

На правах рукописи

**ЛИСИН Евгений Александрович**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ В  
СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ**

01.04.08 - физика плазмы

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Объединенный институт высоких температур РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Ваулина О.С.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Дьячков Л. Г.,  
доктор физико-математических наук  
Филиппов А.В.

Ведущая организация: Учреждение Российской Академии наук  
Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова РАН

Защита состоится «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 г. в \_\_\_ ч. \_\_\_ мин. на заседании диссертационного совета Д 002.110.02 Объединенного института высоких температур РАН по адресу: 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2, актовый зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИВТ РАН.

Отзывы на автореферат просьба присылать по адресу: 125412 Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, ОИВТ РАН

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.110.02

доктор физико-математических наук



А. Л. Хомкин

© Объединенный институт высоких температур РАН, 2010

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена численному и экспериментальному анализу взаимодействия между пылевыми частицами в слабоионизованной газоразрядной плазме.

**Актуальность работы.** Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы вещества микронных размеров (макрочастицы). Такая плазма широко распространена в природе (в космосе, в верхних слоях атмосферы) и образуется в ряде технологических процессов (в процессе сгорания топлив, при травлении и напылении, в производстве наночастиц и т.д.) [1].

Лабораторная пылевая плазма является хорошей экспериментальной моделью как для изучения свойств сильно неидеальной плазмы, так и с точки зрения проверки существующих моделей в теории жидкости. Благодаря своему размеру пылевые частицы в лабораторной плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение бесконтактных методов для их диагностики. В частности, возможно прямое определение функции распределения пылевых частиц по координатам и импульсам. Это позволяет детально исследовать различные транспортные процессы, формирование фазовых переходов, низкочастотные пылевые колебания и т.д., а также делает возможным реализацию принципиально новых методов диагностики параметров пылевых частиц и окружающей плазмы [1-5].

Большинство экспериментов по изучению пылевой плазмы проводится в слабоионизованной плазме газовых разрядов, где диссипация, обусловленная столкновениями заряженных пылевых частиц и частиц плазмы с атомами или молекулами газа, играет значительную роль. Неэмитирующие пылевые частицы в такой плазме могут приобретать значительный отрицательный заряд  $|eZ| \sim 10^2 - 10^5 e$  и формировать трехмерные или квазидвумерные структуры, подобные жидкости или твердому телу. Формирование пылевых структур, состоящих от 1 до  $\sim 10$  пылевых слоев, является типичным для экспериментов в плазме емкостного высокочастотного (вч-) разряда.

Задача об определении потенциала взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах представляет значительный интерес в различных областях науки и техники (физика плазмы, медицинская промышленность, физика и химия полимеров и т.д.) [4-8]. Информация о потенциале межчастичного взаимодействия необходима для анализа различных термодинамических и физических характеристик систем (таких как давление, внутренняя энергия, сжимаемость и т.д.), а также для вычисления различных кинетических коэффициентов (например, вязкости, теплопроводности, электропроводности и т.д.), используя известные формулы Грина-Кубо [7, 8].

Предположение экранированного потенциала (типа Юкавы) хорошо согласуется с результатами измерений радиальных сил взаимодействия между

двумя частицами в плазме [9] и с результатами расчетов структуры экранирующего облака для уединенной пылевой частицы [10] только на небольших расстояниях от частицы (не превышающих четырех радиусов Дебая плазмы. На настоящий момент окончательно не ясно, как влияют на форму потенциала межчастичного взаимодействия наличие других частиц в пылевом облаке, процессы ионизации газа, столкновения электронов (ионов) с нейтралами окружающего газа и множество других факторов [11, 12]. Добавим также, что вопрос о наличии сил притяжения в пылевых системах активно исследуется в ряде недавних работ [4, 5, 13]. Таким образом, задача о форме потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме на настоящий момент не имеет удовлетворительного решения.

Методам диагностики потенциала взаимодействия макрочастиц в неидеальных плазменно-пылевых системах уделяется значительное внимание в научной литературе. Ряд недавних работ (в статистической теории жидкостей) посвящен методам восстановления парного потенциала на основе приближенных интегральных уравнений для связи между парным потенциалом и парной корреляционной функцией [14, 15]. К сожалению, существующие интегральные уравнения включают в себя некоторые упрощенные предположения и не позволяют проводить корректное восстановление парного потенциала для сильно коррелированных жидкостных систем [14]. Дополнительное ограничение таких методов связано с узким пространственным диапазоном корректной идентификации функции потенциала [14]. Широкий круг методов определения потенциалов межчастичного взаимодействия и зарядов пылевых частиц опирается на измерения их динамического отклика на различные внешние возмущения (например, периодические) с последующим анализом данного отклика, используя уравнения движения отдельных пылевых частиц в поле известных внешних сил [4, 5, 16-17]. Недостатки этих методов диагностики связаны с необходимостью априорной информации об электрических полях и внешних силах, с возможностью определения силы взаимодействия только между двумя изолированными частицами и/или с наличием внешних возмущений исследуемой системы, которое может приводить к значительному изменению параметров окружающей плазмы и пылевых частиц.

**Цель диссертационной работы** – исследование взаимодействия между пылевыми частицами в слабоионизованной плазме. Для достижения поставленной цели выполнен подробный обзор основных теоретических моделей потенциалов, предлагаемых для описания взаимодействия пылевых частиц в плазме; проведен анализ существующих методик, применяемых для экспериментальных исследований взаимодействия между пылевыми частицами; выполнено численное моделирование динамики частиц, взаимодействующих с широким кругом парных потенциалов, для протяженных и ограниченных пылевых структур; исследованы границы корректного решения обратной задачи Ланжевена; предложен новый метод бесконтактной диагностики для определения сил межчастичного взаимодействия в неидеальных диссипативных системах с изотропными парными

потенциалами; проведена экспериментальная апробация предлагаемого метода для пылевых частиц в лабораторной газоразрядной плазме емкостного высокочастотного (вч-) разряда.

**Научная новизна** работы состоит в следующем:

1. Предложен новый метод для определения сил взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах с изотропными парными потенциалами. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет восстанавливать как потенциал парного взаимодействия между частицами системы, так и параметры внешнего удерживающего потенциала, не опираясь на априорную информацию о коэффициентах трения частиц
2. Впервые исследованы границы корректного численного решения обратной задачи Ланжевена, основные из которых связаны с наличием случайных сил и диссипации в анализируемой системе, а также с пространственной асимптотикой потенциала межчастичного взаимодействия.
3. Рассмотрены особенности применения заявленной методики для диагностики плазменно-пылевых систем в реальных лабораторных экспериментах, обусловленные техническими параметрами используемых систем видеонаблюдения, такими как визуализация части пылевого облака, временное и пространственное разрешение движения частиц, а также наличие дополнительной степени свободы при использовании двумерной диагностики. Получены эмпирические соотношения для определения условий работы метода.
4. Представлены результаты первой экспериментальной апробации предлагаемого метода для анализа взаимодействия пылевых частиц в лабораторной плазме вч- разряда. Эксперименты были выполнены как для протяженных, так и для кластерных систем пылевых частиц в широком диапазоне параметров неидеальности исследуемых систем.
5. В результате анализа экспериментальных данных для протяженных плазменно-пылевых систем впервые было получено, что взаимодействие между пылевыми частицами в плазме газового разряда может быть описано в приближении парного (потенциального) взаимодействия, а пространственная зависимость потенциалов взаимодействия между пылевыми частицами имеет степенную (кулоновскую) асимптотику.

**Практическая ценность работы.** Полученные результаты могут быть использованы широким кругом специалистов, занимающихся изучением физических свойств пылевой плазмы, а также разработкой методов бесконтактной диагностики дисперсных систем. Результаты данной работы могут способствовать развитию ряда приложений, связанных с удалением частиц при производстве микросхем, моделированием нанокристаллов,

контролируемым осаждением взвешенных частиц на подложку с целью получения материалов и покрытий с заданными свойствами и т.д. Предлагаемая методика бесконтактной диагностики сил межчастичного взаимодействия легко адаптируема для дисперсных систем различной природы, и может применяться в химии, медицине и биологии, например, при исследовании коллоидных растворов, систем живых клеток и белковых макромолекул (в растворах).

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

1. Новая методика бесконтактной диагностики плазменно-пылевой системы для одновременного определения сил взаимодействия между пылевыми частицами в плазме и параметров внешнего удерживающего потенциала.
2. Критерии корректного численного решения обратной задачи Ланжевена, основные из которых связаны с наличием случайных сил и диссипации в анализируемой системе, а также с пространственной асимптотикой потенциала межчастичного взаимодействия.
3. Полуэмпирические соотношения для определения условий корректного решения обратной задачи Ланжевена при диагностике плазменно-пылевых систем в реальных лабораторных экспериментах, включая необходимые требования к временному и пространственному разрешению используемых систем видеонаблюдения.
4. Новые данные о взаимодействии между пылевыми частицами в экспериментах с газоразрядной плазмой, включая данные о пространственной асимптотике и потенциальности сил межчастичного взаимодействия.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на следующих российских и международных конференциях: LI, LIИ, и LIИИ Научных конференциях Московского Физико-Технического института, 2008–2010; XXIV Международной конференции “Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество” (п. Эльбрус, Кабардино-Балкарская республика, Россия), 2009; XXV Международной конференции “Уравнения состояния вещества” (п. Эльбрус, Кабардино-Балкарская республика, Россия), 2010; Научно-координационных сессиях “Исследования неидеальной плазмы” (Москва, Россия), 2008–2009; 36<sup>th</sup> European Physical Society Conference on Plasma Physics (Sofia, Bulgaria), 2009; XXXVI и XXXVII Международных конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, Россия), 2009–2010; VI International Conference “Plasma Physics and Plasma Technology” (Minsk, Belarus), 2009; XIII International Conference on Physics of Non-ideal plasmas (Chernogolovka, Russia), 2009 и др.

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 14 печатных работ, включая 5 статей в рецензируемых журналах (список публикаций приведен в конце автореферата).

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 130 страниц машинописного текста, 55 рисунков, список литературы из 165 наименований.

**Благодарности.** Автор искренне признателен научному руководителю Ваулиной О.С. за внимательное и чуткое научное руководство, Гаврикову А.В., Тимирханову Р.А., Васильевой Е.В. и Хрусталеву Ю.В. за помощь при работе с экспериментальными данными, Петрову О.Ф. и Косс К.Г. за помощь и моральную поддержку.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность, научная новизна и практическая значимость задач, решаемых в работе. Сформулированы цели работы и основные положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** носит в основном обзорный характер. Приводятся необходимые для дальнейшего изложения понятия и выражения. Глава состоит из четырех частей, включая выводы.

В **п.1.1.** выполнен подробный обзор основных теоретических и численных моделей потенциалов, предлагаемых для описания взаимодействия пылевых частиц как в изотропной, так и в неізотропной плазме. Проанализировано влияние процессов поглощения и поверхностной рекомбинации электронов и ионов плазмы, а так же столкновений плазменной компоненты (в основном ионов) с нейтралами окружающего газа на форму потенциала межчастичного взаимодействия.

Выполнен численный анализ пространственного распределения парного потенциала в изотропной плазме для режима, представляющего наибольший интерес в экспериментах с пылевой плазмой газового разряда, а именно для случая слабо столкновительной плазмы, когда длина свободного пробега иона больше или сравнима с длиной экранирования в плазме. Согласно последним теоретическим исследованиям [19-21], пространственное распределение электростатического потенциала  $\varphi(l)$  вокруг уединенной пылевой частицы (с зарядом  $eZ$ ) в изотропной плазме с радиусом экранирования  $\lambda_D$  может быть записано в виде

$$\varphi(l) = eZ \exp(-l/\lambda_D)/l + \varphi_{ad}(l), \quad (1)$$

где поведение  $\varphi_{ad}(l)$  описывается некоторой функцией, зависящей от температуры  $T_i$ , массы  $m_i$ , длины свободного пробега  $l_i$  и потока  $J_i$  ионов плазмы, величины  $\lambda_D$  и радиуса  $a$  пылевой частицы.

В настоящей работе для оценки потока  $J_i$  положительных однозарядных ионов на поверхность пылевой частицы использовалась аппроксимация, предложенная в [22]:

$$J_i \approx C_n \pi 2\sqrt{2}a (\pi m_i T_i)^{-1/2} n_i e^2 |Z|, \quad (2)$$

где  $C_n = 1$  для OML-приближения,  $C_n \approx Kn_i = l_i/a$  для диффузионно-дрейфового режима и  $C_n = (1 - (1 - \exp(-Q_n))/Q_n) Kn_i$  для промежуточного случая (здесь  $Q_n = 2(1 + 4\pi\lambda_{Di}/l_i)/Kn_i$ , где  $\lambda_{Di}$  – длина экранирования для ионов). В результате

расчетов получено, что для условий большинства лабораторных экспериментов в пылевой плазме на расстояниях сравнимых со средним межчастичным расстоянием ( $l_p$ ) устанавливается кулоновская асимптотика потенциала ( $\varphi \propto l^{-1}$ ). На меньших расстояниях потенциал соответствует экранированному кулоновскому взаимодействию. Отметим, что ранее для расчета потока ионов на поверхность пылевой частицы использовалось бесстокновительное OML-приближение ( $\sim C_n=1$ ), которое прогнозировало менее интенсивное стремление потенциала к кулоновской асимптотике [19].

**В п.1.2.** обсуждаются механизмы, предлагаемые для описания взаимодействия между пылевыми частицами в газоразрядной плазме, такие как: электростатический (включая поляризационный); теневой (ионный и термофоретический); а также различные механизмы взаимодействия частиц в кильватерном следе. Проанализирована возможность притяжения и отталкивания пылевых частиц как в изотропной, так и в неізотропной плазме, рассмотрены различные коллективные эффекты.

**В п.1.3.** сделан подробный обзор существующих экспериментальных методов, предлагаемых для анализа взаимодействия пылевых частиц в плазме, включая методы, основанные на различных динамических воздействиях на исследуемые пылевые структуры [9, 23-25], и методы анализа межчастичного взаимодействия для невозмущенных плазменно-пылевых систем [14, 15, 26-32].

**П.1.4.** содержит заключение и выводы к Главе 1.

**Вторая глава** посвящена численному моделированию динамики взаимодействующих частиц методом броуновской динамики и решению обратной задачи путем обращения уравнений движения Ланжевена. Глава состоит из трех частей, включая выводы.

**В п.2.1.** рассмотрено применение метода молекулярной динамики для моделирования транспортных процессов в пылевой плазме, подробно изложены условия численного исследования физических характеристик взаимодействующих частиц, включая моделирование стохастических процессов.

**В п.2.1.1.** дано краткое сравнение методов, используемых для численного исследования физических свойств системы пылевых частиц, таких как метод Монте-Карло и метод молекулярной динамики (включая методы, основанные на интегрировании обратимых уравнений движения, и метод «броуновской» динамики, основанный на решении уравнений Ланжевена и учитывающий необратимость исследуемых процессов).

**П.2.1.2.** содержит описание метода броуновской динамики (динамики Ланжевена). Рассмотрены особенности интегрирования уравнений движения Ланжевена, времена установления динамического равновесия в системе взаимодействующих частиц и условия моделирования пространственно ограниченных и неограниченных пылевых систем. Уравнения движения,



описывающие динамику  $N_p$  – взаимодействующих частиц (и представляющие систему из  $N_p$  уравнений), можно записать в виде:

$$M \frac{d^2 \vec{l}_k}{dt^2} = \sum_j F_{\text{int}}(l_{kj}) \frac{\vec{l}_k - \vec{l}_j}{l_{kj}} + \vec{F}_{\text{ext}} - M \nu_{\text{fr}} \frac{d\vec{l}_k}{dt} + \vec{F}_{\text{ran}}. \quad (3)$$

Здесь  $F_{\text{int}}(l) = -\partial U / \partial l$ ,  $l_{kj} = |\vec{l}_k - \vec{l}_j|$  – межчастичное расстояние,  $U = eZ\phi(l)$  – потенциальная энергия парного взаимодействия,  $M$  – масса частицы,  $\nu_{\text{fr}}$  – коэффициент трения пылевых частиц за счет их столкновений с нейтралами окружающего газа,  $\vec{F}_{\text{ext}}$  – внешняя электрическая сила со стороны ловушки, удерживающей облако частиц в стационарном состоянии,  $\vec{F}_{\text{ran}}$  – сила Ланжевена, являющаяся источником стохастического («теплового») движения частиц с заданной кинетической температурой  $T$ .

Для корректного моделирования шаг интегрирования  $\Delta t$  уравнений (3) должен удовлетворять условию:  $\Delta t \ll 1/\max\{\nu_{\text{fr}}, \omega^*\}$ , где  $\omega^* = (U''/\{ \pi M \})^{1/2}$  – характерная частота колебаний заряженных частиц,  $U''$  – вторая производная  $U$  в точке среднего межчастичного расстояния  $l_p$ .

В п.2.1.3. рассмотрены условия и методы корректного моделирования стохастических процессов для пылевых частиц в плазме.

В п.2.1.4. приводятся безразмерные уравнения движения для частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Такие уравнения позволяют избежать повторных вычислений физических характеристик для систем с одинаковыми автомодельными свойствами, не меняющимися при пропорциональном изменении временных и пространственных масштабов задачи.

В п.2.2. представлены результаты численного моделирования динамики взаимодействующих частиц. Предложен новый метод для определения сил взаимодействия между частицами системы путем обращения уравнений Ланжевена. Приведены результаты решения обратной задачи для различных модельных систем.

В п.2.2.1. представлены условия и параметры численного решения прямой задачи Ланжевена.

Потенциалы межчастичного взаимодействия, используемые для расчетов, представляли собой различные комбинации степенных и экспоненциальных функций, которые легко адаптируются для описания взаимодействия между пылевыми частицами в изотропной плазме (см. п. 1.1).

Задача решалась как в двумерной постановке (для монослоя частиц), так и для квази-двумерного случая с учетом сил, действующих перпендикулярно пылевому слою (а именно гравитационной силы, сбалансированной силой электрического поля с градиентом  $\beta$ , удовлетворяющему критерию формирования монослоя [33]).

Для моделирования протяженных пылевых структур использовались периодические граничные условия, а ограниченные системы частиц (с  $N_p$  от 2 до 500) удерживались в поле электростатической ловушки с радиальной симметрией

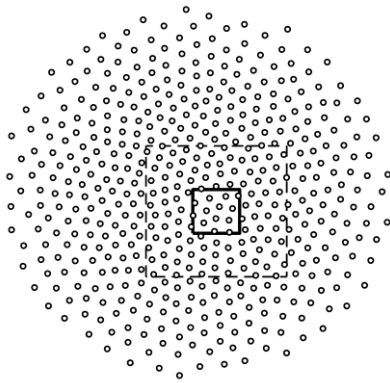
(см. Рис.1). При этом уравнения движения (3) для взаимодействующих частиц решались для разных эффективных параметров, введенных по аналогии с параметрами, найденными для протяженных квази-двумерных систем [27, 29, 34-36], а именно, для эффективного параметра неидеальности:

$$\Gamma^* = 1.5 l_p^2 U''(l_p)/(2T), \quad (4)$$

и параметра масштабирования

$$\xi = \omega^* / v_{fr}. \quad (5)$$

При этом параметр  $\xi$  варьировался от 0.2 до 5 в диапазоне, типичном для лабораторной пылевой плазмы газовых разрядов, а величина  $\Gamma^*$  изменялась от  $\sim 5$  до  $\sim 200$ .



**Рис. 1.** Структура из  $N_p=500$  частиц, взаимодействующих с потенциалом  $U=U_c \exp(-2l/l_p)$  при  $\xi=5$  и  $\Gamma^*=180$ .

Для иллюстрации процедуры анализа фрагмента пылевого облака (см. п.3.3.2) штриховыми линиями показан анализируемый фрагмент облака, сплошными – область центральной ячейки.

В п.2.2.2. подробно описан алгоритм нового метода, предлагаемого для определения сил взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена. При соблюдении определенных условий (подробно описанных в Главе 3) метод не требует никакой дополнительной информации, кроме информации о координатах и смещениях частиц, которая легко фиксируется как в численных, так и в реальных экспериментах.

Для решения обратной задачи скорость  $V_k$  и ускорение  $a_k$  отдельной ( $k$ -той) частицы в момент времени  $t_m$  определялись как

$$V_{km} = \frac{d\vec{l}_k}{dt} \cong \{\vec{l}_k(t_m) - \vec{l}_k(t_{m-c})\} / \Delta_c t; \quad a_{km} = \frac{d^2 \vec{l}_k}{dt^2} \cong \{\vec{V}_k(t_{m+c}) - \vec{V}_k(t_m)\} / \Delta_c t, \quad (6)$$

здесь для численного эксперимента  $\Delta_c t = (t_{m+c} - t_m) \equiv c \Delta t$ , где  $\Delta t = (t_{m+1} - t_m)$  – временной шаг решения прямой задачи, а  $c$  – натуральное число. (Отметим, что при анализе реальных лабораторных экспериментов величина  $\Delta_c t$  соответствует временному интервалу между анализируемыми видеоизображениями.) Для восстановления силы парного межчастичного взаимодействия  $F \equiv F_{int}$  использовались разложения в виде различных комбинаций степенных и экспоненциальных функций

$$F = \sum_{i=1}^{l_p} \{a_i l^{-(i+1)} + b_i l^{-i} \exp(\kappa l / l_p)\}. \quad (7)$$

Здесь  $a_i$ ,  $b_i$  и  $\kappa$  – неизвестные коэффициенты, а  $I_p$  – число членов в разложении. Таким образом, суммарная сила  $F_{pp}$ , действующая на  $k$ -тую пылевую частицу со стороны остальных частиц пылевого облака, имела вид:

$$\vec{F}_{pp}^k = \sum_{j=1, j \neq k}^{N_p-1} \sum_{i=1}^{I_p} \{a_i + b_i l_{kj} \exp(-\kappa l_{kj} / l_p)\} \frac{\vec{l}_k - \vec{l}_j}{l_{kj}^{i+2}}. \quad (8)$$

Дополнительно, силы парного межчастичного взаимодействия ( $F \equiv F_{int}$ ) также аппроксимировались сплайнами с условиями непрерывности и гладкости на концах отрезков разбиения.

В качестве аппроксимирующей функции для силы  $F_{pt}$ , действующей на  $k$ -тую частицу со стороны поля ловушки, использовались полиномы вида

$$\vec{F}_{pt}^k = \vec{r}_k \sum_{i=1}^{I_t} d_i r_k^{i-1}. \quad (9)$$

Здесь  $d_i$  – коэффициенты разложения,  $r_k$  – расстояние от  $k$ -той частицы до центра ловушки, а  $I_t$  – число членов в разложении.

Таким образом, обратная задача представляла собой поиск неизвестных коэффициентов  $\kappa$ ,  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $d_i$  и  $v_{fr}$  системы уравнений движения, записанных для каждой из анализируемых частиц для различных моментов  $t_m$  в течение полного времени численного эксперимента:

$$M\vec{a}_{km} = -v_{fr} M\vec{V}_{km} + \vec{F}_{pp}^{km} + \vec{F}_{pt}^{km}. \quad (10)$$

Поиск коэффициентов осуществлялся путем наилучшего согласования между экспериментальными данными о положениях частиц ( $\vec{V}_{km}$ ,  $\vec{a}_{km}$ ) и аппроксимирующими функциями ( $\vec{F}_{pp}^{km}$ ,  $\vec{F}_{pt}^{km}$ ), входящими в уравнения (10), используя стандартную процедуру минимизации среднеквадратичного отклонения  $S$ , так чтобы эта величина отвечала условию

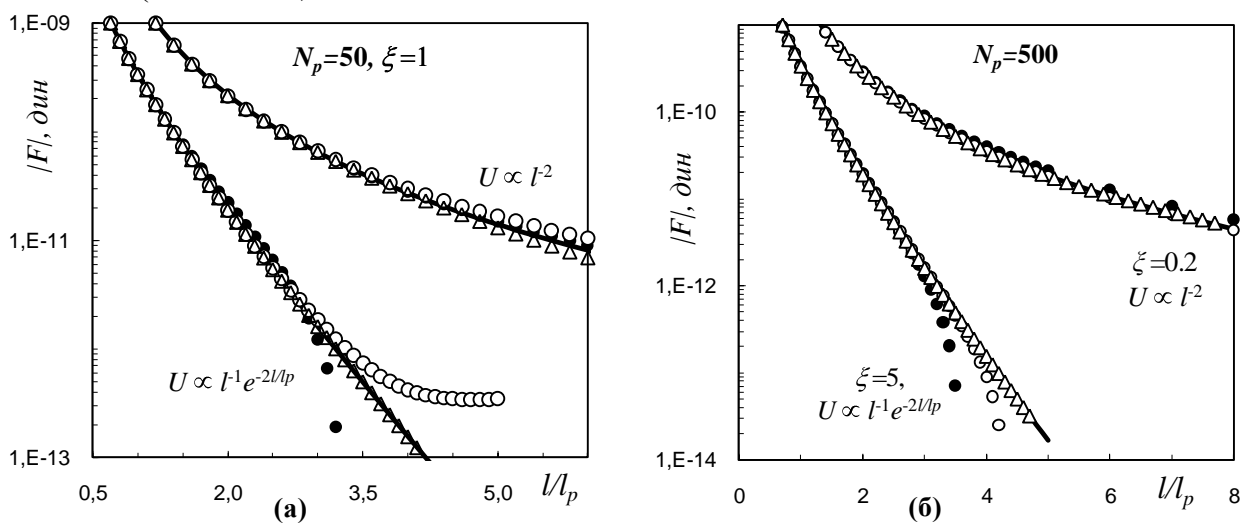
$$S \equiv \sum_{k=1}^{N_p} \sum_{c=1}^{N_c} (M\vec{a}_{km} + v_{fr} M\vec{V}_{km} - \vec{F}_{pp}^{km} - \vec{F}_{pt}^{km})^2 = \min. \quad (11)$$

Здесь  $N_c = t_{exp}/\Delta t$  – величина эквивалентная числу анализируемых кадров видеозаписи в реальных лабораторных экспериментах, а  $t_{exp}$  – полное время (продолжительность) численного (или лабораторного) эксперимента.

Таким образом, метод позволяет восстанавливать как потенциал парного взаимодействия между частицами системы, так и параметры внешнего удерживающего потенциала. В отличие от методов, разработанных ранее, предложенный метод не вносит возмущений в исследуемую систему частиц; не опирается на привлечение каких-либо дополнительных предположений о внешних силах или связях между пространственными корреляционными функциями и потенциалом парного взаимодействия.

В п.2.2.3. представлены результаты решения обратной задачи для различных систем пылевых частиц, взаимодействующих с разными модельными потенциалами, в частности: для двух частиц, для ограниченных систем, состоящих

из 50 и 500 частиц, и для протяженных пылевых структур (см. Рис.2). В процессе решения восстановлению подлежали силы парного взаимодействия, электростатическая сила ловушки, коэффициент трения частиц, а также координаты «центра» ловушки. При этом использовались различные аппроксимации для парных сил, включая сплайны и комбинации степенных и экспоненциальных функций (см., например, (7)), а смещения частиц, полученные путем прямого решения задачи (3), анализировались для всех моментов времени  $t_m$  на каждом шаге интегрирования ( $\Delta_c t \equiv \Delta t$ ). Во всех рассмотренных случаях ошибка в определении коэффициента трения частиц и параметров поля ловушки составляла менее 3-5%, а восстановленные значения парных сил соответствовали первоначально заданным функциям  $F(l)$  с ошибкой до  $\sim 3-5\%$  в пределах допустимого пространственного диапазона (см. п.3.1.1).



**Рис. 2.** Результаты восстановления функции  $|F(l/l_p)|$  для  $N_p = 50$  (а),  $N_p = 500$  (б), для  $\Gamma^* = 180$  и разных  $U, \xi$  при помощи различных аппроксимаций {см. формулу (7)}: (●)–  $I_p = 4, b_i = 0$ ; (○)–  $I_p = 4, a_i = 0$ ; (△)–  $I_p = 4, a_i \neq 0, b_i \neq 0$ . Линиями обозначены заданные парные силы.

Анализ результатов решения обратной задачи показал, что данный метод может применяться как для слабо коррелированных, так и для сильно неидеальных систем, которые состоят из двух или более взаимодействующих частиц.

### П.2.3. содержит заключение и выводы к Главе 2.

В **третьей главе** представлены критерии корректного решения обратной задачи Ланжевена для численных и реальных лабораторных экспериментов. Глава состоит из четырех частей, включая выводы.

**П.3.1.** содержит результаты исследования условий численного решения обратной задачи Ланжевена. Основные проблемы корректного решения такой задачи связаны с наличием случайных сил и диссипацией энергии в анализируемой системе. Дополнительные трудности связаны с асимптотикой потенциала межчастичного взаимодействия, накладывающей ограничение на величину пространственного диапазона решения обратной задачи.

В п.3.1.1. рассматривается пространственный диапазон ( $l_{\min} \leq l \leq l_{\max}$ ), в пределах которого возможно корректное восстановление пространственной зависимости парной силы  $F(l)$ . Данный диапазон прежде всего, ограничен расстоянием  $l = l_{\min}$ , которое определяется условием  $g(l) \neq 0$  (здесь  $g(l)$  – парная корреляционная функция). Верхнее предельное значение  $l_{\max}$  зависит от численных ошибок процедуры поиска минимума среднеквадратичного отклонения  $S$  (11) и ограничено условием:

$$F(l_p)/F(l_{\max}) \leq 200. \quad (12)$$

Отметим, что в случае удачного выбора аппроксимирующей функции (которая допускает хорошую экстраполяцию  $F(l)$ ) пространственный диапазон решения обратной задачи может быть существенно выше указанных ограничений  $l_{\min}$ ,  $l_{\max}$  (см. Рис.2).

В п.3.1.2. рассматривается длительность численного (или реального) эксперимента, необходимая для решения обратной задачи Ланжевена. Специфика данной задачи состоит в том, что уравнения Ланжевена являются «необратимыми» в том смысле, что включают в себя действие случайных сил. Поэтому, даже в том случае, когда потенциал межчастичного взаимодействия задан какой-либо параметрической функцией, для корректного восстановления неизвестных параметров обратной задачи требуется анализ динамики исследуемой системы частиц в течение определенного (достаточно длительного) интервала времени, позволяющего устранить случайные ошибки, связанные со стохастическим (тепловым) движением частиц.

В результате анализа численных данных было получено, что для корректного восстановления парных сил  $F(l)$  в определенном пространственном диапазоне  $l \leq l_{\max}$  необходимое количество обрабатываемых кадров записи эксперимента должно удовлетворять условию:

$$N_c \geq 10 N_{\text{un}} (l_{\max}/l_p)^2 / \min\{1; \xi\}, \quad (13)$$

где  $N_{\text{un}}$  – число неизвестных параметров задачи.

В п.3.1.3. рассматриваются условия решения обратной задачи Ланжевена, связанные с наличием диссипации кинетической энергии за счет сил трения и «столкновений» между заряженными частицами в анализируемой системе. Еще раз отметим (см. п.2.2), что в случае решения обратной задачи с шагом  $\Delta_c t$  равным шагу интегрирования уравнений движения  $\Delta t$  никаких проблем не возникает. Трудности появляются, когда шаг записи  $\Delta_c t$  численных (или экспериментальных) данных не достаточен для корректного определения скоростей и ускорений частиц по формулам (6).

Максимально допустимый шаг  $\Delta_c t^{\max}$ , соответствующий минимальному значению частоты кадров видеозаписи  $f_{\text{vr}}^{\min}$  для проведения корректных лабораторных измерений, был получен путем моделирования ситуации, когда движение пылевых частиц регистрируется с низким временным разрешением (в

формулах (6) параметр  $c > 1$ ). Таким образом, было найдено следующее ограничение на допустимую величину  $\Delta_{ct}$ :

$$(\Delta_{ct})^{-1} \geq (\Delta_{ct}^{\max})^{-1} \equiv f_{vr}^{\min} = \max\{3\nu_{fr}, 2\omega^*\}. \quad (14)$$

В п.3.2. обсуждаются условия диагностики пылевых систем в лабораторной плазме.

В п.3.2.1. рассматривается использование метода визуализации для диагностики пылевых частиц. Благодаря своему размеру пылевые частицы в лабораторной плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение бесконтактных методов для их диагностики.

В п.3.2.2. обсуждаются технические параметры используемых систем видеонаблюдения. Рассмотрены характерные времена наблюдения, на протяжении которых условия в анализируемой лабораторной плазме остаются неизменными (стабильными).

В п.3.3. рассматриваются особенности применения заявленной методики для диагностики плазменно-пылевых систем в реальных лабораторных экспериментах, обусловленные техническими возможностями используемых систем видеонаблюдения, такими как визуализация части пылевого облака, временное и пространственное разрешение движения частиц, а также наличие дополнительной степени свободы при использовании двумерной диагностики. Получены эмпирические соотношения для определения условий работы метода.

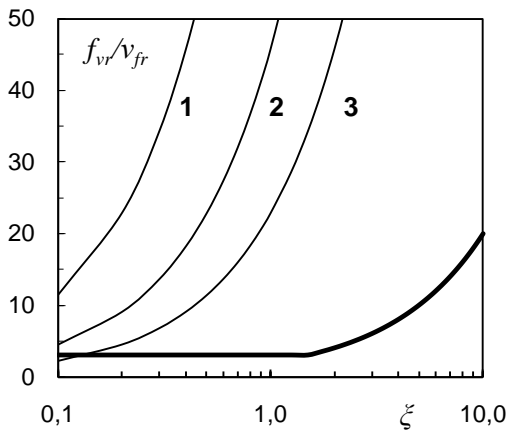
В п.3.3.1. проведено аналитическое и численное исследование влияния временного и пространственного разрешения на результаты измерений сил межчастичного взаимодействия в лабораторной пылевой плазме. Временное разрешение (выбор частоты кадров видеозаписи) определяется соотношением (14). Основное влияние пространственного разрешения на результаты решения обратной задачи связано с неточным определением центра масс анализируемых частиц. При фиксированной величине пространственного разрешения  $\delta_l = \delta/l_p$  максимальное значение частоты кадров для корректной работы метода можно оценить как:

$$f_{vr}^{\max} = \omega^* \delta_l^{-1} (3\pi/\{4\Gamma^*\})^{1/2}. \quad (15)$$

В том случае если частота кадров видеозаписи  $f_{vr} > f_{vr}^{\max}$ , вычисление скоростей и ускорений (6) необходимо проводить, ограничиваясь кадрами следующими через временной интервал  $\Delta_{ct} > 1/f_{vr}^{\max}$ , но очевидно меньший, чем  $1/f_{vr}^{\min}$ . Анализ результатов численного моделирования задачи показал, что при соблюдении данных условий восстановленные парные силы соответствуют первоначально заданным функциям с ошибкой  $\sim 5\%$  в пределах пространственного диапазона метода. Граничные значения частот ( $f_{vr}^{\min}$ ;  $f_{vr}^{\max}$ ) для различных параметров системы показаны на Рис. 3.

Для определения оптимальных параметров настройки системы видеонаблюдения можно использовать различные способы предварительной

оценки характерных частот пылевой подсистемы ( $\nu_{fr}, \omega^*$ ), например, теоретические оценки, или независимые методы экспериментальной диагностики.



**Рис.3.** Зависимость относительной частоты кадров видеозаписи  $f_{vr}/\nu_{fr}$  от параметра  $\xi = \omega^*/\nu_{fr}$ . Тонкие линии – величина  $f_{vr}^{max}$  для: **1** –  $\Gamma^* \approx 180$ ,  $\delta_l = 0.001$ ; **2** –  $\Gamma^* \approx 45$ ,  $\delta_l = 0.005$ ; **3** –  $\Gamma^* \approx 180$ ,  $\delta_l = 0.005$ . Толстая линия –  $f_{vr}^{min}$ . Здесь  $\delta_l = \delta l/l_p$  – относительная величина пространственного разрешения.

В п.3.3.2. рассмотрена возможность применения методики в ситуации, когда в область поля зрения видеокамеры попадает только часть пылевого облака (см. Рис.1). Для минимизации ошибок, вызванных взаимодействием с частицами вне анализируемого фрагмента (не попадающих в поле зрения видеокамеры), уравнения движения (10) составлялись только для частиц, находящихся в центральной части анализируемого фрагмента (в ячейке, ограниченной жирными линиями на Рис.1). С уменьшением размера центральной ячейки влияние «невидимой» части пылевого облака на результаты восстановления парного потенциала нивелируется, однако при этом уменьшается и пространственный диапазон корректного решения обратной задачи. Отметим, что для большинства фрагментов пылевых структур, анализируемых в данной работе, центральная ячейка составляла 1/9 часть площади данных фрагментов.

В п.3.3.3. исследовано влияние (на результаты решения обратной задачи) дополнительной степени свободы пылевых частиц (их смещений в направлении перпендикулярном слою) при двумерной диагностике системы частиц. Если анализ движения частиц выполняется только в плоскости пылевого слоя, ошибку  $\delta_z = \delta l/l_p$  в определении межчастичных расстояний, связанную с вертикальными смещениями  $\delta z$ , можно оценить как  $\delta_z \sim (4\pi\Gamma^*)^{-1} < 0.01$  для  $\Gamma^* > 8$ .

В п.3.3.4. описаны способы проверки корректности определения парных сил в условиях реальных экспериментов. Проверкой корректности определения парных сил может служить хорошее совпадение результатов восстановления функции  $F(l)$ , выполненных при помощи различных аппроксимаций. Такая проверка также может опираться на измерения независимыми методами диагностики или на сравнение найденных характеристик исследуемых пылевых систем с существующими теоретическими моделями. Для проверки справедливости предположения парного (потенциального) взаимодействия между пылевыми частицами в условиях анализируемых экспериментов обратная задача может быть решена для различных выборок (числа) частиц, см. п. 3.3.2.

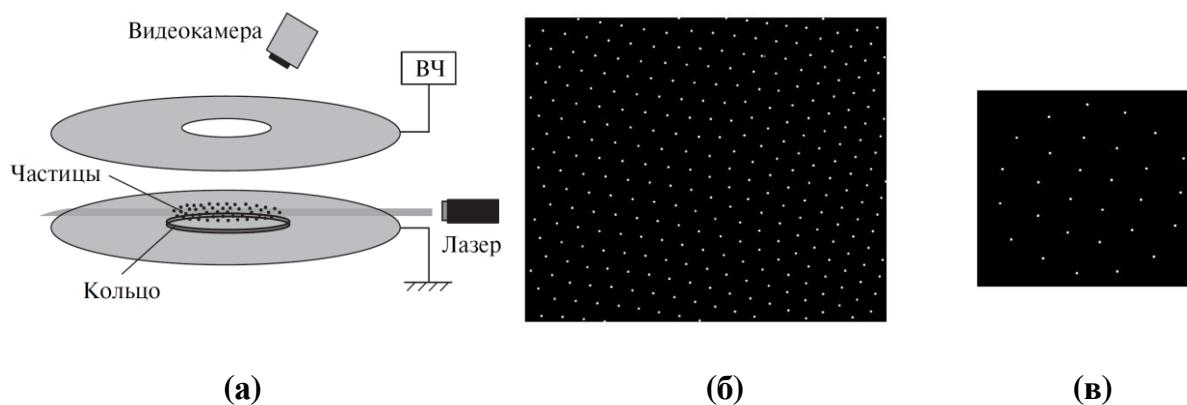
**П.3.4.** содержит заключение и выводы к Главе 3.

В четвертой главе представлены результаты анализа межчастичных взаимодействий в экспериментах с квази-двумерными пылевыми структурами, формирующимися в лабораторной пылевой плазме приэлектродного слоя вч-разряда. Анализ проводился как представленным в главах 2 и 3 методом, так и независимыми методами диагностики. Глава состоит из пяти частей, включая выводы.

В п.4.1. рассмотрены условия проведенных экспериментов в лабораторной пылевой плазме.

Описана экспериментальная установка для наблюдения пылевых структур (см. Рис. 4а). Эксперименты проводились в аргоне с давлением  $P = 0.01-0.28$  Тор при мощности разряда  $W \approx 2-20$  Вт. В качестве пылевой компоненты использовались моодисперсные пластиковые сферы плотностью  $\rho_p \approx 1.5$  г см<sup>-3</sup> и радиусами  $a \approx 2.755$  мкм и  $a \approx 6.37$  мкм. Наблюдаемые структуры (см. Рис. 4б,в) представляли собой как малоразмерные кластеры, состоящие из 6–29 частиц, так и протяженные пылевые облака из ~2000 частиц (при этом камерой регистрировалась только часть облака, ~500 частиц) со средним межчастичным расстоянием  $l_p$  от ~450 до ~1200 мкм. Большинство экспериментов было выполнено для монослойных (двумерных) систем.

Для визуализации пылевое облако подсвечивалось плоским лучом гелий-неонового лазера. Регистрация положения пылевых частиц осуществлялась высокоскоростной CMOS видеокамерой (частота кадров  $f_{vc} = 200-500$  с<sup>-1</sup>). Видеозапись обрабатывалась при помощи специальной программы, которая позволяла идентифицировать положения отдельных пылевых частиц в поле зрения видеосистемы.

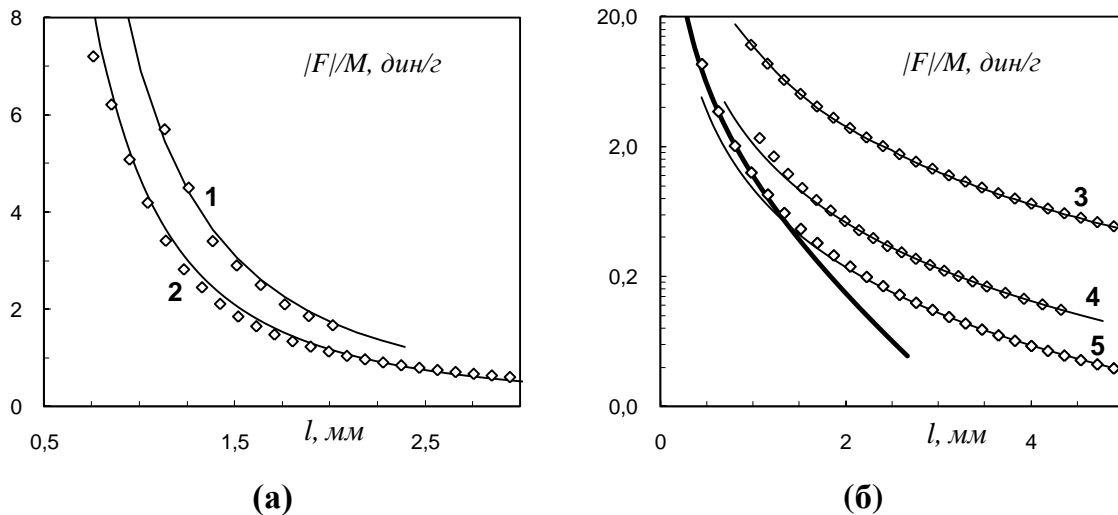


**Рис. 4.** Упрощенная схема установки (а) для экспериментов в емкостном вч- разряде, а также видеоизображения горизонтального сечения фрагмента наблюдаемой протяженной пылевой структуры (б) и кластера (в).

В п.4.2. представлены результаты первой экспериментальной апробации нового метода, основанного на решении обратной задачи Ланжевена. В результате анализа экспериментальных данных с помощью новой методики были найдены:



пространственное распределение силы взаимодействия между пылевыми частицами (см. Рис.5), параметры внешнего удерживающего потенциала и коэффициенты трения. Критерием корректности процедуры восстановления служило совпадение функций  $F(l)$ , полученных при использовании различных аппроксимаций, в пределах анализируемого пространственного диапазона.



**Рис.5.** Результаты восстановления  $|F|/M$  ( $\diamond$ ) для кластеров **(а)** и протяженных монослоев **(б)**: **1** –  $N_p = 11$ ,  $P = 0.03T_{op}$ ,  $a = 6.37\mu\text{км}$ ; **2** –  $N_p = 29$ ,  $P = 0.065T_{op}$ ,  $a = 6.37\mu\text{км}$ ; **3** –  $a = 6.37\mu\text{км}$ ,  $P = 0.22T_{op}$ ; **4** –  $a = 2.75\mu\text{км}$ ,  $P = 0.05T_{op}$ ; **5** –  $a = 2.75\mu\text{км}$ ,  $P = 0.05T_{op}$ . Тонкие линии – аппроксимация полученных экспериментальных данных кривыми  $f \propto l^2$ , жирная линия –  $f \propto \exp(-l/l_p)(1 + l/l_p)l^2$ .

Для проверки справедливости предположения парного взаимодействия между пылевыми частицами в условиях анализируемых экспериментов (т.е. потенциальности сил  $F(l)$ ) обратная задача была решена для различного размера центральной ячейки анализируемого кадра видеозаписи, число частиц  $N_p^*$  в которой изменялось от  $\sim 10$  до  $\sim 50$  (см. п.3.3.4). Во всех случаях разница в восстановленных функциях  $F(l)$  составляла менее 5-7%.

**П.4.3.** содержит результаты измерения физических характеристик пылевых систем независимыми методами диагностики.

В **п.4.3.1.** представлены результаты измерений распределения скоростей  $\phi(V_x)$ ,  $\phi(V_y)$  частиц, парных корреляционных функций  $g(l/l_p)$ , автокорреляционных функций скоростей  $\langle V(0)V(t) \rangle$  и функций эволюции массопереноса  $D_{msd}(t) = \langle \Delta l^2 \rangle / (4t)$  (где  $\langle \Delta l^2 \rangle$  – среднеквадратичное смещение пылевых частиц). Определены концентрации, температуры  $T$  и коэффициенты диффузии  $D$  для пылевой компоненты в плазме.

В **п.4.3.2.** параметры макрочастиц, такие как среднеквадратичная скорость  $V_T^2 = T/M$  их стохастического «теплового» движения, характерная частота  $\omega_I^* = [ |U^2(l_p)| / (\pi M) ]^{1/2}$  и коэффициенты трения  $\nu_{fr}$ , были определены методом, основанным на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюдения [27, 28]. Полученные результаты ( $\omega_I^*$ ,  $V_T^2$ ,  $l_p$ ) позволили оценить величину эффективного параметра  $\Gamma^*$  из уравнений (4),(5).

В п.4.3.3. представлены результаты восстановления пространственного распределения потенциала взаимодействия путем решения гиперцепного интегрального уравнения. Данный метод применим лишь для слабо коррелированных жидкостных систем с  $\Gamma^* < 15$ . Поэтому сила взаимодействия была определена только для многослойной структуры с  $\Gamma^* \sim 5$  (в остальных экспериментах  $\Gamma^* > 45$ ).

В п.4.4. проведено обсуждение экспериментальных результатов.

В п.4.4.1. выполнено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами измерений независимыми методами диагностики и имеющимися численными данными.

Показано, что значение характерной частоты  $\omega_2^* = [F^2(l_p) / (\pi M)]^{1/2}$ , найденное из восстановленных функций  $F(l)$ , находится в согласии (в пределах экспериментальных ошибок  $\sim 10-15\%$ ) с величиной  $\omega_1^*$ , полученной путем анализа процессов массопереноса на малых временах наблюдения.

Результаты измерений коэффициентов диффузии частиц и парных корреляционных функций показали неплохое согласие с имеющимися численными данными. Результаты восстановления коэффициента трения  $\nu_{fr}$  хорошо согласуются с его теоретическими оценками в рамках свободномолекулярной модели.

В п.4.4.2. обсуждаются результаты восстановления сил межчастичного взаимодействия и параметров удерживающего потенциала (градиентов ловушки). Выполнено сравнение полученных экспериментальных результатов с имеющимися теоретическими и численными данными.

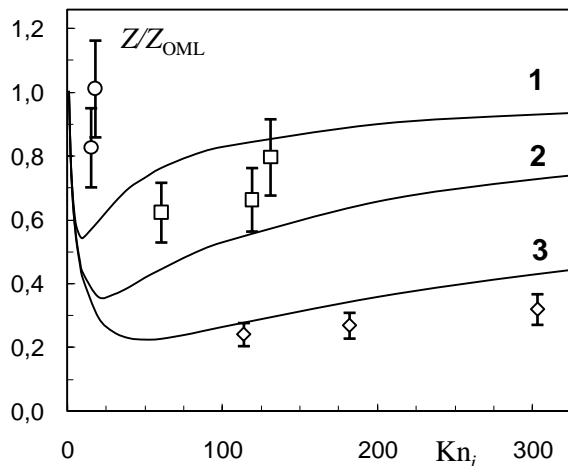
Установлено, что для малых кластерных систем частиц ( $a \approx 6.37$  мкм) восстановленные силы (см. Рис.5.) хорошо соответствует кулоновскому взаимодействию частиц ( $F(l) \propto l^{-2}$ ). Аналогичная дальнедействующая асимптотика была найдена и для протяженных пылевых структур с частицами радиусом  $a \approx 6.37$  мкм для всего рабочего диапазона анализируемых расстояний  $l$ , а также для протяженных структур с частицами радиусом  $a \approx 2.75$  мкм на расстояниях  $l > 2 l_p$ . При этом в последнем случае поведение восстановленной функции  $F(l)$  на расстояниях меньших или около среднего межчастичного ( $l < l_p$ ) хорошо описывалось функцией  $f \propto \exp(-l/l_p)(1+l/l_p)l^{-2}$ , что соответствовало экранированному кулоновскому потенциалу с параметром экранирования  $\kappa \equiv l_p/\lambda \cong 1$ .

Полученная степенная асимптотика ( $F(l) \propto l^{-2}$ ) сил межчастичного взаимодействия может объясняться как слабым экранированием в условиях анализируемых экспериментов, так и являться подтверждением выводов (см. п.1.1) о том, что для большинства лабораторных условий кулоновская асимптотика парного потенциала устанавливается на расстояниях близких к среднему межчастичному  $l_p$ . Можно также предположить, что условия описанных экспериментов были близки к условиям, описанным в теории ячеек (Wigner-Seitz-cell model), которая прогнозирует кулоновское взаимодействие между некоторыми «эффективными» рядами пылевых частиц в плазме на расстояниях  $l$  больших  $\sim l_p$

для неидеальных плазменно-пылевых систем, где величина  $\Gamma = (eZ)^2 / (l_p T) \gg 1$  [6, 37].

Выполненное сравнение полученных значений градиента внешнего поля  $d_1$  с величиной  $\alpha$ , определяющей соотношение между числом частиц в монослое, взаимодействующих с кулоновским потенциалом, и градиентом поля линейной ловушки ( $\alpha \approx 2\pi eZ / (N+1)l_p^3$ , [33]) показало их хорошее согласие (здесь  $N \cong R/l_p \approx (N_p/\pi)^{1/2}$  – число межчастичных расстояний в радиусе слоя  $R$ ). Данный факт позволяет предположить, что заметного экранирования поля пылевых частиц в экспериментах с кластерами не наблюдалось.

Проведено сравнение зарядов частиц, рассчитанных по найденным значениям характерных частот ( $\omega_1^*$  и  $\omega_2^*$ ), с результатами расчетов заряда методом молекулярной динамики для случая изотропной плазмы с температурой электронов  $T_e = 2.5$  эВ [22]. Результаты такого сравнения приведены на Рис. 6, где величина  $e^2 Z_{\text{OML}} / (a T_e) \approx 2.4$ . При этом отметим, что при наличии экранирования на расстояниях  $l < l_p$ , полученные в экспериментах значения зарядов частиц  $Z$  являются их минимальной оценкой  $Z = Z_{\text{min}}$  (оценкой снизу).



**Рис. 5.** Зависимость  $Z/Z_{\text{OML}}$  от параметра  $\text{Kn}_i = l_i/a$  для аргона ( $T_e = 2.5$  эВ;  $e^2 Z_{\text{OML}} / (a_p T_e) \approx 2.4$ ). Сплошные линии – аппроксимация численных расчетов при разных  $a/\lambda$ : **1** – 0.15; **2** – 0.025; **3** – 0.005. Символы – экспериментальная оценка  $Z_{\text{min}}/Z_{\text{OML}}$  для частиц различных размеров  $a$ : (○; □) – 6.37 мкм (где ○ – пылевой монослой, □ – кластеры); (◇) – 2.75 мкм.

**П.4.5.** содержит заключение и выводы к Главе 4.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Выполнен анализ пространственного распределения потенциала вокруг уединенной пылевой частицы для случая слабостолкновительной плазмы, т.е. для случая, когда длина свободного пробега иона больше или сравнима с длиной экранирования в плазме. (Данный режим представляет наибольший интерес в экспериментах с пылевой плазмой газового разряда.) Получены новые численные данные о пространственном распределении потенциала, учитывающие зависимость потока ионов от их столкновений с нейтралами. Ранее для расчета потока ионов на поверхность пылевой частицы использовалось бесстолкновительное приближение, которое прогнозировало менее интенсивное стремление потенциала к Кулоновской асимптотике.

2. Предложен новый метод для определения сил взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет восстанавливать как потенциал парного взаимодействия между частицами системы, так и параметры внешнего удерживающего потенциала, не опираясь на априорную информацию о коэффициентах трения частиц. В отличие от методов, разработанных ранее, предлагаемый метод: не вносит возмущений в исследуемую систему частиц; не опирается на привлечение каких-либо дополнительных предположений о внешних силах или связях между пространственными корреляционными функциями и потенциалом парного взаимодействия; и может применяться как для слабо коррелированных, так и для сильно неидеальных систем, которые состоят из двух или более взаимодействующих частиц.
3. Впервые исследованы границы корректного численного решения обратной задачи Ланжевена, основные из которых связаны с наличием случайных сил и диссипации в анализируемой системе частиц, а также с пространственной асимптотикой потенциала межчастичного взаимодействия. Получены аналитические соотношения для определения границ корректного решения обратной задачи.
4. Рассмотрены особенности применения заявленной методики для диагностики плазменно-пылевых систем в реальных лабораторных экспериментах, обусловленные техническими параметрами используемых систем видеонаблюдения, такими как визуализация части пылевого облака, временное и пространственное разрешение движения частиц, а также наличие дополнительной степени свободы при использовании двумерной диагностики. Получены эмпирические соотношения для определения условий работы метода. При соблюдении полученных условий предлагаемый метод не требует никакой дополнительной информации, кроме информации о координатах и смещениях частиц, которая легко фиксируется как в численных, так и в реальных экспериментах.
5. Представлены результаты первой экспериментальной апробации метода для анализа взаимодействия пылевых частиц в лабораторной плазме емкостного высокочастотного (вч- ) разряда. Эксперименты были выполнены как для протяженных, так и для кластерных систем пылевых частиц в широком диапазоне параметров неидеальности исследуемых систем. Выполнено сравнение найденных характеристик исследуемых пылевых систем с существующими теоретическими моделями и с экспериментальными результатами, восстановленными при помощи независимых методов диагностики

6. В результате анализа экспериментальных данных для протяженных плазменно-пылевых систем впервые было получено, что взаимодействие между пылевыми частицами в плазме газового разряда может быть описано в приближении парного взаимодействия (соответственно, является потенциальным), а пространственная зависимость потенциалов взаимодействия между пылевыми частицами имеет степенную (кулоновскую) асимптотику.

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

1. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin* "Определение парного потенциала взаимодействия для частиц в неидеальных диссипативных системах" // Физика плазмы, том **35**, № 7, с. 636–646 (2009)
2. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov, V.E. Fortov* "Determination of Pair Interaction Forces between Particles in Nonideal Dissipative Systems" // Phys. Rev. Lett., **103**, 035003 (2009)
3. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin* "Technique for Analysis of Inter-particle Interaction in Non-ideal Dissipative Systems with Isotropic Pair Potentials" // Physics of plasmas, **16**, 113702 (2009)
4. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov and V.E. Fortov* "Analyses of the interaction between particles in non-ideal quasi-equilibrium extended systems" // Journal of Plasma Physics, **76**, parts 3&4, pp. 593–602. (2010)
5. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov, V.E. Fortov* "Анализ парного межчастичного взаимодействия в неидеальных диссипативных системах" // ЖЭТФ, том **137**, № 4, с.751-766 (2010)

**и других публикациях:**

6. *Vaulina O.S., Lisin E.A.* "Разработка метода определения парного потенциала взаимодействия в неидеальных диссипативных системах" // Тезисы докладов молодежной научной конференции "Физика и прогресс", Санкт-Петербург 2008, стр.147.
7. *Vaulina O.S., Lisin E.A.* "Разработка метода определения парного потенциала взаимодействия в неидеальных диссипативных системах" // Труды 51-й научной конференции МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук", Часть VIII, Проблемы современной физики, Москва-Долгопрудный 2008, стр. 259.
8. *Vaulina O.S., Lisin E.A.* "Новый метод восстановления парного потенциала взаимодействия частиц в плазменно-пылевых системах" // Тезисы XXXVI Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород 2009

9. *O.S.Vaulina, E.A.Lisin* "New technique for restoration the pair potential of interacting particles in non-ideal systems" // Compendium of the XXIV International Conference "Interaction of intense energy fluxes with matter, Elbrus 2009, p.215
10. *O.S.Vaulina, E.A.Lisin* "Determination of pair interaction potential for particles in non-ideal dissipative systems" // ECA "36th European Physical Society Conference on Plasma Physics" Vol.33E, O4.053., Sofia, Bulgaria, 2009.
11. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov, V.E. Fortov* "New technique for analysis of interparticle interaction in non-ideal dissipative systems" // Proceedings of XIII International Conference Physics of Non-ideal plasmas, Chernogolovka 2009, p.121.
12. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov, V.E. Fortov* "The determining of interparticle interaction in non-ideal dissipative systems with isotropic pair potentials" // Book of Proceedings of VI International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology", Minsk, Belarus, September 28 – October 2, 2009, pp.780-783.
13. *О.С. Ваулина, Е.А. Лисин, А.В. Гавриков, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов* "Анализ взаимодействия пылевых частиц в лабораторной плазме емкостного высокочастотного разряда" // Труды 52-й научной конференции МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук", Часть VIII, Проблемы современной физики, Москва-Долгопрудный 2009, стр. 147-150
14. *O.S. Vaulina, E.A. Lisin, A.V. Gavrikov, O.F. Petrov, V.E. Fortov*, "Long-range asymptotics of intergrain interaction potential in extended dusty plasma structures of rf- discharge" // Compendium of the XXV International Conference on Equations of State for Matter "Physics of Extreme States of Matter - 2010", Elbrus, Russia, 2010, P.162.

#### Цитируемая литература

1. *Thomas H. M. and Morfill G.E.* // Nature (London) **379**, 806, (1996).
2. *Фортов В.Е., Якубов И.Т.* // Неидеальная плазма. - М.: Энергоатомиздат (1994).
3. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ **127**, 1153-1165 (2005).
4. *V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak A, and G.E. Morfill* // Phys. Reports **412**, 1 (2005).
5. *S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, A. A. Samarian* // Physics and Applications of Complex Plasmas (Imperial College, London, 2005)
6. *Yakubov I.T., Khrapak A.G.* //Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys. **2**, 269 (1989)
7. *Н.П. Коваленко, И.З. Фишер* // УФН **102**, 209 (1972)
8. *N. H. March, M.P.Tosi.* Introduction to liquid state physics // World Scientific (1995).
9. *U. Konopka, L. Ratke, and H.M. Thomas* // Phys. Rev. Lett. **79**, 1269 (1997).

10. *J.E. Daugherty, R.K. Porteous, M.D. Kilgore, and D.B. Graves* // J. Appl. Phys. **72**, 3934 (1992).
11. *Г.Е. Морфилл, В.Н. Цытович, Х.Томас* // Физика плазмы **29**, 3-36 (2003).
12. *S.V. Vladimirov and M. Nambu* // Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).
13. *A. D. Usachev, A.V. Zobnin, O. F. Petrov et al.* // Phys. Rev. Lett. **102**, 045001 (2009)
14. *О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, А.В. Гавриков, В.Е. Форттов* // Физика плазмы **33**, 311 (2007).
15. *V.E. Fortov, O.F. Petrov, O.S. Vaulina* // Phys. Rev. Lett. **101**, 195003 (2008).
16. *V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Molotkov et al.* // Phys. Rev. Lett. **87**, 205002 (2001)
17. *V.E. Fortov, O.F. Petrov, A.D. Usachev, A.V. Zobnin* // Phys. Rev. E **70**, 0046415 (2004)
18. *J.B. Pieper, J. Goree* // Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996)
19. *S. A. Khrapak, B. A. Klumov, and G. E. Morfill* // Phys. Rev. Lett. **100**, 225003 (2008)
20. *А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. И. Момот* // Письма в ЖЭТФ, том 86, вып. 12, с. 873-878 (2007)
21. *S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. G. Khrapak and L. G. D'yachkov* // Phys. Plasmas **13**, 052114 (2006)
22. *О.С. Ваулина, А.Ю.Репин, О.Ф. Петров, К.Г.Адамович* // ЖЭТФ **129**, 1118-1131 (2006)
23. *Konopka U, Morfill G E, Ratke L* // Phys. Rev. Lett. **84**, 891 (2000)
24. *Takahashi K et al.* // Phys. Rev. E **58**. 7805 (1998)
25. *Melzer A, Schweigert V A, Piel A* // Phys. Rev. Lett. **83**, 3194 (1999)
26. *O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.E. Fortov, et al.* // Plasma Phys. Rep. **29**, 606 (2003).
27. *O. S. Vaulina et al.* // Physical Review E **77**, 066403 (2008).
28. *O. S. Vaulina et al.* // Physical Review E **77**, 066404 (2008).
29. *O.S. Vaulina, Yu. V. Khrustalyov, O. F. Petrov, V. E. Fortov* // EPL, **89** 35001(2010)
30. *Ikezi H.* Coulomb Solid of Small Particles in Plasmas // Phys. Fluids. **29**, 1764 (1986)
31. *N.K. Ailawadi* // Phys. Reports **57**, 241 (1980)
32. *Е. М. Анфельбаум, Б. А. Клумов, А. Г. Храпак, Г. Е. Морфилл* // Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 5, с. 374-378 (2009)
33. *O. S. Vaulina, X. G. Adamovich, and S. V. Vladimirov* // Physica Scripta **79**, 035501 (2009).
34. *O. S. Vaulina and S. V. Vladimirov* // Plasma Phys. **9**, 835 (2002).
35. *O. S. Vaulina, et al.* // Plasma Phys. **11**, 3234 (2004).
36. *O. S. Vaulina and I. E. Drangevski* // Physica Scripta **73**, 577 (2006).
37. *J.M Ziman, Models of Disorder* // (Cambridge Univ. Press, New York, 1979)

**ЛИСИН Евгений Александрович**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ В  
СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ**

Автореферат

---

Подписано в печать 24.11.10		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч. – изд.л. 1,45	Усл.-печ.л. 1,35
Тираж 100 экз.	Заказ №135	Бесплатно

---

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