедляется. Ещё через ~ 4 – 5 с, пылевая система приходила в новое равновесное состояние и представляла собой жидкую двухфазную среду с выраженной границей раздела между низкотемпературной и высокотемпературной фазой, находящейся на расстоянии ~ 2 – $2,5$ см от места зарождения теплового возмущения. Параметры высокотемпературной фа-

зы: $T \approx 3$ эВ, $\Gamma^* \approx 6$. Низкотемпературная фаза имела характеристики близкие к параметрам невозмущенной системы: $T \approx 0,3$ эВ, $\Gamma^* \approx 49$.

Определение коэффициентов теплопереноса осуществлялось тремя способами. Первый из них — оценка коэффициента температуропроводности θ по времени, затраченному на достижения стационарного состояния исследуемой среды. Второй — определение коэффициента теплопроводности χ для стационарного случая, используя уравнение Фурье и прямые измерения тепловых потоков, переносимых через границу двухфазной среды. Третий — определение коэффициента температуропроводности θ по характеристикам среды во время распространения теплового возмущения на основе эмпирической подгонки экспериментальных данных и решения уравнения теплопроводности (3). В результате были получены значения коэффициентов теплопроводности (характерное значение порядка 10^{-14} эрг/(с·см·К) и температуропроводности ($\sim 10^{-2}$ см²/с) для различных значений кинетической температуры и параметра неидеальности плазменно-пылевой структуры. Было выполнено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами расчетов, показавшее их совпадение на качественном уровне.

Раздел 3.3 посвящён серии экспериментов по исследованию процессов теплопереноса в плазменно-пылевой структуре и определению её коэффициентов теплопроводности и температуропроводности, в условиях, когда локальный разогрев пылевого облака производился при помощи электронного пучка. Экспериментальные условия были близки к описанным в разделе 3.2. Электронный пучок, подведённый с одного из краёв пылевого облака вызывал локальное возмущение, разогревая структуру (энергия электронов пучка составляла 25 кэВ). Такая постановка эксперимента позволила получить значения коэффициентов в более широком диапазоне параметров неидеальности чем в случаях, описанных в разделе 3.2 (табл. 1).

Раздел 3.4 содержит выводы к главе 3, в которых отмечается, что найденные зависимости от температуры и параметра неидеальности коэффициентов теплопроводности и температуропроводности плазменно-пылевой структуры согласуется с результатами численного моделирования, выполненного для простых одноатомных жидкостей.

Глава 4 посвящена изучению фотоэмиссионной зарядки конденсированной дисперсной фазы микронных размеров. Интерес к данному направлению

T , эВ	Γ^*	r_d , мм	θ , см ² /с	χ , 10 ⁻¹⁴ эрг/с·К·см
Al ₂ O ₃ , $a_d \approx 2$ мкм				
2,0	55	0,71	0,027	2,6
2,8	45	0,70	0,024	2,4
3,7	29	0,69	0,022	2,3
МФ, $a_d \approx 0,5$ мкм				
0,055	45	1,20	0,132	2,6
0,050	40	1,10	0,111	2,9
0,055	35	0,93	0,080	3,4
0,063	30	0,87	0,077	4,0
0,067	27	0,82	0,067	4,2
МФ, $a_d \approx 0,5$ мкм				
0,027	29	1,10	0,082	2,1
0,037	23	0,93	0,080	3,4
0,048	19	0,85	0,087	4,9
0,050	14	0,81	0,093	6,0

Таблица 1. Коэффициенты температуропроводности θ , теплопроводности χ и соответствующие параметры для различных серий экспериментов.

работ вызван прежде всего важностью такого механизма зарядки для физических процессов, происходящих в верхних слоях атмосферы, на поверхности космических тел, в том числе и лунной, и в космическом пространстве. **Раздел 4.1** посвящён экспериментальному стенду для изучения фотоэмиссионной зарядки макрочастиц. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 10. В **Разделе 4.2** приведены результаты анализа динамики движения макрочастиц в электрическом поле при воздействии УФ излучения.

Пылевые макрочастицы вбрасывались в герметичную цилиндрическую прозрачную камеру в атмосфере аргона при давлении 1 бар. Использовались

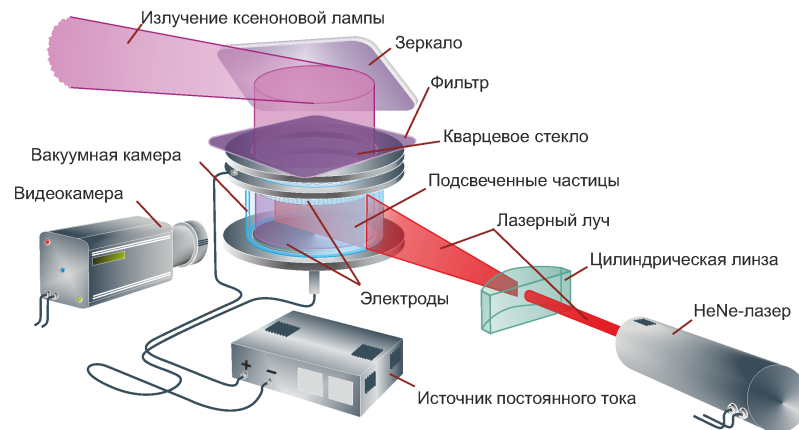


Рис. 10. Схема экспериментов по изучению фотоэмиссионной зарядки макрочастиц под действием светового излучения

частицы иттрия (работа выхода фотоэлектронов около 3,3эВ) полидисперсной фракции с характерными размерами менее 40 мкм. Для отсеивания длинноволновой части спектра использовался фильтр УФС-1. Диагностика заряда, приобретаемого макрочастицами за счёт фотоэмиссии электронов, осуществлялась по регистрации изменения динамического поведения макрочастиц во внешних электрических полях. Для этого внутри рабочего объёма фотоэмиссионной ячейки помещались два электрода, к которым прикладывалось постоянное напряжение с амплитудой 200 В. Исследовалось поведение пылевых частиц при переключении полярности приложенного напряжения или при его включении и выключении. Регистрация движения макрочастиц осуществлялась на базе метода визуализации. В ходе обработки видеоданных эксперимента были получены такие параметры пылевой системы как общее количество частиц в выделенной области, скорости пылевых частиц, временные зависимости количества макрочастиц, двигающихся в заданном направлении, и временные зависимости средних скоростей направленного движения макрочастиц в указанных направлениях. Было установлено, что под действием УФ излучения порядка 90 % пылевых макрочастиц приобретало положительный заряд, а около 10 % — отрицательный. Оценка этого заряда была выполнена из условия баланса сил, действующих на макрочастицу в установившемся режиме $0 = E \cdot Q - \beta \cdot V_{av}$, где E — поле создаваемое постоянным напряжением, приложенным к электродам, в условиях эксперимента оно составляло около $E \approx 125$ В/см, Q — заряд макрочастицы, V_{av} — средняя установившаяся скорость движения пылевых частиц, β — коэффициент трения макрочастицы в буферном газе. В результате было получено, что приобретаемый положительный заряд пылевой частицы составил около 530 элементарных зарядов на микрон радиуса, а отрицательный — около 100 элементарных зарядов. Полученные результаты могут быть объяснены возникновением фотоэмиссионной плазмы, в которой некоторые макрочастицы, отличающиеся от остальных эффективностью квантового выхода фотоэлектронов, поглощая поток электронов из плазмы, не в состоянии компенсировать его потоком фотоэлектронов, образуемом под действием ультрафиолетового излучения. Численное моделирование, выполненное в работе [23] подтверждает это предположение. В нём показано, что ключевыми для возникновения разноимённо заряженных пылевых частиц являются именно различные эффективности квантового выхода и в системах полидисперсных макрочастиц

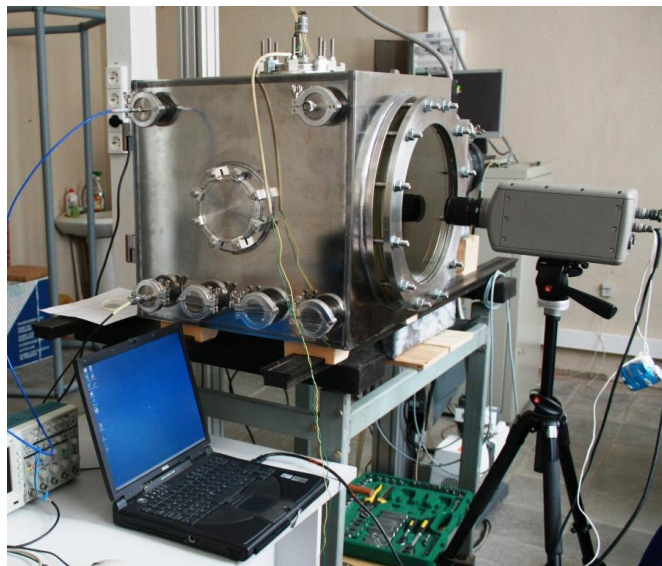


Рис. 11. Электронно-лучевой комплекс

с одинаковыми значениями квантового выхода возможна только униполярная зарядка.

Глава 5 посвящена экспериментальному исследованию воздействия пучка электронов кэВ энергий на пылевые образования. Интерес к подобному исследованию вызван целым рядом задач — от процессов формирования под действием потоков частиц пылевых облаков вблизи космических тел, в частности на поверхности Луны [64, 65], до создания плазменно-пылевых космических двигателей [66, 67] и использования сильно заряженных пылевых частиц для каталитического ускорения скорости реакций с высоким энергетическим барьером, в частности для создания малогабаритных источников нейтронов [68].

В **Разделе 5.1** представлено описание разработанной и созданной экспериментальной установки для изучения плазменно-пылевых образований и процессов, протекающих в них при воздействии пучка электронов (рис. 11, 12). Стенд позволяет проводить исследование в атмосфере различных газов (при давлении до 10^{-5} Торр), реализована возможность воздействия на пылевые образования электронным пучком (ускоряющее напряжение варьируется от 30 до 50 кВ, ток пучка — от 1 до 100 мА, минимальный диаметр — 0,8 мм), система диагностики позволяет контролировать параметры электронной пушки, ток электронного пучка в рабочей камере, спектральные характеристики и динамику пылевых частиц (методом визуализации).

В **Разделе 5.2** экспериментально изучается сверхвысокая зарядка пылевых частиц электронами. Опыты проводились на установке, описанной в разделе

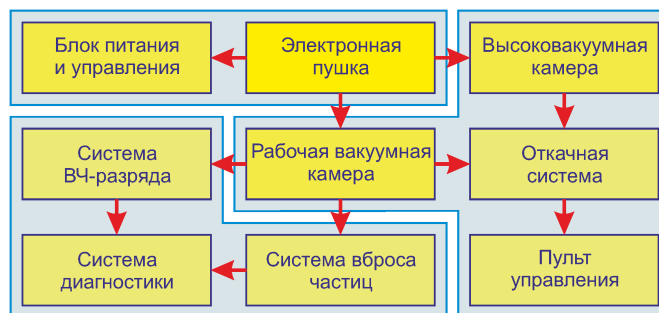
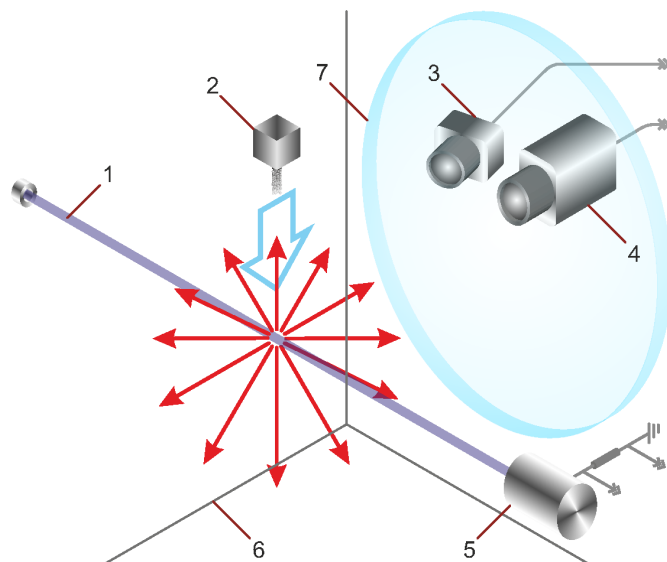


Рис. 12. Блок-схема систем экспериментального комплекса

ле 5.1. Схема эксперимента представлена на рис. 13. Эксперименты проводились в воздушной и гелиевой атмосферах при давлениях от 10^{-4} до ~ 10 Торр, ток пучка варьировался в пределах 1–50 мА, энергия электронов пучка — 31 кэВ, перечень использованных частиц представлен в таблице 2. Особенно подробно рассматриваются эксперименты с частицами оксида алюминия. На рис. 14 представлены параметры эксперимента и типичный вид макрочастиц, разлетающихся при воздействии электронного пучка. Спектр излучения пылевых частиц показал наличие люминесцентного пика в ближней ультрафиолетовой области спектра и коротковолновой области видимого спектра излучения, но не выявил излучения, связанного с заметным увеличением температуры пылевых частиц. Обработка полученных видеоизображений позволила получить диаграмму скоростей разлёта пылевых частиц (0,3–1,2 м/с на расстоянии 5 мм от оси электронного пучка). Были проанализированы различные факторы, которые могут вызывать такое движение пылевых частиц, принимались во внимание сила гравитации, термофоретическая сила, увлечение электронным пучком, электрическое расталкивание пылевых частиц и было показано, что наблюдаемый в эксперименте разлёт частиц вызван электрическим взаимодействием частиц друг с другом, что в свою очередь обусловлено зарядом, приобретаемым пылевыми макрочастицами за счёт поглощения электронов пучка. На основании видеоданных о количестве пылевых частиц вблизи электронного пучка (20–40) и уравнения движения отдельной макрочастицы был оценен её заряд: $Q \approx 1,6 \cdot 10^7 e$, где e — элементарный заряд. Также отмечается, что Q существенно меньше максимального заряда ($10^9 e$), получаемого в предположении, что макрочастица, заряжаясь, приобретает потенциал, соответствующий энергии электронов пучка. В качестве причин, которые приводят к такому отличию, были рассмотрены следующие: вторичная эмиссия электронов, термоэлектронная эмиссия,



1 — электронный пучок, 2 — система вброса частиц, 3 — фотокамера,
4 — видеокамера, 5 — цилиндр Фарадея, 6 — вакуумная камера,
7 — иллюминатор

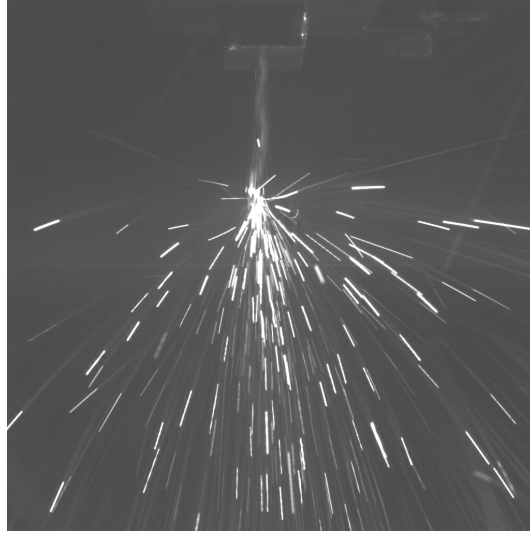
Рис. 13. Схема эксперимента

Вещество	Хим. формула	Диаметр, мкм	Плотность, г/см ³
Оксид алюминия	Al ₂ O ₃	~10–100	4,03
Медь	Cu	~ 30	8,96
Графит	C	~ 100	2,27
Гексаборид лантана	LaB ₆	~ 20	4,72
Оксид церия	CeO ₂	~ 10	7,65
Оксид магния	MgO	~ 10	3,58
Стеклянные микросферы		~ 60	

Таблица 2. Частицы, использованные в экспериментах

недостаточное для полной зарядки макрочастицы время взаимодействия с пучком электронов, экранировка пылевой частицы ионами, нарабатываемыми электронным пучком в буферном газе. Проведённый анализ показал, что ни один из этих факторов не является явно доминирующим, хотя эффект экранировки частиц косвенно проявил себя увеличением достигаемого заряда ($5 \cdot 10^7 e$) при уменьшении давления буферного газа до 10^{-4} Торр.

Раздел 5.3 посвящён рассмотрению нагрева пылевых частиц при взаимодействии с пучком электронов в условиях близких к рассмотренным в предыдущем разделе. Были выполнены серии экспериментов, в которых использовались частицы оксида алюминия крупной фракции (радиус 50 мкм), а также серии экспериментов с частицами того же вещества, но меньших размеров (радиусы частиц менее 10 мкм), осуществлялась фиксация спектра их излучения.



Частицы — Al_2O_3 100 мкм, давление — 10^{-3} Торр, ток пучка — 10 мА, энергия электронов пучка — 30,8 кэВ, экспозиция кадра — 1/200 с

Рис. 14. Кадр видеозаписи эксперимента

В диапазоне от 200 до 400 нм был зафиксирован ожидаемый люминесцентный пик [68]. Полученные данные не позволяют сделать однозначный вывод о тепловом характере спектра излучения в красной области, однако отмечается тот факт, что для более мелкой фракции частиц интенсивность в этой области спектра выше, чем для более крупной. Аппроксимация красной части непрерывного спектра при помощи формулы Планка (предполагая излучение серого тела), выполненная для мелкой фракции частиц, дала значение температуры порядка 2000 К. Близкое значение было получено, исходя из оценки нагрева макрочастицы в предположении, что все электроны, которые попадают на частицу, поглощаются ею и при этом являются единственным источником энергии поступающей на неё.

Раздел 5.4 содержит выводы к главе 5, в которых указывается, что была изучена динамика движения пылевых частиц, осуществлён анализ механизмов зарядки и продемонстрирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при прямом воздействии электронного пучка. Заряд, приобретаемый частицами, соответствует заряду $10^6 e$ для частицы микронных размеров. Такая величина заряда более чем на два порядка превышает типичные значения заряда для аналогичных пылевых частиц такого же размера, находящихся в плазме газовых разрядов низкого давления. Погрешность полученных результатов составила около 30 %. Нагрев пылевых частиц в области действия электронного пучка практически не влияет на величину приобретаемого ими заряда.

Глава 6 продолжает цикл исследований динамики пылевых частиц при воздействии лазерного излучения и посвящена рассмотрению отклика плазменно-пылевой системы на возмущение, создаваемое лазерным пучком, действующим на отдельную частицу в упорядоченной структуре.

Раздел 6.1 посвящён изучению незатухающих колебаний пылевых частиц, инициированных воздействием лазерного луча. Схема эксперимента подобна описанному выше и представлена на рис. 15. Монослойная плазменно-пылевая структура диаметром около 4 см была сформирована в приэлектродном слое ВЧ-разряда углеродными частицами (с характерным радиусом 28–30 мкм) в воздушной атмосфере при давлении 0,1 Торр. Воздействие на отдельную пылевую частицу осуществлялось лучом аргонового лазера (длина волны 514 нм) единичным импульсом длительностью около 1 с. Луч лазера был направлен перпендикулярно плоскости плазменно-пылевой структуры. В результате возникали незатухающие колебания отдельной макрочастицы в вертикальном направлении. Следует обратить внимание, что лазерное излучение вызывало только начальное отклонение, в дальнейшем же движение происходило свободно без какого-либо воздействия со стороны луча лазера. Диагностика осуществлялась методом визуализации (скорость съёмки — 50 кадров/с). Было установлено, что амплитуда вертикальных колебаний макрочастиц невозмущенной плазменно-пылевой структуры меньше 0,1 мм, в то время как амплитуда инициированных лазерным воздействием вертикальных колебаний отдельной макрочастицы около 0,8 мм (частота 25 Гц) и остаётся практически неизменной в течение длительного времени (более 20 с, рис. 16), а затем в некоторый момент времени начинает резко уменьшаться, причём характерное время затухания колебаний составляет около 0,5 с. В установившемся автоколебательном режиме компенсация диссипированной в процессе движения частицы энергии должна осуществляться за счёт поступления энергии из внешнего источника, при этом поле сил, действующее на макрочастицу, оказывается непотенциальным [69]. В литературе было отмечено, что причиной подобной непотенциальности может служить запаздывание реального заряда макрочастицы по отношению к равновесному заряду, то есть заряду, приобретаемому пылинкой при выравнивании потоков электронов и ионов на её поверхность при бесконечно медленном движении частицы [70]. Анализ гипотезы о возможности поддержания автоколебательного движения за счёт указанного канала подкачки энергии

был выполнен на основании полученных экспериментальных данных и модели, учитывающей линейную зависимость от координаты электрического поля, в котором движется макрочастица, и запаздывание заряда, пропорциональное скорости частицы и характерному времени запаздывания. В результате было показано, что движение макрочастицы в вертикальном направлении может быть описано уравнением колебаний

$$m\ddot{z} = -\beta\dot{z} - \left(Q_0 + \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot z - \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \dot{z}\tau \right) \cdot \left(E_0 + \left(\frac{dE}{dz} \right)_0 \cdot z \right) + mg,$$

$$\ddot{z} + 2\delta\dot{z} + \omega_0^2 z = 0,$$

где E_0 — напряжённость электрического поля в положении равновесия ($z = 0$), τ — среднее время запаздывания заряда на макрочастице за период колебания, $(dQ/dz)_0$ и $(dQ \cdot E/dz)_0$ — производная равновесного заряда по координате и производная произведения равновесного заряда на электрическое поле в точке $z = 0$, m — масса макрочастицы, а β — её коэффициент трения о буферный газ. Условие нарастания и поддержания амплитуды колебаний приводит к ограничению на время перезарядки $\tau \geq 2 \cdot 10^{-3}$ с. Однако в условиях эксперимента характерное время зарядки и, соответственно, перезарядки уединённой пылевой частицы составляет приблизительно 10^{-5} с [71]. Таким образом, возникновение автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, не может быть объяснено в рамках рассмотренной гипотезы. В качестве альтернативной гипотезы, объясняющих возникновение автоколебаний, может быть высказано предположение о существенной роли динамики ансамбля пылевых частиц при взаимодействии с колеблющейся частицей. В его пользу говорят результаты работы [72], показывающей важную роль обмена энергией между вертикальным и горизонтальным движением пылевых частиц, а также тот факт, что частота вертикальных автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, практически совпадает с характерным значением частоты колебаний пылевых частиц в слое $\nu_d \approx 19$ Гц, полученной методом резонанса в работе [73].

Раздел 6.2 посвящён экспериментам по созданию вакансии в плазменно-пылевой кристаллической структуре и изучению динамики пылевых частиц вблизи неё. Вакансия генерировалась при помощи воздействия лазерного пучка на отдельную частицу по схеме, аналогичной описанной в предыдущей части. Были использованы монодисперсные сферические частицы меламинформальде-

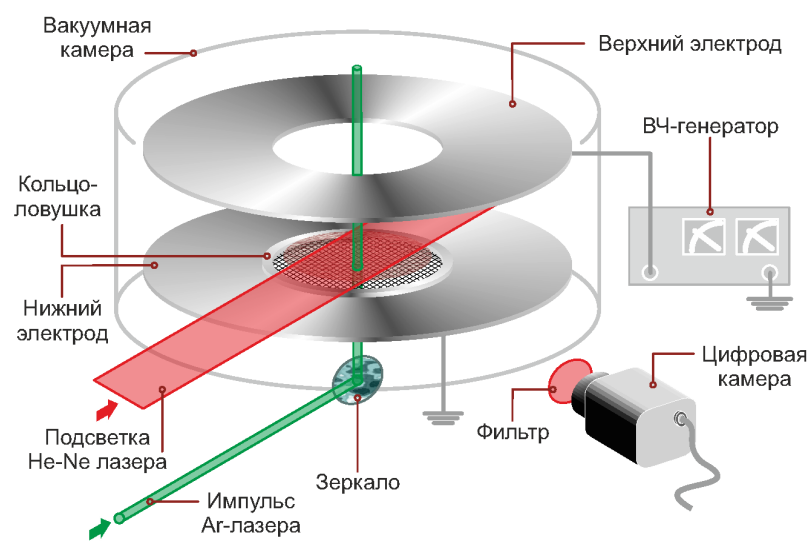
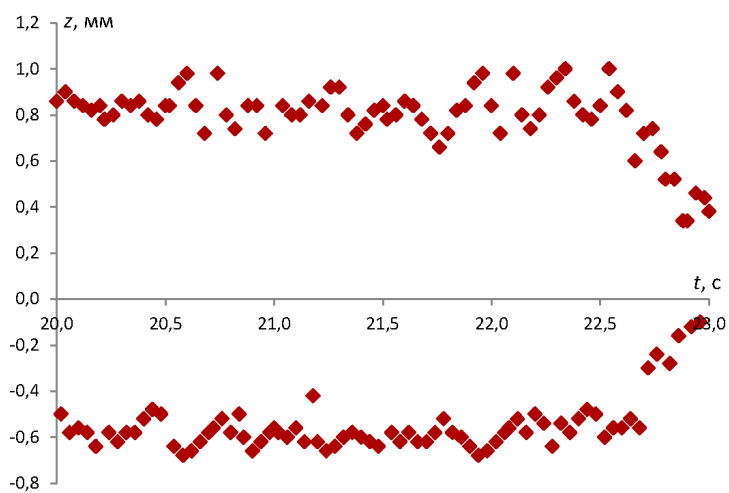


Рис. 15. Схема установки



$z = 0$ соответствует положению плазменно-пылевой структуры,
 время жизни колебания — 23 с

Рис. 16. Амплитуда колебаний в зависимости от времени

гида (диаметр 12,74 мкм). Опыты проводились в воздушной атмосфере (давление 9–13 Па). Анализ видеоизображений, полученных в эксперименте, показал, что после образования вакансии пылевые частицы, находящиеся на расстоянии 1–2 межчастичных расстояний начинали колебаться в направлении центра вакансии (частота 3–4 Гц, начальные амплитуды 0,1–0,35 мм, время затухания сравнимо с периодом колебаний). Пылевые частицы, находящиеся на больших расстояниях (три межчастичных и более), также реагировали на создание вакансии, но их смещения были малы и сравнимы с погрешностью определения координат макрочастиц. Исходя из восстановленных ускорений частиц, была оценена сила межчастичного взаимодействия, которая составила порядка 10^{-8} дин. После затухания колебаний в плазменно-пылевом кристалле происходило перераспределение макрочастиц структуры и вакансия распалась. На её месте возникала группа дисклинаций, которые через 2–3 с либо аннигилировали, либо мигрировали на границы пылевого образования и плазменно-пылевой кристалл возвращался к исходной гексагональной структуре. Следует отметить, что долгоживущей вакансии в условиях эксперимента не наблюдалось. Этот факт служит косвенным подтверждением точки зрения, что в плазменно-пылевых образованиях между частицами не возникает эффективного притяжения, а «потенциальная яма», необходимая для формирования кристаллической (или жидкостной) структуры, образована внешней ловушкой, удерживающей макрочастицы от разбегания.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе:

1. В широком диапазоне параметров неидеальности (20–110) получены данные экспериментальных исследований диффузии макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах и выполнена верификация метода диагностики структур, позволяющего восстанавливать параметр неидеальности по парным корреляционным функциям.
2. В широком диапазоне параметров неидеальности (1–100) получены данные экспериментальных исследований парных и тройных корреляций в плазменно-пылевых структурах. Установлено, что отличие суперпозиционного приближения от трёхчастичной корреляционной функции, полученной в эксперименте, составляет ≈ 30 –60 %.

3. Разработан метод, позволяющий диагностировать коэффициент вязкости плазменно-пылевых образований в широком диапазоне параметров неидеальности (1–110): от соответствующих слабокоррелированной жидкости до отвечающих кристаллическим структурам. Экспериментально получены характерные значения коэффициента сдвиговой вязкости ($(0,2-1,4) \cdot 10^{-9}$ Па·с для плазменно-пылевых жидкостей и $(1-4) \cdot 10^{-8}$ Па·с для плазменно-пылевых кристаллов).
4. Выполнены экспериментальные исследования процессов теплопереноса в плазменно-пылевой жидкости (характерное значение коэффициента теплопроводности $(1-4) \cdot 10^{-14}$ эрг/(с·см·К)), определены зависимости от температуры и параметра неидеальности коэффициентов теплопроводности и температуропроводности.
5. Получены данные экспериментального исследования фотоэмиссионной зарядки полидисперсных иттриевых частиц (работа выхода фотоэлектронов 3,3 эВ), показано, что происходит дипольная зарядка: около 90 % частиц приобретает положительный заряд (~ 8000 элементарных зарядов), около 10 % — отрицательный заряд (~ 1500 элементарных зарядов) для частиц радиусом 15 мкм.
6. Экспериментально показана и проанализирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при воздействии пучка электронов ($1,6 \cdot 10^7$ элементарных зарядов для частицы радиусом 50 мкм).
7. Предложен способ генерации вакансий в плазменно-пылевом кристалле с помощью лазерного воздействия. Выполнена оценка сил межчастичного взаимодействия по экспериментальным данным об ускорении частиц вблизи вакансии ($\sim 10^8$ дин для пластиковых частиц диаметром 12,74 мкм).
8. Экспериментально обнаружены незатухающие вертикальные осцилляции отдельной частицы в плазменно-пылевом монослое, возбуждаемые лазерным импульсом. Исследованы параметры этих осцилляций, изучены эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием ее заряда по отношению к равновесному.

Список публикаций

1. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Фортов В. Е., Чернышев А. В., Гавриков А. В., Шахова И. А., Семенов Ю. П. Экспериментальные исследования динамики макрочастиц в плазме газовых разрядов // *Физ. плазмы*. — 2003. — Т. 29, № 8. — С. 698–713.
2. Gavrikov A. V., Shakhova I. A., Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E. Study of diffusion coefficient and phase transitions in structures formed by dust particles in RF-discharge // *Phys. Scr.* — 2004. — Vol. 2004, no. T107. — P. 83.
3. Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E., Chernyshev A. V., Gavrikov A. V., Shakhova O. A. Three-particle correlations in nonideal dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 035004.
4. Gavrikov A., Shakhova I., Ivanov A., Petrov O., Vorona N., Fortov V. Experimental study of laminar flow in dusty plasma liquid // *Phys. Lett. A.* — 2005. — Vol. 336, no. 4–5. — P. 378–383.
5. Фортов В. Е., Ваулина О. С., Петров О. Ф., Шахова И. А., Гавриков А. В., Хрусталеv Ю. В. Экспериментальное исследование процессов теплопереноса для макрочастиц в пылевой плазме // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 82, № 8. — С. 549–555.
6. Petrov O. F., Fortov V. E., Vaulina O. S., Chernyshev A. V., Antipov S. N., Gavrikov A. V., Shakhova I. A. Experimental study of dusty plasma kinetics // *Phys. Scr.* — 2005. — Vol. 2005, no. T116. — P. 97.
7. Baimbetov F. B., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Kadyrsizov E. R., Petrov O. F., Gavrikov A. V. Modelling of dusty plasma properties by computer simulation methods // *J. Phys. A.* — 2006. — Vol. 39, no. 17. — P. 4521.
8. Фортов В. Е., Ваулина О. С., Петров О. Ф., Шахова И. А., Гавриков А. В., Хрусталеv Ю. В. Анализ процессов теплопереноса для пылевых структур в плазме ВЧ-разряда // *Физ. плазмы*. — 2006. — Т. 32, № 4. — С. 352–361.
9. Фортов В. Е., Петров О. Ф., Ваулина О. С., Усачев А. Д., Зобнин А. В., Гавриков А. В. Методы диагностики пылевой плазмы (Раздел III) / Под ред. В. Е. Фортова. — М: Янус-К, 2006. — Т. I-2: *Пылевая плазма* из Энциклопедии по физике низкотемпературной плазмы. Серия А. Прогресс в физике и технике низкотемпературной плазмы. — ISBN: 978-5-8037-0376-1

(5-8037-0376-1).

10. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Гавриков А. В., Фортвов В. Е. Определение парного потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме // [Физ. плазмы](#). — 2007. — Т. 33, № 4. — С. 311–322.
11. Fortov V. E., Vaulina O. S., Petrov O. F., Vasiliev M. N., Gavrikov A. V., Shakova I. A., Vorona N. A., Khrustalyov Y. V., Manohin A. A., Chernyshev A. V. Experimental study of the heat transport processes in dusty plasma fluid // [Phys. Rev. E](#). — 2007. — Vol. 75. — P. 026403.
12. Fortov V. E., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Shakhova I. A., Vorob'ev V. S. Investigation of the interaction potential and thermodynamic functions of dusty plasma by measured correlation functions // [Phys. Plasmas](#). — 2007. — Vol. 14, no. 4. — P. 040705.
13. Филиппов А. В., Васильев М. Н., Гавриков А. В., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Старостин А. Н., Фортвов В. Е. Сверхвысокая зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме // [Письма в ЖЭТФ](#). — 2007. — Т. 86, № 1. — С. 16–21.
14. Ворона Н. А., Гавриков А. В., Иванов А. С., Петров О. Ф., Фортвов В. Е., Шахова И. А. Вязкость плазменно-пылевой жидкости // [ЖЭТФ](#). — 2007. — Т. 132, № 4. — С. 941–948.
15. Vaulina O. S., Petrov O. F., Gavrikov A. V., Adamovich X. G., Fortov V. E. Experimental study of transport of macroparticles in plasma RF-discharge // [Phys. Lett. A](#). — 2008. — Vol. 372, no. 7. — P. 1096 – 1100.
16. Vaulina O. S., Lisin E. A., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Fortov V. E. Determination of pair interaction forces between particles in nonideal dissipative systems // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2009. — Vol. 103. — P. 035003.
17. Filippov A. V., Pal' A. F., Starostin A. N., Gavrikov A. V., Fortov V. E., Petrov O. F., Vasil'ev M. N. Charging dust particles in plasmas with two-temperature distributions of electrons and with cold ions // [Phys. Plasmas](#). — 2009. — Vol. 16, no. 9. — P. 093702.
18. Ваулина О. С., Лисин Е. А., Гавриков А. В., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. Анализ парного межчастичного взаимодействия в неидеальных диссипативных системах // [ЖЭТФ](#). — 2010. — Т. 132, № 4. — С. 941–948.
19. Gavrikov A. V., Goranskaya D. N., Ivanov A. S., Petrov O. F., Timirkhanov R. A., Vorona N. A., Fortov V. E. Investigation of non-newtonian behavior of dusty plasma liquid // [J. Plasma Phys.](#) — 2010. —

- Vol. 76, no. 3–4. — P. 579–592.
20. Vaulina O. S., Lisin E. A., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Fortov V. E. Analysis of the interaction between particles in non-ideal quasi-equilibrium extended systems // *J. Plasma Phys.* — 2010. — Vol. 76, no. 3-4. — P. 593–602.
 21. Васильев М. Н., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Петров О. Ф., Сидоров В. С., Фортов В. Е. Аномально высокая зарядка дисперсных частиц электронным пучком с энергией электронов 25 кэВ // *Письма в ЖТФ.* — 2010. — Т. 36, № 24. — С. 54–60.
 22. Гавриков А. В., Дорохов В. Г., Иванов А. С., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Рябинкин А. Н., Савченко В. И., Серов А. О., Скрылева Е. А. и др. Гидрирование тринитротолуола в присутствии дисперсного композиционного материала (Pd+Al)/SiO₂, полученного с использованием пылевой плазмы // *ДАН.* — 2010. — Т. 430, № 4. — С. 487–489.
 23. Филиппов А. В., Бабичев В. Н., Фортов В. Е., Гавриков А. В., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Старостин А. Н., Саркаров Н. Э. Двуполярная зарядка пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения // *ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 139, № 5. — С. 1009–1021.
 24. Fortov V. E., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Sidorov V. S., Vasiliev M. N., Vorona N. A. Superhigh dust charging by high-voltage electron beam // *EPL.* — 2011. — Vol. 94, no. 5. — P. 55001.
 25. Антонов Н. Н., Гавриков А. В., Иванов А. С., Петров О. Ф., Тимирханов Р. А., Фортов В. Е. Лазерное возбуждение долгоживущих колебательных состояний в плазменно-пылевой ловушке // *ЖЭТФ.* — 2012. — Т. 139, № 5. — С. 1009–1021.
 26. Стаценко К. Б., Гавриков А. В., Шахова И. А. Экспериментальное исследование распределения макрочастиц по скоростям в плазменно-пылевых структурах в приэлектродном слое ВЧ-разряда емкостного типа // Труды XLVII научной конференции МФТИ ГУ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук». Часть VIII. Проблемы современной физики. 26-27 ноября 2004 года, г. Долгопрудный. — М: МФТИ, 2004. — С. 95.

Цитированная литература

27. *Комплексная и пылевая плазма. Из лаборатории в космос* / Под ред.

- В. Е. Фортов, Г. Е. Морфилл, А. Г. Храпак. — пер. с англ. изд. — М: Физматлит, 2012.
28. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. Пылевая плазма // *УФН*. — 2004. — Т. 174, № 5. — С. 495–544.
29. Kornin S. I., Popel S. I. Dust acoustic mode manifestations in earth's dusty ionosphere // *AIP Conf. Proc.* — 2005. — Vol. 799, no. 1. — P. 161–164.
30. Goertz C. K. Dusty plasmas in the solar system // *Rev. Geophys.* — 1989. — Vol. 27, no. 2. — P. 271–292.
31. Robinson P. A. J., Coakley P. Spacecraft charging-progress in the study of dielectrics and plasmas // *IEEE Trans. Electr. Insul.* — 1992. — Vol. 27, no. 5. — P. 944–960.
32. Verheest F. Dusty plasmas in application to astrophysics // *Plasma Phys. Control. Fusion*. — 1999. — Vol. 41, no. 3A. — P. A445.
33. Winter J. Dust in fusion devices — experimental evidence, possible sources and consequences // *Plasma Phys. Control. Fusion*. — 1998. — Vol. 40, no. 6. — P. 1201.
34. Цытович В. Н., Винтер Д. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // *Усп. физ. наук*. — 1998. — Т. 168, № 8. — С. 899–907.
35. Ваулина О. С., Фортов В. Е., Петров О. Ф. и др. *Пылевая плазма: эксперимент и теория*. — М.: Физматлит, 2009. — С. 316. — ISBN: 9785-94052-179-2.
36. Kroesen G. M. W., Stoffels E., Stoffels W. W. et al. *Dusty Plasmas: Fundamental Aspects and Industrial Applications* // *Advanced Technologies Based on Wave and Beam Generated Plasmas* / Ed. by H. Schlüter, A. Shivarova. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1999. — P. 175–190. — ISBN: 978-94-017-0633-9.
37. Langmuir I., Fong C. G., Dittmer A. F. A new type of electric discharge: the streamer discharge // *Science*. — 1924. — Vol. 60, no. 1557. — P. 392–394.
38. Косс К. Г., Петров О. Ф., Мясников М. И. и др. Фазовые переходы и динамическая энтропия в малых двумерных системах: эксперимент и численное моделирование // *ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 150, № 1. — С. 111–121.
39. Антипов С. Н., Асиновский Э. И., Кириллин А. В. и др. Заряд и структуры пылевых частиц в газовом разряде при криогенных температурах // *ЖЭТФ*. — 2008. — Т. 133, № 4. — С. 948–956.
40. Болтнев Р. Е., Васильев М. М., Кононов Е. А., Петров О. Ф. Явления само-

- организации в криогенной газоразрядной плазме: формирование пылевого облака наночастиц и плазменно-пылевых волн // [ЖЭТФ](#). — 2018. — Т. 126, № 4. — С. 679–684.
41. Фортгов В. Е., Нефедов А. П., Ваулина О. С. и др. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир» // [ЖЭТФ](#). — 1998. — Т. 114, № 6. — С. 2004–2021.
 42. Fortov V., Morfill G., Petrov O. et al. The project ‘Plasmakristall-4’ (PK-4) — a new stage in investigations of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans // [Plasma Phys. Control. Fusion](#). — 2005. — Vol. 47, no. 12B. — P. B537.
 43. Petrov O. F., Myasnikov M. I., D’yachkov L. G. et al. Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions // [Phys. Rev. E](#). — 2012. — Vol. 86. — P. 036404.
 44. Usachev A. D., Zobnin A. V., Petrov O. F. et al. Formation of a boundary-free dust cluster in a low-pressure gas-discharge plasma // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2009. — Vol. 102. — P. 045001.
 45. Norman G. E., Timofeev A. V. Kinetic temperature of dust particle motion in gas-discharge plasma // [Phys. Rev. E](#). — 2011. — Nov. — Vol. 84. — P. 056401.
 46. Semyonov V., Timofeev A. Resonant energy transfer between degrees of freedom in a dusty plasma system // [IEEE Trans. Plasma Sci.](#) — 2018. — May. — Vol. 46, no. 5. — P. 1855–1858.
 47. Френкель Я. И. [Кинетическая теория жидкостей](#) / Под ред. Н. Н. Семенов. Классики науки. — Л.: Наука, Ленингр. отд., 1975. — С. 536.
 48. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. [Физическая кинетика](#). — 2-е, испр. изд. — М.: Физматлит, 2002. — Т. X из Теоретическая физика. — С. 536. — ISBN: [978-5-9221-0125-7](#).
 49. Балеску Р. [Равновесная и неравновесная статистическая механика](#) / Под ред. Д. Н. Зубарев, Ю. Л. Климонтович. — М.: Мир, 1978. — Т. 1. — С. 405. — ISBN: [978-0-8946-4524-2](#).
 50. Ailawadi N. K. Equilibrium theories of simple liquids // [Phys. Rep.](#) — 1980. — Vol. 57, no. 4. — P. 241–306.
 51. Скрышевский А. Ф. [Структурный анализ жидкостей и аморфных тел](#) / Под

- ред. Г. С. Жданов. — 2-е, перераб. и доп. изд. — М: Высшая школа, 1980. — С. 328.
52. Raveche H. J., Mountain R. D. Three atom correlations in liquid neon // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 57, no. 9. — P. 3987–3992.
53. Raveche H. J., Mountain R. D., Streett W. B. Three atom correlations in the lennard-jones fluid // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 57, no. 11. — P. 4999–5006.
54. shion Wang S., Krumhansl J. A. Superposition assumption. ii. high density fluid argon // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 56, no. 9. — P. 4287–4290.
55. *Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов* / Под ред. Пайк Э. Камминс Г. — М.: Мир, 1978. — С. 3987–3992.
56. Löwen H., Palberg T., Simon R. Dynamical criterion for freezing of colloidal liquids // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Vol. 70. — P. 1557–1560.
57. Ваулина О. С., Храпак С. А. Моделирование динамики сильновоздействующих макрочастиц в слабоионизованной плазме // *ЖЭТФ*. — 2001. — Т. 119, № 2. — С. 264–271.
58. Vaulina O., Khrapak S., Morfill G. Universal scaling in complex (dusty) plasmas // *Phys. Rev. E.* — 2002. — Vol. 66. — P. 016404.
59. Robbins M. O., Kremer K., Grest G. S. Phase diagram and dynamics of yukawa systems // *J. Chem. Phys.* — 1988. — Vol. 88, no. 5. — P. 3286–3312.
60. Ohta H., Hamaguchi S. Molecular dynamics evaluation of self-diffusion in yukawa systems // *Phys. Plasmas.* — 2000. — Vol. 7, no. 11. — P. 4506–4514.
61. Rosenberg R. O., Thirumalai D. Structure and dynamics of screened-coulomb colloidal liquids // *Phys. Rev. A.* — 1986. — Vol. 33. — P. 4473–4476.
62. Kremer K., Grest G. S., Robbins M. O. Dynamics of supercooled liquids interacting with a repulsive yukawa potential // *J. Phys. A: Math. Gen.* — 1987. — Vol. 20, no. 3. — P. L181.
63. Saigo T., Hamaguchi S. Shear viscosity of strongly coupled yukawa systems // *Phys. Plasmas.* — 2002. — Vol. 9, no. 4. — P. 1210–1216.
64. Colwell J. E., Batiste S., Horanyi M. et al. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // *Rev. Geophys.* — 2007. — Vol. 45, no. 2.
65. Stubbs T., S Halekas J., Farrell W., Vondrak R. Lunar surface charging: A global perspective using lunar prospector data. — 2005. — 08. — Vol. 1280.
66. Liu T. M., Musinski L. D., Patel P. R. et al. Nanoparticle electric propulsion

- for space exploration // *AIP Conf. Proc.* — 2007. — Vol. 880, no. 1. — P. 787–794.
67. Avinash K., Zank G. P. Micropropulsion in space via dust-plasma thruster // *Phys. Plasmas*. — 2007. — Vol. 14, no. 5. — P. 053507.
68. Акишев Ю. С., Каральник В. Б., Петряков А. В. и др. Малогабаритный источник нейтронов на основе сверхвысокой зарядки пылевых частиц пучково-плазменным методом // Атомтех 2014. Электрофизика. отраслевая научная конференция 26–28 ноября 2014 г. Тезисы докладов. — М: НИЯУ МИФИ, 2014. — С. 39.
69. Жаховский В. В., Молотков В. И., Нефедов А. П. и др. Аномальный нагрев системы пылевых частиц в газоразрядной плазме // *Письма в ЖЭТФ*. — 1997. — Т. 66, № 6. — С. 392–397.
70. Nunomura S., Misawa T., Ohno N., Takamura S. Instability of dust particles in a coulomb crystal due to delayed charging // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — P. 1970–1973.
71. Yaroshenko V. V., Antonova T., Thomas H. M., Morfill G. E. Parameters of a collisional radio-frequency sheath and dust characteristics resulting from the microparticle levitation // *Phys. Plasmas*. — 2009. — Vol. 16, no. 10. — P. 103505.
72. Норман Г. Э., Стегайлов В. В., Тимофеев А. В. Аномальная кинетическая энергия системы пылевых частиц в плазме газового разряда // *ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 139, № 5. — С. 1017–1032.
73. Homann A., Melzer A., Piel A. Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals // *Phys. Rev. E*. — 1999. — Vol. 59. — P. R3835–R3838.

Гавриков Андрей Владимирович

**Плазменно-пылевые структуры
при внешних воздействиях:
зарядка макрочастиц, их динамика и явления переноса**

Автореферат

Подписано к печати	31.01.2019	Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд. л. 2,08	Усл.-печ. л. 3,0
Тираж 100 экз.	Заказ № 53	Бесплатно

ОИВТ РАН, 125412, Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2