

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР**

На правах рукописи

Йе Тун

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ
СТРУКТУРАХ**

01.04.08 – физика плазмы

диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Петров О.Ф.

Специальность: физика и химия плазмы

Москва – 2015

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Аналитический обзор литературы и основные подходы в исследованиях пылевой плазмы	13
1.1 Исследования пылевых структур в лабораторной плазме газовых разрядов	13
1.1.1 Характерные условия экспериментов по получению плазменно-пылевых структур.....	13
1.1.2. Исследования фазовых переходов в плазменно-пылевых структурах.....	16
1.2. Методы диагностики параметров плазмы и пылевой компоненты.....	20
1.2.1. Методы диагностики параметров плазмы.....	20
1.2.2. Методы диагностики пылевой компоненты.....	23
1.3. Численные исследования динамики частиц в неидеальных системах.....	28
1.4. Выводы по первой главе	35
Глава 2. Описание установки, экспериментов и методов обработки полученных данных	37
2.1. Экспериментальная установка.....	37
2.2. Описание эксперимента	45

2.3. Методы обработки экспериментальных данных	47
2.3.1 Восстановление координат, траекторий движения и скоростей пылевых частиц.....	47
2.3.2 Восстановление кинетической температуры пылевых частиц	50
2.3.3 Восстановление эффективного параметра неидеальности....	51
2.3.4 Восстановление пространственных корреляционных функций.....	53
2.3.5 Определение числа топологических дефектов в монослойной плазменно-пылевой структуре	56
2.3.6 Определение фазового состояния двумерной плазменно-пылевой системы с помощью нормированной ориентационной корреляционной функции.....	60
2.3.7 Восстановление парного потенциала межчастичного взаимодействия на основе решения обратной задачи Ланжевена	63
2.4 Выводы по второй главе.....	66
Глава 3. Результаты экспериментального изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе.....	67
3.1 Экспериментальное наблюдение плавления двумерной плазменно-пылевой системы	69

3.2	Экспериментальное обнаружение промежуточной (гексатической) фазы при фазовом переходе в двумерной плазменно-пылевой системе	76
3.3	Результаты восстановления потенциала взаимодействия при экспериментальном изучении фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе	87
3.4	Выводы по Главе 3	90
	Заключение.....	92
	Основные публикации по теме диссертации.	95
	Список цитируемых источников	97
	Список цитируемых источников к Введению:	97
	Список цитируемых источников к Главе 2:	111
	Список цитируемых источников к Главе 3:	112

Введение

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. Пылевые частицы, находящиеся в плазме, приобретают электрический заряд и представляют собой дополнительную заряженную компоненту плазмы [1]. Однако свойства пылевой плазмы значительно богаче свойств обычной многокомпонентной плазмы электронов и ионов различного сорта. Пылевые частицы являются центрами рекомбинации плазменных электронов и ионов, а иногда и источником электронов (термо-, фото- и вторичная электронная эмиссия). Тем самым пылевая компонента может существенно влиять на ионизационное равновесие. Заряд пылевых частиц не является фиксированной величиной, а определяется параметрами окружающей плазмы и может изменяться как во времени, так и в пространстве. Кроме того, заряд флуктуирует даже при постоянных параметрах окружающей плазмы, поскольку зарядка является стохастическим процессом.

Вследствие большого заряда пылевых частиц потенциальная энергия электростатического взаимодействия между ними, пропорциональная произведению зарядов взаимодействующих частиц, велика. Поэтому неидеальность подсистемы пылевых частиц реализуется значительно легче, чем неидеальность электрон - ионной подсистемы, хотя концентрация макрочастиц обычно значительно ниже концентраций электронов и ионов.

Тем самым, оказывается возможным появление ближнего порядка, и даже кристаллизация в системе пылевых частиц.

Впервые экспериментальная реализация упорядоченных квазикристаллических структур заряженных микрочастиц была осуществлена в 1959 году [2] с помощью модифицированной ловушки Пауля [3]. Возможность кристаллизации пылевой подсистемы в неравновесной газоразрядной плазме была рассмотрена Икези в 1986 году [4]. Упорядоченные системы пылевых частиц удалось наблюдать экспериментально только в середине 90-х годов сначала в плазме высокочастотного (ВЧ) разряда вблизи границы прикатодной области [5-9], где за счет большой величины электрического поля возможна компенсация силы тяжести и левитация частиц. Позднее упорядоченные структуры макрочастиц были обнаружены в термической плазме при атмосферном давлении [10-12], в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока, а также в ядерно-возбуждаемой пылевой плазме [13-18]. Кристаллизация пылевой компоненты и фазовые переходы в различных типах пылевой плазмы представляют на сегодняшний день обширную область исследований.

К свойствам, делающим пылевую плазму не только привлекательным для изучения объектом, но и эффективным инструментом для исследования свойств сильно неидеальной плазмы, а также фундаментальных свойств кристаллов, следует отнести относительную простоту получения,

наблюдения и управления параметрами, а также малые времена релаксации к равновесию и отклика на внешние возмущения. Пылевые частицы обычно могут наблюдаться невооруженным глазом или с помощью простейшей оптической техники. Это дает принципиальную возможность проводить измерения на кинетическом уровне с прямым определением функции распределения пылевых частиц по координатам и импульсам. Тем самым, возможно детально исследовать процессы фазовых переходов, процессы переноса пылевых частиц, низкочастотные колебания в пылевой плазме и т.д. на кинетическом уровне.

Несмотря на то, что в лабораторных условиях пылевая плазма была впервые обнаружена Лэнгмюром ещё в 1920-х годах [19], её активное исследование началось лишь в последние десятилетия в связи с рядом приложений, таких как электрофизика и электродинамика продуктов сгорания ракетных топлив, электрофизика рабочего тела магнетогидродинамических генераторов на твердом топливе, физика пылегазовых облаков в атмосфере [20-23]. В конце 80-х годов центр тяжести исследований сместился к изучению зарядки пыли, распространению электромагнитных волн, их затуханию и неустойчивости, в основном применительно к пылевой плазме в космосе [1, 24, 25]. Рост интереса к пылевой плазме в начале 90-х годов связан в первую очередь с широким использованием технологий плазменного напыления и травления в микроэлектронике, а также при производстве тонких пленок и наночастиц

[26-28]. Этот интерес связан с тем, что наличие частиц в технологической плазме не только приводит к загрязнению поверхности полупроводникового элемента и тем самым к увеличению выхода дефектных элементов, но и возмущает плазму, зачастую непредсказуемым образом. Уменьшение или предотвращение этих негативных эффектов невозможно без понимания процессов образования и роста конденсированных частиц в газоразрядной плазме, механизма их переноса и влияния на свойства разряда. Наконец, в середине 90-х годов удалось наблюдать формирование кристаллических структур в различных типах пылевой плазмы [5-8,10-17].

В настоящее время пылевая плазма представляет бурно развивающуюся область исследований, включающую в себя фундаментальные вопросы физики плазмы, гидродинамики, кинетики фазовых переходов, нелинейной физики, физики твердого тела, а также ряд прикладных проблем (нанотехнологии, плазменные технологии, новые материалы).

Актуальность работы. Плавление двумерных (2D) систем представляет собой интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения, в первую очередь из-за его качественного отличия от фазового перехода «твердое тело-жидкость» в трехмерных (3D) системах [29-31]. В настоящее время существуют две основные теоретические модели, используемые для описания плавления двумерных систем. Согласно одной из них, т.н. теории Березинского-Костерлица-Таулесса (в англоязычной

литературе Berezinskii-Kosterlitz-Thouless или Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young (КТННУ) теория), основанной на рассмотрении поведения топологических дефектов (дисклинаций и дислокаций), переход 2D - системы из кристаллического в жидкое состояние носит двухстадийный характер с образованием промежуточной, т.н. гексатической фазы [32–37]. В кристалле ориентационная и трансляционная симметрия имеют дальний порядок. При переходе в гексатическую фазу трансляционный дальний порядок нарушается, но при этом сохраняется ориентационная жесткость. В жидкостной фазе как трансляционный, так и ориентационный порядок носят короткодействующий характер.

Другая известная теория (Grain-Boundary-Induced melting (GBI) теория в англоязычной литературе) описывает плавление двумерных систем как фазовый переход от кристалла к жидкости без формирования какой-либо промежуточной фазы [38, 39].

Доказательства в пользу теории Березинского-Костерлица-Таулесса в системах с различными потенциалами межчастичного взаимодействия были представлены в серии экспериментальных и численных работ [40–46], в том числе для электронов на поверхности жидкого гелия [41], в коллоидных растворах с полимерными частицами [42,43], для магнитных пузырьков в тонких пленках [45-46]. Отдельные попытки обнаружить гексатическую фазу были также сделаны и в экспериментах с пылевой плазмой [47-52].

Пылевая плазма, представляющая собой систему нейтральных атомов, электронов, ионов и заряженных частиц микронных размеров, является удобным объектом для изучения фазовых переходов в неидеальных системах, так как, благодаря своим относительно большим размерам (1-10 мкм), пылевые частицы могут наблюдаться при помощи видеокамеры, что существенно упрощает использование прямых диагностических методов для анализа плазменно-пылевых структур [53-55]. Пылевая плазма повсеместно распространена в природе: в космосе, атмосфере планет, и т.д., также она часто возникает в ряде технологических процессов, например, при производстве полупроводников.

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное изучение трансляционного и ориентационного порядка и топологических дефектов, полученные при плавлении пылевого монослоя в слабоионизованной плазме вч разряда низкого давления

Для достижения поставленной цели были выполнены экспериментальные наблюдения плавления плазменно-пылевого монослоя (двумерный фазовый переход) в газовом разряде низкого давления. Проведены измерения и выполнен анализ парных и ориентационных корреляционных функций, а также числа топологических дефектов в монослое. Характер изменения ориентационных корреляционных функций подтверждает существование фазового перехода твердое тело - гексатическая

фаза - жидкость, что полностью согласуется с теорией Березинского-Костерлица-Таулесса.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Создан экспериментальный стенд для изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе.

2. Получены новые результаты экспериментального изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе, включая трансляционный и ориентационный порядок и топологические дефекты.

3. Впервые экспериментально обнаружена промежуточная (гексатическая) фаза при фазовом переходе в двумерной плазменно-пылевой системе.

4. Получены новые результаты восстановления потенциала взаимодействия при экспериментальном изучении фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе.

Практическая ценность работы. Результаты экспериментальных исследований, представленных в диссертации, могут быть полезны широкому кругу специалистов, занимающихся изучением физических свойств физических свойств сильнонеидеальных кулоновских систем, в том числе сильнонеидеальной пылевой плазмы, и разработкой их приложений. В частности, плавление двумерных (2D) систем представляет собой интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения, в первую очередь из-за его качественного отличия от фазового перехода «твердое тело-жидкость» в

трехмерных (3D) системах. Результаты исследований могут быть полезны для создания материалов из тонких пленок с заданными свойствами.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Экспериментальный стенд для изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе.

2. Результаты экспериментального изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе, включая трансляционный и ориентационный порядок и топологические дефекты.

3. Экспериментальное обнаружение промежуточной (гексатической) фазы при фазовом переходе в двумерной плазменно-пылевой системе.

4. Результаты восстановления потенциала взаимодействия при экспериментальном изучении фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе.

Апробация работы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях: LVI, LVII Научных конференциях МФТИ “Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук” 2013-2014гг.; XXIX Международной конференции “Уравнения состояния вещества”, 2014г.; 41th European Physical Society Conference on Plasma Physics 2014; International congress on plasma physics ICPP 2014, International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems

SCCS 2014, 12th Workshop Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation 2014 и др.

Глава 1. Аналитический обзор литературы и основные подходы в исследованиях пылевой плазмы

Первая глава посвящена обзору основных экспериментальных и численных методов и подходов в изучении свойств и параметров плазменной и пылевой компоненты газоразрядной плазмы. Среди экспериментальных методов особое внимание уделено методу визуализации. Также приведены условия наблюдения пылевых структур в лабораторной плазме газовых разрядов, включая обзор существующих работ по фазовым переходам в двумерных системах взаимодействующих частиц.

1.1 Исследования пылевых структур в лабораторной плазме газовых разрядов

1.1.1 Характерные условия экспериментов по получению плазменно-пылевых структур

Комплексная плазма – объект, изучаемый как в лабораторных условиях на Земле, так и в условиях микрогравитации в параболических полетах или на борту космических станций ("Мир", МКС). [1.1-1.3]. В лабораторных условиях на Земле пылевые частицы могут вводиться в плазму как преднамеренно, так и самопроизвольно образовываться в ней. Обычно частицы размером нескольких микрометров вводятся в разряд постоянного

тока [1.1-1.5] или в высокочастотный разряд (ВЧ-) [1.1-1.3, 1.6-1.9] инертного газа в газоразрядных камерах. Такие частицы можно наблюдать невооруженным глазом и посредством видеокамеры по рассеянию видимого лазерного излучения. Внешние параметры, такие как геометрия разрядной камеры, давление буферного газа, условия горения разряда, состав и размер пылевых частиц определяют температуру и заряд частиц и тем самым динамику и состояние порядка в системе. Типичными параметрами разряда являются давление нейтрального газа от 0,01 до 5 Торр, а ионные и электронные плотности – порядка 10^8 - 10^{10} см⁻³. Электронная температура обычно лежит в пределах 1-7 эВ, в то время как ионы и атомы нейтрального газа обычно близки к комнатной температуре 0.025 – 0.03 эВ. Температура и концентрация электронов n_e (ионов n_i) плазмы обычно определяются из зондовых измерений или оцениваются, исходя из параметров разряда. В качестве пылевой компоненты обычно используются диэлектрические пластиковые (или стеклянные) сферы с радиусом от 0.5 до 30 микрон, которые, благодаря высокой подвижности электронов, могут заряжаться до 10^3 - 10^5 элементарных зарядов [1.1-1.3, 1.10].

Пылевые частицы зависят в области слоя положительного пространственного заряда либо у нижнего электрода (в плазме емкостного вч-разряда), либо в электрическом поле страты (в плазме тлеющего разряда постоянного тока) в основном за счет баланса силы тяжести электрической силой. Формирование радиальной электрической ловушки, удерживающей

облако пылевых частиц в направлении перпендикулярном полю тяжести Земли, в разрядах постоянного тока осуществляется за счет распределения объемного заряда плазменной компоненты в поле поляризации, возникающем за счет амбиполярного выноса ионов (электронов) на стенки газоразрядной трубки. Для формирования радиальной ловушки в емкостном вч – разряде (где стенки газоразрядной камеры часто находятся на значительном удалении от рабочих электродов, на которые подается вч-напряжение) на нижнем электроде монтируется углубление или устанавливается металлическое кольцо высотой в несколько миллиметров [1.6-1.9]. Участие других сил (термофоретической силы, силы ионного увлечения) в формировании ловушки для отрицательно заряженных частиц рассматривалось в ряде работ. Численные исследования показывают, что для большинства условий наземных экспериментов электрическое поле пространственного заряда окружающей плазмы (наряду с силой тяжести) вносит наиболее весомый вклад в баланс сил, действующих в системе [1.11].

Упорядоченные структуры заряженных пылевых частиц микронного размера (пылевые кристаллы и жидкости) наблюдаются как в плазме вч-разряда, так и в стратах тлеющего разряда постоянного тока. Пылевые структуры формируются при выстраивании до нескольких тысяч макрочастиц на средних межчастичных расстояниях от ~ 100 мкм для углеродных частиц радиусом $a \approx 0.6$ мкм до ~ 1000 мкм для крупных частиц с $a > 15$ мкм (здесь n_d – объемная концентрация пылевых частиц). Если

кинетическая энергия (температура) T_d макрочастиц, характеризующая их стохастическое движение, не превышает $\sim 1 \div 2$ эВ, то при их типичных зарядах $Z_d \sim 10^3 \div 10^5$ и концентрациях n_d легко добиться значительных величин параметра неидеальности $\Gamma \sim 100-1000$, достаточных для кристаллизации пылевой подсистемы [1.12-1.16]. Такого рода структуры, называемые обычно пылевыми или плазменными кристаллами, удалось наблюдать экспериментально сначала в плазме емкостного вч- разряда вблизи границы прикатодной области почти одновременно несколькими научными группами [1.6-1.9], а затем и в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока группой российских ученых [1.4, 1.17, 1.18]. Кулоновские кристаллы, которые формируются в поле вч- разряда, в большинстве случаев имеют двумерный характер, в отличие от пылевых структур, наблюдаемых в тлеющем разряде постоянного тока. Формирование кристаллических решеток различного типа в вч-разряде описано в ряде экспериментальных работ [1.19, 1.20].

1.1.2. Исследования фазовых переходов в плазменно-пылевых структурах

Процессы фазовых переходов пылевых структур из кристаллического в жидкостное и газообразное состояние интенсивно изучаются в последнее время. В условиях вч- разряда плавление кристаллической пылевой решетки можно инициировать либо уменьшением давления нейтрального газа, либо увеличением подаваемой в разряд мощности [1.21]. В условиях тлеющего разряда постоянного тока такое плавление наблюдается и с увеличением

разрядного тока, и с изменением давления газа [1.4, 1.17-1.18], причем уменьшение давления может приводить, как к плавлению, так и к кристаллизации пылевой системы. Измерения распределения пылевых частиц по скоростям свидетельствуют о значительном росте их средней кинетической энергии (вплоть до $\sim 10 \div 100$ эВ) при переходе пылевой системы из кристаллического в жидкостное состояние.

Время зарядки частиц очень мало, поэтому равновесное состояние может быть достигнуто за доли секунды. Многообразие возможных различных состояний – от газообразного через жидкостное к твердому, в двух- и трехмерном виде – и, как правило, короткие временные масштабы физических процессов, а также хорошие условия для оптического получения данных делает пылевую плазму идеальной модельной системой для изучения взаимодействия частиц.

Двумерные системы в чистом виде сложно найти в природе. Как уже было сказано выше, пылевая плазма дает относительно простой путь создания такой системы частиц. При соответствующем подборе экспериментальных параметров возможно получить один горизонтальный слой частиц, левитирующих на равновесной высоте над горизонтальным электродом внутри вч- разрядной камеры. Вертикальные силы могут быть исключены из анализа, если вертикальные флуктуации (например, вызванные флуктуациями заряда) малы. В таком случае динамика частиц сводится к двумерной плоскости, что сильно упрощает структурный анализ системы.

Также возможно одновременное изучение межчастичного взаимодействия и динамики системы: все соседствующие частицы можно получить одновременно на двумерном устройстве отображения, в то время как в трехмерной пылевой плазме в один момент времени можно получить данные только о некотором продольном сечении системы.

Плавление в двумерных системах представляет большой теоретический и практический интерес и качественно отличается от фазового перехода жидкость – твердое тело в трехмерных системах. Согласно теории Костерлица-Таулесса (Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young, КТННУ), основанной на формировании топологических дефектов (дислокаций и дисклинаций), двумерная система имеет две особые точки с одинаковой симметрией упаковки [1.22, 1.23]. В первой из них позиционный и ориентационный порядок имеют дальнедействующий характер. Вторая фаза (так называемая гексатическая фаза твердого тела) имеет короткодействующий позиционный порядок, при этом ориентационная жесткость продолжает существовать и исчезает при более высоких температурах. Таким образом, переходы от твердого тела к жидкости происходят с формированием промежуточного звена, гексатической фазы.

Конкурирующая теория, описывающая фазовые переходы в двумерных системах с точки зрения формирования топологических дефектов, основана на формировании границ раздела в системе (grain-boundary induced melting) [1.24, 1.25]. В отличие от теории КТННУ, в этом подходе фазовый переход

является переходом первого рода и происходит без формирования промежуточной фазы.

С момента появления теории КТННУ активно ведется исследование ее применимости для систем с различными потенциалами парного взаимодействия. Первыми объектами изучения стали системы твердых сфер (дисков), системы с кулоновским и леннард-джонсоновским потенциалами взаимодействия. В последние годы актуальным стало исследование систем с диполь-дипольным межчастичным взаимодействием и потенциалом Дебая-Хюккеля (иначе – экранированным кулоновским или Юкавы), так как в области экспериментального изучения коллоидных суспензий и пылевой плазмы были достигнуты значительные успехи [1.26].

За последние три десятилетия было проведено большое количество экспериментальных и численных исследований классических монослойных (двумерных) систем; однако их результаты более чем противоречивы. Фазовый переход первого рода наблюдался в численном моделировании систем с различными потенциалами межчастичного взаимодействия [1.27], [1.28, 1.29, 1.30], а также в экспериментах [1.31, 1.32]. Однократный фазовый переход второго рода наблюдался в экспериментах с пылевой плазмой [1.33-1.36], в системе твердых дисков [1.37] и в других [1.27, 1.38].

Двухступенчатый фазовый переход, согласующийся с теорией КТННУ, наблюдался в численном моделировании плазменно-пылевых структур [1.39,

1.40], в экспериментах и моделировании коллоидных суспензий [1.41-1.48] и в других [1.49-1.52].

Эксперименты с плазменно-пылевыми структурами, в которых был бы зафиксирован двухступенчатый фазовый переход, на настоящий момент практически отсутствуют. Исключением служит работа [1.53], в которой представлены результаты экспериментального исследования плавления двумерной плазменно-пылевой структуры, состоящей из 3900 микросфер, помещенных в высокочастотный емкостный разряд. В работе [1.51] было проведено моделирование описанного эксперимента методом Монте-Карло; получены три отчетливых фазовых состояния системы: жидкое, кристаллическое и гексатическое. Тем не менее, полученный степенной коэффициент убывания ориентационной корреляционной функции в гексатической фазе оказался значительно выше, чем предсказанный теорией КТННУ.

Из противоречивости представленных в литературе экспериментальных и численных результатов можно заключить, что сценарий фазового перехода, имеющий место в действительности, до сих пор не выяснен.

1.2. Методы диагностики параметров плазмы и пылевой компоненты

1.2.1. Методы диагностики параметров плазмы

Все методы диагностики плазмы призваны определять на опыте ее параметры. Главной задачей является измерение плотности электронов и

ионов, их температур (если можно говорить о ее существовании в каждом конкретном случае), и в общем случае – функции распределения $f_e(v)$. Для исследований разряда большой интерес представляют распределения потенциала и электрического поля в пространстве. При благоприятных условиях эти задачи может решать *зондовый* метод, развитый в 1923 г. Ленгмюром [1.54]. При зондовом исследовании в определенное место плазмы вводится электрод, на который подаются различные потенциалы. Это металлический проводник, почти до конца покрытый изоляцией. Потенциал зонда, задаваемый источником напряжения, фиксируется относительно опорного электрода: анода или катода.

Специальные зондовые схемы позволяют получить помимо прочего информацию о колебаниях, потоках, о дрейфовых и диффузионных процессах в плазме. Зондовый метод (практически единственный из всех диагностических приемов) позволяет непосредственно находить локальные характеристики плазмы, т.е. пространственное распределение параметров, и в этом его особая ценность. Однако это преимущество непосредственно связано с основным дефектом метода – а именно, узкий диапазон экспериментальных условий, в котором практически отсутствует опасность некорректных измерений и ошибочной интерпретации полученных результатов. Исследования Ленгмюра были ограничены случаем плазмы низкого давления, когда столкновениями между частицами плазмы можно пренебречь. В этом случае ему удалось построить относительно простую и

согласованную теорию. Оценка параметров плазмы из зондовых характеристик по теории Ленгмюра возможна лишь в случае максвелловского распределения скоростей заряженных частиц. Однако, как было показано многими авторами [1.55-1.59], распределение скоростей электронов, особенно в плазме низкого давления, обычно не только сильно отличается от максвелловского, но зачастую не является изотропным. Существенный прогресс был достигнут в работе [1.60], где было показано, что из анализа зондовой характеристики можно получить реально существующее распределение. Дальнейшее развитие связано с методом двойных зондов [1.61], который позволяет исследовать плазму даже в тех случаях, когда электрод с опорным потенциалом отсутствует или когда потенциал пространства вблизи зонда является неопределенной величиной (например, в безэлектродных ВЧ- разрядах, плазме верхних слоев атмосферы). Среди последних работ по зондовым методам можно обратиться, например, к обзорным работам [1.62-1.65].

Помимо зондовых методов, существует множество диагностических приемов, не требующих введения в исследуемую область инородных тел, большинство из которых связано либо с исследованием собственных электромагнитных излучений плазмы в оптическом, рентгеновском, СВЧ диапазонах, либо с просвечиванием плазмы излучениями внешних источников (например, лазером). В газоразрядной плазме, где электронные температуры, как правило, имеют порядок 1 эВ, среди собственных

излучений преобладает оптическое. На его регистрации основана спектроскопия плазмы. Для просвечивания нередко пользуются и СВЧ излучениями.

1.2.2. Методы диагностики пылевой компоненты

Для изучения пылевых частиц и их пространственных структур успешно используются оптические методы, основным преимуществом которых является высокая точность, отсутствие воздействия на измеряемый объект, быстроедействие, возможность применения автоматической обработки и получения данных в реальном времени. Оптические методы, активно применяющиеся в настоящее время для диагностики пылевой компоненты плазмы, можно условно разделить на три класса: методы, основанные на непосредственной визуализации пылевых частиц; методы, основанные на измерениях ослабления и рассеяния света от внешнего источника излучения и спектроскопические методы, которые включают в себя измерения собственного излучения конденсированной фазы.

Методы, основанные на непосредственном наблюдении (визуализации) пылевых частиц, широко используют для изучения их структурной упорядоченности и различных динамических характеристик. Данные методы исследования чаще всего применяются для пылевых частиц в плазме газовых разрядов. Благодаря своему размеру пылевые частицы достаточно эффективно рассеивают свет (несмотря на малую объемную долю фракции), и, в отличие от обычных атомарных жидкостей и газов, пылевые частицы

могут быть по отдельности зарегистрированы видеокамерой и другими оптическими приборами. Возможность регистрации положения каждой пылевой частицы в отдельности даёт уникальную возможность узнать микросостояние плазменно-пылевой системы и изучить её на кинетическом уровне. Прямые измерения парных, трехчастичных корреляционных и автокорреляционных функций, распределений по скоростям, функций эволюции массопереноса, структурных факторов, концентраций дефектов и т.п., недоступных для большинства конденсированных сред, оказываются легко реализуемыми для плазменно-пылевой системы. Это позволяет проверять многие законы статистической физики (суперпозиционное приближение, соотношение Грина-Кубо, применимость теоремы Лиувилля и уравнений Ланжевена).

Визуализация частиц осуществляется с помощью подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскостях зондирующим лазерным лучом. Луч от лазера формируется цилиндрической линзой в плоский сходящийся пучок (лазерный “нож”) с толщиной перетяжки в анализируемой области несколько десятков микрон и шириной несколько десятков миллиметров. Иногда используется два зондирующих пучка горизонтальный и вертикальный, которые могут перемещаться в различных направлениях. Рассеянный частицами свет наблюдается с помощью видеокамер под углом 90° . Выходной сигнал с видеокамеры записывается в несжатом виде на компьютер и далее обрабатывается специальным образом (см. Главу 2).

Последующий анализ видеозаписей позволяет определять одну из важнейших характеристик пылевой компоненты – функцию распределения пылевых частиц по координатам и скоростям $f_p(\mathbf{I}, \mathbf{V}, t)$, которая содержит информацию, как о кинетической температуре частиц, так и о силах, действующих на них в плазме. Одним из условий корректного определения распределения скоростей макрочастиц является высокое временное и пространственное разрешение видеосистемы. Например, необходимо, чтобы время, разделяющее последовательно анализируемые положения частиц было меньше характерного времени $\sim v_{fr}^{-1}$ их торможения нейтральной компонентой. В противном случае, смещение пылевых частиц будет определяться диффузионным механизмом, что приведет к занижению регистрируемых скоростей по сравнению с их реальной скоростью.

Кинетическая температура пылевых частиц T , их заряд Z_d и потенциал межчастичного взаимодействия U являются важными параметрами, определяющими протекание различных транспортных процессов в пылевой плазме, таких как: фазовые переходы, процессы тепло- и массопереноса, распространение волн и формирование различных неустойчивостей и т.д.

Заряды пылевых частиц могут быть определены и без внешних возмущений плазменно-пылевой системы, например, из условий баланса неподвижной частицы в поле тяжести Земли и электрическом поле ловушки [1.66, 1.67].

Методам диагностики потенциала взаимодействия макрочастиц в неидеальных плазменно-пылевых системах также 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 [1.68-1.70]. К сожалению, существующие интегральные уравнения включают в себя некоторые упрощенные предположения и не позволяют проводить корректное восстановление функции потенциала для сильно коррелированных жидкостных систем [1.68]. Дополнительное ограничение таких методов связано с узким пространственным диапазоном корректной идентификации функции потенциала [1.68]. 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 [1.71, 1.72]. 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.

Для изучения структурной упорядоченности и динамических характеристик макрочастиц (таких, как их кинетическая температура и коэффициент диффузии) применяют, в частности, методы корреляционной спектроскопии, основанные на статистическом анализе световых полей рассеянного излучения [1.73-1.75]. Это, прежде всего, относится к исследованиям термической плазмы, которая образуется за счет ионизации разогретого нейтрального газа (1500–3000 К). Макрочастицы в такой плазме могут иметь как отрицательный, так и положительный заряд за счет термоэмиссии электронов с их поверхности, а также существенно изменять свои размеры или химический состав в зависимости от материала частиц, температуры и типа окружающего газа.

Большинство из методов, разработанных для диагностики размеров, концентраций и показателя преломления материала частиц дисперсной фазы основаны на измерениях их собственного излучения, или на регистрации ослабления и рассеяния света внешнего источника [1.73-1.75]. Такие методы, в большинстве своем, предполагают решение обратных задач теории рассеяния и используют для определения неизвестных параметров оптически тонкой среды теорию Ми и закон Бугера-Ламберта-Бэра [1.76, 1.77]. Однако в условиях реальных экспериментов, плотность частиц может быть достаточно высока, чтобы влиять как на интенсивность их собственного

излучения, так и на перенос излучения от внешнего источника, используемого для диагностики дисперсной среды. Поэтому результаты таких измерений часто нуждаются в коррекции, учитывающей многократное перерассеяние света [1.75, 1.78]. Следует также отметить, что наличие пространственного порядка в пылевой системе может приводить к появлению дифракционной картины (максимумов) для интенсивности рассеянного оптического излучения [1.79]. Такие измерения можно использовать для изучения структурной упорядоченности пылевой плазмы, в том случае, если применения метода визуализации макрочастиц оказывается невозможным по причинам, указанным выше.

1.3. Численные исследования динамики частиц в неидеальных системах

Основная проблема при изучении физических свойств неидеальных систем связана с отсутствием аналитической теории жидкости, которая могла бы объяснять ее термодинамические свойства, давать уравнение состояния, описывать явления тепло- и массопереноса и т.д. Разработка приближенных моделей для описания жидкого состояния вещества опирается на два основных подхода. Первый – полуэмпирический метод определения взаимосвязи параметров жидкости друг с другом и со свойствами исходных кристаллов, который исходит из аналогий между кристаллическим и жидким состоянием вещества [1.80-1.83]. Второй подход основан на полном статистическом расчете свойств неидеальных сред методом молекулярной динамики с использованием модельных данных об

энергии взаимодействия частиц [1.84]. Такое моделирование позволяет изучать различные физические явления (фазовые переходы, тепловую диффузию макрочастиц, процессы вязкости и теплопроводности, динамику приближения системы к равновесному состоянию и т.д.). Численное моделирование динамики неидеальных систем имеет огромную значимость, поскольку благодаря сильному межчастичному взаимодействию в таких системах отсутствует малый параметр, который можно было бы использовать для аналитического описания ее состояния и термодинамических характеристик, как это возможно в случае газа.

Для анализа физических свойств сильно коррелированных систем взаимодействующих частиц широко применяются два основных метода численного моделирования (численного эксперимента) - метод Монте-Карло и метод молекулярной динамики (ММД), а также их различные модификации и сочетания. В отличие от метода Монте-Карло, разработанного для вычисления равновесных величин, ММД позволяет описать приближение исследуемой системы к состоянию равновесия. Поэтому ММД является незаменимым инструментом при изучении процессов тепло- и массопереноса, распространения волн и динамики формирования неустойчивостей. Данный метод опирается на решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений – уравнений движения частиц в поле различных сил. В рамках данного подхода можно выделить метод молекулярной динамики, основанный на интегрировании обратимых

уравнений движения частиц (МОД), и метод броуновской динамики (или динамики Ланжевена), основанный на решении уравнений Ланжевена и учитывающий необратимость исследуемых процессов (МБД). В первом случае (МОД), во внимание принимаются только упругие взаимодействия частиц, в пренебрежении диссипацией (трением) и другими процессами обмена энергией между частицами и внешней средой (термостатом). Движение частиц в такой системе не является устойчивым, а для поддержания их равновесной температуры применяют различные процедуры (например, процедуру перенормировки расчетных данных через определенное число шагов интегрирования [1.16]). Такой подход позволяет адекватно моделировать процессы в атомных системах и неприемлем для анализа движения макрочастиц в лабораторных плазме, где диссипация, обусловленная столкновения с атомами или молекулами газа, играет значительную роль.

В отличие от МОД, метод броуновской динамики учитывает потери кинетической энергии частиц за счет сил трения, а равновесное состояние системы с постоянной температурой поддерживается за счет ее обмена энергией с термостатом. Данный обмен задается случайной силой $F_{\text{гун}}$, согласованной с силами трения в рассматриваемой системе при помощи флуктуационно-диссипативной теоремы [1.85]. Особое значение МБД при моделировании динамики макрочастиц в пылевой плазме состоит в том, что уравнения Ланжевена позволяют учесть взаимодействия пылевых частиц с

«частицами термостата», которые поддерживают статистическое равновесие в рассматриваемой системе. Такое равновесие наблюдается во многих экспериментальных ситуациях, где регистрируются максвелловские распределения скоростей пылевых частиц. При этом МБД позволяет учитывать процессы обмена энергией между макрочастицами и внешней средой не только за счет их столкновений с молекулами окружающего газа, но и за счет других стохастических процессов, например, за счет флуктуаций заряда макрочастиц, которые приводят к росту их кинетической температуры относительно температуры газа [1.86, 1.87].

Уравнения движения для ограниченной пылевой системы. Рассмотрим уравнения движения для N макрочастиц, принимая во внимания парное межчастичное взаимодействие F_{int} , суммарную силу $F_{ext} = (eZE_{ext} + F_{non})$ внешнего электрического поля E_{ext} и других неэлектростатических сил F_{non} (например, гравитации Mg , силы ионного увлечения или термофоретической силы), действующих на частицу в плазме:

$$M \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_j \mathbf{F}_{int}(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - M \nu_{fr} \frac{d \mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_{ran} + \mathbf{F}_{ext}, \quad (1.1)$$

где r_k – положение k -той частицы, r – межчастичное расстояние, M – масса частицы, а $\mathbf{F}_{int}(r) = -eZ \partial \phi / \partial r$, а \mathbf{F}_{ran} – сила Ланжевена, учитывающая различные стохастические процессы, приводящие к установлению равновесной температуры T частиц.

Силы парного межчастичного взаимодействия. При моделировании динамики пылевых подсистем систем в плазме потенциальная энергия парного межчастичного взаимодействия $U(r) = eZ\phi(r)$ задавалась для потенциалов двух видов – экранированного кулоновского потенциала (типа Юкавы) (1.2) и степенными потенциалами вида (1.3):

$$\phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad (1.2)$$

$$\phi_m(r) = B \frac{Ze}{r^m}, \quad (1.3)$$

Здесь λ - длина экранирования, m и B - некоторые параметрические коэффициенты. (Отметим, что в рамках физической кинетики суперпозиция степенных и экранированных парных потенциалов имеет место при описании взаимодействия между частицами различных систем, в том числе и для пылевых частиц в плазме [1.3, 1.88].)

В такой постановке система уравнений (1.1) моделирует динамику ограниченной пылевой системы, состоящей из конечного числа частиц N и удерживаемой в ловушке, сформированной, например, электрическими полями газоразрядной камеры (см. п.1.1). Следует отметить, что корректное моделирование динамики пылевых частиц при помощи уравнений (1.1) в этом случае требует, чтобы движение пыли не возмущало внешние электрические поля ловушки \vec{E}_{ext} , создаваемые распределением концентраций n_e (n_i) электронов (ионов) плазмы. Это будет иметь место, когда $n_e \approx n_i \gg Zn$, где n – концентрация пыли, и всегда выполняется для

малых кластерных систем (при $N < 40$), где количество частиц внутри пылевого облака меньше числа частиц на его границах.

Пространственно неограниченная система. Для изучения равновесных процессов в протяженных трехмерных пылевых системах обычно используют периодические граничные условия в направлениях x , y и z , которые позволяют поддерживать постоянными число частиц и их среднюю кинетическую энергию. Такие условия реализуются путем моделирования 27-ми идентичных кубических ячеек, пространственное положение частиц в которых поддерживается аналогичным их положению в центральной ячейке на каждый момент времени счета. При пересечении любой границы центральной ячейки частица возвращается обратно со скоростью выхода из объема, но с противоположной стороны. В такой постановке исследованию подлежит микроскопический транспорт частиц, вызываемый случайными силами, сбалансированными процессами диссипации и силами межчастичного взаимодействия.

Для моделирования динамики макрочастиц в протяженных пылевых слоях, формирующихся, например, в приэлектродном слое плазмы емкостного высокочастотного разряда, используют периодические граничные условия только по двум выбранным направлениям (9 счетных ячеек), а по оставшейся оси обычно рассматривается действие сбалансированных внешних сил.

Процедура численного эксперимента состоит в том, что на начальный момент счета частицы располагаются случайным образом в пределах центральной ячейки, затем, благодаря взаимодействию между ними, начинается процесс самоорганизации. После достижения равновесной для заданных параметров задачи конфигурации системы частиц, в память компьютера записываются данные о последовательных положениях частиц с целью их последующего анализа. Анализ динамических характеристик (скоростей и смещений частиц) проводят только для центральной ячейки.

Численное моделирование показывает, что для широкого круга изотропных парных потенциалов $U(r)$ пространственная корреляция частиц в неидеальных системах и их транспортные свойства определяются отношением второй производной U'' потенциала в точке среднего межчастичного расстояния r_p к температуре частиц T [1.89]. Таким образом, для анализа равновесных характеристик в системах частиц, взаимодействующих с потенциалами (1.2), трехмерные уравнения движения (1.1) в настоящей работе решались для разных эффективных параметров, введенных по аналогии с параметрами, найденными для систем Юкавы, а именно, для эффективного параметра неидеальности:

$$\Gamma^* = a_1 r_p^2 M U''(l_p) / (2T), \quad (1.4)$$

и параметра масштабирования

$$\xi = |a_2 U''(r_p)|^{1/2} (2 \pi M)^{-1/2} v_{fr}^{-1}, \quad (1.5)$$

где $a_1 = a_2 \equiv 1$ для 3-х мерных систем; и $a_1 = 1.5$, $a_2 = 2$ для 2-х мерного случая.

Расчеты проводились для однородной трехмерной системы и для квазидвумерной системы, моделирующей протяженный пылевой слой. Величина параметра масштабирования варьировалась в пределах от $\xi \approx 0.04$ до $\xi \approx 3.6$, типичных для условий экспериментов в плазме газовых разрядов. Величина эффективного параметра Γ^* менялась от ~ 3 до ~ 300 .

1.4. Выводы по первой главе

Данная глава носит обзорный характер. В ней рассмотрены условия наблюдения пылевых структур в лабораторной плазме газовых разрядов, существующие достижения в изучении фазовых переходов в плазменно-пылевых структурах и основные методы диагностики как плазменной, так и пылевой компонент комплексной плазмы. Подробно описана методика бесконтактной диагностики параметров пылевых частиц в плазме, основанная на непосредственной визуализации частиц.

Особенное внимание уделено обзору литературы по исследованиям фазовых переходов в двумерных системах взаимодействующих частиц. Необходимо подчеркнуть, что на данный момент не существует экспериментальных исследований, результаты которых уверенно подтверждали или опровергали бы существующие теоретические предсказания о механизме фазовых переходов в двумерных плазменно-пылевых системах.

Следует отметить, что существующие методы диагностики пылевой плазмы (которые приведены в обзоре) имеют ряд недостатков, связанных с различными факторами, такими как: возмущение исследуемой системы; невысокая точность измерений; трудоемкость проведения диагностики; необходимостью априорной информации о внешних полях и силах и т.п. Поэтому возникает необходимость в разработке и развитии новых методов экспериментальной диагностики пылевой плазмы, включая методику восстановления потенциала взаимодействия между частицами.

Проведен сравнительный анализ основных методов, используемых для численного моделирования динамики неидеальных систем, состоящих из множества частиц, таких как методы молекулярной динамики ММД (МОД и МБД) и метод Монте-Карло ММК. Приведено обоснование выбора метода МБД для выполнения численного исследования сильно коррелированных пылевых систем в слабоионизованной плазме. Описаны уравнения движения для моделирования регулярных и стохастических процессов в пылевой плазме и условия их корректного решения. Рассмотрен случай моделирования ограниченной и протяженной пылевых систем.

Глава 2. Описание установки, экспериментов и методов обработки полученных данных

Во второй главе представлено описание основных элементов экспериментальной установки и используемых средств диагностики, а также приведено описание непосредственно самого эксперимента по изучению процесса плавления протяженных монослойных плазменно-пылевых структур, формируемых в приэлектродном слое высокочастотного емкостного (ВЧ-) разряда. Рассмотрены основные методы обработки экспериментальных данных для получения различных характеристик исследуемой системы, таких как координаты, траектории движения, скорости пылевых частиц, их средняя кинетическая температура, параметры неидеальности и экранирования, функции массопереноса, корреляционные функции и др.

2.1. Экспериментальная установка

Для проведения экспериментов по исследованию динамических и структурных свойств плазменно-пылевых структур при различных внешних воздействиях использовался экспериментальный стенд, состоящий из газоразрядной вакуумной камеры, вакуумного поста, оптической и электрической системы, а также диагностического комплекса. Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 2.1.

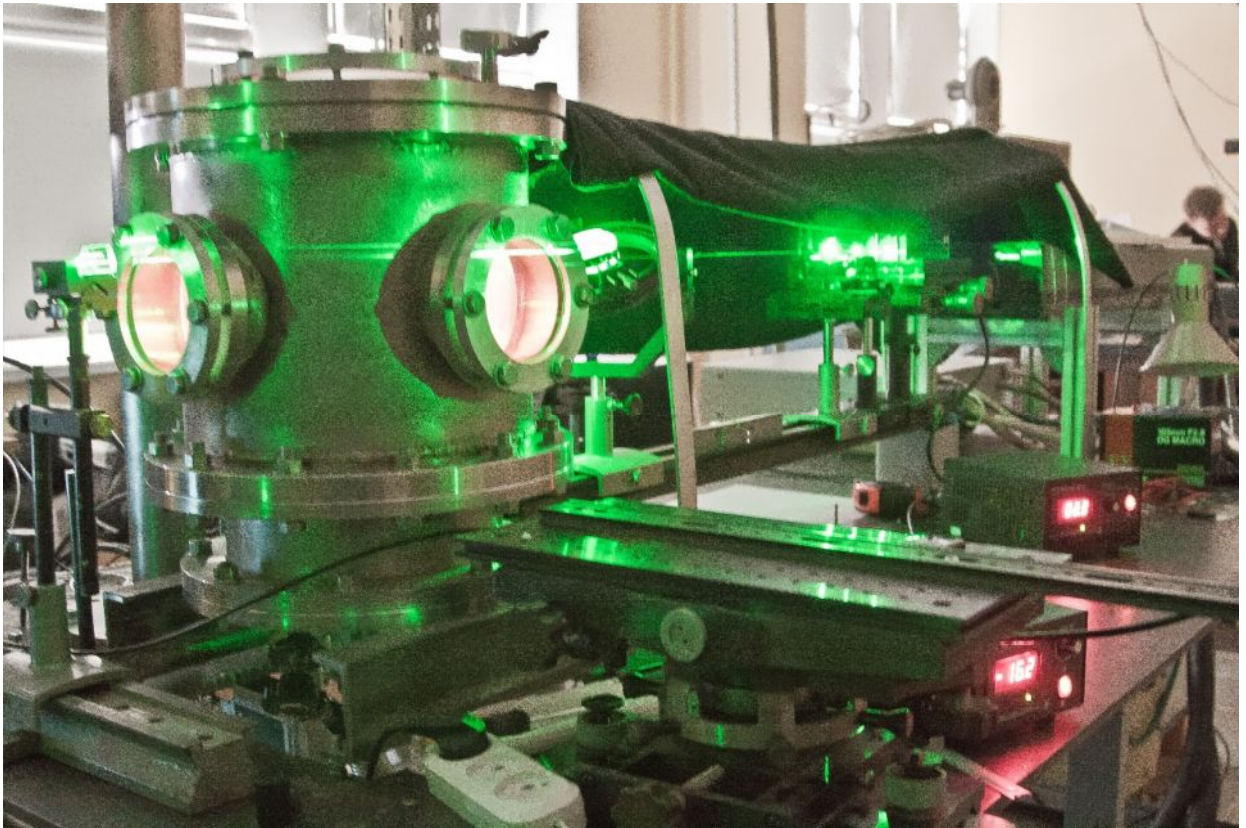


Рис. 2.1. Общий вид экспериментальной установки для изучения пылевой плазмы в высокочастотном газовом разряде.

Основным элементом экспериментальной установки является газоразрядная вакуумная камера, представляющая собой цельносварную цилиндрическую конструкцию со сквозными отверстиями, снабженными специальными вакуумными фланцами. В камере есть три смотровых окна из боросиликатного стекла диаметром 10 см в горизонтальной плоскости и одно окно диаметром 17 см в верхней части камеры, которые предназначены для наблюдения за плазменно-пылевыми структурами в плазме высокочастотного разряда в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Для генерации плазмы в вакуумной камере помещены два плоских горизонтально ориентированных электрода из нержавеющей стали с клеммами для

крепления кабеля. Нижний электрод представляет собой сплошной диск диаметром 19 см. Верхний электрод изготовлен в виде кольца с внешним диаметром, совпадающим с нижним электродом, и внутренним диаметром – 6 см. Через центральное отверстие верхнего электрода производилась инжекция пылевых частиц в разряд, а также наблюдение за формированием плазменно-пылевых структур. Горизонтальное позиционирование системы электродов осуществлялось посредством микрометрических винтов. Также в устройстве электродов была предусмотрена возможность дискретного варьирования расстояния между ними, которое осуществлялось их установкой в вертикальные направляющие с прорезями через каждые 1 см.

Для формирования потенциальной ловушки и предотвращения «ухода» пылевых частиц из плоскости обзора вследствие взаимного отталкивания, на поверхности нижнего электрода устанавливалось металлическое кольцо, диаметр которого мог варьироваться в зависимости от того, какого размера плазменно-пылевую структуру требовалось получить в конкретном эксперименте.

На электроды через согласующее устройство подавалось напряжение от высокочастотного генератора с несущей частотой генерации 13,56 МГц, в результате чего в вакуумной камере возникал высокочастотный емкостной разряд. Ввод кабеля в вакуумную камеру осуществляется при помощи CF фланца, где кабель подсоединялся к нижнему электроду, в то время как верхний был заземлен. Мощность, закачиваемую высокочастотным

генератором в разряд между электродами, можно было изменять от 1 до 100 Вт.

Для проведения экспериментов газоразрядную камеру необходимо предварительно откачать до давлений, при которых возможна генерация ВЧ-разряда. Откачка газоразрядной камеры для удаления воздушной атмосферы производилась вакуумным постом, представляющим собой конструкцию из трубопроводов, снабженных вакуумными фланцами для соединения вакуумной камеры с форвакуумным и турбомолекулярным насосами через клапан, регулирующий скорость откачки. Вначале включался форвакуумный насос для предварительного разрежения и затем, при достижении вакуума около 0,1 Торра, начинал откачивать турбомолекулярный насос. Предельно достижимое значение вакуума в экспериментальной установке было порядка 10^{-4} Торр. Затем вакуумная камера заполнялась инертным газом до давлений от 0,01 до нескольких единиц Торр через систему газонапуска, основным элементом которой является контроллер газового потока, соединенный с баллоном с инертным газом. Контроллер осуществлял подачу газа в вакуумную камеру с постоянной предварительно заданной скоростью. Контроль давления в камере осуществлялся при помощи ёмкостного манометра – датчика «Баратрон», одним из главных преимуществ которого является его высокая точность измерения давления: вплоть до 10^{-7} Торр с точностью показаний до 0,05%. Сигнал с датчика давления поступал на электронный блок индикации, предназначенный для электрического питания

датчика и для индикации текущего давления. От блока индикации давления сигнал поступал на клапан, который автоматически подстраивал скорость откачки, и таким образом поддерживал заданное давление в газоразрядной камере. В верхней части вакуумной камеры находился кран напуска атмосферы, предназначенный для выравнивания внутреннего давления камеры с атмосферным при ее открытии. На рисунке 2.2. представлено схематическое изображение газо-вакуумной системы экспериментальной установки.

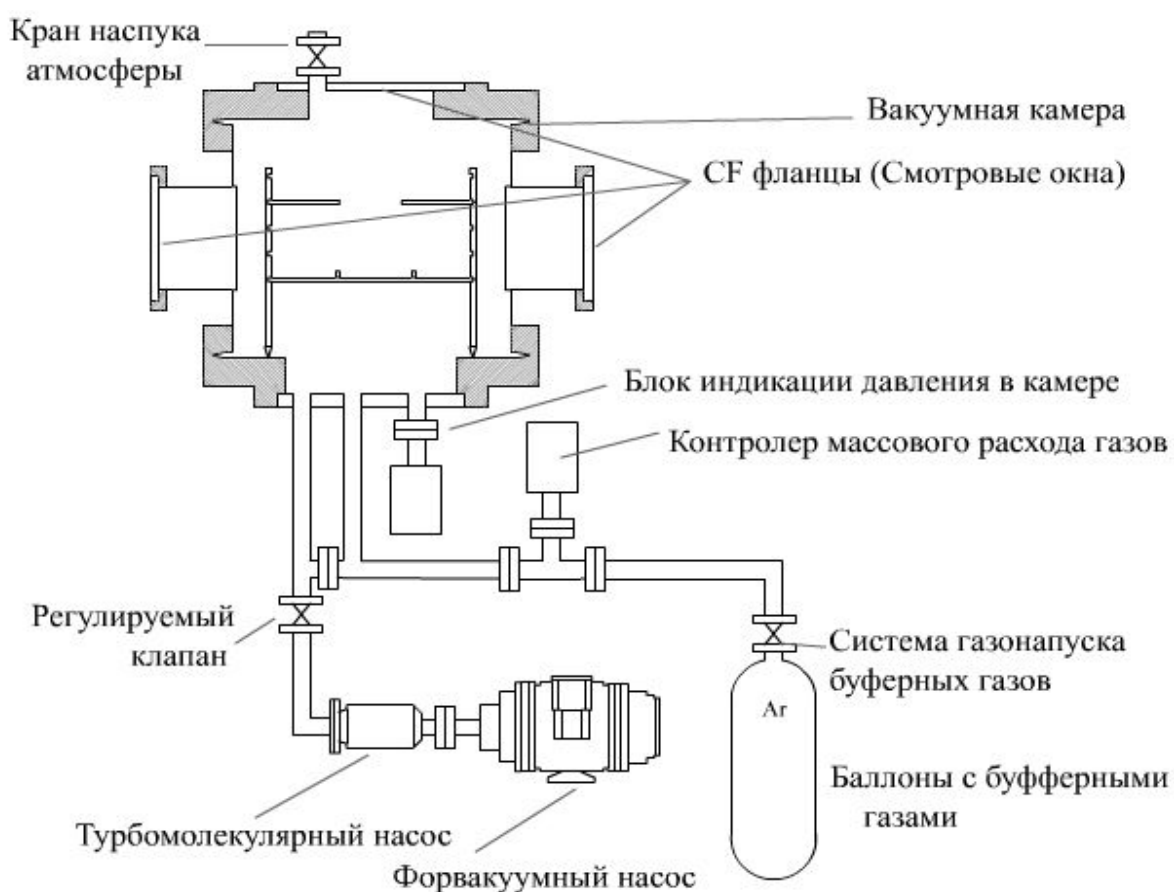


Рис. 2.2. Схематическое изображение газо-вакуумной системы экспериментальной установки.

В экспериментах в качестве буферного газа как правило используются такие инертные газы как аргон, гелий, неон, а также газовые смеси. В наших экспериментах в качестве рабочего газа использовался аргон высокой чистоты с объёмной долей аргона не менее 99,999% (согласно ТУ6-21-12-94).

Основными элементами диагностического комплекса экспериментального стенда являлись две высокоскоростных камеры, аргонный лазер, оптическая схема, а также персональный компьютер с пакетом специализированных программ для регистрации частиц, видеозаписи, и обработки видеоданных. Схематическое изображение диагностической системы установки представлено на рисунке. 2.3.

С помощью видеокамер производилось наблюдение за плазменно-пылевыми структурами в горизонтальной и вертикальной плоскостях, а также видео-регистрация динамики движения отдельных пылевых частиц с варьируемой частотой съёмки от 50 до 500 кадров в секунду в зависимости от условий конкретного эксперимента. Первая камера располагалась сверху и регистрировала положение пылевых частиц в горизонтальном сечении (монослое), а вторая камера регистрировала через боковое смотровое окно положение частиц в вертикальном сечении для контроля за монослойностью анализируемых структур. Эксперименты, в которых плазменно-пылевые структуры имели дисперсию положения отдельных частиц по вертикали, отбраковывались. Для последующего анализа плазменно-пылевых структур использовались видеоданные только с первой камеры.

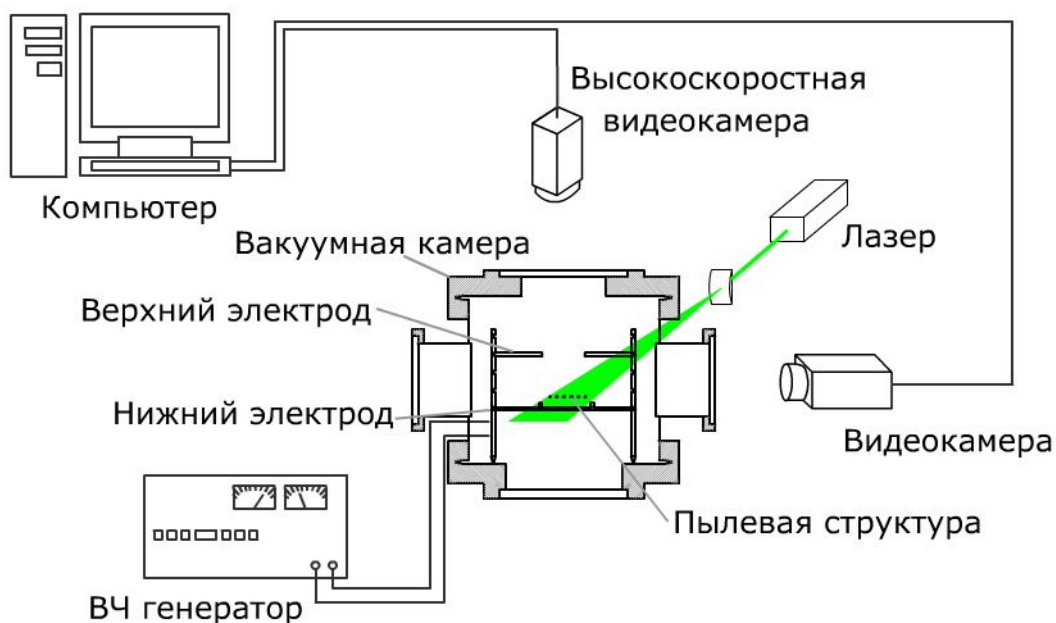


Рис. 2.3. Схематическое изображение диагностического комплекса экспериментальной установки.

Визуализация пылевых частиц микронных размеров, левитирующих в приэлектродном слое высокочастотного емкостного разряда осуществлялась путем их подсветки лазерным излучением через оптическую схему (рис. 2.3). В качестве источника подсветки в экспериментах применялся аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 514$ нм. Оптическая схема диагностического комплекса состояла из плоскоцилиндрической линзы, телескопа, плоскопараллельной пластины, и диафрагмы, закрепленных на оптическом столе. При помощи положительной плоскоцилиндрической линзы формировался плоский лазерный пучок (т.н. лазерный «нож»), толщина в перетяжке которого составляла от 150 до 250 мкм. Далее этот пучок света расширялся через телескоп и пропускался через диафрагму для создания однородного профиля интенсивности лазерного излучения.

Плоскопараллельная пластина использовалась для управления за высотой лазерного пучка, которую можно было менять в зависимости от высоты зависания пылевых частиц в приэлектродной области ВЧ- разряда.

В ходе эксперимента инъекция пылевых частиц в плазму газового разряда производилась при помощи воздействия постоянного магнита на контейнер, расположенный в верхней части вакуумной камеры. Контейнер представлял собой металлический цилиндр со сменным сетчатым дном, вибрация которого приводит к просыпанию частиц в область разряда. После инъекции пылевых частиц, контейнер убирался из области зрения видеокамеры при помощи магнита. В качестве пылевой компоненты обычно используют пластиковые монодисперсные сферические частицы различных диаметров (от одного до примерно десяти микрон) и плотностью примерно от 1 до 1.5 г/см³, а также стеклянные сферы, частицы сажи несферической формы или частицы с различным напылением. (см. рис.2.4.)

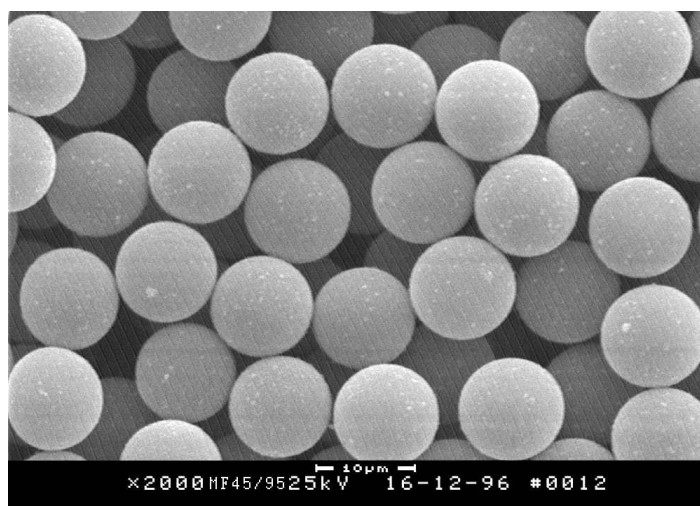


Рис. 2.4. Иллюстрация изображения сферических монодисперсных пылевых частиц меламин-формальдегида, покрытых медью, под микроскопом.

2.2. Описание эксперимента

Эксперименты по изучению процесса разогрева и плавления монослойных плазменно-пылевых структур проводились в атмосфере аргона при рабочих давлениях $P = 4-7$ Па и при мощностях разряда $W \approx 4-12$ Вт. Электроды, помещенные в вакуумную камеру, устанавливались на расстоянии 5 см друг от друга. Для создания потенциальной ловушки для удержания пылевых частиц на нижний электрод устанавливалось кольцо диаметра 10 см и высотой 0,2 см, внутри которого и происходило формирование пылевой структуры. В ряде тестовых экспериментов наблюдалось формирование монослойных плазменно-пылевых структур размером от 10^2 вплоть до 10^4 частиц (см. рис. 2.5). При этом использовались пластиковые частицы с различными видами напыления – никель, медь, кобальт, частицы с красителем.

Основные результаты, которые будут представлены в третьей главе, были получены для плазменно-пылевых структур, образованных сферическими монодисперсными полистироловыми частицами плотностью $1,05$ г/см³ и диаметром 10,16 мкм в аргоновой плазме при давлении 4,3 Па и мощности разряда 17,9 Вт. В таких условиях частицы приобретали значительный заряд и, при достижении баланса электрической силы и силы тяжести, формировали монослойную пылевую структуру с числом частиц не менее 2500-3000 частиц.

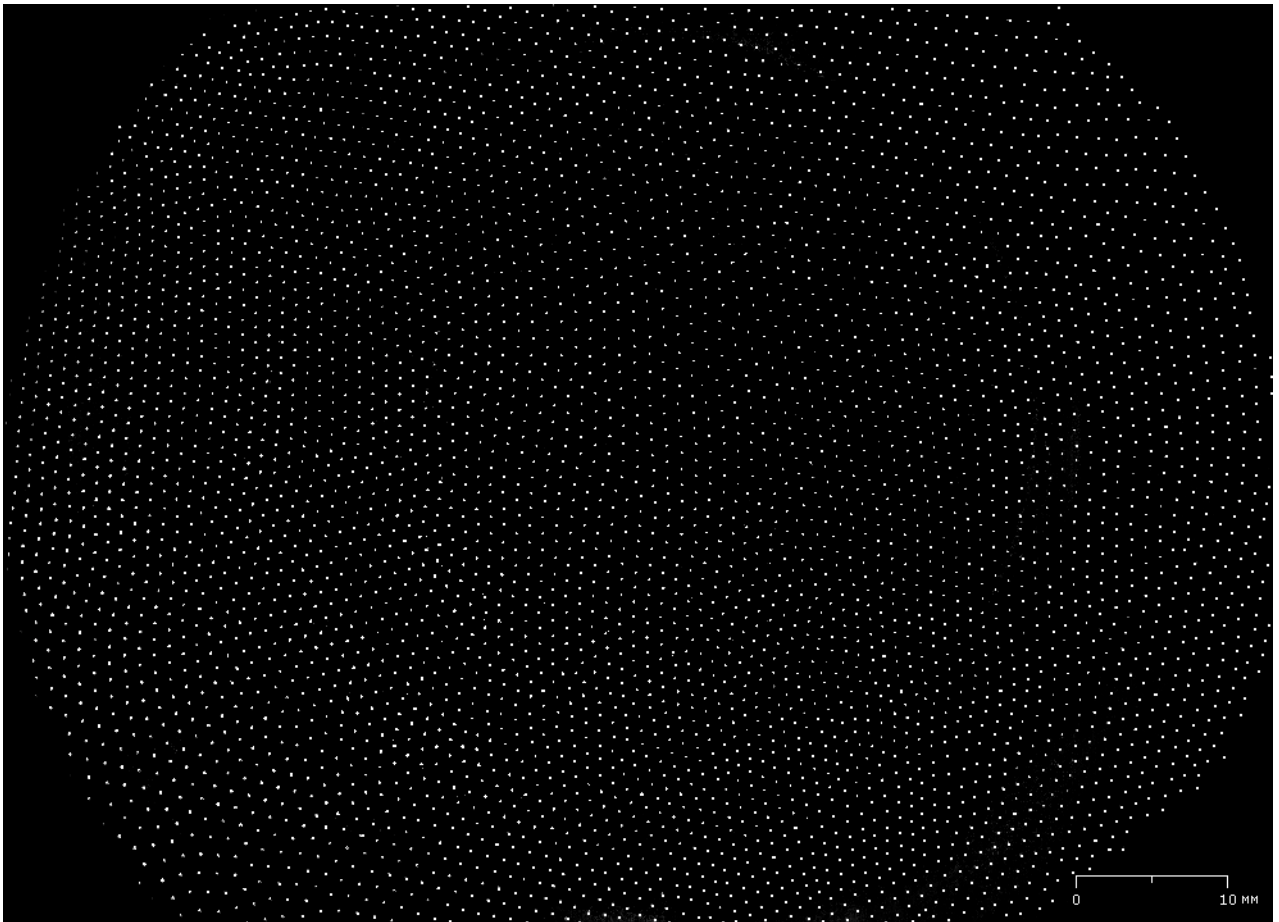


Рис. 2.5. Иллюстрация видеоизображения протяженной ($\sim 10^4$ частиц) монослойной плазменно-пылевой структуры, образованной в приэлектродном слое ВЧ разряда в аргоне при давлении 5 Па, и мощности разряда 19 Вт.

Движение пылевых частиц регистрировалось в горизонтальной плоскости при помощи высокоскоростной ПЗС-видеокамеры с частотой видеосъемки 50-200 кадров/с и пространственным разрешением 32,6 мкм/пикс. Средняя продолжительность видеосъемки составляла 10-40 секунд.

Аргоновый лазер использовался не только для визуализации пылевых структур, но являлся также источником внешнего воздействия на структуру. По мере увеличения интенсивности лазерного излучения (в диапазоне от 20 до 300 мВт) происходил кинетический разогрев пылевых частиц, и структура

переходила из кристаллического состояния в жидкостное. При этом монослойность плазменно-пылевой структуры не нарушалась, что было видно при наблюдениях за структурой через боковую видеокамеру.

Полученные видеоизображения обрабатывались при помощи специально разработанных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты частиц, их траектории и скорости движения, средние межчастичные расстояния, кинетическая температура пылевых частиц, функции массопереноса, среднеквадратичное смещение частиц от положения равновесия, а также парные и ориентационные корреляционные функции. Далее подробнее рассмотрим основные методы восстановления требуемых характеристик пылевой системы.

2.3. Методы обработки экспериментальных данных

2.3.1 Восстановление координат, траекторий движения и скоростей пылевых частиц

Корректное восстановление траекторий движения пылевых частиц и их скоростей невозможно без точного метода определения координат частиц. В нашей работе использовался специально разработанный алгоритм на основе метода Фурье-фильтрации [2.1], позволяющий определить координаты частиц с субпиксельной точностью, а также повысить точность определения смещений частиц в несколько раз и полностью исключить т.н. эффект pixel locking (систематическую ошибку распознавания, свойственную для методов распознавания с субпиксельной точностью, при которой восстановленная

координата частицы смещена относительно истинной в сторону ближайшего целого значения).

Вначале видеозапись разбивалась на отдельные кадры с целью последовательной обработки изображений пылевых частиц и идентификации их положений на видеокадре. Далее производилась предварительная обработка видеокадров для устранения фоновой засветки и различных шумов (т.н. «вычитание фона»), вызванных наводкой внешних переменных электрических полей, статистическими флуктуациями, разбросом параметров фоточувствительных элементов ПЗС матрицы и т.д., которые приводят к специфичным искажениям наблюдаемой картины. Затем производился непосредственно поиск частиц на видеокадре, заключающийся в варьировании порога яркости, контраста, а также коэффициентов, определяющих вид Фурье – функции до достижения максимального соответствия между координатами пылевых частиц, определяемыми визуально и с помощью различных алгоритмов, встроенных в программу поиска. В каждом конкретном случае подбор параметров поиска частиц (контраст, порог яркости, вид функции для Фурье-фильтрации и др.) подбирались индивидуально в зависимости от характера устраняемых шумов и параметров эксперимента.

Зная положение частиц на кадре, можно определить среднее межчастичное расстояние и плотность частиц, построить диаграмму Вороного для ансамбля частиц на заданном кадре. Но для расчета

динамических характеристик, помимо идентификации координат отдельных частиц на видеокадре, важно уметь определять положение одной и той же частицы во времени, а значит и траекторию ее движения. Наличие правильной информации о траекториях частиц позволяет изучать динамику каждой частицы в отдельности, то есть исследовать систему на уровне микросостояний (на кинетическом уровне). Информация о траекториях движения пылевых частиц необходима для расчета их скоростей, кинетической температуры, среднеквадратичных смещений и функций массопереноса, для восстановления парного потенциала и пр.

Для вычисления траектории отдельной частицы нужно определить положение частицы P' на $(k+1)$ кадре, если известно ее положение P на k -том кадре. Наиболее эффективный алгоритм, найденный в процессе разработки программного обеспечения для анализа экспериментальных данных, заключается в определении взаимно-близких частиц на двух последовательных кадрах. Поясним на примере. Координаты частиц на двух последовательных кадрах накладываются на единую координатную сетку. После этого, среди частиц $(k+1)$ кадра находится частица P' , положение которой является ближайшим к положению рассматриваемой частицы P на k -том кадре. После чего среди частиц k -го кадра ищется частица P'' , ближайшая к P' . Если частицы P и P'' совпадают, то предполагается, что P' является следующим положением частицы P . В противном случае полагается, что

траектория завершилась положением Р (поскольку частица ушла из области поля зрения видеокамеры).

Вычисляя подобным образом траекторию движения каждой частицы можно также получить зависимость проекций скорости этой частицы от времени по формулам:

$$V_{Xpk} = \frac{X_{k+1} - X_k}{t_{k+1} - t_k}, V_{Ypk} = \frac{Y_{k+1} - Y_k}{t_{k+1} - t_k} \quad (2.1)$$

2.3.2 Восстановление кинетической температуры пылевых частиц

Зная скорости всех частиц пылевой структуры в каждый момент времени, можно построить функцию распределения частиц по скоростям. В общем случае вид этой функции может быть любым, однако если это распределение описывается функцией Максвелла и система находится в термодинамическом равновесии, можно ввести определение кинетической температуры пылевых частиц, как энергетической характеристики их стохастического движения.

Пылевая плазма является открытой диссипативной системой, находящейся в неравновесном состоянии. Однако, при определенных лабораторных условиях (например, в плазме газовых разрядов ВЧ- или постоянного тока) исследуемые плазменно-пылевые образования находятся в т.н. частичном равновесии, а скорости пылевых частиц быстро максвеллизуются даже при достаточно сильных возмущениях, создаваемых в нашем случае лазером. Таким образом, полученные экспериментальные

кривые распределения скоростей пылевых частиц аппроксимировались функцией Максвелла, откуда далее определялось значение соответствующей кинетической температуры T пылевых частиц.

Независимый способ восстановления кинетической температуры пылевой компоненты плазмы основан на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюдения [2.2, 2.3] (более подробно см. далее).

2.3.3 Восстановление эффективного параметра неидеальности

Как было показано в работах [2.2-2.3], за массоперенос, пространственную корреляцию и фазовое состояние в неидеальных диссипативных системах для широкого диапазона изотропных парных потенциалов $U(r)$, удовлетворяющих эмпирическому условию $2\pi > |U''(r_p) r_p / U'|$, отвечают два безразмерных параметра, а именно, эффективный параметр неидеальности $\Gamma^* = c_1 r_p^2 U'' / (2T_p)$, и параметр масштабирования $\xi = \omega^* / \nu_{\text{fr}}$, где $\omega^* = |c_2 U''|^{1/2} (2\pi M_p)^{-1/2}$ является характерной частотой столкновений заряженных макрочастиц между собой, M_p – масса частицы, ν_{fr} – коэффициент трения частиц, обусловленный их столкновениями с нейтралами окружающего, U' и U'' – первая и вторая производная парного потенциала $U(r)$ в точке среднего межчастичного расстояния $r = r_p$, и c_1, c_2 – коэффициенты: $c_1 = c_2 \equiv 1$ для трехмерных систем, и $c_1 = 1.5, c_2 = 2$ для двумерного случая.

Метод, описанный в [2.2, 2.3] позволяет одновременное определение параметров пылевой компоненты плазмы, таких как кинетическая

температура частиц T_p , коэффициент трения ν_{fr} и характерная частота ω^* посредством наилучшего согласования измеряемой в эксперименте функции массопереноса $D_{msd}(t) = \langle (\Delta r)^2 \rangle / (2mt)$, (где m – размерность исследуемой системы, $\langle (\Delta r)^2 \rangle$ - среднеквадратичное смещение частиц) на коротких временах наблюдения, меньших некоторой критической величины $t < 2/\omega^*$, и соответствующих аналитических решений для гармонического осциллятора:

$$\frac{D_{msd}(t)}{D_o} = \frac{1 - \exp(-\nu_{fr}t/2) (ch(\nu_{fr}t\psi) + sh(\nu_{fr}t\psi) / \{2\psi\})}{2\xi_c^2 \nu_{fr}t}, \quad (2.2)$$

где $D_o = T_p / (\nu_{fr} M_p)$, $\psi = (1 - 8\xi_c^2)^{1/2} / 2$ и $\xi_c = \omega_c / \nu_{fr}$. В случае 2D- гексагонального кристалла ($m = 2$) частота ω_c равна $\omega_h \approx |2.7 U''|^{1/2} (\pi M_p)^{-1/2}$.

Таким образом, подгоняя под экспериментально полученную функцию массопереноса $D_{msd}(t)$ кривую, задаваемую формулой (2.2) до первого локального максимума, с помощью варьирования трех параметров: T_p , ν_{fr} и ω^* , мы можем определить экспериментальное значение эффективного параметра неидеальности из решения двух алгебраических уравнений: $\Gamma^* = c_1 r_p^2 U'' / (2T_p)$, и $\omega^* = |c_2 U''|^{1/2} (2\pi M_p)^{-1/2}$.

Помимо описанного метода величину эффективного параметра неидеальности можно определить из графика зависимости значения первого максимума g_{max} парной корреляционной функции от величины параметра Γ^* [2.2, 2.3].

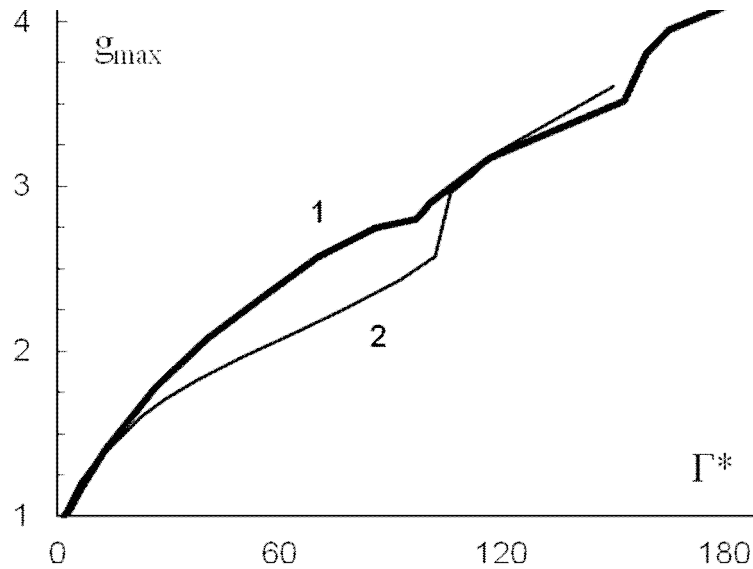


Рис. 2.6. Зависимости максимума g_{\max} корреляционных функций от значений параметра Γ^* для: 1- 2D задачи; 2 – 3D задачи.

2.3.4 Восстановление пространственных корреляционных функций

Основными инструментами для структурного анализа плазменно-пылевых образований (а именно для получения информации о трансляционном и ориентационном порядке в системе), являются парные корреляционные функции $g(r)$ и ориентационные корреляционные функции $g_6(r)$.

Парная (или трансляционная) корреляционная функция $g(r)$, также называемая радиальным распределением плотности показывает плотность вероятности найти частицу на расстоянии r от другой частицы. Математическая запись $g(r)$ для двумерного случая выглядит следующим образом:

$$g(r) = \frac{1}{n} \frac{dN(r)}{dS(r)}, \quad (2.3)$$

где $dN(r)$ - количество частиц на расстоянии r от выбранной частицы, которые находятся в кольце площадью $dS(r)=2\pi r dr$, а n - это концентрация частиц.

Информация о парной функции $g(r)$ (количество ее пиков, величина и положение ее первого максимума, отношение ее первого минимума к первому максимуму, а также ширина первого пика и др.) используется для анализа фазового состояния и для прогнозирования различных фазовых переходов в неидеальных системах, а также необходима для расчета различных кинетических коэффициентов (например, коэффициентов вязкости или теплопроводности) по формулам Грина-Кубо [2.4-2.6].

Форма корреляционной функции для идеальной решетки выглядит как набор дельта-функций на определенных расстояниях r , определяемых постоянными решетки, с затухающими амплитудами пиков с ростом r . В реальном кристалле, тепловое движение частиц, вызванное их конечной температурой T , уширяет пики и уменьшает их амплитуду. Измеренная кривая выглядит как серия гауссиан, максимумы которых находятся на соответствующих расстояниях, определяемых постоянными решетки (или межчастичными расстояниями). Для структуры жидкостного типа пики становятся шире и начинают перекрываться до тех пор, пока амплитуды не станут убывать с экспоненциальной скоростью с ростом r .

Другой важной структурной характеристикой системы частиц для двумерного случая является ориентационная корреляционная функция $g_6(r)$,

которая является мерой ориентационного порядка в анализируемой системе и задается в общем виде следующим образом:

$$g_6(\mathbf{r}) = \langle \psi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{0}) \rangle, \quad (2.4)$$

где $\psi(\mathbf{r}) = \exp(6i\theta(\mathbf{r}))$ - локальный параметр порядка, а угол $\theta(\mathbf{r})$ определяет ориентацию положения двух ближайших соседей относительно фиксированной оси. В общем случае, пространственная асимптотика и профиль функции $g_6(r)$ определяется фазовым состоянием анализируемой системы и может сохранять дальний ориентационный порядок в двумерных системах в отсутствие трансляционного порядка. Для идеальной гексагональной кристаллической решетки $g_6(r)$ равен единице по определению. Для твердой фазы функция $g_6(r)$ должна выходить на постоянную величину уже на нескольких межчастичных расстояниях. В жидкостной фазе функция $g_6(r)$ экспоненциально убывает, как и парная корреляционная функция. Однако, согласно работе Березинского [2.7] и последующей за ней КТНУ-теорией [2.8-2.10] при плавлении между твердой и жидкостной фазами должно проявиться промежуточное двумерное состояние, названное гексатической фазой. И индикатором этой фазы как раз и служит ориентационная корреляционная функция $g_6(r)$, поведение которой в этой фазе описывается степенным законом с ростом r .

Способ расчета этой функции у разных авторов отличается в связи с различной математической интерпретацией формулы (2.4), а также разным способом усреднения, поэтому для экспериментов мы пользовались методом

расчета, ранее апробированным в численных работах наших коллег [2.11], проводивших сравнение с другими работами и предсказаниями вышеупомянутой КТННУ-теории. Функция $g_6(r)$ задается в виде

$$g_6(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \frac{\langle \psi_6^*(\mathbf{r})\psi_6(\mathbf{r}') \rangle}{\langle \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}') \rangle} \quad (2.5)$$

где $\psi_6(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\psi_{6,i}$, а $\psi_{6,i} = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \exp(6i\theta_{ij})$ - это микроскопическая

плотность ориентационного параметра порядка. Здесь суммирование ведется по всем ближайшим соседям i -той частицы, а угол образован бондом между

i -той и j -той частицей и фиксированной осью; а $\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ -

микроскопическая плотность частиц. Вначале находят локальный ориентационный порядок для каждой частицы, а затем считают число частиц, расположенных на расстоянии r от фиксированной частицы. Далее производится усреднение по ансамблю и нормировка на среднюю плотность частиц. Для простоты расчетов радиус-вектор принимаем равным $\mathbf{r}'=0$.

2.3.5 Определение числа топологических дефектов в монослойной плазменно-пылевой структуре

Дефектом называют любое нарушение трансляционной симметрии кристаллической структуры. Для двумерных систем возможными дефектами являются точечные дефекты (дислокации) - наличие вакансий или внедренных «атомов». Решетка вокруг такого изолированного дефекта искажается таким образом, что кристаллическая структура при этом

сохраняется. В гексагональной решетке с типичными шестью ближайшими соседями, а, значит, и т.н. «связями», для каждого узла решетки наиболее распространенными точечными дефектами будут 5-связные (вакансии) и 7-связные (внедренные дефекты) узлы решетки, как, например, показано на рис.2.7.

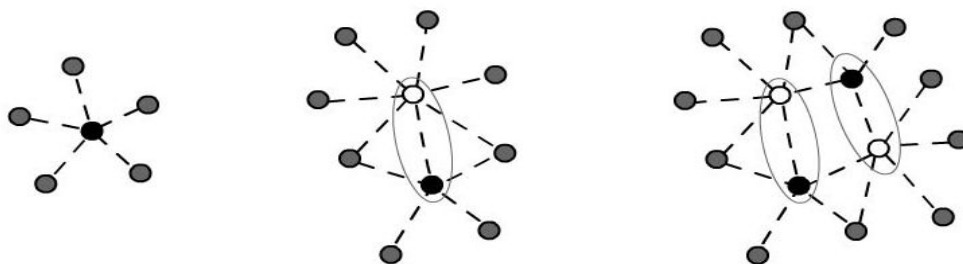


Рис. 2.7. (а) – свободная дисклинация (5 связей), (б) – свободная дислокация (пара из 5-связной и 7-связной дисклинаций), (в) – дислокационная пара. Пунктирная линия показывает связи между ближайшими соседями (бонды); \circ - узлы решетки с 7-ю связями, \bullet – с 5-ю связями.

Положения точечных дефектов находят с помощью выполнения триангуляции Делоне для координат частиц (x, y) на изображении. Триангуляция покрывает двумерную XY-поверхность сеткой треугольников, вершинами которых являются соседние частицы, причем линии сторон треугольников не должны пересекаться. В этом случае каждый узел решетки будет n раз соединен с ближайшими n узлами. Эти связи определяют количество и положение всех ближайших соседей частиц. В гексагональной двумерной решетке узел будет являться точечным дефектом при $n \neq 6$.

Напомним, что триангуляцией Делоне называют такую триангуляцию, при которой никакая точка A из множества точек S на плоскости не

содержится внутри окружности, описанной вокруг любого треугольника, вершиной которого не является точка A . Как следствие: если никакие четыре точки не лежат на одной окружности, триангуляция Делоне единственна. Триангуляция Делоне взаимно однозначно соответствует диаграмме Вороного для того же набора точек. Диаграмма Вороного конечного множества точек S на плоскости представляет такое разбиение плоскости, при котором каждая область этого разбиения образует множество точек, более близких к одному из элементов множества S , чем к любому другому элементу множества. На рисунке 2.8 представлена иллюстрация построения триангуляции Делоне и диаграммы Вороного для произвольного набора точек, а также их взаимное соответствие.

Добавим также, что диаграмма Вороного наглядно демонстрирует получаемые экспериментальные результаты, а именно степень упорядоченности структуры, долю точечных дефектов, их вид и местоположение (см. рис. 2.9)

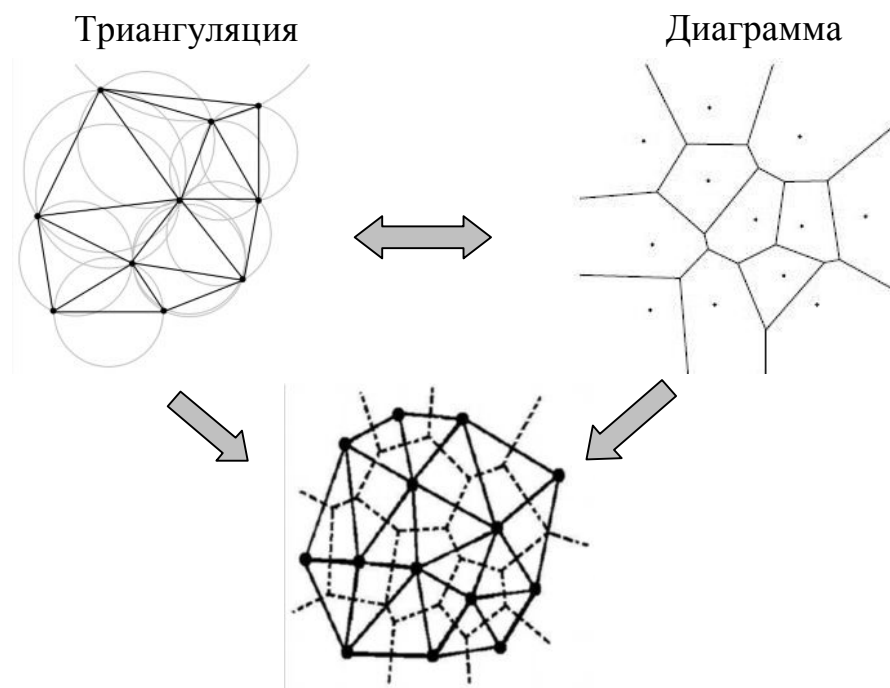


Рис. 2.8. Иллюстрация триангуляции Делоне и построения диаграммы Вороного для произвольных наборов точек. Внизу – иллюстрация их взаимно-однозначного соответствия друг другу. (Сплошные линии относятся к триангуляции Делоне, штриховые – к диаграмме Вороного).

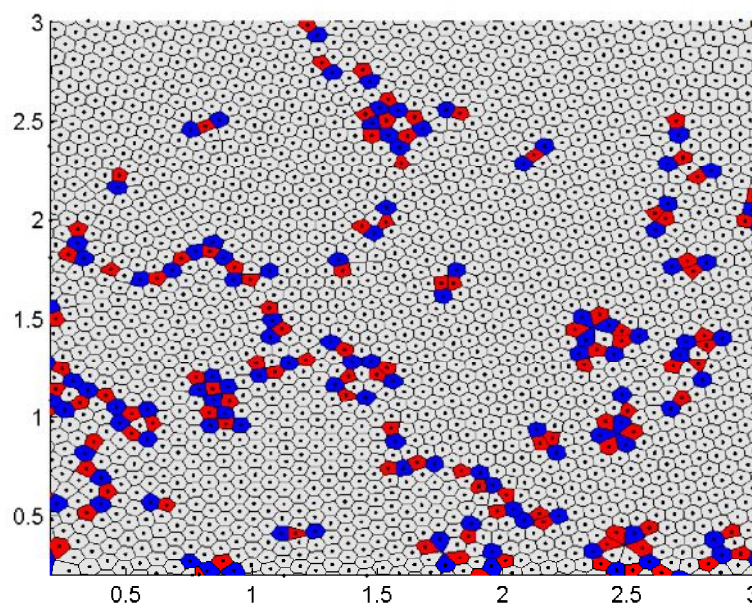


Рис. 2.9. Иллюстрация диаграммы Вороного для фрагмента кадра монослойной структуры из полистироловых частиц с никелевым покрытием, полученной при давлении 4,3 Па и мощности разряда 7,9 Вт. Мощность лазера – 30 мВт. Синим и красным цветами обозначены дефекты.

2.3.6 Определение фазового состояния двумерной плазменно-пылевой системы с помощью нормированной ориентационной корреляционной функции

Костерлиц и Таулесс разработали теорию двумерного плавления [2.8], в которой поведение дефектов определяет природу фазового перехода, или другими словами теорию плавления, обусловленного появлением дислокации. Основные результаты этой модели для свойств системы были позднее проверены и расширены Халперином, Нельсоном и Юнгом [2.9-2.10].

Главным достижением КТНУ- теории было новое определение дальнего порядка для двумерных систем, основанное на свойствах всей системы в целом, т.е. на концентрации и поведении дислокаций в системе. Это является преимуществом в случаях, когда корреляционные функции (например, спин-спиновая корреляция в двумерных спиновых системах) обращаются в ноль при конечной температуре и не могут быть использованы как основание для существования дальнего порядка.

Однако, в математической формулировке ориентационной корреляционной функции $g_6(r)$, которая является основным инструментом для определения фазового состояния двумерной системы, концентрация дефектов (а значит, и числом “недефектных” частиц N_6) не присутствует в явном виде, что создает мнимое ощущение независимости формы функции $g_6(r)$ от N_6 .

Также следует отметить, что на настоящий момент результаты численных и экспериментальных исследований пространственной асимптотики функций $g_6(r)$, представленные в работах различных авторов весьма разнообразны. Данное обстоятельство может быть связано как с анализом расчетов, выполненных для разного количества частиц, так и с различным выбором формы аппроксимирующих функций, а также пространственного отрезка для поиска наиболее подходящей аппроксимации (имеется в виду либо анализ затухания первых пиков $g_6(r)$, либо же исследование асимптотики хвоста функции). Кроме того, в существующих литературных источниках нет определенного согласия в вопросе о том, как именно надо аппроксимировать $g_6(r)$ – с учетом пиков или минимумов, с учетом свободного постоянного члена или без него (в зависимости от наличия последнего функция $g_6(r)$ будет стремиться либо к нулю, либо к постоянному значению). И почти нигде не приводится сама функция, а только ее аппроксимация, поэтому сложно судить о том, насколько правомерны предлагаемые аппроксимации.

Как было показано в недавних численных работах [2.11-2.12], выполненных нашими коллегами в институте, форма ориентационных функций $g_6(r)$ хотя и различна для жидкостной и гексатической фазы, однако сохраняется в пределах указанных состояний структуры. При этом величина $g_6(r)$ полностью определяется числом возникающих дефектов, вследствие чего нормированные функции $g_6(r)/N_6$ формируют три группы кривых,

соответствующие разным фазовым состояниям системы: кристалл, гексатическая фаза и жидкость (рис. 2.10); здесь N_6 – относительное число частиц с шестью ближайшими соседями, соответствующие недеформированным ячейкам Вороного (см. рис.2.9).

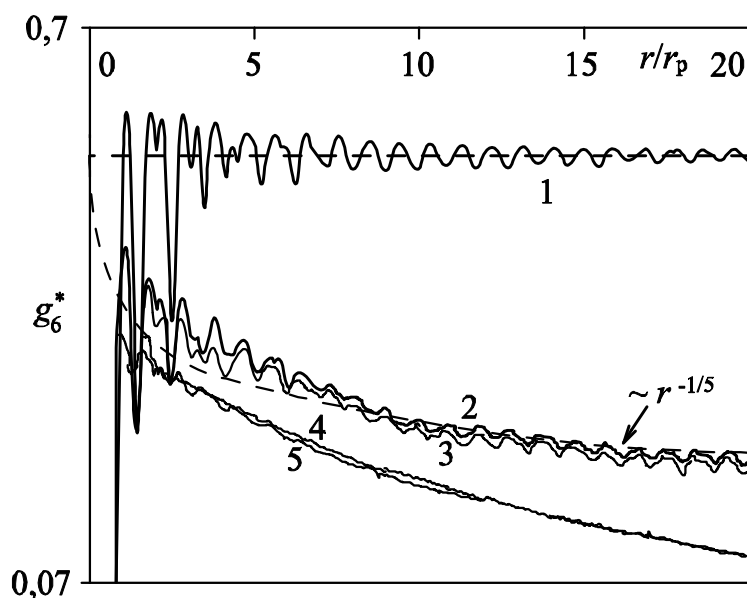


Рис. 2.10. Нормированные функции $g_6^*(r/r_p)=g_6(r/r_p)/N_6$ для различных значений параметра Γ^* : для кристаллической фазы – $\Gamma^*\sim 165$ (1), для гексатической фазы – $\Gamma^*\sim 140$ (2) и $\Gamma^*\sim 110$ (3), для жидкостной фазы – $\Gamma^*\sim 85$ (4) и $\Gamma^*\sim 5$ (5) (см. рис.1 из работы [2.12])

Таким образом, анализ нормированных ориентационных корреляционных функций $g_6(r/r_p)/N_6$, получаемых из эксперимента, дает достоверную и непротиворечивую информацию о фазовом состоянии анализируемой системы, и при этом лишен недостатков, связанных с анализом асимптотического поведения ненормированных корреляционных функций $g_6(r/r_p)$.

2.3.7 Восстановление парного потенциала межчастичного взаимодействия на основе решения обратной задачи Ланжевена

Еще один из методов, используемых для обработки экспериментальных данных, и получения количественной информации о свойствах монослойных плазменно-пылевых систем, подробно описан в работах [2.13-2.14]. 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.

Суть метода заключается в следующем. При соблюдении определенных условий, реализуемых в наших экспериментах, для решения обратной задачи достаточно лишь 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 (где m – номер кадра видеозаписи) определялись как

$$V_k(t_m) = \frac{dl_k^p}{dt} \cong \{l_k(t_m) - l_k(t_{m-1})\} / \Delta t; \quad (2.6)$$

$$a_k(t_m) = \frac{d^2 l_k^p}{dt^2} \cong \{V_k(t_{m+1}) - V_k(t_m)\} / \Delta t. \quad (2.7)$$

Для восстановления силы парного межчастичного взаимодействия $F \equiv F_{\text{int}}$ (а, соответственно, и парного потенциала U) использовались разложения в виде различных комбинаций степенных и экспоненциальных функций

$$F = \sum_{i=1}^{I_p} \{a_i l^{-(i+1)} + b_i l^{-i} \exp(\kappa l / l_p)\}. \quad (2.8)$$

Здесь a_i , b_i и κ – 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

$$\mathbf{r} F_{pp}^k = \sum_{j=1, j \neq k}^{N_p-1} \sum_{i=1}^{I_p} \{a_i + b_i l_{kj} \exp(-\kappa l_{kj} / l_p)\} \frac{l_k - l_j}{l_{kj}^{i+2}}. \quad (2.9)$$

Дополнительно (для проверки результатов восстановления), силы парного межчастичного взаимодействия ($F \equiv F_{\text{int}}$) также аппроксимировались сплайнами вида

$$\psi_n(l) = \sum_{i=0}^3 c_{ni} l^{-i}; \quad l \in [l_n; l_{n+1}); \quad n = 1, 2, \dots, I_s, \quad (2.10)$$

где I_s – число отрезков разбиения. При этом, на концах отрезков разбиения поддерживались условия непрерывности и гладкости функций $F(l)$: $\psi_n(l_{n+1}) =$

$\psi_{n+1}(l_{n+1}), \psi_n(l_{n+1}) = \psi_{n+1}'(l_{n+1})$; а их длина $|l_{n+1} - l_n|$ в различных численных экспериментах варьировалась от $\sim 0.5l_p$ до $\sim 1.5l_p$.

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

$$\overset{\mathbf{r}}{F}_{pt}{}^k = \overset{\mathbf{r}}{r}_k \sum_{i=1}^{I_t} d_i r_k^{i-1}. \quad (2.11)$$

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 κ, a_i, b_i (или c_{ni}), d_i и v_{fr} (коэффициент трения) системы уравнений движения, записанных для каждой из анализируемых частиц для различных моментов t_m в течение полного времени эксперимента

$$M\overset{\mathcal{P}}{a}_{km} = -v_{fr} M\overset{\mathcal{P}}{V}_{km} + \overset{\mathcal{P}}{F}_{pp}{}^{km} + \overset{\mathcal{P}}{F}_{pt}{}^{km}. \quad (2.12)$$

Поиск коэффициентов осуществлялся путем наилучшего согласования между экспериментальными данными о положениях частиц $(\overset{\mathcal{P}}{V}_{km}, \overset{\mathcal{P}}{a}_{km})$ и аппроксимирующими функциями $(\overset{\mathcal{P}}{F}_{pp}{}^{km}, \overset{\mathcal{P}}{F}_{pt}{}^{km})$, входящими в уравнения (2.12), используя стандартную процедуру минимизации среднеквадратичного отклонения S , так чтобы величина всех отклонений отвечала условию

$$S \equiv \sum_{k=1}^{N_p} \sum_{m=1}^{N_c} (M\overset{\mathbf{r}}{a}_{km} + v_{fr} M\overset{\mathbf{r}}{V}_{km} - \overset{\mathbf{r}}{F}_{pp}{}^{km} - \overset{\mathbf{r}}{F}_{pt}{}^{km})^2 = \min. \quad (2.13)$$

Здесь N_c – число анализируемых кадров видеозаписи, а N_p – число частиц.

2.4 Выводы по второй главе

Во второй главе представлено описание экспериментального комплекса для изучения лазерного разогрева монослойных плазменно-пылевых структур в плазме ВЧ- разряда, включая газоразрядную камеру, газо-вакуумную систему, и диагностический комплекс; а также дано описание условий и основных параметров экспериментов по изучению процесса разогрева и плавления монослойных плазменно-пылевых структур.

Рассмотрены основные способы обработки экспериментальных данных по восстановлению различных пространственных и динамических характеристик пылевых структур, включая методы распознавания координат, траекторий и скоростей пылевых частиц; их кинетической энергии; эффективного параметра неидеальности; пространственной корреляции пылевых частиц, а именно, парной и ориентационной корреляционных функций; а также метод восстановления потенциала межчастичного взаимодействия.

Глава 3. Результаты экспериментального изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе

Плавление двумерных (2D) систем представляет собой интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения, в первую очередь из-за его качественного отличия от фазового перехода «твердое тело-жидкость» в трехмерных (3D) системах [3.1-3.3]. В настоящее время существуют две основные теоретические модели, используемые для описания плавления двумерных систем. Согласно одной из них, т.н. теории Березинского-Костерлица-Таулесса (в англоязычной литературе Berezinskii-Kosterlitz-Thouless или Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young (КТННУ) теория), основанной на рассмотрении поведения топологических дефектов (дисклинаций и дислокаций), переход 2D - системы из кристаллического в жидкое состояние носит двухстадийный характер с образованием промежуточной, т.н. гексатической фазы [3.4–3.9]. В кристалле ориентационная и трансляционная симметрия имеют дальний порядок. При переходе в гексатическую фазу трансляционный дальний порядок нарушается, но при этом сохраняется ориентационная жесткость. В жидкостной фазе как трансляционный, так и ориентационный порядок носят короткодействующий характер.

Другая известная теория (Grain-Boundary-Induced melting (GBI) теория в англоязычной литературе) описывает плавление двумерных систем как

фазовый переход от кристалла к жидкости без формирования какой-либо промежуточной фазы [3.10, 3.11].

Доказательства в пользу теории Березинского-Костерлица-Таулесса в системах с различными потенциалами межчастичного взаимодействия были представлены в серии экспериментальных и численных работ [3.12–3.18], в том числе для электронов на поверхности жидкого гелия [3.13], в коллоидных растворах с полимерными частицами [3.14, 3.15], для магнитных пузырьков в тонких пленках [3.16-3.18]. Отдельные попытки обнаружить гексатическую фазу были также сделаны и в экспериментах с пылевой плазмой [3.19-3.24].

Принято считать, что пылевые частицы в плазме взаимодействуют между собой через экранированный кулоновский или дебаевский потенциал (называемый также потенциалом Юкавы). Этот вид потенциала также часто используется для описания межчастичного взаимодействия в медицине, физике полимеров и др. Численные расчеты, выполненные для кулоновских систем и систем Юкавы, показывают, что физические свойства таких систем имеют две характерные точки фазовых переходов [3.19, 3.28-3.34]. Первая из них относится к фазовому переходу «жидкость – гексатическая фаза» и наблюдается, когда эффективный параметр неидеальности системы $\Gamma^* = 1.5(eZ)^2(1+\kappa+\kappa^2/2)\exp(-\kappa)/(Tdr_p) \approx 98$; вторая точка (при $\Gamma^* \approx 154$) соответствует переходу от гексатической фазы к идеальному кристаллу, где коэффициент диффузии частиц стремится к нулю [3.19, 3.25, 3.26]. Здесь $\kappa \equiv$

r_p/λ - параметр экранирования, λ - длина экранирования, r_p , межчастичное расстояние, T_d - кинетическая температура частиц. Отличие величины Γ^* от указанных точек фазовых переходов в работах других авторов составляют не более 5% [3.27-3.31].

В настоящее время сравнение теоретических предсказаний с лабораторными экспериментами в пылевой плазме не выявило достоверного согласия со сценарием плавления, предложенного в упомянутых выше теориях [3.19-3.24]. Тем не менее, авторы работ [3.22, 3.24] склоняются в пользу GBI - теории, как наиболее подходящей для описания плавления двумерных плазменно-пылевых структур, формирующихся в плазме вч разряда низкого давления.

В данной главе представлены новые результаты экспериментального изучения трансляционного и ориентационного порядка и топологических дефектов, полученные при плавлении пылевого монослоя в слабоионизованной плазме вч разряда низкого давления.

3.1 Экспериментальное наблюдение плавления двумерной плазменно-пылевой системы

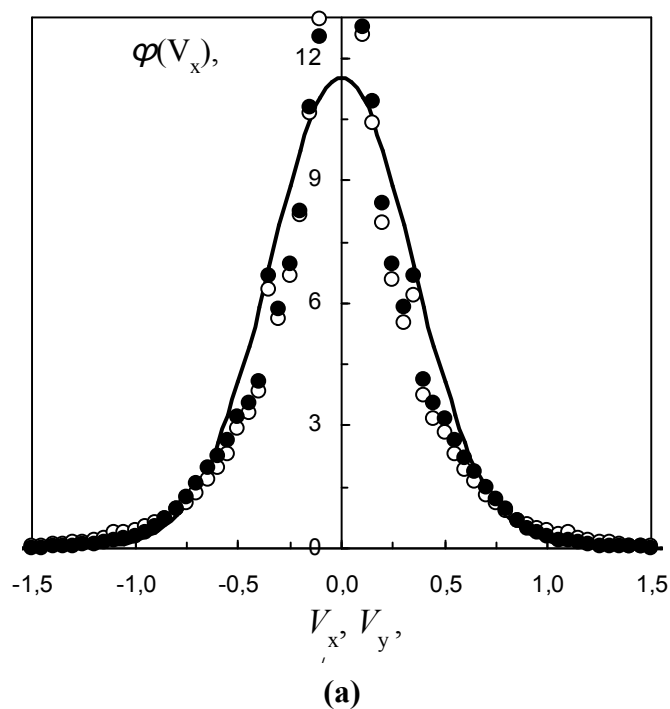
Описание эксперимента по исследованию двумерного фазового перехода в пылевой подсистеме плазмы емкостного высокочастотного газового разряда представлено в Главе 2. Основные результаты, которые представлены в данной главе, были получены для плазменно-пылевых структур, образованных сферическими монодисперсными полистироловыми

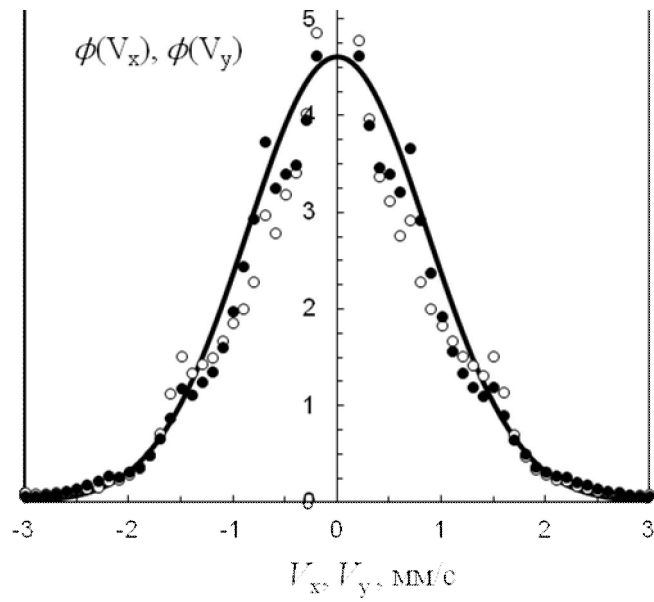
частицами плотностью $1,05 \text{ г/см}^3$ и диаметром $10,16 \text{ мкм}$ в аргоновой плазме при давлении $4,3 \text{ Па}$ и мощности разряда $17,9 \text{ Вт}$. При этом мощность лазера для кинетического разогрева пылевой компоненты варьировалась от 20 до 220 мВт . В таких условиях частицы приобретали значительный заряд и, при достижении баланса электрической силы и силы тяжести, формировали монослойную пылевую структуру с числом частиц не менее $2500-3000$ частиц и различным фазовым состоянием.

Полученные в экспериментах видеозаписи движения пылевых частиц в плазме обрабатывались при помощи специально разработанных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты частиц, их траектории и скорости движения. Полученные распределения скоростей пылевых частиц в пределах экспериментальной погрешности соответствуют распределению Максвелла, что также согласуется с работами [3.21, 3.25, 3.32, 3.33]. При этом отклонения измеряемых скоростей частиц по двум регистрируемым степеням свободы (x, y) были незначительны (см. Рис. 3.1) и находились в пределах $\sim 0.5-3\%$: для величин их средней скорости $\langle V_x(t) \rangle \cong \langle V_y(t) \rangle \cong 0$, а для автокорреляционных функций скоростей $\langle V_x(0)V_x(t) \rangle \cong \langle V_y(0)V_y(t) \rangle$, $\langle V_x(0)^2 \rangle \cong \langle V_y(0)^2 \rangle$. Изменение скорости в области измерения было случайным со среднеквадратичным отклонением не превышающим 10% . Во время наблюдения (10 секунд) колебания температуры частиц также не превышали ошибки эксперимента $\sim 10\%$.

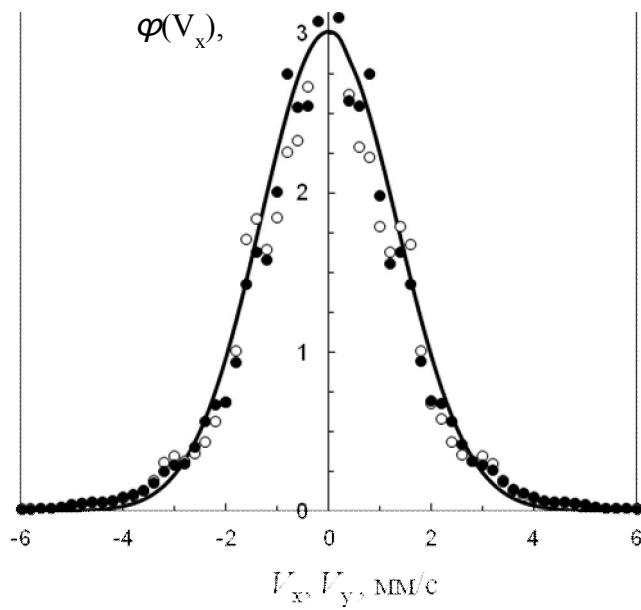
Таким образом, для пылевой компоненты плазмы соблюдалось локальное равновесие.

Для невозмущенных областей пылевого монослоя также были измерены средние межчастичные расстояния r_p , кинетическая температура частиц T_d , получены функции массопереноса $D(t)=\langle\Delta r^2\rangle/(4t)$ (здесь $\langle\Delta r^2\rangle$ – среднеквадратичное смещение пылевых частиц). Функции $D(t)$ для различных экспериментов представлены на Рис 3.2. Для большинства анализируемых экспериментов движение пылевых частиц носило диффузионный характер: с ростом времени наблюдения t функция $D(t)$ стремилась к некоторому постоянному значению, соответствующему коэффициенту диффузии.





(а)



(б)

Рис. 3.1. Измеренные функции распределения скоростей частиц $\phi(V_x)$ (●) и $\phi(V_y)$ (○) для различных экспериментов: (а) – $W = 20$ мВт, (б) – $W = 100$ мВт, (в) – $W = 220$ мВт. А также (линия) их среднеквадратичная подгонка функцией Максвелла с $V_T^2 = T/M \equiv 0.12$ мм²/с² для (а), 0.8 мм²/с² для (б), 1.9 мм²/с² для (в).

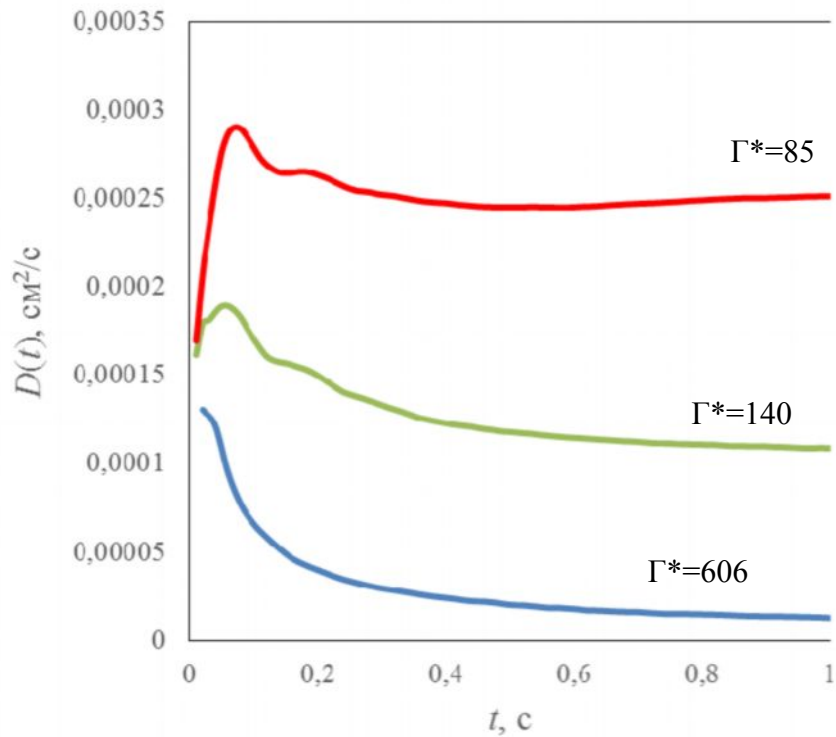


Рис. 3.2. Измеренные функции массопереноса $D(t)$ для различных экспериментов: синяя линия – $W = 20$ мВт, зеленая – $W = 100$ мВт, красная – $W = 220$ мВт.

Параметры макрочастиц, такие, как средняя скорость стохастического движения частиц V_T , характерная частота $\omega^* = \{2(eZ)^2(1+\kappa+\kappa^2/2)\exp(-\kappa)/(r_p^3 \pi M)\}^{1/2}$ и коэффициенты трения частиц при их столкновениях с нейтральными атомами буферного газа ν_{fr} , были измерены методом, основанным на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюдения (см. Главу 2), а, именно, путем наилучшего согласования между измеренными функциями $D(t)$ и соответствующим аналитическим решением (2.2) для гармонического осциллятора при помощи метода последовательных итераций. Погрешности восстановленных параметров составляли: не более 10% для коэффициента трения ν_{fr} ; и менее 5% для величины ω^* . Следует отметить, что малость погрешности полученных результатов обусловлена,

во-первых, высоким временным разрешением видеокамеры, регистрирующей частицы (частота кадров равна 200–500 с⁻¹) и, во-вторых, усреднением полученных временных зависимостей среднеквадратичного смещения и автокорреляционных функций скоростей частиц. В результате усреднения данных функций по ансамблю и по всем отрезкам времени заданной длительности полученные кривые были достаточно гладкими, чтобы численные операции над ними не вносили заметной ошибки (см. Рис. 3.2). Для сокращения процедуры подгонки экспериментальных данных теоретическими кривыми начальные значения для ω^* и v_{fr} выбирались в соответствии с аналитическими аппроксимациями для зависимости максимума D_{max} функции $D(t)$ и положения этого максимума t_{max} от параметра $\xi_c = \omega_c/v_{fr}$, которые были предложены в работах [3.34, 3.35]:

$$D_{max} \approx D/(1+2\xi_c), \quad (3.1)$$

$$t_{max}v_{fr} \approx 4\sqrt{2}\pi/(1+8\sqrt{2}\xi_c). \quad (3.2)$$

На Рис. 3.3 представлены результаты измерения средней скорости стохастического движения частиц V_T^2 , полученные для различных экспериментов двумя независимыми методами диагностики: (кружки) – по величине максимума функции массопереноса (3.1); (треугольники) – путем подгонки распределения скоростей частиц $f(V)$ максвелловскими функциями.

Полученные данные о ω^* , V_T^2 , r_p позволили оценить величину эффективного параметра неидеальности Γ^* из уравнений (1.4), (1.5) в двумерном приближении. Значения параметра Γ^* , восстановленные путем

анализа функции массопереноса, представлены на Рис.3.4 для различных экспериментов. При вышеописанных параметрах эксперимента величина Γ^* изменялась в пределах от 10 до 600, среднее межчастичное расстояние $r_p \approx 670$ мкм, характерная частота $\omega^* \approx 14.5 \pm 1$ и коэффициент трения $\nu_{fr} \approx 4 \text{ с}^{-1}$. Грубая оценка величины погрешности полученных величин Γ^* может быть сделана путем прямого сложения погрешностей за счет ошибок определения входящих в него параметров как $\sim 20\%$. Для сравнения на Рис. 3.4 приведены значения Γ^* , восстановленные по результатам численного моделирования, используя пик парной корреляционной функции (см. Главу 2).

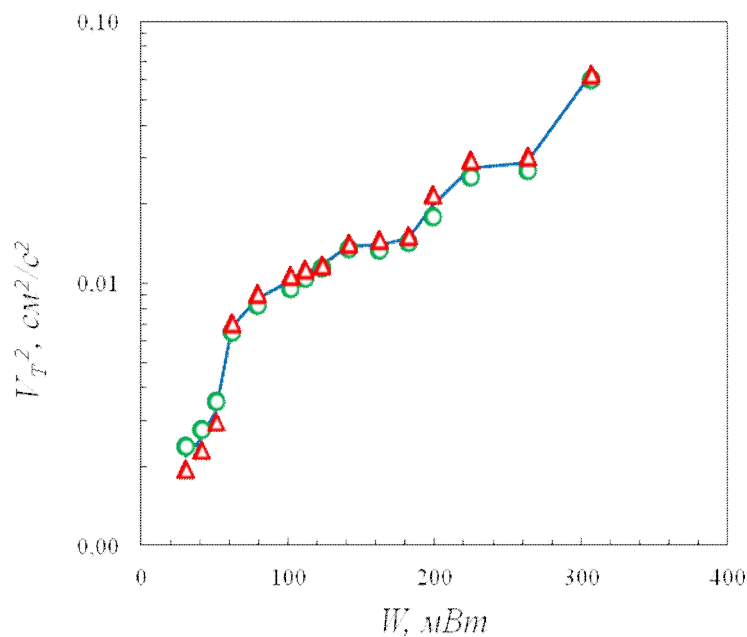


Рис. 3.3. Квадрат средней скорости стохастического движения частиц (V_T^2 , см²/с²) в зависимости от мощности лазерного излучения, полученная различными методами диагностики: (кружки) – по величине максимума функции массопереноса (3.1); (треугольники) – путем подгонки распределения скоростей частиц $f(V)$ максвелловскими функциями. Сплошная линия – среднее значение по двум методам.

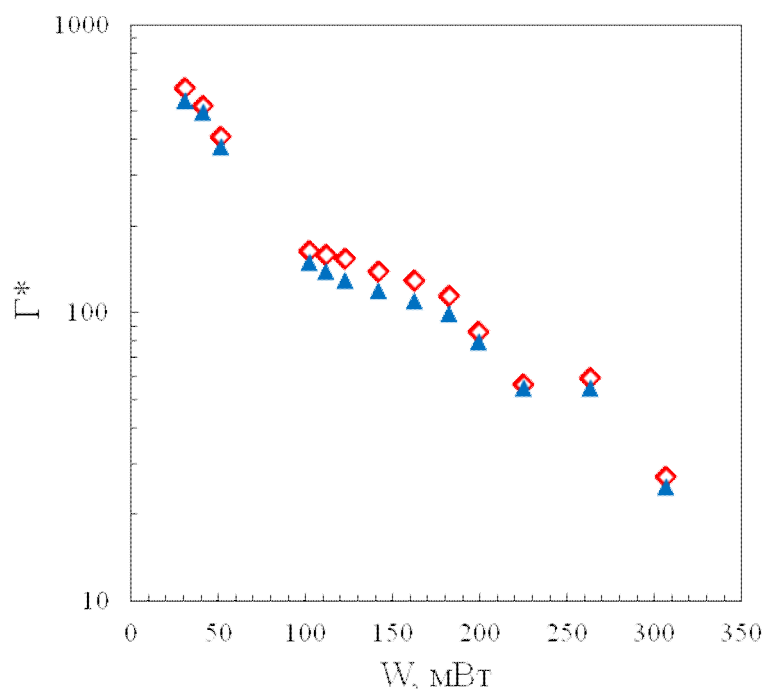


Рис. 3.4. Эффективный параметр неидеальности Γ^* , восстановленный по результатам численного моделирования, используя пик парной корреляционной функции (ромбы) и путем анализа функции массопереноса (треугольники), в зависимости от мощности лазерного излучения.

3.2 Экспериментальное обнаружение промежуточной (гексатической) фазы при фазовом переходе в двумерной плазменно-пылевой системе

Для количественного и качественного описания фазового состояния системы, как правило, применяется анализ парных $g(r)$ и ориентационных $g_6(r)$ корреляционных функций, наряду с анализом динамики различных топологических дефектов [3.1–3.3, 3.11]. Напомним, что парная корреляционная функция $g(r)$ определяет вероятность нахождения некоторой частицы на расстоянии r от заданной и является мерой трансляционного порядка в системе взаимодействующих частиц ($g(r)=1$ для идеального газа). Для двумерных систем ориентационная корреляционная функция $g_6(r)$

определяется углом $\theta(\mathbf{r})$, образованным отрезком, соединяющим соседние частицы, относительно выбранного направления \mathbf{r} [3.1-3.3]. Для идеальной гексагональной структуры функция $g_6(r) \equiv 1$, в то время как для других фазовых состояний системы (например, жидкости) она убывает с расстоянием. В свою очередь, топологическим дефектом называют любое нарушение трансляционной симметрии изначально идеальной кристаллической решетки, при этом число дефектов зависит от фазового состояния системы.

Изучение пространственной асимптотики парных $g(r)$ и ориентационных $g_6(r)$ корреляционных функций также используется для анализа фазового состояния системы. Асимптотика парных функций в двумерных неидеальных системах была детально изучена в работе [3.16]. В этой работе было показано, что пространственное убывание пиков (g^s) парной корреляционной функции в идеальном кристалле описывается степенной функцией $g^s \propto (r/r_p)^{-\eta}$ при $\eta < 1/3$, в гексатической фазе и жидкости - экспоненциальной зависимостью $g^s \propto \exp(-\mu r/r_p)$ при $\mu = \mu_h \equiv const$ и $\mu > \mu_h$, соответственно. Для ориентационной корреляционной функции характерна степенная асимптотика в гексатической фазе и экспоненциальная - в жидкостной.

На рисунках 3.5 и 3.6 приведены парные корреляционные функции $g(r)$ и ориентационные корреляционные функции $g_6(r)$, полученные в эксперименте при трех различных значениях параметра неидеальности Γ^*

вблизи фазовых переходов. Также на рисунке 3.4 представлены результаты численных расчетов функций $g_6(r)$ при различных параметрах неидеальности $\Gamma^* = 220, 140, 55$, что соответствует, как будет показано ниже, кристаллической ($\Gamma^* = 220$), гексатической ($\Gamma^* = 140$) и жидкостной фазе ($\Gamma^* = 55$), соответственно.

Расчеты были выполнены методом молекулярной динамики Ланжевена (см. Главу 1) для однородной двумерной системы Юкава с параметром экранирования $\kappa \equiv r_p/\lambda = 1, 2, 3, 4$ при различных значениях эффективных параметров: параметра неидеальности Γ^* и параметра масштабирования $\xi = \omega^*/v_{fr}$. Величина ξ варьировалась от 1 до 4, что соответствует экспериментальным условиям в плазме газовых разрядов, величина Γ^* менялась в диапазоне значений от 5 до 200. Для моделирования протяженного однородного слоя использовались периодические граничные условия для двух направлений (x и y). Число независимых частиц N_p в центральной расчетной ячейке менялось от 256 до 4096. В зависимости от числа частиц потенциал обрезался на расстоянии r_{cut} от 5 до 25 средних межчастичных расстояний r_p . Основные расчеты проводились при $N_p = 1024$ при $r_{cut} = 12r_p$, т.к. дальнейшее увеличение числа частиц в ячейке заметно не влияло на вид функции $g_6(r)$ и число дефектов $\delta = 100 - N_6$ (%) при указанных параметрах расчета.

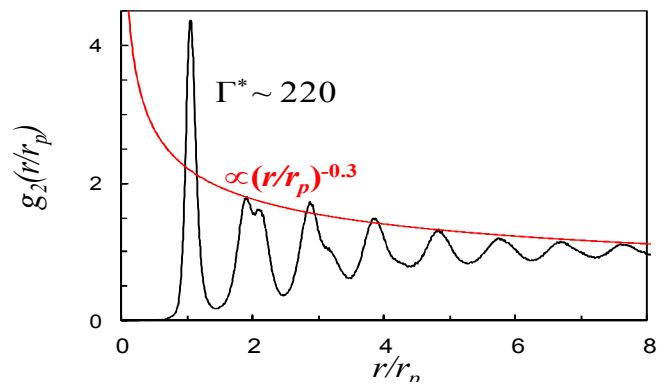
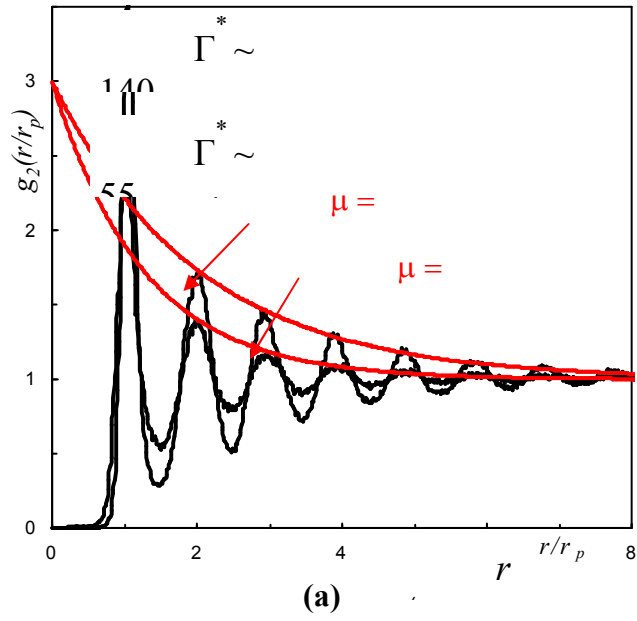
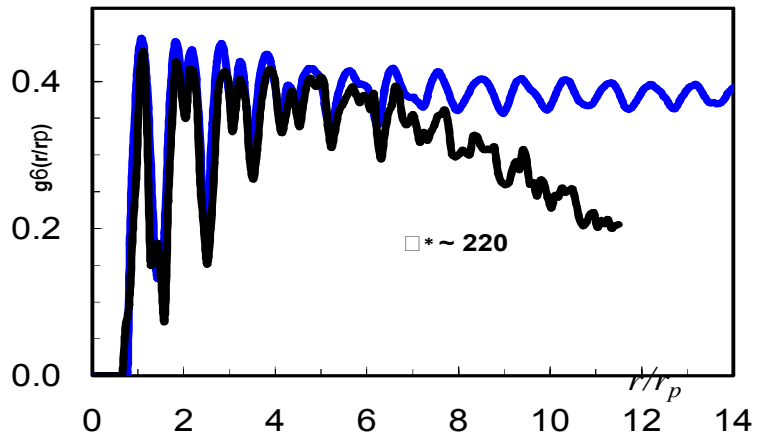
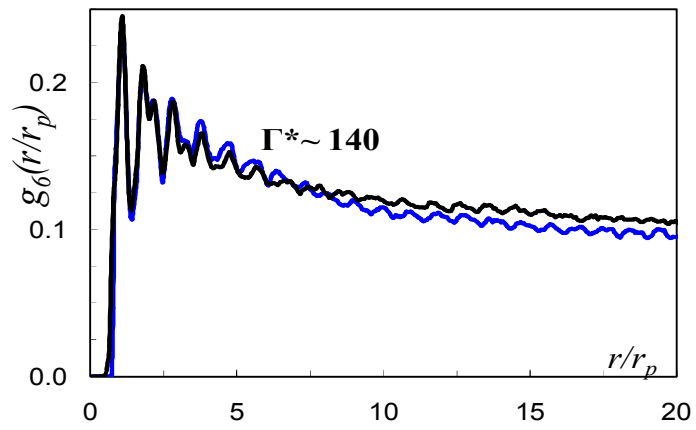


Рис 3.5. Парные корреляционные функции при различных параметрах неидеальности Γ^* для кристаллической ($\Gamma^* = 220$), гексатической ($\Gamma^* = 140$) и жидкостной фазы ($\Gamma^* = 55$), соответственно. Красные кривые - аппроксимации пиков парных корреляционных функций $g_2(r/r_p)$.

a)



b)



B)

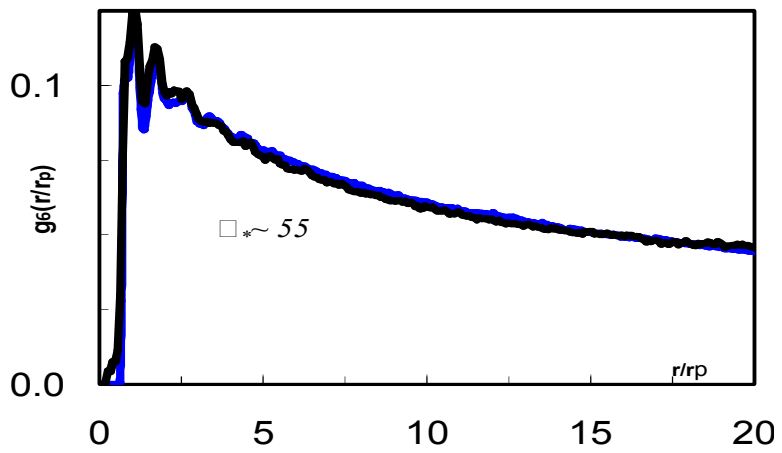


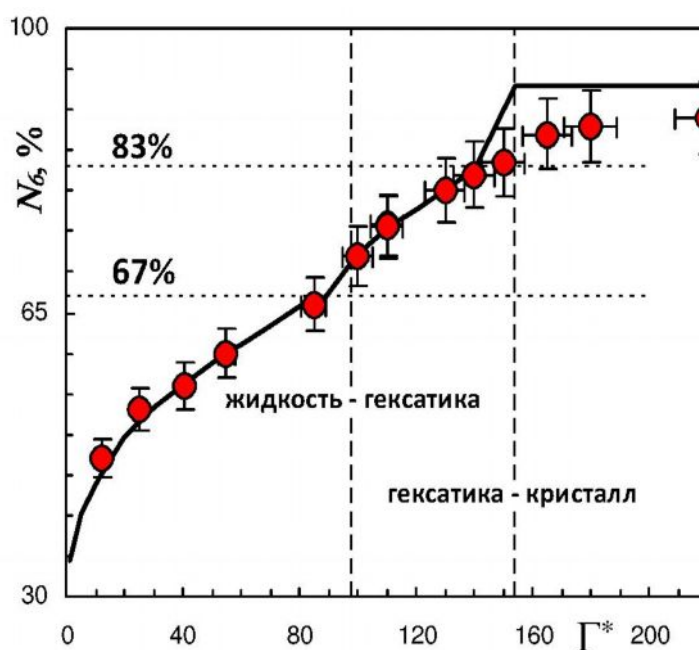
Рис 3.6. Ориентационные корреляционные функции при различных параметрах неидеальности Γ^* для кристаллической ($\Gamma^* = 220$), гексатической ($\Gamma^* = 140$) и жидкостной фазы ($\Gamma^* = 55$), соответственно. Синие кривые - результаты численного моделирования функций $g_6(r/r_p)$ с параметрами, близкими к эксперименту.

На рисунках 3.7(а), 3.7(б) показаны зависимость числа частиц N_6 с шестью ближайшими соседями (в процентном отношении от общего числа частиц) от параметра неидеальности Γ^* и зависимость числа дефектов $\delta = 100 - N_6$ (%) от $1/\Gamma^*$, где вертикальные пунктирные линии указывают на фазовые переходы при значениях $\Gamma^* \approx 100$ и $\Gamma^* \approx 150$, полученных в работе [3.19]. На рис. 3.8 в двойном логарифмическом масштабе представлены нормированные функции $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$ для жидкостной и гексатической фазы при различных значениях параметра $\Gamma^* = 10, 85, 110, 140$.

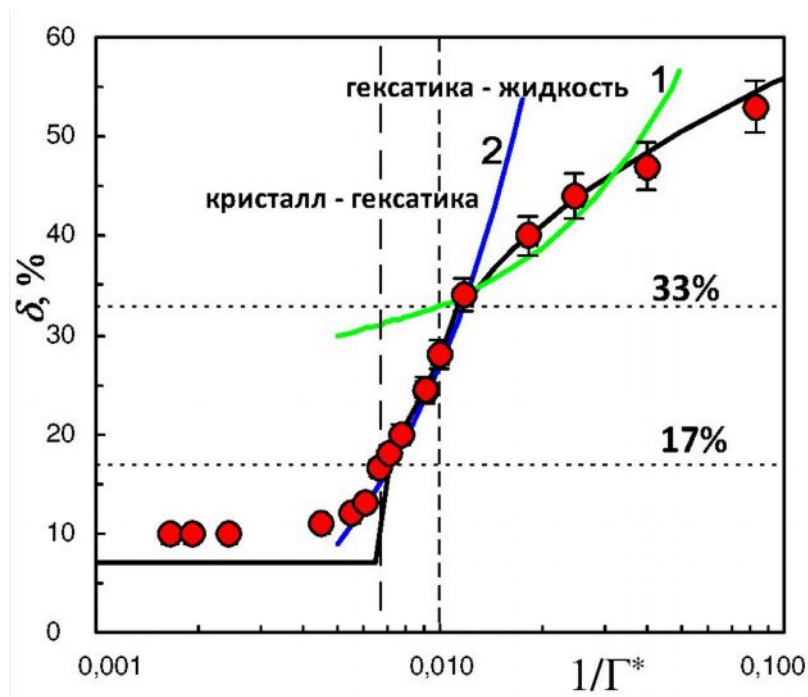
Результаты анализа полученных в эксперименте корреляционных функций показывают, что в пределах точности полученных данных, для монослоя при $\Gamma^* = 220$ пространственное убывание пиков (g^s) парной корреляционной функции соответствует степенной зависимости $g^s \propto (r/r_p)^{-0.3}$, тогда как ориентационная функция с увеличением расстояния r не убывает (см. рис. 3.5б, 3.6а), что соответствует кристаллической структуре и подтверждается наблюдениями.

При кинетическом разогреве монослоя (более высоких кинетических температурах частиц, соответствующих $\Gamma^* = 140$) наблюдается экспоненциальный характер убывания пиков парной функции $\propto \exp(-0.5r/r_p)$, при этом ориентационный порядок убывает, как степенная функция, $\propto (r/r_p)^{-\eta}$

при $\eta = 1/5$. (рис.3.5а и рис.3.6б). Прямые линии на графике рис.3.6 в двойном логарифмическом масштабе, соответствующие степенной зависимости $r^{-1/4}$, являются пределом для квазидальнего порядка в теории Березинского-Костерлица-Таулесса. Такое поведение характерно для гексатической фазы. И, наконец, при дальнейшем увеличении температуры частиц ($\Gamma^* = 85$) пространственное убывание пиков парной корреляционной функции соответствует жидкостной фазе (рис.3.5а). Что касается ориентационной функции, то в соответствии с КТНУ-теорией асимптотика затухания функции $g_6(r)$ в жидкости должна соответствовать экспоненте на больших расстояниях $r/r_p \gg 1$ [3.31, 3.36]. Из рис. 3.8 видно, что кривые при $\Gamma^* = 10-85$ (жидкостная фаза), имеют ассимптотику, отличающуюся от теоретических предсказаний для гексатической фазы ($\eta < 1/4$).



(a)



(б)

Рис. 3.7. Зависимости числа частиц N_6 (в % отношении) с 6-тью ближайшими соседями от параметра неидеальности Γ^* (а) и числа дефектов $\delta = 100 - N_6$ (%) от $1/\Gamma^*$ (б) (показаны символами \bullet). Линии соответствуют результатам численного моделирования. Сплошные кривые на рисунке б) - линейные аппроксимации температурной зависимости числа дефектов в различных фазовых состояниях: **1** - $f(\Gamma^*) \cong 27 + 600/\Gamma^*$; **2** - $f(\Gamma^*) \cong -9 + 3600/\Gamma^*$. Вертикальными пунктирными линиями обозначены области фазовых переходов $\Gamma^* \approx 100$ и $\Gamma^* \approx 150$, найденные в работе [3.19].

Таким образом, мы считаем, что фаза, соответствующая значениям Γ^* в интервале от 100 до 140 является гексатической, причем при переходе системы в изотропную жидкостную фазу (в точке $\Gamma^* \approx 100$) наблюдается экспоненциальное убывание как парной функции $g(r)$, так и функции $g_6(r)$. Это означает, что сценарий плавления, предложенный теорией Березинского-Костерлица-Таулесса, хорошо согласуется с представленными измерениями.

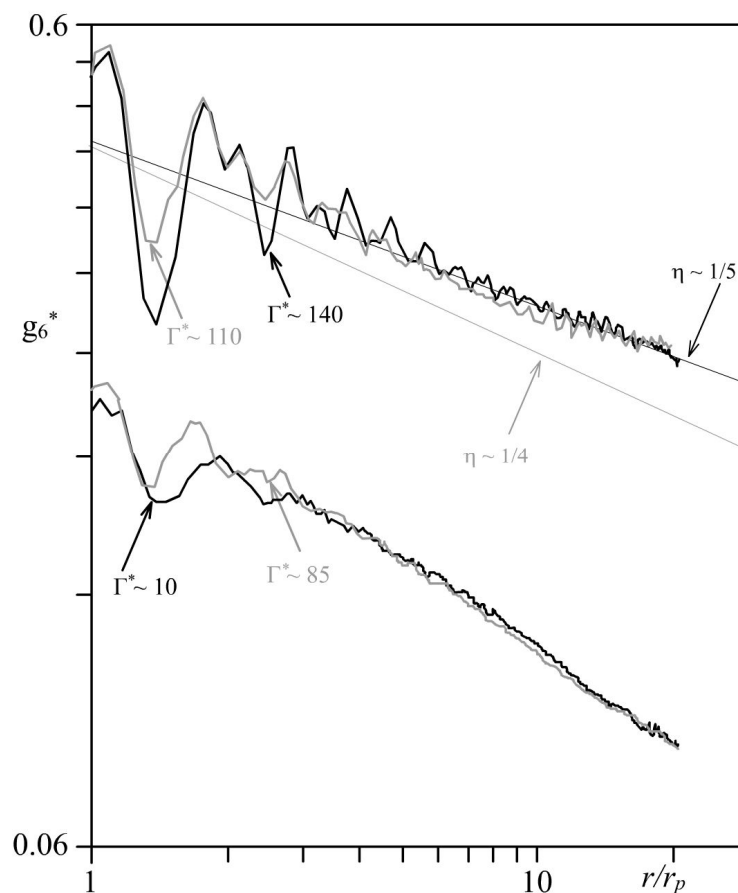


Рис.3.8. Значения ориентационных корреляционных функций $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$, нормированные на число частиц N_6 (в % отношении) с 6-тью ближайшими соседями для различных значений параметра неидеальности $\Gamma^* = 10, 85$ и 140 . Прямыми линиями показаны аппроксимации экспериментальных данных функцией $\sim (r/r_p)^{-\eta}$ при $\eta = 1/5$ и при $\eta = 1/4$ (предел для теории КТННУ).

Еще одно подтверждение существования гексатической фазы было получено при анализе формы нормированных ориентационных корреляционных функций (см. рис. 3.8). Ранее было найдено [3.26], что форма ориентационных корреляционных функций различна в жидкостной и гексатической фазах, но сохраняется в пределах упомянутых фаз, при этом значения функций $g_6(r)$ полностью определяется числом N_6 появляющихся дефектов. Форма парных корреляционных функций не выявила такого поведения. Как видно из рис.3.8, при $\Gamma^* = 110-140$ и $\Gamma^* = 10-85$ форма

ориентационных корреляционных функций сохраняется, тогда как при изменении Γ^* от 85 до 110 происходит резкое изменение формы (другая затухающая асимптотика в сравнении с пределом при $\eta = 1/4$) и абсолютных значений нормированных корреляционных функций, что указывает на переход из одной фазы (гексатической при $\Gamma^* = 110-140$) в другую (изотропную жидкость при $\Gamma^* = 10-85$).

В качестве дополнительных аргументов в пользу предположения о наличии промежуточной фазы плавления могут быть результаты анализа прироста энтропии системы. Термодинамическая энтропия системы может быть записана как

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \dots = S_1 + S_{ex}, \quad (3.3)$$

где S_n - вклад в энтропию за счет n - частичной пространственной корреляции [3.37, 3.38]. Избыточная энтропия S_{ex} определяется разницей между истинным значением энтропии всей системы S и энтропией идеального газа S_1 . Основной вклад в S_{ex} вносит двухчастичная избыточная энтропия S_2 . Например, для системы Леннарда-Джонса вклад S_2 составляет ~90% от S_{ex} для широкого диапазона плотностей [3.39]. S_2 можно оценить с помощью парной корреляционной функции. Для двумерной однородной системы S_2 в расчете на одну частицу вычисляется как [3.39, 3.40]:

$$s_2 = S_2 / N = -\pi k_B \rho_n \int_0^\infty [g(r) \ln g(r) - g(r) + 1] r dr \quad (3.4)$$

где ρ_n – плотность частиц, а k_B – константа Больцмана [3.38, 3.41].

На рисунке 3.9 приведен график изменения избыточной энтропии S_2 , полученной в эксперименте, в зависимости от эффективного параметра неидеальности при плавлении двумерной плазменно-пылевой структуры в плазме вч разряда. Красной штрихпунктирной линией отмечены границы существования гексатической фазы. Результаты показывают резкое изменение энтропии, начиная с точки перехода кристалл - гексатическая фаза вплоть до точки перехода гексатическая фаза - жидкость. Ниже первого и выше второго из упомянутых переходов энтропия изменяется плавно.

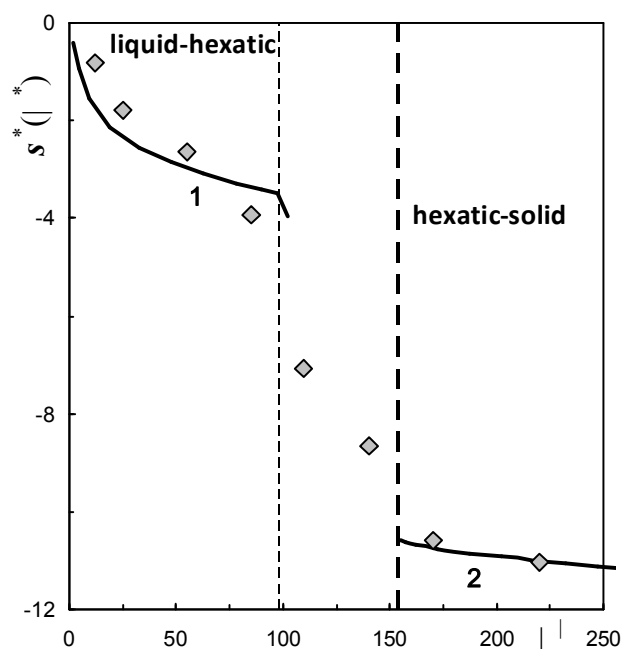


Рис. 3.9. Изменение избытка энтропии пылевой подсистемы в зависимости от эффективного параметра неидеальности. Штрих-пунктирными линиями показаны границы существования гексатической фазы. Левая граница – переход «жидкость - гексатика», правая – "гексатическая фаза - кристалл".

Таким образом, анализ статических и динамических свойств двумерных систем пылевых частиц в плазме приводит к заключению о двухстадийном характере процесса плавления, что полностью согласуется с

теорией Березинского-Костерлица-Таулесса и результатами численного моделирования. Это первое, насколько нам известно, прямое свидетельство существования фазовых переходов между кристаллом и гексатической фазой и между гексатической фазой и жидкостью в физически реализованной экспериментальной квазидвумерной плазменно-пылевой системе.

3.3 Результаты восстановления потенциала взаимодействия при экспериментальном изучении фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе

Также для различных фазовых состояний пылевой подсистемы были восстановлены силы взаимодействия $F_{int}(r)$. Для восстановления пространственного распределения сил парного межчастичного взаимодействия использовался метод, основанный на решении переопределенной системы уравнений движения пылевых частиц (см. Главу 2):

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = -\nu_{fr} \frac{d \mathbf{r}_k}{dt} + \frac{1}{M} \left[\sum_{j: j \neq k}^{N_p} \mathbf{F}_{int}(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) + \mathbf{F}_{ext}(\mathbf{r}_k) \right], \quad (3.5)$$

состоящих из $N_p^* \times (\Delta t/dt)$ уравнений. Здесь N_p - полное число пылевых частиц, расположенных в области видимости видеокамеры, N_p^* - число анализируемых траекторий $\mathbf{r}_k(t)$ частиц, Δt - продолжительность движения частицы, dt - временной шаг, связанный с частотой видео-регистрации, ν_{fr} - неизвестный коэффициент трения пылевых частиц с нейтралами буферного газа. Неизвестные силы взаимодействия и внешнего

удерживающего поля (F_{int} , F_{exr}) аппроксимировались сплайнами и различными комбинациями степенных и экспоненциальных функций [3.43]. Критерием корректного восстановления служило соответствие функций $F_{int}(r)$, полученных с использованием различных аппроксимаций.

Пространственное распределение сил взаимодействия $F_{int}(r)$ определялось в диапазоне от $\sim r_p$ до $\sim 2r_p$, где верхняя граница зависит от временного и пространственного разрешения и размеров анализируемого фрагмента системы [3.42]. Результаты определения сил $F_{int}(r)$ в различных экспериментах показанные на рисунке 3.10. Легко увидеть, что профиль сил межчастичного взаимодействия одинаков (на малых расстояниях в сравнении с размерами структуры) для всех фазовых состояний пылевой подсистемы, наблюдаемых в эксперименте, и может быть аппроксимирован экранированной кулоновской силой $F(l)=(eZ/r)^2(1+\kappa r/r_p)\exp(-\kappa r/r_p)$, где величина заряда равна $Z = 15000$, а параметр экранирования $\kappa = 0.7$. Согласно приближению ограниченного орбитального движения (orbit motion limited (OML) теория в англоязычной литературе) для случая изотропной плазмы [3.43] полученные значения заряда частиц согласуются с электронной температурой $T_e \sim 1.5$ eV.

Полученные точки фазовых состояний $\Gamma^*(\kappa)$ вместе с теоретической фазовой диаграммой для двумерной системы Юкава в координатах (Γ , κ) показаны на рисунке 3.11. Здесь $\Gamma = \Gamma^*(\kappa) \exp(\kappa)/(1+\kappa+\kappa^2/2)/1.5$ – кулоновский параметр неидеальности. Найденное фазовое состояние,

относящиеся к экспериментально измеренной точке, определялось путем анализа функции $g_6(r)$ и отмечено соответствующим символом на рисунке 3.11. Границы между твердой и гексатической фазами, а также между гексатической и жидкостной фазами на рисунке 3.11 описываются выражением $\Gamma(\kappa) = \Gamma_c \exp(\kappa) / (1 + \kappa + \kappa^2/2)/1.5$, где $\Gamma_c = 154 \pm 4$ для перехода кристалл - гексатическая фаза, и $\Gamma_c = 98 \pm 4$ для перехода гексатическая фаза - жидкость [3.29, 3.19].

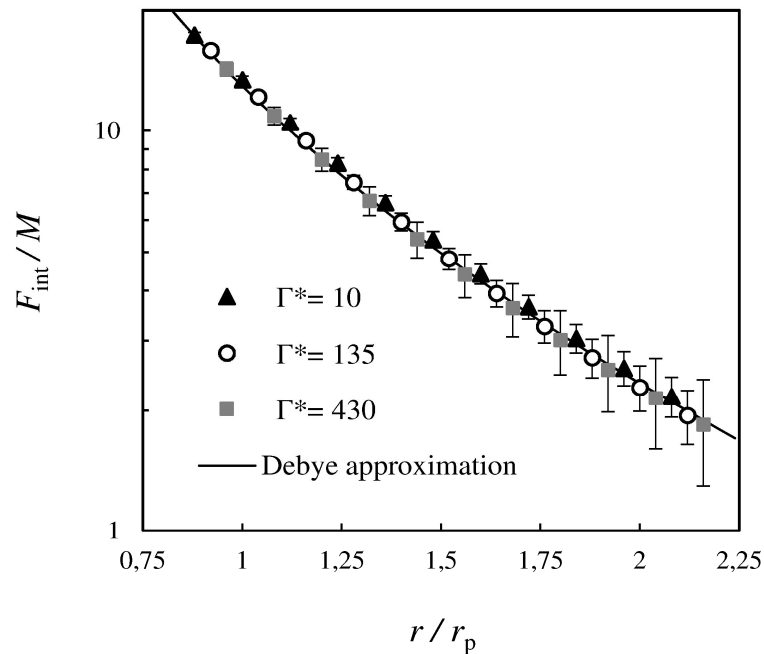


Рис. 3.10. Пространственные зависимости парной силы межчастичного взаимодействия $F_{int}(r)/M$ экспериментально измеренные для различных фазовых состояний пылевой подсистемы (символы). Сплошная кривая - дебаевское приближение экспериментальных данных, соответствующее $Z = 15000$ и $\kappa = 0,7$.

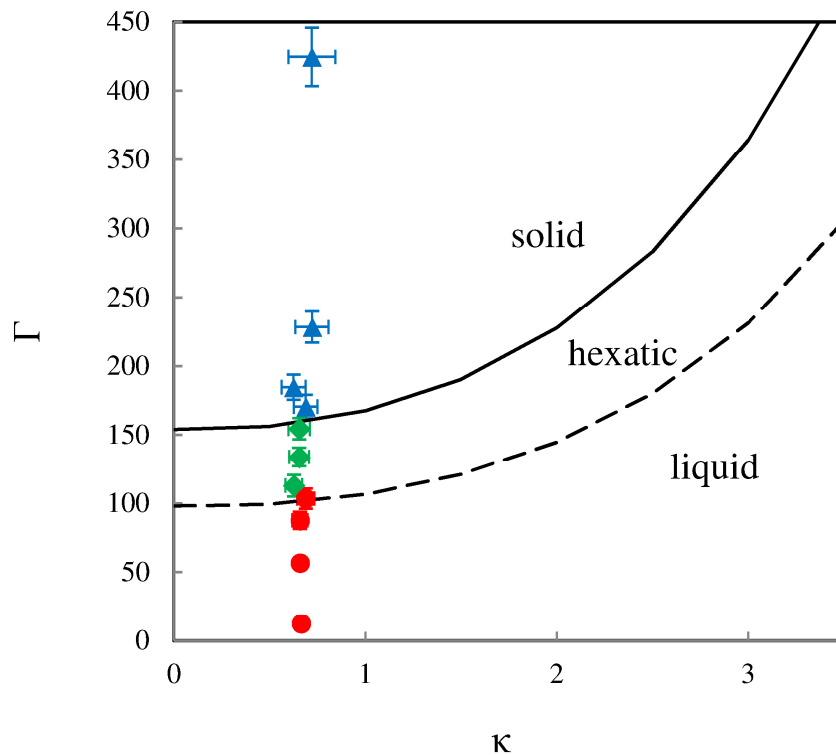


Рис. 3.11. Экспериментальные точки (символы) на фазовой диаграмме для двумерных систем типа Юкавы. Сплошная кривая соответствует фазовому переходу кристалл-гексатика [3.29, 3.19]; пунктирная кривая обозначает границу между гексатической фазой и жидким состоянием [3.19]. Цвет символов соответствует определенной фазе в пылевой подсистеме, которая была определена независимым способом на основе анализа g_b : синий - кристалл, зеленый - гексатическая фаза; красный - жидкость.

3.4 Выводы по Главе 3

Предложен новый способ плавления двумерного пылевого монослоя в плазме, основанный на кинетическом разогреве пылевой компоненты с помощью лазерного излучения. Особенности такого подхода являются неизменность параметров ионной, электронной и нейтральной компонент плазмы, а также соблюдение локального равновесия для пылевой компоненты плазмы.

Впервые экспериментально подтвержден двухстадийный характер процесса плавления двумерных систем пылевых частиц в плазме, что полностью согласуется с теорией Березинского-Костерлица-Таулесса и результатами численного моделирования. Это первое прямое свидетельство существования фазовых переходов между кристаллом и гексатической фазой и между гексатической фазой и жидкостью в физически реализованной экспериментальной квазидвумерной плазменно-пылевой системе. Данные результаты были получены на основе анализа статических и динамических свойств двумерного пылевого слоя, образующегося в плазме приэлектродного слоя емкостного высокочастотного разряда.

Восстановлена пространственная зависимость силы парного взаимодействия между пылевыми частицами в плазме вч разряда при экспериментальном изучении фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе. Показано, что в диапазоне от 1 до 2 средних межчастичных расстояний форма потенциала взаимодействия при плавлении двумерной плазменно-пылевой системы предложенным в данной работе способом не меняется.

Заключение

1. Создан экспериментальный стенд для изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе. Экспериментальный стенд представляет собой газоразрядную камеру, откачиваемую до давления 0,01 Па, которая затем наполнялась аргоном до давлений 4 - 7 Па. Мощность вч разряда в экспериментах составляла 4 - 12 Вт. Для формирования плазменно-пылевых структур в разряд инжектировались полистироловые пылевые частицы диаметром 10.16 мкм и плотностью 1.05 г/см³. В таких условиях частицы формировали пылевую структуру (монослой) в приэлектродной области вч разряда с числом частиц не менее 2500-3000. Для визуализации (подсветки) структуры и одновременно для кинетического разогрева монослоя (увеличения кинетической температуры частиц) применялся аргоновый лазер. Мощность лазерного излучения варьировалась от 18 до 300 мВт.

2. Получены новые результаты экспериментального изучения фазового перехода в двумерной плазменно-пылевой системе, включая трансляционный и ориентационный порядок и топологические дефекты. Результаты анализа полученных в эксперименте корреляционных функций показывают, что в пределах точности полученных данных, для монослоя при $\Gamma^* = 220$ пространственное убывание пиков (g^s) парной корреляционной функции соответствует степенной зависимости $g^s \propto (r/r_p)^{-0.3}$, тогда как ориентационная

функция с увеличением расстояния r не убывает, что соответствует кристаллической структуре. При кинетическом разогреве монослоя (более высоких кинетических температурах частиц, соответствующих $\Gamma^*=140$) наблюдается экспоненциальный характер убывания пиков парной функции: $\{g^s-1\} \propto \exp(-0.5r/r_p)$, при этом ориентационный порядок убывает, как степенная функция, $\propto (r/r_p)^{-\eta}$ при $\eta = 1/5$. Такое поведение характерно для гексатической фазы. При дальнейшем увеличении температуры частиц ($\Gamma^*=85$) пространственное убывание пиков $\{g^s-1\}$ парной корреляционной функции соответствует жидкостной фазе.

3. Впервые экспериментально обнаружена промежуточная (гексатическая) фаза при фазовом переходе в двумерной плазменно-пылевой системе. Подтверждение существования гексатической фазы было получено при анализе формы нормированных ориентационных корреляционных функций. При значениях параметра неидеальности $\Gamma^*=110-140$ и $\Gamma^*=10-85$ форма ориентационных корреляционных функций сохраняется, тогда как при изменении Γ^* от 85 до 110 происходит резкое изменение формы (другая затухающая асимптотика в сравнении с пределом при $\eta = 1/4$) и абсолютных значений нормированных корреляционных функций, что указывает на переход из одной фазы (гексатической при $\Gamma^*=110-140$) в другую (изотропную жидкость при $\Gamma^*=10-85$).

4. Получены новые результаты восстановления потенциала взаимодействия при экспериментальном изучении фазового перехода в

двумерной плазменно-пылевой системе. Для восстановления пространственного распределения сил парного межчастичного взаимодействия $F_{int}(r) \equiv -\partial U / \partial r$ использовался метод, основанный на решении переопределенной системы уравнений движения пылевых частиц. Пространственное распределение сил взаимодействия $F_{int}(r)$ определялось в диапазоне от $\sim r_p$ до $\sim 2r_p$, где верхняя граница зависит от временного и пространственного разрешения и размеров анализируемого фрагмента системы. Профиль сил межчастичного взаимодействия одинаков (на малых расстояниях в сравнении с размерами структуры) для всех фазовых состояний пылевой подсистемы, наблюдаемой в эксперименте, и может быть аппроксимирован экранированной кулоновской силой $F(l) = (eZ/r)^2 (1 + \kappa r / r_p) \exp(-\kappa r / r_p)$, где величина заряда равна $Z = 15000$, а параметр экранирования - $\kappa = 0.7$.

Основные публикации по теме диссертации.

Основные публикации по теме диссертации.

1. О.Ф. Петров, О.С. Ваулина, М.М. Васильев, Й. Тун, Е.А. Лисин, М.И. Мясников, С.Н. Антипов, В.М. Чепелев и В.Е.Фортов, *Кулоновские системы сильновзаимодействующих пылевых частиц: Эксперименты в лаборатории и условиях микрогравитации* Автометрия. Т . 50, № 5. стр. 19-36, 2014.
2. О.Ф. Петров, М.М. Васильев, Й. Тун, К.Б. Стаценко, О.С. Ваулина, Е.В. Васильева, В.Е. Фортов, *Двумерный фазовый переход в сильнонеидеальной пылевой плазме*, ЖЭТФ, том 147, вып.2, стр. 372, 2015.
3. Йе Тун, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, *Плавление монослойных пылевых структур в плазме ВЧ разряда*, Труды 57 Всероссийской научной конференции МФТИ с международным участием «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики», Т.8, стр.101, 2014.
4. Йе Тун, М.М. Васильев, О.Ф. Петров, *Фазовые переходы в квазидвумерных плазменно-пылевых структурах ВЧ разряда*, Труды 56-й Всероссийской научной конференции МФТИ «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в современном информационном обществе», том 8, стр. 89, 2013.
5. Petrov O.F., Fortov V.E., Vasiliev M.M., Tun Y., Stacenko K.B., Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Lisin E.M., Myasnikov M.I, *Charged dust in plasma under laboratory and microgravity conditions: ordered structures and phase*

transitions, Book of abstracts XXIX International Conference on Equations of State for Matter, p. 155, 2014.

6. Vasilieva E.V., Vaulina O.S., Tun Y., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Fortov V.E., *Analysis of the phase state of small-sized monolayer dusty plasma systems using global orientation order parameter*, Book of abstracts XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, 2015.

7. O.F. Petrov , V.E. Fortov , M.M. Vasiliev , Y.Tun , K.B. Stacenko , O.S. Vaulina, E.V. Vasilieva , E.M. Lisin and M.I. Myasnikov, *Two-stage melting in a monolayer of dust particles in plasma*, 41st EPS Conference on Plasma Physics, p.5.119, 2014.

8. O.F. Petrov, V.E. Fortov, M.M. Vasiliev, Y. Tun, K.B. Stacenko, O.S. Vaulina, E.V. Vasilieva, E.M. Lisin, M.I. Myasnikov, *Phase transitions in quasi-two-dimensional dusty plasma structure in rf discharge*, Book of abstracts International congress on plasma physics ICPP, p.233, 2014.

9. O.F. Petrov, V.E. Fortov, M.M. Vasiliev, Y. Tun, K.B. Stacenko, O.S. Vaulina, E.V. Vasilieva, E.M. Lisin, M.I. Myasnikov, *Two-dimensional phase transitions in dusty plasma*, Abstracts of 12th Workshop Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation, (Moscow, Russia, 2014), p.26.

10. O.F. Petrov, V.E. Fortov, M.M. Vasiliev, Y. Tun, K.B. Stacenko, O.S. Vaulina, E.V. Vasilieva, E.M. Lisin, M.I. Myasnikov, *Experimental Studies of*

Two-dimensional Melting in Dusty Plasma, Abstracts of International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems SCCS 2014 (Santa Fe, USA, 2014), p.150.

Список цитируемых источников

Список цитируемых источников к Введению:

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, под редакцией академика В.Е. Фортова, Серия А, Т.1-2, изд. Янус-К, Москва
2. Wuerker R F, Shelton H, Langmuir R V .Electrodynamic Containment of charged particles. J.Appl. Phys.Vol. 30.Issue.3. P. 342. .(1959)
3. Paul W, Raether M Z.Das elektrische Massenfilter. PhysikVol. 140. P. 262 .
4. Ikezi H Phys.Coulomb solid of small particles in plasma. Fluids .Vol. 29. P.1764. (1955).
5. Chu J H, I L . Direct observation of coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasma. Phys. Rev. Lett. b. Vol.72. N.25. P. 4009. (1994)
6. Thomas H. Morfill G E. Demmel V. Goree J. Feuerbacher D. Mohlmann D. Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma.Phys. Rev. Lett. 73 652 (1994)
7. Hayashi Y, Tachibana K .Observation of coulomb-crystals and liquids in rf dusty plasmas. J. Appl. Phys.A.Vol. 33 L 804. (1994)
8. Melzer A, Trottenberg T, Piel A .Experimental determination of the charge on dust particles formingcoulomb lattices.Phys. Lett. A 191 301. (1994)

9. Morfill G E, Thomas H .Plasma crystal. J. Vac. Sci. Technol. A 14 490. (1996)
10. Фортов В Е, А.П. Нефедов. О. Ф. Петров и др.Experimental observation of Coulomb ordered structure in spray of thermal dusty plasmas. Письма в ЖЭТФ. Т. 63. Вып.3. С. 176 . (1996)
11. Fortov V E , Nefedov .A.P , Petrov O F and Samarian A A , Chernyshev A V. Emission poroperties and structural ordering of strongly coupled dust particles in a thermal plasma. Phys. Lett. A. Vol.219.C. 89 (1996)
12. Нефедов А П, Петров О Ф, Фортов В Е. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц. УФН.Том.167.Номер 11. С. 1215 (1997)
13. Фортов В Е. Нефедов А П. Торчинский В М. и др. Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда. Письма в ЖЭТФ.Т. 64. С. 86 (1996)
14. Fortov V E et al. Mechanism of dust-acoustic instability in a direct current glow discharge plasma. Phys. Plasmas 7 1374 (2000)
15. Нефедов А П, Петров О Ф,Молотков В И, Фортов В Е.Возникновение жидкостаных и кристаллических структур в пылевой плазме. Письма в ЖЭТФ,Том 72,вып.4, стр.313 (2000)
16. Fortov V E, Nefedov A P, Vladimirov, et al. Dust particles in a nucleinduced plasma. Phys. Lett. A,Vol. 258, no.3, p.305 (1999)

17. Fortov V E, Nefedov A P, Deputatova L V, Budnik A P, Khudyakov A V, Rykov V A. et al. Dust grain charging in the nuclear-induced plasma. *Phys. Lett. A* 284 . P.118 (2001)
18. Fortov V.E., Molotkov V.I.,Nefedov A.P.,Petro O.F.. Liquid and crystallike structures in strongly coupled dusty plasmas. *Phys. Plasmas*.Vol.6. P.1759 (1999)
19. Langmuir I, Found G, Dittmer A F. A new type of electric discharge: the streamer discharge. *Science*.Vol.60. P. 392 (1924)
20. Жуховицкий Д И, Храпак А Г, Якубов И Т. Ионизационное равновесия в плазме с конденсированной дисперсной фазой. в *Химия плазмы Вып.11* (Под ред. Б М Смирнова) (М: Атомиздат, 1984) с. 130.
21. Yakubov I T, Khrapak A G. Thermophysical and electrophysical properties of low- temperature plasma with condensed disperse phase. *Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys.* Vol.2. C. 269 (1989)
22. Sodha M S, Guha S. Physics of Colloidal Plasma. In *Advances in Plasma Physics*. *Adv. Plasma Phys.* Vol.4. C. 219 (1971)
23. Soo S L .*Multiphase Fluid Dynamics* (Brookfield: Gower Technical, 1990)
24. Havnes O et al. *J. Geophys.* Dust charges and instabilities in a dust cloud embedded in a plasma. *Res.* 92 2281 (1987).
25. Pilipp W., Hartquist T., Havnes O. and Morfill G. The effects of dust on the propagation and dissipation of Alfvén waves in interstellar clouds. *Astrophys. J.* 314 341 (1987)

26. Selwyn G S, Haller K L, Patterson E F. Trapping and behavior of particulates in a radio frequency magnetron plasma etching tool. *J. Vac. Sci. Technol.* Vol.11. C.1132 (1993)
27. Selwyn G S, in *The Physics of Dusty Plasmas* (Eds. P K Shukla, D A Mendis, V W Chow) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 177
28. Bouchoule A in *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing* (Ed. A Bouchoule) (Chichester: Wiley, 1999) p. 305.
29. И.Ф. Люкотов, А.Г. Наумовец и В.Л. Покровский. *Двумерные кристаллы*. Киев. Наукова думка (1988)
30. D.R. Nelson. *Defects and geometry in condensed matter physics*. Cambridge University Press (2002).
31. *40 Years of Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Theory*. Ed. by J.V. Jose. World Scientific (2013).
32. Березинский, В. Л., Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group I. *ЖЭТФ* (in Russian) 59 (3): 907–920. (1970).
33. Березинский, В. Л., Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group II. *ЖЭТФ* (in Russian) 61 (3): 1144–1156. (1971).

34. J.M. Kosterlitz and D. J. Thouless, Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems . J. Phys. C: Solid State Phys. 6, 1181 (1973).
35. J.M. Kosterlitz, The critical properties of the two-dimensional XY model. J. Phys. C: Solid State Phys. 7, 1046 (1974).
36. D.R. Nelson and B. I. Halperin, Dislocation-mediated melting in two dimensions. Phys. Rev. B: Condens. Matter 19, 2457 (1979).
37. A. P. Young, Melting and the vector Coulomb gas in two dimensions. Phys. Rev. B: Condens. Matter 19, 1855 (1979).
38. S. T. Chui, Grain-boundary theory of melting in two dimensions. Phys. Rev. B: Condens. Matter 28, 178 (1983).
39. K.J. Strandburg, Bond-Orientational Order in Condensed. Rev. Mod. Phys. 60, 161 (1988);
40. A. Jaster, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top. 59, 2594 (1999).
41. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, and F. I. B. Williams, Thermodynamic measurement on the melting of a 2-Dimensional electron solid. Phys. Rev. Lett. 60, 420 (1988).
42. C. A. Murray and R. A. Wenk, Microscopic particle motions and topological defects in two-dimensional hexatics and dense fluids. Phys. Rev. Lett. 62, 1643 (1989).

43. A. H. Marcus and S. A. Rice, Observation of First Order Liquid-to-Hexatic and Hexatic-to-Solid Phase Transitions in a Confined Colloid Suspension. *Phys. Rev. Lett.* 77, 2577 (1996).
44. R. Seshadri and R. Westervelt, Hexatic-to-liquid melting transition in two-dimensional magnetic-bubble lattices. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2774 (1991).
45. K. Zahn and G. Maret, Dynamic Criteria for Melting in Two Dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85, 3656 (2000).
46. R. E. Kusner, J. A. Mann, J. Kerins, and A. J. Dahm, Two-Stage Melting of a Two-Dimensional Colloidal Lattice with Dipole Interactions. *Phys. Rev. Lett.* 73, 3113 (1994).
47. O.S. Vaulina, I.E. Drangevski, X.G. Adamovich, O.F. Petrov, and V.E. Fortov, Two-Stage Melting in Quasi-Two-Dimensional Dissipative Yukawa Systems. *Phys. Rev. Lett.* 97, 195001 (2006).
48. R. A. Quinn, C. Cui, J. Goree, J. B. Pieper, H. Thomas, and G. E. Morfill, Structural analysis of a Coulomb lattice in a dusty plasma. *Phys Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 53, 2049 (1996).
49. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 53, 2757 (1996).
50. C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka, and G. E. Morfill, Recrystallization of a 2D plasma Crystal. *Phys. Rev. Lett.* 98, 015004 (2007).

51. T. E. Sheridan, Experimental work from the DONUT experiment on melting in two dimensions. *Phys. Plasmas*. 15, 103702 (2008).
52. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knaepk, and G. E. Morfill, 2D Melting of Plasma Crystals: Equilibrium and Nonequilibrium Regimes. *Phys. Rev. Lett.* 103, 015001 (2009).
53. О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов и др. *Пылевая плазма (эксперимент и теория)*. Физматлит, Москва (2009).
54. *Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос*. Под редакцией В. Фортова и Г.Морфилла. М: Физматлит, 2012.
55. V.E. Fortov, O.F. Petrov, O.S. Vaulina,¹ and R.A. Timirkhanov, Viscosity of a Strongly Coupled Dust Component in a Weakly Ionized Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 109, 055002 (2012).

Список цитируемых источников к Главе 1:

- 1.1.V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, and G. E. Morfill. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives. *Phys. Rep.*, 421:1–103, 2005.
- 1.2.Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е. и др. *Пылевая плазма (эксперимент и теория)* - М: Физматлит, 2009.
- 1.3.Fortov V.E., et al. *Complex and Dusty Plasmas* -New York: CRC Press, 2010.
- 1.4.Фортов В Е и др. Фортов В Е и др. Письма в ЖЭТФ 64 86 (1996)
Фортов В Е. Нефедов А П. Торчинский В М. и др. Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда. *Письма в ЖЭТФ.Т.* 64. С. 86 (1996) Письма в ЖЭТФ 64 86 (1996)

- 1.5.S. Mitic, B. A. Klumov, U. Konopka, M. H. Thoma, and G. E. Morfill. Structural properties of complex plasmas in a homogenous discharge. *Phys. Rev. Lett.*, 101:125002, 2008.
- 1.6.H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann. Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 73:652–655, 1994.
- 1.7.J. H. Chu and Lin I. Direct observation of coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 72:4009–4012, 1994.
- 1.8.Y. Hayashi and S. Tachibana. Observation of Coulomb-crystal formation from carbon particles grown in a methane plasma. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:L804–L806, 1994.
- 1.9.Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel. Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices. *Phys. Lett. A*, 191:301–307, 1994.
- 1.10. S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, and A. A. Samarian. *Physics and Applications of Complex Plasmas*. Imperial College Press, London, 2005.
- 1.11. Nitter T. levitation of dust in RF and DC glow discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.* 5 93 (1996)
- 1.12. Ikezi H *Phys.Coulomb solid of small particles in plasmas. Fluids* 29 1764 (1986)
- 1.13. Robbins M.O., Kremer K. and Grest G.S. J. Phase diagram and dynamics of Yukawa systems. *Chem. Phys.* 88 3286 (1988)
- 1.14. Meijer E.J. and Frenkel D. J. Chem. Melting line of Yukawa system by computer simulation. *Phys.* 94 2269 (1991)
- 1.15. Stevens M.J. and Robbins M.O.Melting of Yukawa systems: A test of phenomenological Melting criteria. *J. Chem. Phys.* 98 2319 (1993)
- 1.16. Hamaguchi S., Farouki R.T. and Dubin D.H.E. Triple point of Yukawa systems. *Phys. Rev. E.* 56 4671 (1997)

- 1.17. Fortov V E et al. Phys. Mechanism of dust-acoustic instability in a direct current glow discharge plasma. *Plasmas* 7 1374 (2000)
- 1.18. Нефедов А П, Петров О Ф, Молотков В И, Фортвов В Е. Возникновение жидкостаных и кристаллических структур в пылевой плазме. *Письма в ЖЭТФ* 72 313 (2000)
- 1.19. Zuzic M., Ivlev A.V., Goree J., Ivlev A V, Morfill G E, Thomas H M, Rothermel H, Ronopka U, Sutterlin R, Goldbeck D D. Three-dimensional strongly-coupled plasma crystal under gravity conditions. *Phys. Rev. Lett.* 85 4064 (2000).
- 1.20. Hayashi Y Phys. Observation of coulomb-crystals and liquids in rf dusty plasmas. *Rev. Lett.* 83 4764 (1999)
- 1.21. Melzer A., Homann A., and Piel A. Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Phys. Rev. E.* 53 2757 (1996)
- 1.22. J.M. Kosterlitz J.M. , Thouless D.J. Ordering metastability and phase transitions in two-dimensional systems. *J. Phys. C* 6, 1181 (1973)
- 1.23. A.P. Young. Melting and the vector coulomb gas in two-dimensions. *Phys. Rev. B* 19, 1855 (1979)
- 1.24. S.T. Chui. Grain-boundary theory of melting in two dimensions. *Phys. Rev. B* 28, 178 (1983)
- 1.25. K. Strandburg. Two-dimensional melting. *Rev. Mod. Phys.* 60, 161 (1988)
- 1.26. Derzsi, A. Zs. Kovács, Z. Donkó and P. Hartmann. On the metastability of the hexatic phase during the melting of two-dimensional charged particlesolids. *Phys. Plasmas* 21, 023706 (2014)
- 1.27. H. Kleinert. Test of new melting criterion. Angular stiffness and order of 2D melting in lennard-nones and Wiger lattices. *Physics Letters A* 136, 468 (1989)
- 1.28. V. N. Ryzhov and E. E. Tareyeva. Two-stage melting in two dimensions: First-principles approach. *Phys. Rev. B* 51, 8789 (1995).

- 1.29. J. Lee and K. J. Strandburg. First-order transition without hexatic phase. *Phys. Rev. B* 46, 11190 (1992)
- 1.30. R. K. Kali and P. Vashishta, "Molecular-dynamics study of 2-d melting: long-range potentials," Tech. Rep. (Argonne National Laboratory, 1981)
- 1.31. K. Knorr, S. Fassbender, A. Warken, and D. Arndt. Melting of monolayers of some Halomethanes and Haloethanes physisorbed on graphite. *J. Low Temp. Phys.* 111, 339 (1998)
- 1.32. P. Karnchanaphanurach, B. Lin, and S. A. Rice. Melting transition in a quasi-two-dimensional colloid suspension: Influence of the colloid-colloid interaction. *Phys. Rev. E* 61, 4036 (2000)
- 1.33. K. Takahashi, Y. Hayashi, and K. Tachibana. Two-Dimensional melting in a coulomb crystal of dusty plasmas. *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, 4561 (1999)
- 1.34. R. A. Quinn and J. Goree. Experimental test of two-dimensional melting through disclination unbinding. *Phys. Rev. E* 64, 051404 (2001)
- 1.35. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knapek, and G. E. Morfill. 2D melting of plasma crystals: Equilibrium and nonequilibrium regimes. *Phys. Rev. Lett.* 103, 015001 (2009)
- 1.36. J. F. Fern'andez, J. J. Alonso, and J. Stankiewicz. Melting of systems of hard disks by MC simulation. *Phys. Rev. E* 55, 750 (1997)
- 1.37. S. Dutcher, T. J. Woehl, N. H. Talken, and W. D. Ristenpart. Hexatic to disorder transition in colloidal crystals near electrodes: Rapid annealing of polycrystalline Domains. *Phys. Rev. Lett.* 111, 128302 (2013)
- 1.38. Y.-J. Lai and L. I. Defects and particle motions in the nonuniform melting of a two-dimensional Coulomb cluster. *Phys. Rev. E* 64, 015601 (2001)
- 1.39. V. Vasilieva and O. S. Vaulina. Orientational order and formation of topological defects in two-dimensional systems. *J. Exp. Theor. Phys.* 117, 169 (2013)

- 1.40. J. Dietel and H. Kleinert. Triangular lattice model of two-dimensional defect melting. *Phys. Rev. B* 73, 024113 (2006)
- 1.41. K. Zahn, R. Lenke, and G. Maret. Two-stage melting of paramagnetic colloidal crystals in two dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 82, 2721 (1999)
- 1.42. K. Zahn and G. Maret. Dynamic criteria for melting in two dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85, 3656 (2000)
- 1.43. X. Qi, Y. Chen, Y. Jin, and Y.-H. Yang. Bond-Orientational order in melting of Colloidal Crystals. *J. Korean Phys. Soc.* 49, 1682 (2006)
- 1.44. P. Keim, G. Maret, and H. H. von Gr̃unberg. Frank's constant in the hexatic phase. *Phys. Rev. E* 75, 031402 (2007)
- 1.45. Y. Peng, Z. Wang, A. M. Alsayed, A. G. Yodh, and Y. Han. Melting of colloidal crystal films. *Phys. Rev. Lett.* 104, 205703 (2010)
- 1.46. Brodin, A. Nych, U. Ognysta, B. Lev, V. Nazarenko, M. ˇSkarabot, and I. Muˇseviˇc, *Cond. Melting of 2D liquid crystal colloidal structure. Matt. Phys.* 13, 33601 (2010)
- 1.47. S. Deutschlānder, T. Horn, H. Lōwen, G. Maret, and P. Keim. Two-dimensional melting under Quenched disorder. *Phys. Rev. Lett.* 111, 098301 (2013)
- 1.48. Shiba, A. Onuki, and T. Araki. Structural and dynamical heterogeneities in two-dimensional melting. *EPL (Europhysics Letters)* 86, 66004 (2009)
- 1.49. N. Gribova, A. Arnold, T. Schilling, and C. Holm, *J. Chem.* How close to two dimensions does a lennard-jones system need to be to produce a hexatic phase? *Phys.* 135, 054514 (2011)
- 1.50. T. E. Sheridan. Monte Carlo study of melting in a finite two-dimensional dusty plasma. *Physics of Plasmas* 16, 083705 (2009)
- 1.51. W.-K. Qi, Z. Wang, Y. Han, and Y. Chen. Melting in two-dimensional Yukawa systems: A Brownian dynamics simulation. *J. Chem. Phys.* 133, 234508 (2010)

- 1.52. M. Engel, J. A. Anderson, S. C. Glotzer, M. Isobe, E. P. Bernard, and W. Krauth. Hard-disk equation of state: First-order liquid-hexatic transition in two dimensions with three simulation methods. *Phys. Rev. E* 87, 042134 (2013)
- 1.53. Langmuir I., Mott-Smith H.M. Positive ion currents from the Positive column of the mercury Arc. *Gen.Elec.Rev.*, 26, 731 (1923)
- 1.54. Schonhuber M. J., *Zs. Angew. Phys.*, A250, 53 (1959)
- 1.55. Schneider W. H., *Acta Phys. Austriaca*, 10, 54 (1956)
- 1.56. Okuda T. Yamamoto K., *J. Phys. A new probe method for measuring ionized Gases. Soc. Japan.*, 13, 411 (1958)
- 1.57. Grawford F. W., Pagels H. R. Light output observations on low-pressure Mercury-Vapor Discharges. *J.Opt. Soc. Am.*, 53, 734 (1963)
- 1.58. Medicus G. . Probe measurements through a double layer (pamphlet). *J. App. Phys.*, 36, 435 (1965)
- 1.59. Druyvesteyn M. J., Warmoltz N., *Phyl. Mag.*, 17, 1 (1935)
- 1.60. Johnson E. O., Malter L., A floating double probe method for measurements in discharges. *Phys. Rev.*, 80, 58 (1950)
- 1.61. Allen J.E. Probe theories and applications : modern aspects. // *Plas. Sources Sci. Tech.* 4 (1995) 234
- 1.62. Barnat E.V., Hebner G A. Electric field profiles around an electrical probe immersed in a plasma.// *J. Appl. Phys.* 101 (2007) 013306
- 1.63. Jauberteau J.L., Jauberteau I. Plasma parameters deduced from cylindrical probe measurements : determination of the electron density at the ion saturation current. // *Plas. Sources Sci. Tech.* 17 (2008) 015019
- 1.64. Chen F.F., Evans J D. Arnush. A floating potential method for measuring ion density. // *Phys. Plasmas* 9 (2002) 1449
- 1.65. Trottenberg T., Melzer A., and Piel A. Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1995. V. 4. P. 450.

- 1.66. Thomas E., Annaratone B., Morfill G., Rothermel H. Measurements of forces acting on suspended microparticles in the void region of complex plasma. // Phys. Rev. E.-2002.-V.66.- 016405.
- 1.67. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Гавриков А.В., Фортвов В.Е. Определение парного потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме // Физика плазмы 33, 311 (2007).
- 1.68. Fortov V. E., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Shakhova I. A. Investigation of the interaction potential and thermodynamic functions of dusty plasma by measured correlation functions // Phys. Plasmas 14, 040705 (2007).
- 1.69. Fortov V. E., Petrov O. F., Vaulina O.S. Dusty-Plasma Liquid in the Statistical Theory of the Liquid State // Phys. Rev. Lett. 101, 195003 (2008).
- 1.70. Fortov V.E., Nefedov A.P., Molotkov V.I. et al. Dependence of the dust-particle charge on its size in a glow-discharge plasma // Phys. Rev. Lett. 87, 205002 (2001)
- 1.71. Fortov V.E., Petrov O.F., Usachev A.D., Zobnin A.V. Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains // Phys. Rev. E 70, 046415 (2004)
- 1.72. Зимин Э.П. и др. Оптическая диагностика мелких частиц в высокотемпературных газах. - Варшава: INR-I748/XVIII/PP/A, 1978.
- 1.73. Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., и др. Определение температуры, концентрации размеров и показателя преломления частиц в термической плазме. // Физ. плазмы 25, 233 (1999)
- 1.74. Zardecki A. and Tam W.G. Multiple scattering corrections to the Beer-Lambert law. 2: Detector with a variable field of view // Appl. Opt. 21, 2413 (1982)
- 1.75. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. - М.: Мир, 1986.
- 1.76. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. - Ленинград: Гостехиздат, 1951.

- 1.77. Vasilieva I.A. The shape of emission lines from a spatially inhomogeneous gas containing macroscopic particles // JQSRT 31, 323 (1984)
- 1.78. Nefedov A.P., Petrov O.F., Vaulina O.S. Analysis of radiant energy emission from high temperature medium with scattering and absorbing particles // JQSRT 54, 453 (1995)
- 1.79. Жуховицкий А А, Швацман Л А. Физическая Химия, Москва: Металлургия, (1987)
- 1.80. Белашенко Д К. Явление переноса в жидких металлах и полупроводниках, (Москва: Атомиздат, 1970)
- 1.81. Френкель Я И Введение в теорию металлов (Москва: Наука, 1958)
- 1.82. Горшков А В .Прикладная физика 6 65 (1999)
- 1.83. Young D A, Alder B. Critical point of metals from van der waals model. J Phys. Rev. A 3 364 (1971)
- 1.84. Лифшиц Е М, Питаевский Л П Статистическая физика, ч. 2 (Москва: Наука, 1978)
- 1.85. Vaulina O S et al. Charge-fluctuation-induced heating of dust particles in a plasma. Phys. Rev. E 60 5959 (1999)
- 1.86. Жаховский В В, Молотков В И, Нефедов А П и др. Аномальный нагрев системы пылевых частиц в газоразрядной плазме. Письма в ЖЭТФ 66 392 (1997)
- 1.87. Овчинников А.А., Тимашев С.Ф., Белый А.А. // Кинетика диффузионно- контролируемых химических процессов, Химия, Москва (1986).
- 1.88. Totsuji H., Kishimoto T., Inoue Y., et al. Yukawa system (dusty plasma) in one-dimensional external fields // Physics Letters A. 1996. V. 221. P. 215.
- 1.89. Ваулина О.С., Петров О.Ф. // ЖЭТФ 126 №3, 585-599 (2004).

Список цитируемых источников к Главе 2:

- 2.1. Стаценко К.Б., Хрусталеv Ю.В. и др. Кинетический и структурный анализ пылевых образований в плазме ВЧ-разряда // Тезисы XX международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Эльбрус. 2005.
- 2.2. Vaulina O.S., Adamovich X.G., Petrov O.F., and Fortov V.E. Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems. I. Numerical simulation. //Physical Review E, 77, 066403 (2008).
- 2.3. Vaulina O.S., Adamovich X.G., Petrov O.F., and Fortov V.E. Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems II: Experiments in dusty plasma. // Physical Review E, 77, 066404 (2008).
- 2.4. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортoв В.Е. и др., Пылевая плазма (эксперимент и теория), Москва: Физматлит (2009).
- 2.5. A.A. Ovchinnikov, S.F. Timashev, A.A. Belyy, Kinetics of Diffusion Controlled Chemical Processes, Nova Science Publishers, Commack, New York, (1989).
- 2.6. March, N.H. and Tosi, M.P., Introduction to Liquid State Physics, World Scientific, (1995).
- 2.7. В.Л. Березинский. Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии II. Квантовые системы. ЖЭТФ 61, стр.1144 (1971)
- 2.8. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, Metastability and phase transitions in two-dimensional systems. J. Phys. C 6, 1181 (1973).
- 2.9. D. R. Nelson and B. I. Halperin. Dislocation-mediated melting in two dimensions. Phys. Rev. B 19, 2457 (1979).
- 2.10. P. Young. Melting and the vector Coulomb gas in two dimensions. Phys. Rev. B 19, 1855 (1979).

- 2.11. Е.В. Васильева, О.С. Ваулина, Ориентационный порядок и формирование топологических дефектов в двумерных системах, ЖЭТФ, том 144, № 1(7), стр.195-204 (2013)
- 2.12. O. S. Vaulina, E. V. Vasilieva, Influence of topological defects on mass transfer processes in two-dimensional nonideal systems, EPL 106 (2014) 65001
- 2.13. 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., 103, 035003 (2009)
- 2.14. Vaulina O.S., Lisin E.A., Technique for Analysis of Inter-particle Interaction in Non-ideal Dissipative Systems with Isotropic Pair Potentials // Physics of plasmas, 16, 113702 (2009)

Список цитируемых источников к Главе 3:

- 3.1. И.Ф. Люкотов, А.Г. Наумовец и В.Л. Покровский. Двумерные кристаллы. Киев. Наукова думка (1988).
- 3.2. D.R. Nelson. Defects and geometry in condensed matter physics. Cambridge University Press (2002).
- 3.3. 40 Years of Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Theory. Ed. by J.V. Jose. World Scientific (2013).
- 3.4. Березинский, В. Л., Destruction of Long-range order in One-dimensional systems having a Continuous symmetry Group I. Classical Systems. ЖЭТФ (in Russian) 59 (3): 907–920. (1970),

- 3.5. Березинский, В. Л., Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии II. Квантовые системы. ЖЭТФ (in Russian) 61 (3): 1144–1156. (1971).
- 3.6. J.M. Kosterlitz and D. J. Thouless. Ordering, metastability and phase transition in two-dimensional systems. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 6, 1181 (1973).
- 3.7. J.M. Kosterlitz. The critical properties of the two-dimensional X-Y model. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 7, 1046 (1974).
- 3.8. D.R. Nelson and B. I. Halperin. Dislocation-mediated melting in two dimensions. *Phys. Rev. B: Condens. Matter* 19, 2457 (1979).
- 3.9. A. P. Young. Melting and the vector Coulomb gas in two dimensions. *Phys. Rev. B: Condens. Matter* 19, 1855 (1979).
- 3.10. S. T. Chui, Phys. Grain-boundary theory of melting in two dimensions. *Rev. B: Condens. Matter* 28, 178 (1983).
- 3.11. K.J. Strandburg. *Rev. Mod. Phys.* 60, 161 (1988); *Bond-Orientational Order in Condensed Matter Systems*, edited by K. J. Strandburg (Springer, New York, 1992).
- 3.12. A. Jaster, Phys. Computer simulations of the two-dimensional melting transition using hard disks. *Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 59, 2594 (1999).
- 3.13. D. C. Glatli, E. Y. Andrei, and F. I. B. Williams. Thermodynamic measurement on the melting of a two-dimensional electron solid. *Phys. Rev. Lett.* 60, 420 (1988).
- 3.14. C. A. Murray and R. A. Wenk. Microscopic particles motions and topological defects in two-dimensional hexatics and dense fluids. *Phys. Rev. Lett.* 62, 1643 (1989).
- 3.15. A. H. Marcus and S. A. Rice. Observation of first order liquid to hexatic to solid phase transitions in a confined colloid suspension. *Phys. Rev. Lett.* 77, 2577 (1996).

- 3.16. R. Seshadri and R. Westervelt. Hexatic-to-liquid melting transition in two-dimensional magnetic-rubble lattices. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2774 (1991).
- 3.17. K. Zahn and G. Maret. Dynamic Criteria for melting in two dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85, 3656 (2000).
- 3.18. R. E. Kusner, J. A. Mann, J. Kerins, and A. J. Dahm. Two-stage melting of a two-dimensional colloidal lattice with dipole interactions. *Phys. Rev. Lett.* 73, 3113 (1994).
- 3.19. O.S. Vaulina, I.E. Drangevski, X.G. Adamovich, O.F. Petrov, and V.E. Fortov. Two-stage melting in quasi-two-dimensional Dissipative Yukawa systems. *Phys. Rev. Lett.* 97, 195001 (2006).
- 3.20. R. A. Quinn, C. Cui, J. Goree, J. B. Pieper, H. Thomas, and G. E. Morfill. Structural analysis of a Coulomb lattice in a dusty plasma. *Phys Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 53, 2049 (1996).
- 3.21. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel. Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 53, 2757 (1996).
- 3.22. C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka, and G. E. Morfill. Recrystallization of a 2D plasma crystal. *Phys. Rev. Lett.* 98, 015004 (2007).
- 3.23. T. E. Sheridan. Melting transition in a two-dimensional complex plasma heated by driven acoustic instability. *Phys. Plasmas.* 15, 103702 (2008).
- 3.24. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knapek, and G. E. Morfill. 2D melting of plasma crystals: Equilibrium and nonequilibrium regimes. *Phys. Rev. Lett.* 103, 015001 (2009).
- 3.25. O.S. Vaulina, X.G. Adamovich, O.F. Petrov, and V.E. Fortov. Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems II: Experiments in dusty plasma. *Phys. Rev. E* 77, 066404 (2008).

- 3.26. Е.В. Васильева, О.С. Ваулина, Ориентационный порядок и формирование топологических дефектор в двумерных системах. ЖЭТФ. Т.144 (2013)
- 3.27. В.К. Clark, M. Casula and D.M. Hexatic and mesoscopic phases in a 2D quantum Coulomb system. Ceperley Phys. Rev. Lett., 103, 055701 (2009)
- 3.28. S. Muto and H. Aoki. Crystallization of a classical two-dimensional electron system positional and orientational orders. Phys. Rev. B 59, 14 911 (1999).
- 3.29. P. Hartmann, G. J. Kalman and Z Donko. Two-dimensional Yukawa liquids: Structure and collective excitations. J. Phys. A: Math. Gen. 39 4485–4491 (2006)
- 3.30. X. H. Zheng and J. C. Earnshaw. Condensed matter: structure, thermal and mechanical properties. EPL, 41 (6), pp. 635-640 (1998)
- 3.31. A. Derzsi, A. Zs. Kovacs, Z. Donko, and P. Hartmann. On the metastability of the hexatic phase during the melting of two-dimensional charged particle solids. Phys. Plasmas 21, 023706 (2014)
- 3.32. Ваулина О.С., Адамович К.Г., Петров О.Ф., Фортгов В.Е., Анализ процессов Массопереноса в неидеальных диссипативных системах (Эксперименты в Пылевой Плазме) ЖЭТФ, Т.134, Вып.2, С.367 (2008)
- 3.33. Ivlev A, Morfill G, Lowen H and Royall CP. Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids (Singapore: World Scientific) (2012).
- 3.34. Vaulina O. S. and Vladimirov S. V. Diffusion and dynamics of macro-particles in a complex plasma // Plasma Phys. 9, 835 (2002).
- 3.35. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортгов В.Е. Моделирование процессов массопереноса на малых временах наблюдения в неидеальных диссипативных системах // ЖЭТФ 127, 1153-1165 (2005).

- 3.36. K. Strandburg. Two-dimensional melting. *Rev. Mod. Phys.* 60, 161 (1988)
- 3.37. H. Raveche. Entropy and molecular correlation functions in open systems. I. Derivation. *J. Chem. Phys.* 55, 2242 (1971).
- 3.38. Z. Wang, W. Qi, Y. Peng, A. M. Alsayed, Y. Chen, P. Tong and Y. Han. Two features at the two-dimensional freezing transitions. *J. Chem. Phys.* 134, 034506 (2011).
- 3.39. A. Baranyai and D. J. Evans. Direct entropy calculation from computer simulation of liquid. *Phys. Rev. A* 40, 3817 (1989).
- 3.40. D. Wallace, *J. Chem. Phys.* On the role of density fluctuations in the entropy of a fluid. *Phys.* 87, 2282 (1987)
- 3.41. Z. Yan, S. V. Buldyrev, and H. E. Stanley. Relation of water anomalies to the excess entropy. *Phys. Rev. E* 78, 051201 (2008)
- 3.42. Vaulina OS, Lisin EA, Gavrikov AV, Petrov OF and Fortov VE *JETP* 110 662 (2010)
- 3.43. Allen J. E., Probe theory-the orbital motion approach. *Phys. Scr.*, 45 (1992) 497