

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Пылевая плазма

В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров

Рассматриваются свойства пылевой плазмы — низкотемпературной плазмы, содержащей макроскопические заряженные частицы. Анализируются основные элементарные процессы в пылевой плазме и силы, действующие на частицы в плазме. Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований различных состояний сильнонеидеальной пылевой плазмы — газообразного, жидкостного и кристаллического. Исследуются колебания, волны и неустойчивости в пылевой плазме. Приводятся некоторые результаты исследований пылевой плазмы в условиях невесомости. Обсуждаются новые направления экспериментальных исследований и возможные приложения пылевой плазмы.

PACS numbers: 52.20. – j, 52.27.Lw, 52.35. – g

Содержание

1. Введение (495).
 2. Элементарные процессы в пылевой плазме (498).
 - 2.1. Зарядка пылевых частиц в плазме (теоретические представления).
 - 2.2. Электростатический потенциал вокруг пылевой частицы.
 - 2.3. Основные силы, действующие на пылевые частицы в плазме.
 - 2.4. Взаимодействие между пылевыми частицами в плазме.
 - 2.5. Образование и рост пылевых частиц.
 3. Неидеальность пылевой плазмы и фазовые переходы (513).
 - 3.1. Теоретические подходы.
 - 3.2. Экспериментальное исследование фазовых переходов в пылевой плазме.
 - 3.3. Пылевые кластеры в плазме.
 4. Колебания, волны и неустойчивости в пылевой плазме (524).
 - 4.1. Колебания одиночных частиц в приэлектродном слое газового разряда.
 - 4.2. Линейные волны и неустойчивости в идеальной пылевой плазме.
 - 4.3. Волны в неидеальной пылевой плазме.
 - 4.4. Экспериментальное изучение волновых процессов в пылевой плазме.
 5. Новые направления исследований пылевой плазмы (534).
 - 5.1. Исследования пылевой плазмы в условиях невесомости.
 - 5.2. Внешние воздействия.
 - 5.3. Пылевая плазма сильноасимметричных частиц.
 - 5.4. Криогенная пылевая плазма.
 - 5.5. Возможные приложения пылевой плазмы.
 6. Заключение (541).
- Список литературы (541).

1. Введение

Пылевая плазма (dusty plasma) представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. Для обозначения таких систем используются также термины "комплексная плазма" (complex plasma), "коллоидная плазма" (colloidal plasma), "плазма с конденсированной дисперсной фазой" (КДФ).

Широко используемый термин "комплексная плазма" в настоящее время принят для обозначения пылевой плазмы, специально созданной для изучения свойств пылевой компоненты. Наиболее интересна ситуация, когда пылевые частицы взаимодействуют сильно, образуя при этом жидкостную или кристаллическую структуры, и существует возможность исследования процессов, происходящих в плазме, на кинетическом уровне. Именно таким системам и будет в основном уделено внимание в этом обзоре. В то же время плазменно-пылевые системы в космосе и атмосфере, химическая плазма с ростом частиц и т.д. здесь практически не рассматриваются. Учитывая это, мы не будем делать особого различия между пылевой и комплексной плазмой и будем употреблять первый термин.

Пыль и пылевая плазма широко распространены в космосе. Они присутствуют в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках [1–6]. Пылевая плазма обнаружена вблизи искусственных спутников земли и космических аппаратов [5, 6], в термоядерных установках с магнитным удержанием [7–9]. Наконец, очень активно исследуется пылевая плазма в лабораторных условиях. Пылевые частицы могут не только преднамеренно вводиться в плазму, но и образовываться самопроизвольно в результате различных процессов. Широкая распространенность плазменно-пылевых систем, а также целый ряд уникальных (простота получения, наблюдения и управления параметрами, возможность измерений на кинетическом уровне) и необычных свойств (открытость системы, непостоян-

В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров.
Институт теплофизики экстремальных состояний РАН,
125412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация
Тел. (095) 485-79-89. Факс (095) 485-79-90
E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru
С.А. Храпак. Centre for Interdisciplinary Plasma Science,
Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik,
D-85741, Garching, Germany
E-mail: skhrapak@mpe.mpg.de

Статья поступила 4 июня 2003 г., после доработки 14 января 2004 г.

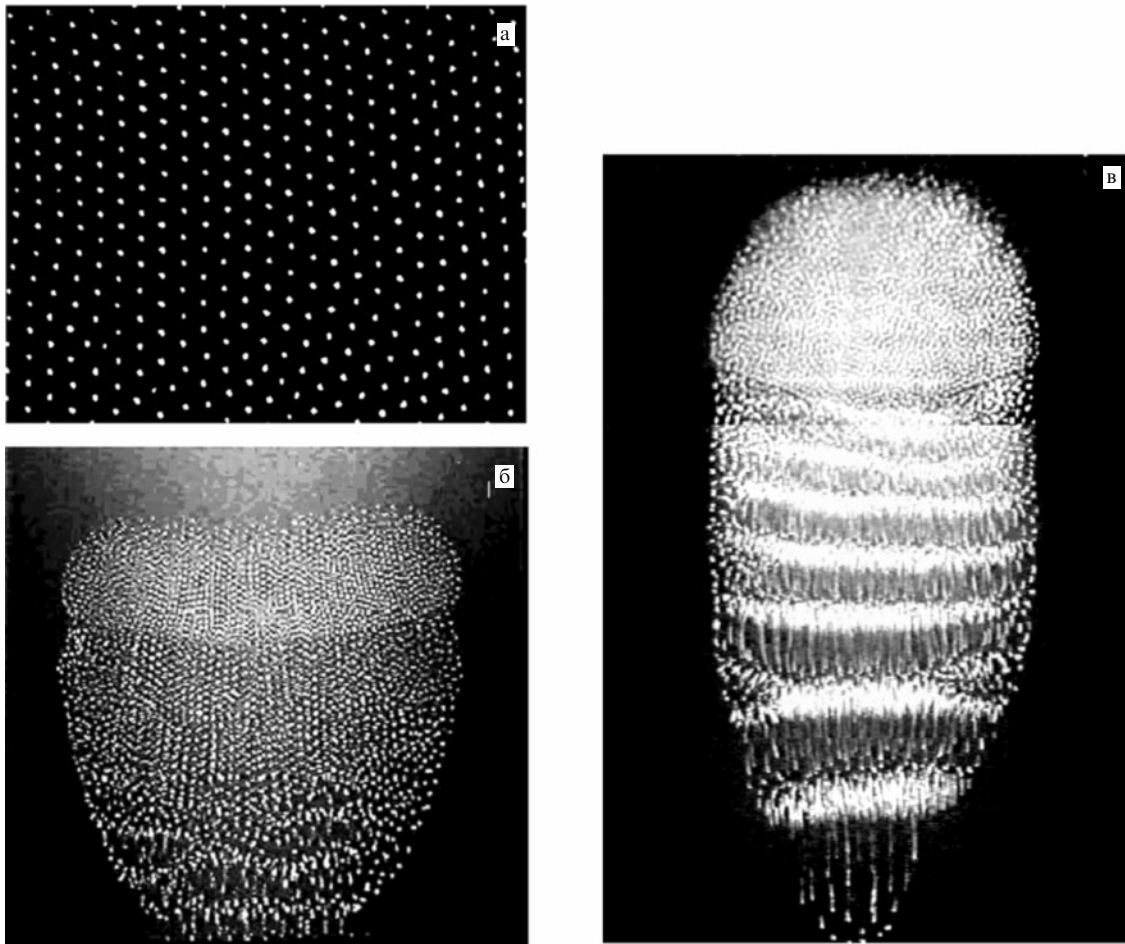


Рис. 1. Типичные видеоизображения упорядоченных пылевых структур в ВЧ-разряде и разряде постоянного тока. (а) Горизонтальное сечение гексагональной структуры (показана область $6,1 \times 4,2$ мм², содержащая 392 частицы диаметром 6,9 мкм), полученное в приэлектродной области ВЧ-разряда [17]. (б) Вертикальное сечение упорядоченной структуры в стратифицированном разряде постоянного тока. В нижней части видны колебательные движения частиц в вертикальном направлении, в средней проявляется достаточно сильная упорядоченность, на периферии верхней части структуры имеются области с конвективным движением частиц. (в) Самопроизвольно возникающие пылезвуковые колебания в газовом разряде постоянного тока [18] (давление нейтрального газа $p = 0,2$ торр, частота колебаний $\omega \sim 60$ с⁻¹, волновое число $k \sim 60$ с⁻¹, скорость распространения $v_{ph} \sim 1$ см с⁻¹).

ство заряда частиц, высокая диссипативность, способность к самоорганизации и образованию упорядоченных структур), делают пылевую плазму чрезвычайно привлекательным и интересным объектом исследования.

Пылевые частицы в плазме приобретают электрический заряд и становятся дополнительной заряженной компонентой плазмы. Однако свойства пылевой плазмы значительно разнообразнее свойств обычной многокомпонентной плазмы электронов и ионов различного сорта. Пылевые частицы являются центрами рекомбинации плазменных электронов и ионов, а иногда и источником электронов за счет термо-, фотоэмиссии и вторичной электронной эмиссии. 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 их электростатического взаимодействия, пропорциональная произведению зарядов взаи-

модействующих 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 оказываются возможными появление ближнего порядка и даже кристаллизация в системе пылевых частиц. Впервые упорядоченные квазикристаллические структуры заряженных микрочастиц экспериментально были реализованы в 1959 г. [10] с помощью модифицированной ловушки Пауля [11]. Возможность кристаллизации пылевой подсистемы в неравновесной газоразрядной плазме была рассмотрена Икези [12] в 1986 г. Экспериментально упорядоченные системы пылевых частиц удалось наблюдать впервые только в середине 90-х годов в плазме высокочастотного (ВЧ) разряда вблизи границы прикатодной области [13–16], где за счет большой величины электрического поля возможна компенсация силы тяжести и левитация частиц. На рисунке 1а показано горизонтальное сечение упорядоченной квазикристаллической структуры пылевых частиц, полученной в приэлектродной области ВЧ-разряда [17]. В вертикальном направлении частицы также упорядочены

и располагаются одна под другой, образуя цепочки. Позднее упорядоченные структуры макрочастиц были обнаружены в термической плазме при атмосферном давлении [19–21], в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока [22, 23], а также в ядерно-возбуждаемой пылевой плазме [24, 25]. На рисунке 16 представлена упорядоченная структура пылевых частиц в тлеющем разряде постоянного тока. В нижней части структуры видны самовозбуждаемые волны плотности пылевых частиц; в средней наблюдается достаточно сильная упорядоченность; на периферии верхней части структуры имеются области с конвективным движением частиц [26]. Кристаллизация пылевой компоненты и фазовые переходы в различных типах пылевой плазмы представляют собой обширную область исследований.

Присутствие пылевой компоненты существенным образом сказывается на коллективных процессах в плазме. Пыль может не только модифицировать, но зачастую и определять спектр колебаний, влиять на эффекты затухания и неустойчивости. Ее наличие изменяет характерные пространственные и временные масштабы в плазме. Так, плазменная частота, характеризующая пылевую компоненту, за счет большой массы пылевых частиц на несколько порядков меньше ионной плазменной частоты. Это приводит к возникновению новой ветви колебаний — пылевого звука, где пыль выступает как инерционная компонента, подобно тому, как ионы — в ионном звуке. Благодаря низкой частоте (обычно 10–100 Гц) эти колебания особенно привлекательны с экспериментальной точки зрения. На рисунке 1в приведена типичная картина бегущих пылезвуковых волн, возникающих самопроизвольно при определенных условиях в газовом разряде постоянного тока [18].

К отличительным особенностям пылевой плазмы, делающим ее не только привлекательным для изучения объектом, но и эффективным инструментом для исследования фундаментальных свойств сильнонеидеальной плазмы и кристаллов, следует отнести относительную простоту получения, наблюдения и управления параметрами, а также малые времена релаксации к равновесию и отклика на внешние возмущения. Кроме того, пылевые частицы обычно могут наблюдаться невооруженным глазом или с помощью простейшей оптической техники, что позволяет существенно упростить методы диагностики параметров пылевых частиц и окружающей плазмы. Это также дает принципиальную возможность проводить измерения с прямым определением функции распределения пылевых частиц по координатам и импульсам $f_d(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, позволяя тем самым детально исследовать фазовые переходы, процессы переноса, низкочастотные колебания в пылевой плазме и т.д. на кинетическом уровне.

Несмотря на то, что в лабораторных условиях пылевая плазма была впервые обнаружена Лэнгмюром еще в 1920-х годах [27], ее активное исследование началось лишь в последние десятилетия в связи с развитием приложений, таких, как электрофизика и электродинамика продуктов сгорания ракетных топлив, электрофизика рабочего тела магнетогидродинамических (МГД) генераторов на твердом топливе, физика пылегазовых облаков в атмосфере [28–31]. В конце 80-х годов исследования сосредоточились в основном на изучении зарядки пыли, распространения электромагнитных волн, их затухания и неустойчивости, как пра-

вило, применительно к пылевой плазме в космосе [1, 32, 33]. 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 [34–37]. Этот интерес вызван 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 [13–16, 19–25]. Это послужило толчком к бурному росту исследований в данной области, который продолжается по сей день, параллельно с ростом активности в исследованиях вигнеровской кристаллизации ионов в различных ионных ловушках [38] и электронов на поверхности жидкого гелия [39].

Среди современных направлений исследований в области пылевой плазмы выделим следующие:

- образование упорядоченных структур, кристаллизация и фазовые переходы в системе пылевых частиц в различных типах плазмы;
- элементарные процессы в пылевой плазме: зарядка пыли в различных условиях и при различных параметрах плазмы и самих частиц; взаимодействие между частицами в плазме; внешние силы, действующие на пылевые частицы;
- линейные и нелинейные волны в пылевой плазме (солитоны, ударные волны, конусы Маха), их динамика, затухание и неустойчивости.

Большое значение имеют эксперименты в условиях микрогравитации, впервые осуществленные в 1998 г. на борту орбитального комплекса "Мир", а затем в начале 2001 г. — на борту Международной космической станции (МКС) (эксперимент "плазменный кристалл", посвященный памяти А.П. Нефедова). В отсутствие гравитации удастся существенно уменьшить влияние электрических полей, которые необходимы в земных условиях для левитации пылевых частиц и вызываемой этими полями сильной анизотропии плазмы.

Пылевая плазма является бурно развивающейся областью исследований, включающей в себя фундаментальные вопросы физики плазмы, гидродинамики, кинетики фазовых переходов, нелинейной физики, физики твердого тела, а также прикладные проблемы (нанотехнологии, плазменные технологии, новые материалы). Круг специалистов, проявляющих интерес к исследованию свойств пылевой плазмы, постоянно расширяется, а число публикаций неуклонно растет. В связи с этим в обзоре обсуждаются, прежде всего, аспекты, необходимые для понимания основных процессов в пылевой плазме и наиболее часто встречающиеся в исследованиях. Настоящий обзор не претендует на полное представление экспериментальных и теоретических результатов, однако, как мы надеемся, отражает наиболее существенные достижения в исследовании пылевой плазмы за последнее десятилетие.

2. Элементарные процессы в пылевой плазме

2.1. Зарядка пылевых частиц в плазме (теоретические представления)

Ниже, в разделах 2.1.1–2.1.8 рассматриваются различные процессы, приводящие к появлению электрического заряда у пылевых частиц, находящихся в плазме. Приводятся выражения для потоков ионов и электронов на поверхность (с поверхности) частиц, обусловленных различными процессами (поглощение электронов и ионов плазмы, термо- и фотоэмиссия электронов с поверхности пылевой частицы). Рассматриваются вопросы о стационарном потенциале и заряде частиц, о кинетике зарядки, об изменениях зарядового состава плазмы при наличии пылевой компоненты, а также о флуктуациях заряда пылевых частиц, связанных со случайностью процесса зарядки. Более подробное рассмотрение процессов зарядки можно найти в [40, 41]. Мы уделяем здесь основное внимание процессам, важным с точки зрения последующего изложения. В данном разделе пылевые частицы считаются сферическими с радиусом a .

2.1.1. Зарядка в газоразрядной плазме. В неравновесной плазме газовых разрядов низкого давления ионы, атомы и макроскопические частицы несмотря на высокую энергию электронов, как правило, остаются "холодными". В отсутствие эмиссионных процессов заряд пылевой частицы отрицателен, что объясняется следующим. На незаряженную пылевую частицу направлены потоки электронов и ионов из плазмы. Как и в теории электрических зондов [42, 43], принято считать, что попавшие на поверхность частицы электроны и ионы поглощаются и рекомбинируют, а нейтральные частицы, образующиеся в процессе рекомбинации, либо остаются на поверхности, либо возвращаются в плазму (в первом случае зарядка частицы может сопровождаться ростом ее размера). Вследствие более высокой подвижности электронов их поток значительно превышает поток ионов, и нейтральная частица начинает заряжаться отрицательно. Появляющийся у частицы отрицательный заряд вызывает отталкивание электронов и притяжение ионов. Заряд частицы растет по абсолютной величине до тех пор, пока не сравняются потоки электронов и ионов на ее поверхность. Затем он становится практически постоянным во времени и испытывает лишь малые флуктуации около равновесного значения (см. раздел 2.1.8).

Связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы определяется с точностью до коэффициента порядка единицы как $\varphi_s = -T_e/e$, где T_e — температура электронов в энергетических единицах. Физически это объясняется тем, что в стационарном состоянии большая часть электронов не обладает достаточной кинетической энергией для преодоления разности потенциалов между поверхностью пылевой частицы и окружающей плазмой.

2.1.2. Приближение ограниченного орбитального движения. Для количественного описания зарядки пылевых частиц в газоразрядной плазме, как правило, используются теоретические модели, заимствованные из теории электрических зондов в плазме. Одна из наиболее

часто используемых моделей — приближение ограниченного орбитального движения (orbit motion limited (OML) theory) [42–44]. Этот подход позволяет только собственн из законов сохранения энергии и момента импульса определить сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей. Обычно условия применимости данного приближения формулируются как [44]

$$a \ll \lambda_D \ll l_{i(e)}, \quad (1)$$

где λ_D — длина экранирования плазмы (соответствующий радиус Дебая), а $l_{i(e)}$ — длина свободного пробега ионов (электронов). Подразумевается также, что частица изолирована в том смысле, что другие пылевые частицы не оказывают влияния на движение электронов и ионов в ее окрестности.

В предположении, что электроны и ионы поглощаются в том случае, если их траектории пересекают поверхность пылевой частицы или касаются ее, сечения поглощения, зависящие от скорости, имеют вид

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2}\right), & \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2} > -1, \\ 0, & \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2} < -1, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_i(v) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\varphi_s}{m_i v^2}\right), \quad (3)$$

где $m_{e(i)}$ — масса электронов (ионов), а v — скорость электронов и ионов относительно пылевой частицы. Здесь потенциал поверхности пылевой частицы φ_s относительно невозмущенной плазмы принят отрицательным ($\varphi_s < 0$), а ионы считаются однозарядными. Отметим, что в рамках приближения ограниченного орбитального движения $\sigma_e(v)$ и $\sigma_i(v)$ не зависят от конкретной формы распределения электростатического потенциала в окрестности пылевой частицы. Ограничения этого приближения рассматриваются в разделе 2.1.3.

Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функциями распределения по скоростям $f_{e(i)}(v)$:

$$I_{e(i)} = n_{e(i)} \int v \sigma_{e(i)}(v) f_{e(i)}(v) d^3v, \quad (4)$$

где $n_{e(i)}$ — концентрация электронов (ионов). Для максвелловских распределений плазменных частиц по скоростям

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (5)$$

где

$$v_{Te(i)} = \sqrt{\frac{T_{e(i)}}{m_{e(i)}}} \quad (6)$$

обозначает тепловую скорость электронов (ионов), интегрирование в (4) с учетом (2) и (3) дает:

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_s}{T_e}\right), \quad (7)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 n_i v_{Ti} \left(1 - \frac{e\varphi_s}{T_i}\right). \quad (8)$$

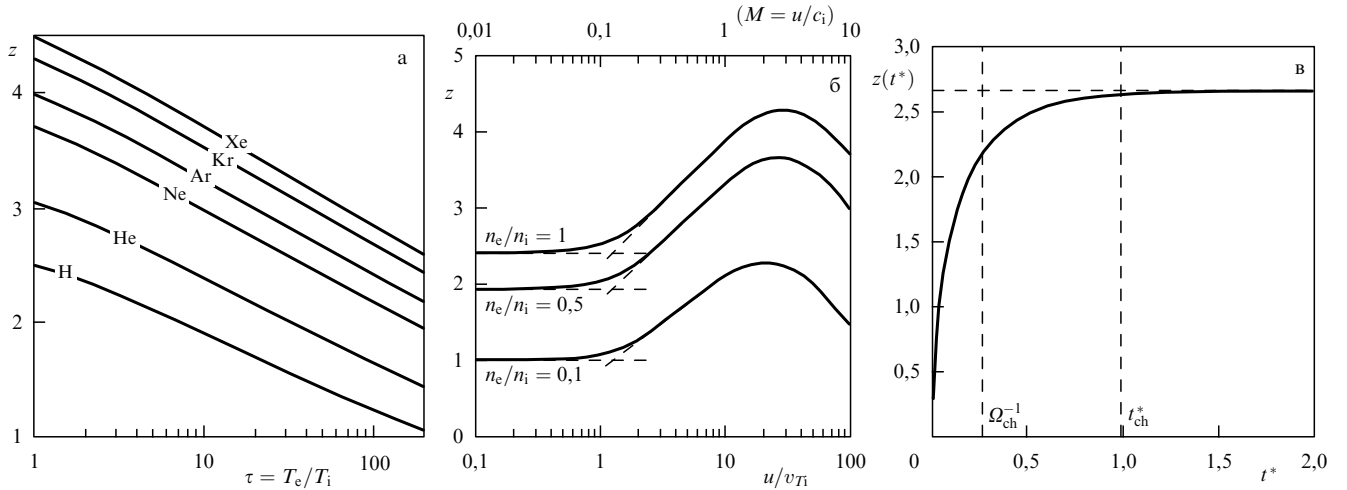


Рис. 2. Абсолютная величина безразмерного заряда $z = |Z_d|e^2/aT_e$ уединенной сферической пылевой частицы: (а) как функция отношения температур электронов и ионов, $\tau = T_e/T_i$, для различных типов изотропной плазмы; (б) как функция отношения дрейфовой скорости ионов к их тепловой скорости, u/v_{Ti} (или числа Маха $M = u/c_i$, где $c_i = \sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука) для плазмы с ионным потоком — расчеты проведены для трех величин отношения концентраций электронов и ионов, указанных на рисунке, и соответствуют плазме аргона при $\tau = T_e/T_i = 100$; (в) как функция безразмерного времени $t^* = (\omega_{pi}/\sqrt{2\pi})(a/\lambda_{Di})t$ для плазмы аргона при $\tau = T_e/T_i = 50$ (первоначально частица не заряжена, горизонтальная штриховая прямая соответствует установившемуся заряду, вертикальные штриховые прямые указывают на две возможности (см. текст) определения характерного времени зарядки).

Стационарный потенциал поверхности пылевой частицы (плавающий потенциал) определяется равенством потоков электронов и ионов, поглощаемых частицей,

$$I_e = I_i. \tag{9}$$

Удобно ввести следующие безразмерные параметры, которые широко используются в обзоре:

$$z = \frac{|Z_d|e^2}{aT_e}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i}. \tag{10}$$

Здесь z — абсолютная величина заряда частицы в единицах aT_e/e^2 , а τ и μ — отношение температур и масс электронов и ионов соответственно. Заметим, что иногда как τ обозначается обратная величина T_i/T_e (см., например, [40, 41]). Сразу отметим, что в обычной газоразрядной плазме $\tau \gg 1$ ($\tau \sim 10-100$), $z \gtrsim 1$ и, конечно, $\mu \ll 1$. Предполагается, что связь заряда частицы с ее поверхностным потенциалом дается выражением $Z_d e = a\varphi_s$, где Z_d — зарядовое число пылевой частицы (заряд, выраженный в единицах элементарного заряда). Такая связь (как для заряженной сферы в вакууме) следует из решения линеаризованной задачи о распределении потенциала в окрестности сферической макрочастицы в бальмановской плазме, в случае $a \ll \lambda_D$. Это обычно является хорошим приближением, хотя, в принципе, могут быть отклонения за счет сильнонелинейной экранировки и/или неравновесности распределения электронов и ионов в окрестности частицы.

В безразмерных переменных (10) уравнение (9) с учетом выражений (7) и (8) может быть переписано в виде

$$\exp(-z) = \frac{n_i}{n_e} \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau). \tag{11}$$

Для уединенной частицы условие квазинейтральности имеет вид $n_i = n_e$. Тем самым величина безразмерного потенциала z определяется фактически величиной отно-

шения температур электронов и ионов плазмы, а также родом газа (отношением масс электронов и ионов). На рисунке 2а представлена величина z для различных газов (H, He, Ne, Ar, Kr, Xe) как функция τ . Потенциал частицы уменьшается с увеличением отношения температур электронов и ионов и увеличивается с возрастанием порядкового номера элемента. При очень больших τ ($\tau \rightarrow \infty$) и $z \sim 1$ из (11) следует: $z \sim 1/\sqrt{\mu\tau}$. Для типичной величины $\tau \sim 10-100$ потенциал лежит в пределах $z \sim 2-4$. Для частицы радиусом $a \sim 1$ мкм при температуре $T_e \sim 1$ эВ характерное зарядовое число составляет, следовательно, $(1-3) \times 10^3$.

Часто приходится иметь дело с ситуацией, когда пылевая плазма находится во внешнем электрическом поле, что характерно, например, для пристеночных и приэлектродных областей газоразрядной плазмы. В этом случае для зарядки может оказаться существенным дрейф ионов относительно покоящейся пылевой компоненты. Используя вместо соотношения (5) сдвинутое максвелловское распределение ионов по скоростям

$$f_i(\mathbf{v}) = (2\pi v_{Ti}^2)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{u})^2}{2v_{Ti}^2}\right], \tag{12}$$

где \mathbf{u} — дрейфовая скорость ионов, а также сечение (3), легко получить для потока ионов следующее выражение (напомним, что $\varphi_s < 0$) [5, 45, 46]:

$$I_i = \sqrt{2\pi} a^2 n_i v_{Ti} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1 + u^2/v_{Ti}^2 - 2e\varphi_s/T_i}{u/v_{Ti}} \operatorname{erf}\left(\frac{u}{\sqrt{2}v_{Ti}}\right) + \exp\left(-\frac{u^2}{2v_{Ti}^2}\right) \right\}. \tag{13}$$

Поправка к (8) при $u \ll v_{Ti}$ имеет второй порядок малости, $\Delta I_i \sim O(u^2/v_{Ti}^2)$, а при $u \gg v_{Ti}$ (13) переходит в выражение

$$I_i = \pi a^2 n_i u \left(1 - \frac{2e\varphi_s}{m_i u^2}\right). \tag{14}$$

Безразмерный потенциал частицы как функция дрейфовой скорости ионов, рассчитанный из баланса потоков (9) с использованием (7) и (13), представлен на рис. 26 для трех значений n_e/n_i . Расчет соответствует плазме аргона при $\tau = 100$. Как видно из рисунка, заряд сначала сохраняет постоянное значение при $u \leq v_{Ti}$, затем возрастает с увеличением дрейфовой скорости, достигая максимума при $u \sim c_i = \sqrt{T_e/m_i}$, где c_i — скорость ионного звука, и потом уменьшается. Аппроксимация точного выражения (13) приближениями (8) и (14) дает отклонение лишь в узкой области $u \sim v_{Ti}$ (штриховые кривые). Численное моделирование [47] подтверждает применимость приведенных формул для описания заряда в плазме при наличии потока ионов.

Выше рассматривался случай уединенной частицы в плазме. В действительности, однако, концентрация пылевых частиц бывает велика. При этом повышение концентрации частиц ведет к уменьшению их потенциала и заряда по абсолютной величине за счет ухода заметной части свободных электронов на пылевые частицы, так что $n_e < n_i$. Для иллюстрации этого эффекта используем простейшее рассмотрение, качественно верно отражающее суть происходящего. А именно, считая условие (1) выполненным, будем использовать выражения для потоков (7) и (8), учитывая в них вклад пылевой компоненты в зарядовый состав плазмы. Учет пылевой компоненты приводит к следующему условию квазинейтральности:

$$n_e = n_i + Z_d n_d. \quad (15)$$

При этом для определения равновесного потенциала вместо (11) получается уравнение

$$\exp(-z) = \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau)(1 + P), \quad (16)$$

где параметр

$$P = |Z_d| \frac{n_d}{n_e} \quad (17)$$

определяет отношение плотностей заряда пылевой и электронной компонент ("параметр Хавнеса") [32]. Заряд соответствует заряду уединенной частицы при $P \ll 1$ (рис. 2а), тогда как при $P > 1$ он существенно уменьшается по абсолютной величине. Отметим, что иногда вместо (17) используют величину $aT_e e^{-2}(n_d/n_e)$, которая, как нетрудно видеть, отличается от P множителем $1/z$.

2.1.3. Применимость приближения ограниченного орбитального движения. В разделах 2.1.1, 2.1.2 под условиями применимости приближения OML понимались неравенства (1). Не претендуя на точные количественные результаты, уточним эти условия и укажем обстоятельства, ведущие к неприменимости приближения OML.

Во-первых, напомним, что выражения для сечений поглощения электронов и ионов (2) и (3) не зависят от точного вида распределения потенциала в окрестности пылевой частицы. Однако для применимости OML потенциал все же должен удовлетворять некоторым условиям. Дело в том, что движение ионов в направлении частицы определяется *эффективным* потенциалом взаимодействия U_{eff} , который кроме потенциала притяжения положительного иона к отрицательно заряженной

частице $U(r)$, содержит составляющую, связанную с центробежным отталкиванием, обусловленным сохранением момента импульса иона. Нормированный на исходную кинетическую энергию иона $E = m_i v_i^2/2$, эффективный потенциал имеет вид

$$U_{\text{eff}}(r, \rho) = \frac{\rho^2}{r^2} + \frac{U(r)}{E}, \quad (18)$$

где ρ — прицельный параметр, а $U(r) < 0$. Для заданного ρ значение r_0 , при котором $U_{\text{eff}}(r_0, \rho) = 1$, соответствует минимальному сближению иона и частицы. Ион поглощается при $r_0 \leq a$, при $r_0 > a$ он испытывает упругое рассеяние на потенциале частицы, но не достигает ее поверхности. Подставляя $r = a$ и $U(a) = e\varphi_s$ в (18), получаем, что поглощению соответствует прицельный параметр

$$\rho_c^{\text{OML}} = a \sqrt{1 - \frac{2e\varphi_s}{m_i v_i^2}}. \quad (19)$$

Учитывая, что $\sigma = \int_0^{\rho_c} 2\pi\rho d\rho$, сразу приходим к сечению (3). Однако следует иметь в виду, что уравнение $U_{\text{eff}}(r, \rho) = 1$ не всегда имеет только одно решение. Можно показать, что решение является единственным только в том случае, если потенциал $|U(r)|$ убывает медленнее, чем $1/r^2$ [48]. В действительности, однако, вблизи частицы — $|U(r)| \propto 1/r$, вдали от нее — $|U(r)| \propto 1/r^2$, а на промежуточных расстояниях потенциал может убывать быстрее. В этом случае уравнение $U_{\text{eff}}(r, \rho) = 1$ может иметь более одного решения (расстояние минимального сближения r_0 соответствует большему из них). Это означает существование потенциального барьера для ионов, движущихся к частице: ион отражается от потенциального барьера в точке $r_0 > \lambda_D > a$ (см. ниже) и, следовательно, не может достигнуть поверхности частицы.

В качестве полезного примера рассмотрим экранированный кулоновский потенциал взаимодействия иона с пылевой частицей (дебаевский потенциал) $U(r) = -(U_0/r) \exp(-r/\lambda_D)$, где $U_0 = e|\varphi_s|a \exp(a/\lambda_D)$. Переход к нормированному расстоянию $\tilde{r} = r/\lambda_D$ позволяет заключить, что поведение эффективного потенциала U_{eff} определяется двумя безразмерными параметрами: $\beta = U_0/2E\lambda_D$ и $\tilde{\rho} = \rho/\lambda_D$. Кривые эффективного потенциала для двух значений β и различных значений $\tilde{\rho}$ показаны на рис. 3. Потенциальный барьер отсутствует при $\beta = 10$, в то время как при $\beta = 20$ наличие барьера приводит к скачкообразному изменению расстояния минимального сближения от $r_0/\lambda_D \sim 0,7$ до $r_0/\lambda_D \sim 2,6$ при $\rho \sim 3,8\lambda_D$. Можно показать, что при наличии барьера расстояние минимального сближения не может быть меньше, чем $\sim 1,62\lambda_D$ [49].

Для дебаевского потенциала *необходимым условием* наличия барьера эффективного потенциала является условие $\beta > \beta_{\text{cr}} \approx 13,2$ [50]. При этом барьер возникает для ионов с прицельным параметром $\tilde{\rho} \geq \tilde{\rho}_* \sim \ln \beta + 1 - 1/(2 \ln \beta)$ [49]. Применимость приближения OML тогда определяется условием $\rho_c^{\text{OML}} \leq \rho_*$, при $\rho > \rho_*$ происходит упругое рассеяние без поглощения, $r_0 > \lambda_D > a$ (рис. 3б). При невыполнении условия применимости приближения OML может завывать поток ионов на частицу, т.е. давать заниженное по абсолютной величине значение стационарного заряда. При достаточно

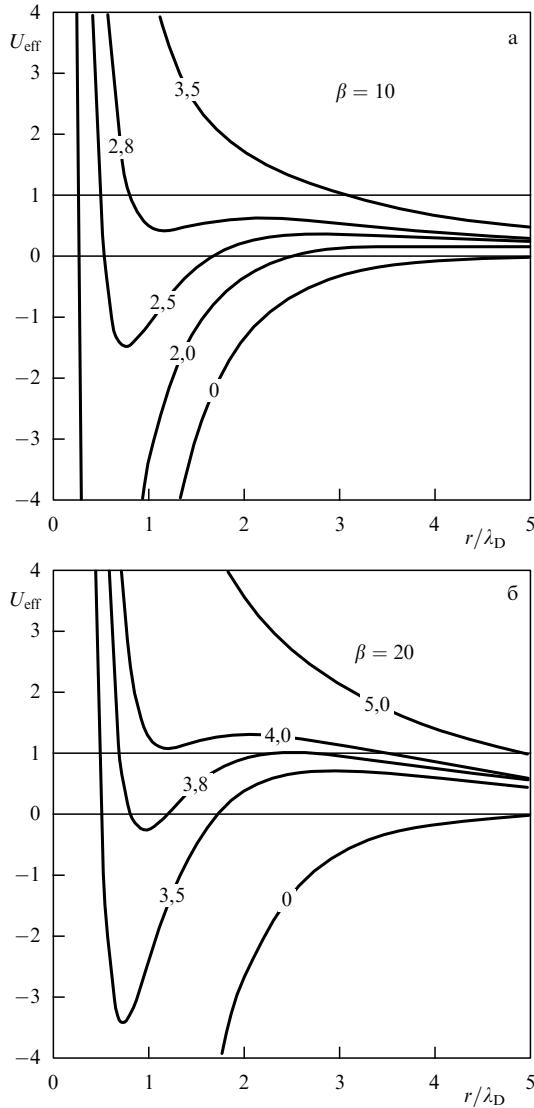


Рис. 3. Кривые эффективного потенциала для радиального движения ионов в поле пылевой частицы (для кулоновского потенциала взаимодействия) для двух значений параметра рассеяния β (см. текст) и различных прицельных параметров ρ (указаны на рисунке). Потенциальный барьер отсутствует при $\beta = 10$ и присутствует при $\beta = 20$.

больших β (медленные ионы) приближение OML перестает работать, поскольку $\rho_c^{OML} \propto \sqrt{\beta}$, а $\rho_* \sim \ln \beta$ при $\beta \gg 1$. В частности, при максвелловском распределении ионов по скоростям *всегда* имеются ионы, для которых приближение OML несправедливо [48]. Однако выполнения условия $\rho_c^{OML}(v_{Ti}) \ll \rho_*(v_{Ti})$ достаточно, чтобы ошибка была пренебрежимо мала. Приравнявая прицельные параметры $\rho_c^{OML}(v_{Ti}) = \rho_*(v_{Ti})$ и имея в виду, что $\beta(v_{Ti}) = (z\tau a/\lambda_D) \exp(a/\lambda_D)$, можно определить величину отношения a/λ_D (для заданного значения $z\tau$), при которой приближение OML становится несправедливым. В качестве примера приведем следующие значения: с увеличением $z\tau$ от 50 до 500 (типичные величины для газоразрядной плазмы) отношение a/λ_D , при котором приближение OML перестает быть справедливым, уменьшается от $\sim 0,4$ до $\sim 0,2$, при этом $\beta(v_{Ti})$ увеличивается от ~ 30 до ~ 100 . Отметим, что для отталкивающего потенциала $U(r)$ барьер эффективного потенциала не возникает, так что связанные с этим эффектом

затруднения не касаются описания поглощения электронов в рамках OML.

Учет столкновений ионов может также существенно сузить область применимости приближения OML. Отметим, что в слабоионизованной газоразрядной плазме речь идет, конечно, о столкновениях ион–нейтрал, основной механизм которых — резонансная перезарядка. Траектории ионов при их приближении к частице с далеких расстояний считаются невозмущенными столкновениями. Это требует, по крайней мере, выполнения условия $l_i \gg \lambda_D$, при расстояниях $r \gg \lambda_D$ пылевая частица не возмущает плазму. Однако выполнение этого неравенства не гарантирует справедливости применения приближения OML. Действительно, следуя работе [51], рассмотрим число столкновений перезарядки в сфере радиуса ε , окружающей пылевую частицу. При условии $|U(\varepsilon)|/T_n \gtrsim 1$ большинство вновь образовавшихся в процессе перезарядки ионов, имея кинетическую энергию, определяемую энергетическим спектром нейтральной компоненты, недостаточную для возвращения в невозмущенную плазму, попадают на поверхность пылевой частицы. Связанный с этим процессом поток ионов грубо оценивается как $I_{i,st} = 4\pi\varepsilon^3 n_i v_{in}/3$, где $v_{in} = v_i \sigma_{in} n_n$ — частота столкновений перезарядки, σ_{in} — их сечение, n_n — концентрация атомов нейтральной компоненты. Сравнивая поток $I_{i,st}$ с потоком ионов OML (8), можно определить условие, позволяющее пренебречь столкновениями при рассмотрении процесса зарядки частицы. Оно имеет вид $I_{i,OML} \gg I_{i,st}$ и может быть существенно строже правой части (1). Численный расчет [51] показывает, что столкновения могут существенно увеличить поток ионов по сравнению с потоком ионов в OML даже при условии $l_i \gtrsim \lambda_D$. Этот эффект приводит к уменьшению абсолютной величины заряда. Отметим, что он может играть достаточно важную роль в реальных экспериментальных условиях и поэтому нуждается в детальном изучении, как теоретическом, так и экспериментальном.

Наконец, наличие экстремумов (минимума и максимума) на кривой эффективного потенциала при столкновениях с перезарядкой может приводить к появлению "захваченных ионов". Так называются ионы, попавшие на замкнутые орбиты вблизи пылевой частицы. Захваченные ионы могут влиять как на зарядку пылевой частицы, так и на экранировку ее заряда плазмой. По-видимому, это влияние может быть достаточно существенным даже в случае бесстолкновительного режима для ионов, $l_i > \lambda_D$. Однако данный вопрос также до конца не исследован. Поэтому дадим лишь ссылку на оригинальные работы [50–53], где он так или иначе затронут.

2.1.4. Зарядка в диффузионном режиме. При выполнении условия $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ приближение OML заведомо несправедливо. Этот случай принято называть диффузионным режимом зарядки. Как и раньше, заряд (потенциал) пылевой частицы определяется равенством электронного и ионного потоков на ее поверхность, которые в данном случае записываются как

$$I_i = 4\pi r^2 \left[n_i \mu_i \frac{d\varphi}{dr} + D_i \frac{dn_i}{dr} \right], \quad (20)$$

$$I_e = -4\pi r^2 \left[n_e \mu_e \frac{d\varphi}{dr} - D_e \frac{dn_e}{dr} \right], \quad (21)$$

где $\varphi(r)$ — электрический потенциал в окрестности пылевой частицы, а $\mu_{i(e)}$ и $D_{i(e)}$ — подвижность и коэффициент диффузии ионов (электронов) соответственно. Уравнения (20) и (21) дополняются уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (22)$$

и соответствующими граничными условиями. На поглощающей поверхности принято задавать следующие условия:

$$\begin{aligned} \varphi(a) = \varphi_s, \quad \varphi(\infty) = 0; \\ n_i(a) = n_e(a) = 0, \quad n_i(\infty) = n_e(\infty) = n_0. \end{aligned} \quad (23)$$

Отметим, что, так как сечение ион-нейтральных столкновений обычно значительно превышает сечение электрон-нейтральных столкновений, может реализовываться ситуация, когда $l_i \ll \lambda_D \ll l_e$. В этом случае поток электронов по-прежнему дается приближением OML, и только для потока ионов следует использовать диффузионное приближение.

Решению сформулированной задачи и схожих с ней (например, с учетом ионизации и рекомбинации в окрестности поглощающего тела, модифицированных граничных условий и т.д.) посвящен ряд работ — начиная от теории зондовых измерений до изучения зарядки пылевых частиц в плазме. Поскольку данный предел все же достаточно редко реализуется в экспериментах, ограничимся только ссылкой на работы [40, 54–56], где даны некоторые решения и подробно обсуждаются условия их применимости.

2.1.5. Другие механизмы зарядки. Поглощение электронов и ионов плазмы не является единственным механизмом зарядки пылевых частиц. В частности, электроны могут покинуть поверхность пылевой частицы вследствие процессов термоэлектронной, фотоэлектронной и вторичной электронной эмиссий. Особенно важны эти процессы для зарядки частиц конденсированной дисперсной фазы в рабочих средах МГД-генераторов и ракетных двигателей [28–31], в верхних слоях атмосферы [57], в космосе [4, 5, 58] и в некоторых лабораторных экспериментах, например, в термической плазме [19–21], в плазме, индуцированной ультрафиолетовым (УФ) излучением [59], или с фотоэлектронной зарядкой пылевых частиц [60], в плазме с наличием электронных пучков [61] и т.д. Эмиссия электронов увеличивает заряд частицы, и при определенных условиях он может оказаться положительным, в отличие от ситуации, рассмотренной в разделах 2.1.1–2.1.4. Более того, благодаря эмиссионным процессам оказывается принципиально возможным существование двухкомпонентной системы пылевых частиц и эмитированных ими электронов. В данном случае равновесный потенциал (заряд) пылевой частицы определяется балансом поглощения электронов на ее поверхности и термоэмиссионного тока с поверхности частицы, а условие квазинейтральности имеет вид

$$Z_d n_d = n_e. \quad (24)$$

Такая система служит простейшей моделью для исследования различных процессов, связанных с эмиссионной зарядкой пылевых частиц [28, 29, 62]. Рассмотрим кратко каждый из перечисленных эмиссионных процессов.

Термоэлектронная эмиссия. Ток термоэлектронной эмиссии растет с увеличением температуры поверхности пылевой частицы и зависит от знака ее заряда, поскольку для переноса электрона с поверхности необходимо не только "вырвать" электрон, но и совершить работу по его переносу в поле частицы от ее поверхности в область квазинейтральной плазмы. Для равновесной плазмы, характеризуемой температурой T , принято использовать следующие выражения для потока термоэлектронов [30]:

$$\begin{aligned} I_{th} = \frac{(4\pi a T)^2 m_e}{h^3} \exp\left(-\frac{W}{T}\right) \times \\ \times \begin{cases} 1, & \varphi_s < 0, \\ \left(1 + \frac{e\varphi_s}{T}\right) \exp\left(-\frac{e\varphi_s}{T}\right), & \varphi_s > 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (25)$$

Значения работы выхода термоэлектронов W для различных металлов и полупроводников обычно лежат в пределах от 2 до 5 эВ. В случае диэлектрических частиц, в которых свободные электроны появляются за счет ионизации, термоэмиссия не играет существенной роли, так как обычно частицы плавятся еще до того, как эмиссия даст заметный вклад в поток электронов. В случае частиц с отрицательным зарядом электрическое поле направлено так, что оно ускоряет электроны от поверхности пылевой частицы. В этом случае следует ожидать некоторого увеличения эмиссионного тока за счет снижения работы выхода под действием поля (эффект Шоттки). Как обычно, равновесный заряд частицы ($\sim \varphi_s$) может быть найден из условия равенства нулю суммарного потока заряженных частиц плазмы на ее поверхность.

Фотоэлектронная эмиссия. Пылевые частицы могут приобретать положительный заряд за счет эффекта фотоэмиссии при облучении частиц в буферном газе потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности [63, 64]. Характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, поэтому фотоны с энергией ≤ 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ. Величина потока эмитированных электронов зависит от свойств источника излучения, материала частиц, а также знака их заряда следующим образом [44, 65]:

$$I_{pe} = 4\pi a^2 Y J \begin{cases} 1, & \varphi_s < 0, \\ \exp\left(-\frac{e\varphi_s}{T_{pe}}\right), & \varphi_s > 0, \end{cases} \quad (26)$$

где J — плотность потока фотонов, Y — квантовый выход материала пылевых частиц. Предполагается также, что излучение изотропно, эффективность поглощения излучения близка к единице, что справедливо, если размер частицы превышает длину волны излучения, и фотоэлектроны имеют максвелловское распределение по скоростям с температурой T_{pe} , которая в большинстве случаев находится в диапазоне от 1 до 2 эВ. Следует отметить, что величина квантового выхода сильно зависит как от материала частиц, так и от направления падающего излучения. Квантовый выход очень мал в припороговой области, а в наиболее интересной области вакуумного ультрафиолета может составлять один электрон на несколько квантов излучения. Поэтому

фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц особенно важна в космосе.

Вторичная электронная эмиссия. Поток вторичных эмитированных электронов I_{se} связан с потоком первичных электронов I_e через коэффициент вторичной электронной эмиссии δ , который определяет число выбитых электронов на один падающий, $I_{se} = \delta I_e$. Коэффициент δ зависит как от энергии первичных электронов E , так и от материала пылевой частицы. Зависимость $\delta(E)$ оказывается почти универсальной для различных материалов, если нормировать δ на максимальный выход электронов δ_m , а E на энергию E_m , при которой этот максимум достигается. Соответствующие выражения для случая моноэнергетических электронов приведены в работах [5, 44]. Величины параметров δ_m и E_m для некоторых материалов, представленные в [5], лежат в следующих пределах: $\delta_m \sim (1-4)$, $E_m \sim (0,2-0,4)$ кэВ. Для случая максвелловского распределения электронов по скоростям выражения для δ приведены, например, в работе [44]. Отметим также, что число вторичных электронов, способных покинуть поверхность вещества, в котором они образовались, и достигнуть ее, уменьшается экспоненциально с удалением от поверхности. Это означает, что выход вторичных электронов связан в основном с тонким приповерхностным слоем.

2.1.6. Кинетика зарядки пылевых частиц. Кинетика зарядки пылевых частиц в плазме определяется уравнением

$$\frac{dZ_d}{dt} = \sum_j I_j = I, \quad (27)$$

где суммирование производится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмитируемых пылевой частицей, взятым с соответствующим знаком. Стационарный заряд пылевых частиц определяется условием $dZ_d/dt = 0$. Рассмотрим зарядку пылевой частицы в отсутствие эмиссионных процессов. Для этого воспользуемся стандартными уравнениями (7) и (8) для потоков электронов и ионов на поверхность отрицательно заряженной уединенной сферической частицы в приближении OML. Вводя безразмерное время

$$t^* \rightarrow \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{Di}} \right) t,$$

где $\lambda_{Di} = \sqrt{T_i/(4\pi e^2 n_i)}$ — ионный дебаевский радиус, а $\omega_{pi} = v_{Ti}/\lambda_{Di}$ — ионная плазменная частота, получаем вместо (27) уравнение

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(-z) - \left(\frac{\mu}{\tau} \right)^{1/2} (1 + \tau z) \right]. \quad (28)$$

Совместно с начальным условием $z(t^* = 0) = 0$ это уравнение позволяет, в принципе, определить как стационарный заряд $z = z(\tau, \mu)$ при $t^* \rightarrow \infty$, так и характерное время зарядки $t_{ch}^*(\tau, \mu)$ от незаряженного состояния. Отметим, что условие стационарности заряда $dZ_d/dt^* = 0$ совпадает с уравнением (11) при $n_e = n_i$. На рисунке 2в представлено решение уравнения (28) с начальным условием $z(t^* = 0) = 0$ для плазмы аргона при $\tau = 50$. Характерное время зарядки можно, например, определить как $t_{ch}^* = |Z_d|/I_0$, где $I_0 = I_{e0} = I_{i0}$ —

поток электронов и ионов в стационарном состоянии. Однако полезно ввести следующее определение, которое мы будем часто использовать при описании разнообразных процессов в пылевой плазме. Определим частоту (обратное время) зарядки Ω_{ch} как частоту релаксации малых возмущений заряда к стационарному значению,

$$\Omega_{ch} = \left. \frac{dI}{dZ_d} \right|_{Z_{d0}}, \quad (29)$$

где значение производной вычисляется для стационарного заряда. В рассматриваемом случае, используя (7) и (8), получаем следующее выражение:

$$\Omega_{ch} = I_0 \frac{e^2}{aT_e} \frac{1 + \tau + z\tau}{1 + z\tau}. \quad (30)$$

Величины Ω_{ch}^{-1} и t_{ch}^* указаны вертикальными штриховыми линиями на рис. 2в.

Термоэмиссионная и фотоэмиссионная зарядки в рамках простейшей системы, состоящей из пылевых частиц и эмитированных ими электронов, рассматриваются, например, в работах [62, 66].

Отметим, что зарядка пылевых частиц является, как правило, достаточно быстрым процессом с характерным временным масштабом $t_{ch}^{-1} \sim \omega_{pi}(a/\lambda_{Di})$. Поэтому реальное время для установления стационарного значения заряда может определяться другими процессами, происходящими в системе. Например, при инжекции частиц в область горячей плазмы, где значительную роль играет термоэмиссионный механизм зарядки, время зарядки может, в принципе, определяться временем разогрева поверхности частицы до температуры окружающей плазмы.

2.1.7. Зарядовый состав пылевой плазмы. Появление пылевых частиц в плазме зачастую приводит к значительному изменению ее зарядового состава. Дело в том, что пылевые частицы являются центрами ионизации (рекомбинации) для электронов и ионов плазмы. Частицы, эмитируя электроны и заряжаясь положительно, могут повысить концентрацию электронов в плазме и, наоборот, если пылевые частицы поглощают электроны из плазмы, то они заряжаются отрицательно и уменьшают число свободных электронов. Условие квазинейтральности для пылевой плазмы, которое выражается уравнением (15), позволяет, в свою очередь, сформулировать условие, при котором наличие пылевой компоненты радикально влияет на зарядовый состав плазмы. Таким условием является неравенство $|Z_d| n_d/n_e \equiv P \geq 1$. В отсутствие эмиссионных процессов, электроны и ионы рекомбинируют на частицах, при этом частота гибели определяется выражением

$$\nu_{Le(i)} = I_{e(i)} \frac{n_d}{n_{e(i)}}, \quad (31)$$

где $I_{e(i)}$ — поток поглощаемых поверхностью пылевой частицы электронов (ионов). При значительных концентрациях пылевых частиц частота гибели электронов и ионов на частицах может оказаться больше частоты рекомбинации в отсутствие пылевых частиц (объемной рекомбинации либо гибели на стенках разрядной камеры). Тем самым изменяются условия существования плазмы, поскольку увеличение частоты рекомбинации

должно быть компенсировано увеличением частоты ионизации [67]. Частицы являются также центрами ионизации при наличии эмиссии электронов с их поверхности. Вклад частиц в ионизацию будет характеризоваться частотой $\nu_{Ie(i)}$, равной потоку эмитированных электронов (ионов). В предельном случае эмитирующие частицы, появляясь в неионизованном газе, целиком определяют зарядовый состав системы, являясь как "источником", так и "стоком" электронов. Двухкомпонентная система пылевых частиц и эмитированных ими электронов характеризуется при этом условием квазинейтральности (24).

2.1.8. Флуктуации заряда пылевых частиц. В уравнениях для потоков электронов и ионов (7), (8), (25), (26), а также в уравнении кинетики зарядки (27) игнорируется дискретность зарядов электронов и ионов. Другими словами, заряд пылевой частицы представляется переменной, меняющейся непрерывно, а не дискретными значениями. В действительности электроны и ионы поглощаются поверхностью пылевой частицы в случайные моменты времени и случайными сериями. Как следствие, заряд частицы может флуктуировать случайным образом около своего среднего значения.

Проблема описания малых флуктуаций заряда уединенной пылевой частицы около своего среднего значения за счет дискретности зарядки рассматривалась в работах [62, 68–72]. В основном изучался процесс флуктуаций в газоразрядной плазме в рамках приближения OML, хотя в работе [62] рассмотрены и другие механизмы зарядки, включая термо- и фотоэмиссионную зарядку пылевых частиц. Основные результаты этих исследований можно сформулировать следующим образом: флуктуации заряда могут быть описаны как стационарный, гауссов, марковский процесс (или процесс Орнштейна – Уленбека [73]). Этот процесс, первоначально предложенный для описания флуктуаций скорости броуновской частицы, в рассматриваемом случае применяется для описания поведения отклонения заряда пылевой частицы от среднего значения: $Z_1(t) = Z_d(t) - Z_0$, где $Z_0 = \langle Z_d(t) \rangle$ обозначает средний заряд частиц, определяемый условием (9). Сформулируем основные свойства флуктуаций заряда:

1) среднее значение флуктуаций равно нулю,

$$\langle Z_1(t) \rangle = 0; \quad (32)$$

2) временная автокорреляционная функция флуктуаций экспоненциально затухает:

$$\langle Z_1(t) Z_1(t') \rangle = \langle Z_1^2 \rangle \exp(-\Omega_{ch}|t - t'|), \quad (33)$$

где частота Ω_{ch} определяется уравнением (29);

3) среднеквадратичная флуктуация заряда частицы, как и для многих случайных процессов, пропорциональна ее среднему заряду,

$$\langle Z_1^2 \rangle = \gamma |Z_0|. \quad (34)$$

Аналитические выражения для γ при различных механизмах зарядки приведены в [62]. В рамках приближения OML

$$\gamma = \frac{1 + z\tau}{z(1 + \tau + z\tau)}, \quad (35)$$

что для типичных значений параметров газоразрядной пылевой плазмы $\tau \sim 10^2$, $z \sim 3$ дает $\gamma \sim 0,3$;

4) процесс, определяемый как $Y(t) = \int_0^t Z_1(x) dx$ при $t \geq 0$, является гауссовым, но не стационарным и не марковским. С помощью (33) можно получить уравнение

$$\langle Y(t)^2 \rangle = \frac{2\langle Z_1^2 \rangle}{\Omega_{ch}^2} [\Omega_{ch}t + \exp(-\Omega_{ch}t) - 1]. \quad (36)$$

Учета этих свойств, как правило, достаточно для исследования влияния флуктуаций заряда на динамические процессы в пылевой плазме. В частности, можно кратко отметить следующие работы: приобретение кинетической энергии пылевыми частицами во внешнем электрическом поле за счет флуктуаций заряда исследовалось в [72, 74–76]; изучению неустойчивости колебаний пылевых частиц посвящены работы [77, 78]; диффузия пылевых частиц поперек магнитного поля за счет флуктуаций заряда в применении к астрофизической плазме рассмотрена в [79].

2.1.9. Экспериментальное определение заряда пылевых частиц. В разделах 2.1.1–2.1.8 в основном рассматривались теоретические представления о зарядке пылевых частиц в плазме. Экспериментальное определение их заряда имеет первостепенное значение, особенно в тех случаях, когда параметры самой плазмы неизвестны или не могут быть определены с достаточной точностью. Здесь мы укажем некоторые оригинальные экспериментальные работы, посвященные зарядке пылевых частиц в различных условиях. В работе [61] экспериментально исследовалась зарядка частиц из различного материала с диаметром 30–120 мкм тепловыми и моноэнергетичными надтепловыми электронами. В условиях, когда зарядка определялась надтепловыми электронами, в согласии с теоретическими моделями частицы заряжались до потенциала, пропорционального энергии электронов, и заряда, пропорционального радиусу частиц. Когда энергия электронов достигала порогового значения (различного для частиц из разных материалов), начиная с которого становилась важной вторичная электронная эмиссия, происходило резкое уменьшение по абсолютной величине потенциала и заряда частиц. В работе [60] исследовалась фотоэлектронная зарядка пылевых частиц диаметром ~ 100 мкм. Проводящие частицы приобретали положительный плавающий потенциал и заряд, возрастающие линейно с уменьшением работы выхода электронов. Поведение пылевых частиц, зарядка которых осуществлялась воздействием солнечного излучения в условиях невесомости на космическом комплексе "Мир", исследовалась в [59, 80, 81]. Анализ динамики частиц после УФ-облучения, выполненный в [59], показал, что частицы, средний радиус которых составлял около 37,5 мкм, приобретали заряд порядка $10^4 e$. В работе [82] проводились зондовые измерения влияния концентрации пыли на концентрацию плазмы и заряд частиц. В соответствии с предсказаниями теории обнаружено существенное уменьшение заряда частиц с увеличением концентрации пыли. Измерению заряда пылевых частиц в разряде постоянного тока посвящена работа [83]. Исследовались аperiodические колебания уединенных частиц, возбуждаемые сфокусированным лазерным облучением. Обнаружена нелинейная зависимость заряда частиц от их размера. Другие

методы определения заряда частиц, основанные на анализе их столкновений и колебаний, рассмотрены в разделах 2.4 и 4.1 соответственно.

2.2. Электростатический потенциал вокруг пылевой частицы

Распределение электростатического потенциала $\varphi(r)$ в изотропной плазме вокруг уединенной сферической частицы заряда Z_d удовлетворяет уравнению Пуассона (22) с граничными условиями $\varphi(\infty) = 0$ и $\varphi(a) = \varphi_s$. Связь между потенциалом и зарядом частицы задается условием

$$\left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=a} = -\frac{Z_d e}{a^2}. \quad (37)$$

В плазме с максвелловским распределением электронов и ионов при условии $|e\varphi_s/T_{e(i)}| < 1$ правую часть (22) можно линеаризовать и получить

$$\varphi(r) = \varphi_s \frac{a}{r} \exp\left(-\frac{r-a}{\lambda_D}\right), \quad (38)$$

где в рассматриваемом случае $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$. Поверхностный потенциал связан с зарядом соотношением $\varphi_s = Z_d e/a(1 + a/\lambda_D)$. Для потенциала в случае $a \ll \lambda_D$ можно использовать выражение

$$\varphi(r) = \frac{Z_d e}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right). \quad (39)$$

Потенциал (39) представляет собой экранированный кулоновский потенциал, часто используемый для описания электростатического взаимодействия между частицами в пылевой плазме. В различных физических системах его также называют потенциалом Дебая–Хюккеля или потенциалом Юкавы. Если условие малости потенциала по сравнению с температурой электронов и ионов не выполняется, то на достаточно большом расстоянии от частицы все равно можно пользоваться выражением типа (39), в котором, однако, поверхностный потенциал φ_s следует заменить некоторым эффективным потенциалом $\varphi_{\text{эф}}$, $|\varphi_{\text{эф}}| < |\varphi_s|$. Эффективный потенциал можно определить численно при известных параметрах плазмы [84, 85].

Равновесный случай, рассмотренный выше, редко реализуется в пылевой плазме. Так, если приобретаемый заряд связан с поглощением и поверхностной рекомбинацией электронов и ионов плазмы, то поглощение ионов происходит непрерывно, и для существования плазмы при наличии пыли необходимы постоянные источники ионизации, поддерживаемые подводом энергии в разряд. Таким образом, система является открытой. При этом распределения электронов и ионов в окрестности частицы оказываются неравновесными (небольцмановскими): отсутствуют электронные и ионные потоки, направленные от поверхности пылевой частицы обратно в плазму. Тем самым формула (39), строго говоря, не справедлива независимо от возможности разложения больцмановских распределений по потенциалу (последнее, как правило, невозможно в пылевой плазме, так как $|e\varphi_s/T_e| \geq 1$, $|e\varphi_s/T_i| \geq 1$). Рассмотрим сначала асимптотическое поведение потенциала на больших (по сравнению с дебаевским радиусом) расстояниях. Для вычисления электростатического потенциала вокруг пылевой

частицы достаточно малого размера ($a \ll \lambda_D$) в рамках OML-приближения, следуя работе [3], представим функцию распределения ионов по скоростям в виде

$$f_i(\mathbf{v}) = \begin{cases} f_0(v), & \theta > \theta_*, \\ 0, & \theta \leq \theta_*, \end{cases} \quad (40)$$

где $f_0(v)$ — максвелловская функция распределения, θ — угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{r} . Вследствие поглощения ионов, движущихся от частицы, отсутствуют. На больших расстояниях от частицы угол θ_* мал и может быть определен в рамках OML-приближения:

$$\sin^2 \theta_* \approx \frac{a^2}{r^2} \left(1 + \frac{2e|\varphi_s|}{m_i v^2}\right). \quad (41)$$

Полагая $\varphi_s \approx Z_d e/a$, можно получить следующую асимптотику поведения электростатического потенциала в окрестности частицы (см. [3, 86, 87]):

$$\frac{e\varphi(r)}{T_e} \approx -\frac{1 + 2z\tau}{4(1 + \tau)} \frac{a^2}{r^2}, \quad (42)$$

которая справедлива на достаточно больших расстояниях от частицы при выполнении условий $r \gg a\sqrt{z\tau}$ и $r > \lambda_D \ln(\lambda_D/a)$, первое из которых соответствует малости угла θ_* , а второе — малости экранированного кулоновского потенциала (39) по сравнению с асимптотикой (42). Отметим, что зависимость $\varphi(r) \propto r^{-2}$ на больших расстояниях от поглощающего тела хорошо известна в теории электрических зондов (см., например, [42, 86]). В неравновесной газоразрядной плазме обычно $\tau \gg 1$, а $z \sim 1$, так что (42) заметно упрощается:

$$\varphi(r) = \frac{Z_d e a}{2r^2}. \quad (43)$$

На меньших расстояниях потенциал также может отличаться от экранированного кулоновского потенциала [86]. Вопрос, на сколько велико может быть это различие, исследован слабо: существует лишь несколько численных расчетов для определенного набора параметров плазмы. Так, в работах [67, 88] электростатический потенциал вокруг сферических частиц в изотропной плазме получен численно из самосогласованного решения уравнений Пуассона–Власова в бесстолкновительном режиме для электронов и ионов. Основные результаты этих работ можно сформулировать следующим образом: на не слишком больших расстояниях от поверхности частицы малого размера ($a \ll \lambda_D$) электростатический потенциал можно аппроксимировать с неплохой точностью потенциалом типа (39) с длиной экранирования λ_L , близкой к дебаевскому ионному радиусу, $\lambda_L \sim \lambda_D \sim \lambda_{Di}$; для частиц большего размера (39) остается в силе, но с длиной экранирования, растущей с размером частицы и достигающей электронного дебаевского радиуса λ_{De} , а иногда и превышающей его. На еще больших расстояниях потенциал асимптотически стремится к зависимости r^{-2} согласно (43).

Наконец, как показано в работе [53], при определенных условиях наличие захваченных ионов может приводить к еще лучшему согласию самосогласованного рассчитанного и экранированного кулоновского потен-

циалов на расстояниях вплоть до нескольких дебаевских радиусов (на больших расстояниях по-прежнему $\varphi(r) \sim r^{-2}$).

Выше предполагалась изотропность плазмы. Часто, особенно в лабораторных экспериментах, ионы имеют ненулевую скорость \mathbf{u} относительно покоящихся пылевых частиц. Пробная частица, погруженная в такую плазму, оставляет за собой возмущенную область — кильватерный след. Электростатический потенциал, создаваемый покоящимся точечным зарядом, определяется в общем случае как (см. [89])

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{Z_d e}{2\pi^2} \int d\mathbf{k} \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{k_i k_j \varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, -\mathbf{k}\mathbf{u})}, \quad (44)$$

где $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости плазмы, а \mathbf{k} — волновой вектор. Используя ту или иную модель для $k_i k_j \varepsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$, можно, в принципе, получить распределение $\varphi(\mathbf{r})$, которое в данном случае анизотропно, в различных предельных случаях. Этому посвящены работы [90–96]. Распределение потенциала может быть также получено с помощью численного моделирования (см., например, [95, 97–102]). Физически генерация кильватерного электростатического поля в пылевой плазме аналогична генерации электромагнитного поля покоящейся частицей, помещенной в движущуюся среду [103, 104]. При анализе движения ионов со скоростью, превышающей скорость ионного звука $(T_e/m_i)^{1/2}$, как это имеет место в приэлектродном слое ВЧ-разряда, может быть полезной аналогия с эффектом Вавилова–Черенкова. Качественное описание этого следующее: в направлениях, противоположном потоку ионов и перпендикулярном ему, потенциал имеет вид экранированного кулоновского потенциала; по направлению ионного потока (в определенном угле) потенциал имеет периодический характер с затуханием. Как показано с помощью численного моделирования, форма кильватерного потенциала (wake potential) чувствительна к столкновениям ионов (ион-нейтральные столкновения) [105] и к отношению температур электронов и ионов, контролирующему затухание Ландау [106]. В типичных ситуациях эти механизмы могут уменьшать "wake" до одной осцилляции, далее он оказывается размыт. Форма кильватерного потенциала зависит от числа Маха $M = u/c_i$, однако он возникает как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом потоке ионов. Отметим в этой связи работу [98], где приведены примеры рассчитанного численно потенциала частицы в потоке ионов для различных условий. Рассмотрение эффектов конечного размера частиц, а также асимметрии распределения заряда по ее поверхности можно найти в работах [107, 108]. Кильватерный потенциал обычно привлекается для объяснения вертикальной упорядоченности пылевых частиц (выстраивание их в цепочку) в наземных лабораторных экспериментах: за счет смены знака электростатического потенциала может появляться притяжение между одноименно заряженными частицами, расположенными вдоль потока ионов.

Однако недавно было обращено внимание на возможную роль в установлении вертикальной упорядоченности пылевых частиц другого эффекта — искажения ионного поля скоростей верхней по потоку частицей, приводящего к появлению горизонтальной составляющей силы, связанной с передачей импульса ионами при

поглощении и кулоновских столкновениях с нижней частицей [98, 101]. Эта сила — сила ионного увлечения, стремится вернуть нижнюю по потоку ионов пылевую частицу к оси, параллельной потоку и проходящей через верхнюю частицу. Численное моделирование кильватерного поля скоростей ионов и электростатического поля показало, что для некоторых условий сила, связанная с искажением движения ионов, превалирует над электростатической силой [101]. Отметим еще раз, что оба рассмотренных эффекта чувствительны к ион-нейтральным столкновениям. Столкновения, во-первых, уменьшают направленную скорость ионов во внешнем электрическом поле (анизотропию плазмы) и, во-вторых, ограничивают область возмущения плазмы (как потенциала, так и поля скоростей) в окрестности пробной частицы с масштабом порядка длины свободного пробега. Таким образом, рассмотренные механизмы могут быть эффективны только при достаточно низких давлениях.

Отметим, что выше рассматривалось поведение потенциала плазмы в окрестности уединенной частицы. Такое рассмотрение справедливо, если пыль не является истинно плазменной компонентой, и расстояния между частицами существенно превышают дебаевский радиус. В противоположном случае пылевая компонента будет также принимать участие в экранировке заряда пробной частицы. При этом уравнение (22) необходимо модифицировать, чтобы учесть изменение заряда частицы при возмущениях плазмы. Мы не будем останавливаться на данном вопросе, его более подробное рассмотрение можно найти в обзоре [41].

2.3. Основные силы, действующие на пылевые частицы в плазме

Основные силы, действующие на пылевую частицу в плазме, делятся на силы, не связанные с ее электрическим зарядом (гравитационная сила, сила торможения нейтралами, термофоретическая сила), и на силы, связанные с наличием у частицы электрического заряда (электростатическая сила и сила увлечения ионами).

2.3.1. Гравитационная сила. Гравитационная сила (сила тяжести) определяется выражением

$$F_g = m_d g, \quad (45)$$

где g — ускорение свободного падения. Гравитационная сила пропорциональна объему частицы, $F_g \sim a^3$.

2.3.2. Сила трения со стороны нейтралов. На движущуюся частицу действует сила сопротивления со стороны окружающей среды. В случае слабоионизованной плазмы основной вклад в силу сопротивления дает нейтральная компонента. Поскольку скорость пылевых частиц, как правило, значительно меньше тепловой скорости нейтральных атомов или молекул, сила сопротивления в большинстве случаев оказывается пропорциональной скорости частиц. При этом следует различать два режима, определяемых величиной числа Кнудсена K_n — отношения длины свободного пробега атомов или молекул нейтрального газа к характерному размеру частиц, $K_n = l_n/a$. Режим, в котором выполняется условие $K_n \ll 1$, принято называть гидродинамическим. В этом пределе сила сопротивления выражается форму-

лой Стокса [109]

$$F_n = -6\pi\eta a u, \quad (46)$$

где η — вязкость нейтрального газа, а u — скорость движения частицы относительно газа. Знак минус означает, что сила действует в направлении, противоположном вектору относительной скорости. В обратном предельном случае, $Kn \gg 1$, который часто называют свободномолекулярным режимом, при достаточно малых относительных скоростях частиц ($u \ll v_{Tn}$) сила сопротивления может быть записана в виде [110, 111]

$$F_n = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3} \gamma a^2 n_n T_n \frac{u}{v_{Tn}}, \quad (47)$$

где n_n и T_n — концентрация и температура нейтралов соответственно, γ — коэффициент порядка единицы, определяемый особенностями взаимодействия нейтралов с поверхностью частицы. Так, например, $\gamma = 1$ в случае полного поглощения или зеркального отражения нейтралов от поверхности частицы при столкновении и $\gamma = 1 + \pi/8$ в случае полной аккомодации. При больших скоростях ($u \gg v_{Tn}$) сила сопротивления пропорциональна квадрату относительной скорости (см., например, [112, 113]):

$$F_n = -\pi a^2 n_n m_n u^2, \quad (48)$$

где m_n — масса нейтралов. Следует отметить, что приведенные выражения изначально были получены для случая незаряженных частиц, находящихся в нейтральном газе. Тем самым не учитывалось поляризационное взаимодействие, связанное с наличием неоднородного электрического поля в окрестности пылевой частицы. Однако радиус поляризационного взаимодействия оказывается существенно меньше размера пылевых частиц, так что в большинстве случаев поправки пренебрежимо малы.

Обычно в пылевой плазме реализуются условия, при которых справедливо выражение (47). Отметим, что часто силу торможения удобно представить в виде $F_n = -m_d v_{dn} u$, частота v_{dn} определяет при этом эффективную частоту передачи импульса при столкновениях пылевых частиц с нейтральными.

2.3.3. Термофоретическая сила. Если в нейтральном газе имеется градиент температуры, то на пылевую частицу будет действовать сила, направленная в обратном градиенту направлении, т.е. в сторону меньших температур. Это связано с тем, что от нейтралов, приходящих со стороны более высоких температур, передается больший импульс. В случае полной аккомодации эта сила, называемая термофоретической, выражается в виде [114]

$$F_{th} = -\frac{4\sqrt{2\pi}}{15} \frac{a^2}{v_{Tn}} \kappa_n \nabla T_n, \quad (49)$$

где κ_n — коэффициент теплопроводности газа. Простейшая оценка коэффициента теплопроводности [57] дает $\kappa_n \approx C\bar{v}/\sigma_{tr}$, где C — коэффициент порядка единицы, $C = 5/6$ для атомов, $C = 7/6$ (9/6) для двухатомных молекул с невозбужденными (возбужденными) колебательными состояниями соответственно; $\bar{v} = \sqrt{8T_n/\pi m_n}$;

σ_{tr} — транспортное сечение рассеяния для атомов или молекул газа.

Подставляя в выражение (49) значение коэффициента $C = 5/6$ для атомарного газа, получим

$$F_{th} \approx -\frac{16}{9} \frac{a^2}{\sigma_{tr}} \nabla T_n. \quad (50)$$

Эта оценка показывает, что термофоретическая сила зависит от радиуса частицы, рода газа (через σ_{tr}) и градиента температуры, но не зависит от давления и температуры газа. В плазме аргона для частиц с радиусом ~ 1 мкм и плотностью ~ 1 г см⁻³ термофоретическая сила сопоставима с силой тяжести при температурных градиентах $\nabla T_n \sim 10$ К см⁻¹. Отметим, что выражение (49) получено для неограниченной системы. В случае, когда пылевая частица находится вблизи электрода либо стенки разрядной камеры, следует учитывать поправки, связанные с аккомодацией нейтралов при столкновениях со стенкой, что приводит к некоторому изменению значения численного коэффициента в (49) [115]. Экспериментальному исследованию влияния термофоретической силы на поведение системы пылевых частиц в газоразрядной плазме посвящены работы [116–118]. Показано, что термофоретическая сила может быть использована для левитации частиц и управляемого воздействия на упорядоченные пылевые структуры в объеме квазинейтральной плазмы.

2.3.4. Электростатическая сила. При наличии в плазме электрического поля напряженности E на заряженную проводящую частицу действует сила [119]

$$\mathbf{F}_e = Z_d e \mathbf{E} \left[1 + \frac{(a/\lambda_D)^2}{3(1 + a/\lambda_D)} \right]. \quad (51)$$

Можно ввести эффективную величину поля

$$\mathbf{E}_{eff} = \mathbf{E} \left[1 + \frac{(a/\lambda_D)^2}{3(1 + a/\lambda_D)} \right],$$

тогда $\mathbf{F}_e = Z_d e \mathbf{E}_{eff}$. Бóльшая величина E_{eff} по сравнению с E связана с поляризацией плазмы в окрестности пылевой частицы, индуцированной внешним электрическим полем. Поляризация плазмы приводит также к появлению у пылевой частицы дипольного момента $\mathbf{p} \approx a^3 \mathbf{E}_{eff}$, направленного по направлению поля. Если внешнее поле неоднородно, то на такой диполь действует сила

$$\mathbf{F}_{dp} = (\mathbf{p} \nabla) \mathbf{E}. \quad (52)$$

Для пылевой плазмы характерны условия, при которых $a \ll \lambda_D$, так что электростатическая сила задается выражением $\mathbf{F}_e \approx Z_d e \mathbf{E}$, а дипольный момент $\mathbf{p} \approx a^3 \mathbf{E}$, как и для проводящей сферы в вакууме. Ввиду малости дипольного момента дипольной силой \mathbf{F}_{dp} , в отличие от \mathbf{F}_e , практически всегда можно пренебречь. Отметим также работы, посвященные вычислению электростатической силы в неоднородной плазме и в присутствии ионного потока [120, 121]. В них показано, что возникает дополнительная составляющая силы, пропорциональная градиенту плотности зарядов плазмы или градиенту соответствующей длины Дебая, зависящей от скорости ионного потока, и направленная в сторону уменьшения

длины Дебая. В типичных для пылевой плазмы условиях ($a \ll \lambda_D$) она приблизительно в a/λ_D раз меньше монопольной силы F_e .

2.3.5. Сила ионного увлечения. Если средняя скорость ионов (электронов) относительно пылевой частицы отлична от нуля, то возникает сила, связанная с передачей импульса от плазменных частиц пылевой. Вследствие большей массы ионов эффект, связанный с ними, как правило, преобладает. Относительное движение ионов и пылевых частиц может быть связано как с наличием внешнего электрического поля, так и с (тепловым) движением пылевых частиц относительно в среднем покоящегося газа ионов. Рассматриваемую силу принято называть силой ионного увлечения (ion drag force). Она связана с двумя процессами: передачей импульса при неупругих столкновениях (поглощение ионов пылевой частицей) и передачей импульса в упругих столкновениях (рассеяние ионов в электрическом поле частицы).

То, что сила ионного увлечения может играть значительную роль в самых различных процессах осознавалось [122–124] еще до начала активных лабораторных исследований пылевой плазмы. В настоящее время считается установленным, что ионное увлечение существенно влияет на расположение и конфигурацию пылевых структур (или даже определяет их) в лабораторных плазменных установках [124]; отвечает за вращение пылевых структур (кластеров) в присутствии магнитного поля [125–127]; влияет на дисперсию низкочастотных волн в пылевой плазме [128, 129]; инициирует образование войда (void — полость) — пространства, свободного от пылевых частиц, в центральной области ВЧ-разряда в экспериментах в условиях микрогравитации [130–134]; определяет коэффициенты диффузии и трения невзаимодействующих броуновских частиц в сильноионизованной пылевой плазме [135, 136]. Все это указывает на то, что оценки величины этой силы и ее зависимости от параметров пылевой плазмы достаточно важны. Однако самосогласованная модель, описывающая все возможные ситуации, не разработана. Это связано со сложностью учета эффекта ион-нейтральных столкновений в окрестности пылевой частицы, влияния соседних пылевых частиц, с необходимостью знания точного распределения потенциала в окрестности пылевой частицы и с другими проблемами, которые нельзя отнести к полностью решенным. Скорее, существуют подходы, позволяющие описать некоторые частные предельные случаи. Ниже мы кратко рассмотрим такие подходы.

Результаты получены только для приближения парных столкновений, т.е. для случая бесстолкновительных ионов, $l_i \gg r_{\text{int}}$, и изолированной пылевой частицы, $\Delta \gg r_{\text{int}}$, где r_{int} — характерный радиус взаимодействия иона с пылевой частицей, а Δ — среднее расстояние между пылевыми частицами. Этот случай мы и рассмотрим ниже. Сила ионного увлечения в общем случае может быть записана в виде (см., например, [110])

$$\mathbf{F}_I = m_i n_i \int \mathbf{v} f_i(\mathbf{v}) \sigma_i^{\text{tr}}(v) v dv, \quad (53)$$

где $f_i(\mathbf{v})$ — функция распределения ионов по скоростям, а $\sigma_i^{\text{tr}}(v)$ — транспортное сечение (сечение передачи им-

пульса) при столкновениях ионов с пылевой частицей. В качестве функции распределения ионов по скоростям в слабоанизотропной плазме в большинстве случаев следует использовать сдвинутое максвелловское распределение (12). В случае дотепловых скоростей функцию распределения можно разложить:

$$f_i(\mathbf{v}) \simeq f_{i0}(v) \left[1 + \frac{\mathbf{u}\mathbf{v}}{v_{Ti}^2} \right]. \quad (54)$$

Здесь u обозначает скорость ионов относительно пылевой частицы ($u < v_{Ti}$), $f_{i0}(v)$ — изотропная максвелловская функция для ионов (5). Таким образом, для расчета силы необходимо определить сечение передачи импульса при столкновениях ионов с пылевой частицей $\sigma_i^{\text{tr}}(v)$.

Рассмотрим сначала случай точечной частицы. Тогда транспортное сечение определяется как [137]

$$\sigma_i^{\text{tr}}(v) = \int_0^\infty [1 - \cos \chi(\rho, v)] 2\pi \rho d\rho. \quad (55)$$

Здесь ρ — прицельный параметр, χ — угол рассеяния, $\chi(\rho, v) = |\pi - 2\varphi_0(\rho, v)|$, где

$$\varphi_0 = \int_{r_0}^\infty \frac{\rho dr}{r^2 \sqrt{1 - U_{\text{eff}}(r, \rho, v)}}, \quad (56)$$

а эффективный потенциал U_{eff} определяется выражением (18). Транспортное сечение для столкновений ионов с массивной точечной частицей, имеющей заряд Z_d , может быть получено либо самосогласованным расчетом распределения потенциала в окрестности очень малой частицы ($a \ll \lambda_D$) и последующим интегрированием выражений (55), (56), либо заданием потенциала взаимодействия $U(r)$ *a priori* с последующим интегрированием тех же выражений.

Результаты различных расчетов транспортного сечения представлены на рис. 4а. Зависимость сечения от скорости удобно выразить через безразмерный параметр рассеяния β , введенный в разделе 2.1. В рассматриваемом случае его можно представить в виде

$$\beta(v) \approx \frac{|Z_d|e^2}{m_i v^2 \lambda_D},$$

здесь v обозначает относительную скорость, по которой затем проводится усреднение. Самосогласованное определение сечения с предварительным численным расчетом распределения потенциала в окрестности пылевой частицы приведено в работе [50]. Численный расчет сечения для притягивающего кулоновского экранированного потенциала взаимодействия выполнен в работах [49, 138, 139]. Как видно из рис. 4а, эти численные результаты хорошо согласуются. Это связано с тем, что в случае $a \ll \lambda_D$, как показано в [88], самосогласованно рассчитанный потенциал с хорошей точностью аппроксимируется кулоновским экранированным потенциалом вплоть до нескольких длин экранирования, а большие расстояния не дают существенного вклада в передачу импульса.

Стандартная теория кулоновских столкновений заряженных частиц в плазме, использующая кулоновский потенциал взаимодействия и обрезание на прицельных параметрах больших длины экранирования, дает сле-

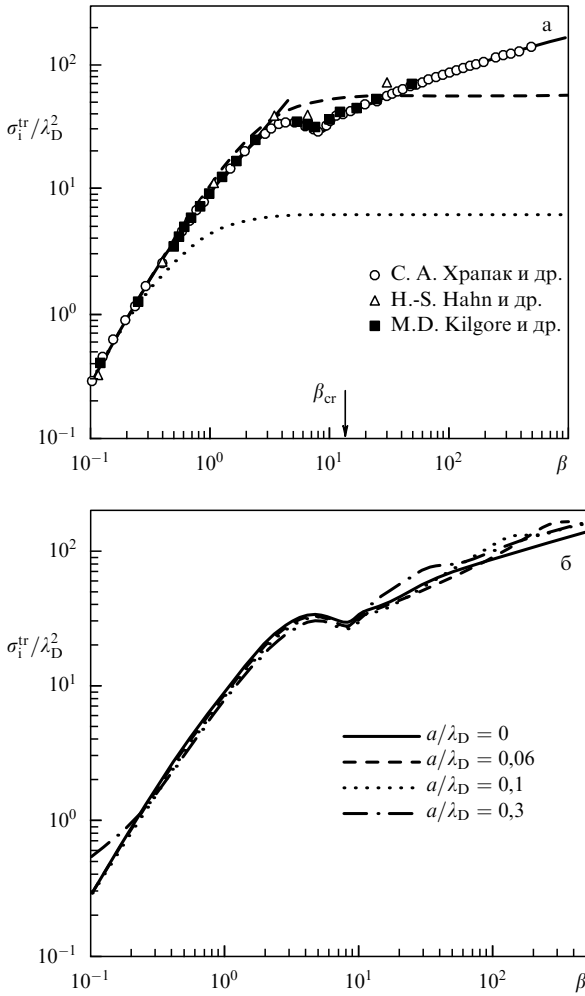


Рис. 4. Зависимость транспортного сечения рассеяния ионов, нормированного на квадрат длины экранирования λ_D^2 , как функция параметра рассеяния β : (а) для точечной частицы, результаты численных расчетов [138] — ■, [50] — △, [49, 139] — ○; пунктирная кривая — стандартное кулоновское рассеяние (57), штриховая кривая — аппроксимация (58), предложенная в [50], сплошные кривые — аналитические выражения, предложенные в [133] ($\beta < 5$) и [49] ($\beta > \beta_{cr}$), стрелкой отмечено значение $\beta = \beta_{cr} \approx 13,2$; (б) для частицы конечного размера — приведены результаты расчета для различных значений отношения a/λ_D , указанных на рисунке.

дующее выражение для транспортного сечения:

$$\frac{\sigma_i^{tr}}{\lambda_D^2} = 4\pi\beta^2 A_c, \tag{57}$$

где $A_c = \ln(1 + 1/\beta^2)/2$ представляет собой кулоновский логарифм [110]. Из рисунка 4а видно, что стандартная теория кулоновских столкновений существенно занижает транспортное сечение начиная с $\beta \sim 1$, т.е. для достаточно медленных ионов. Это неудивительно, поскольку теория кулоновских столкновений может быть обоснована только при $\beta \ll 1$. В этом случае радиус взаимодействия — кулоновский радиус $r_c = |Z_d|e^2/(mv^2)$ мал по сравнению с длиной экранирования λ_D . Отношение вклада в передачу импульса за счет столкновений с $r_c < \rho < \lambda_D$ к вкладу за счет столкновений с $\rho < r_c$ примерно равно величине кулоновского логарифма $A_c \approx \ln(1/\beta) \gg 1$. Относительный вклад столкновений с $\rho > \lambda_D$ мал ($\sim A_c^{-1}$) вследствие экспоненциального убывания

потенциала [140]. Следовательно, передача импульса в основном связана с рассеянием в кулоновском потенциале (при $r \ll \lambda_D$ экранировкой можно пренебречь) и правильно с логарифмической точностью определяет транспортное сечение для случая $\beta \ll 1$. Отметим также, что в основном происходит рассеяние на малые углы (рассеяние на большие углы происходит только при $\rho < r_c$).

В обычной электрон-ионной плазме условие $\beta \ll 1$, как правило, выполняется с большим запасом [49, 133], за исключением случая сильнонеидеальной плазмы, когда само представление о парных столкновениях теряет смысл. При столкновениях ионов с пылевой частицей вследствие ее большого заряда ($|Z_d| \gg 1$) параметр рассеяния β не обязательно мал. Для типичных размеров частиц ~ 1 мкм параметр рассеяния β составляет ~ 10 . В этом случае радиус взаимодействия превышает длину экранирования, пренебрегать прицельными параметрами большими длины экранирования нельзя, и основной вклад в сечение будет давать рассеяние на большие углы. Теория кулоновского рассеяния в этом пределе становится неприменимой (рис. 4а). Следовательно, и расчеты силы ионного увлечения, использующие выражение (57) [113, 122–124], в этом случае несправедливы.

Авторы работы [50], основываясь на результатах численного расчета, а также учитывая функциональную форму (57), предложили следующее аналитическое выражение

$$\frac{\sigma_i^{tr}}{\lambda_D^2} = C_1\beta^2 \ln\left(1 + \frac{C_2}{\beta^2}\right) \tag{58}$$

с параметрами $C_1 \approx 3,748$ и $C_2 \approx 15,33$, определенными подгонкой выражения (58) к результатам численного расчета. Как видно из рис. 4а эта аппроксимация существенно ближе к численным результатам по сравнению со стандартным приближением (57). Однако она физически не обоснована и, как следствие, дает неправильное асимптотическое поведение в области достаточно больших β ($\beta > \beta_{cr}$).

Аналитические выражения для транспортного сечения в случае притягивающего кулоновского экранированного потенциала получены в [49, 133]. В этих работах используются различные подходы в связи с тем, что при переходе через $\beta = \beta_{cr} \approx 13,2$ происходит качественное изменение поведения траекторий ионов в окрестности пылевой частицы — возникает потенциальный барьер для ионов, движущихся к частице (см. раздел 2.1.3).

В работе [133] предлагается для случая $\beta < \beta_{cr}$ учитывать ионы с $\rho > \lambda_D$, которые приближаются к поверхности на расстоянии меньшее длины экранирования ($r_0 \leq \lambda_D$). Это приводит к модификации стандартного кулоновского логарифма:

$$\tilde{A}_c = \ln \frac{1 + \beta}{\beta + a/\lambda_D}. \tag{59}$$

Для точечной частицы $\tilde{A}_c = \ln(1 + 1/\beta)$, и при $\beta \ll 1$ выражение (59) совпадает с результатом стандартной теории кулоновского рассеяния, однако при $\beta \gtrsim 1$ наблюдается заметное различие. Из рисунка 4а видно, что данный подход достаточно хорошо описывает результаты численных расчетов вплоть до $\beta \approx 5$.

Случай $\beta > \beta_{cr}$ рассмотрен в работе [49], в которой получено следующее аналитическое выражение для сечения:

$$\sigma_1^{tr} = A\pi\rho_*^2(\beta) + B\lambda_D^2(1 + 2\ln^{-1}\beta), \quad (60)$$

где $A \approx 0,81$, $B \approx 6,4$, а $\rho_*(\beta) \approx \lambda_D[\ln\beta + 1 - 1/(2\ln\beta)]$. Выражение (60) хорошо описывает все численные результаты при $\beta > \beta_{cr}$ (рис. 4а).

При учете конечного размера пылевых частиц помимо параметра β , определяющего рассеяние на точечной частице, появляется второй параметр a/λ_D . Физика передачи импульса изменяется следующим образом: часть ионов с $\rho < \rho_c$ испытывает неупругие столкновения с частицей (поглощение); ионы с $\rho > \rho_c$ рассеиваются в электрическом поле частицы. Таким образом, транспортное сечение оказывается суммой сечений поглощения и рассеяния, $\sigma_1^{tr} = \sigma_1^c + \sigma_1^s$. Предполагая, что при столкновении ионы передают частице только свой начальный импульс, т.е. отвлекаясь от процессов, происходящих на поверхности частицы, получим, что поглощение формально соответствует углу рассеяния $\chi = \pi/2$. Тогда

$$\sigma_1^c = \int_0^{\rho_c} 2\pi\rho d\rho = \pi\rho_c^2.$$

Сечение рассеяния σ_1^s определяется выражением (55) с заменой нижнего предела интегрирования прицельным параметром ρ_c . В случае, когда справедливо приближение OML, прицельный параметр, соответствующий поглощению $\rho_c = \rho_c^{OML}$, определяется выражением (19), а сечение поглощения — выражением (3). В случае $\rho_c^{OML} > \rho_*$ приближение OML перестает быть справедливым, при этом для $a < \lambda_D$ имеем $\rho_c = \rho_*$ и $\sigma_1^c = \pi\rho_*^2$.

Влияние конечного размера частиц на суммарное сечение передачи импульса обсуждается подробно в работах [49, 139]. На рисунке 4б показана зависимость суммарного сечения $\sigma_1^{tr}(\beta)$ для нескольких значений a/λ_D . Основной результат состоит в том, что сечение для частиц конечного размера не слишком отличается от сечения для точечной частицы даже в области $\beta \gg 1$, где основной вклад в передачу импульса дает поглощение ионов [49].

Зная зависимость транспортного сечения от β (т.е. от скорости), можно рассчитать силу F_I интегрированием (53). В случае дотепловых скоростей следует также использовать выражение (54). При $\beta(v_{Ti}) \lesssim 5$ можно использовать выражение

$$F_I = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3} a^2 n_i m_i v_{Ti} u \left(1 + \frac{1}{2} z\tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi \right), \quad (61)$$

полученное в [133]. Здесь Π — модифицированный кулоновский логарифм, проинтегрированный с функцией распределения ионов по скоростям,

$$\Pi = 2 \int_0^\infty \exp(-x) \ln \frac{2\lambda_D/a + z\tau}{2x + z\tau} dx.$$

Последнее слагаемое в скобках в выражении (61) соответствует упругому рассеянию и является преобладающим. В работе [49] при $\beta(v_{Ti}) > \beta_{cr}$ предлагается оценочное выражение

$$F_I \sim -\pi\rho_*^2(v_{Ti}) n_i m_i v_{Ti} u. \quad (62)$$

Обратим внимание, что в этом случае $F_I \propto T_i^{3/2} m_i^{1/2}$, а зависимость F_I от таких параметров, как a , n_i , τ , содержится под логарифмом.

В случае сильноанизотропной плазмы, $u \gg v_{Ti}$, интегрирование в (53) упрощается подстановкой $f_i(\mathbf{v}) \sim \delta(\mathbf{v} - \mathbf{u})$ в подынтегральном выражении. Отметим, что величина параметра β значительно уменьшается по сравнению с его значением в изотропной плазме в силу того, что, во-первых, $u \gg v_{Ti}$, а во-вторых, длина экранирования в этом случае определяется, скорее, электронами, чем ионами, $\lambda_{De} \gg \lambda_{Di}$. Поэтому сечение (57) с модифицированным кулоновским логарифмом (59) вполне применимо для оценки F_I , а в случае $\beta(u) \ll 1$ и модификация оказывается излишней, как отмечалось выше. При этом, отвлекаясь от логарифмической зависимости, получаем, что $F_I \sim u^{-2}$, т.е. сила ионного увлечения уменьшается с увеличением относительной скорости. Наконец, в пределе очень большой относительной скорости имеет значение только геометрический размер частицы, при этом [113]

$$F_I = -\pi a^2 m_i n_i u^2, \quad (63)$$

т.е. F_I опять растет с ростом относительной скорости. Такое качественное описание поведения F_I как функции относительной скорости обсуждалось в [131].

Затронем здесь кратко вопрос о том, какую величину следует понимать под длиной экранирования λ_D в формулах этого раздела. В случае изотропной плазмы λ_D — это линейаризованный дебаевский радиус,

$$\lambda_D \sim (\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2})^{-1/2},$$

близкий к λ_{Di} при $T_e \gg T_i$. Лишь для больших частиц, $a \gtrsim \lambda_{Di}$, аппроксимация потенциала, полученного численно, потенциалом типа Дебая–Хюккеля дает для эффективной длины экранирования большую величину (см. раздел 2.2). В сильноанизотропной плазме, $u \gg v_{Ti}$, ионы практически не участвуют в экранировке, и, по-видимому, можно считать, что $\lambda_D \sim \lambda_{De}$, хотя в этом случае само распределение потенциала (и соответственно определение длины экранирования) зависит от направления (см., например, [106]).

Мы остановились здесь на этом, казалось бы простом вопросе, поскольку в недавних экспериментах по определению силы ионного увлечения [141, 142] авторы этих работ постулируют: $\lambda_D = \lambda_{De}$, несмотря на то, что измерения проводились в центральной области радиочастотного разряда, где амбиполярное электрическое поле слабо, и ионы дрейфуют с дотепловой (тепловой) скоростью. Правильным выбором длины экранирования в этом случае будет $\lambda_D \sim \lambda_{Di}$. По-видимому, авторы работ [141, 142] были вынуждены сделать неверное предположение, поскольку при интерпретации экспериментальных результатов они использовали стандартную теорию кулоновского рассеяния. Между тем параметры пылевой плазмы в экспериментах [141, 142] соответствовали условию $\beta > 1$, когда стандартная теория кулоновского рассеяния существенно занижает сечение (рис. 4а). Замена $\lambda_D \rightarrow \lambda_{De}$ в кулоновском логарифме формулы (57) позволяет существенно увеличить сечение, поскольку аргумент кулоновского логарифма для ион-пылевых столкновений близок к единице при $\beta > 1$. Такое искусственное увеличение сечения позволяет добиться каче-

ственного согласия с результатами эксперимента [141, 142], однако, как ясно из вышеизложенного, согласие это основано на физически необоснованном предположении. Более последовательным является использование результатов, полученных для случая $\beta > 1$ и рассмотренных выше (формулы (59), (60)). При этом обеспечивается хорошее согласие с экспериментом без привлечения нефизических предположений. Подробному изложению этого вопроса посвящена заметка [143].

В заключение отметим некоторые вопросы, требующие дальнейшего исследования. К ним следует, прежде всего, отнести влияние точного распределения потенциала в окрестности пылевой частицы на силу ионного столкновения, последовательный учет ион-нейтральных столкновений, а также изучение случая, когда характерный радиус взаимодействия иона с частицей превышает расстояние между частицами.

2.4. Взаимодействие между пылевыми частицами в плазме

Потенциал взаимодействия между пылевыми частицами отличается от потенциала кулоновского взаимодействия между заряженными частицами в вакууме. Как будет показано ниже, потенциал взаимодействия пылевых частиц определяется, вообще говоря, не только электростатическим взаимодействием между частицами. Непостоянство заряда, а также целый ряд коллективных эффектов, часть из которых обсуждается ниже, ответственны за это различие. "Коллективное взаимодействие" может приводить даже к притяжению одноименно заряженных частиц, возникающему при некоторой критической концентрации пылевой компоненты (подробнее это рассматривается в [40]). При меньших концентрациях взаимодействие между заряженными частицами, их экранировка и зарядка могут быть рассчитаны в приближении изолированных частиц. В этом случае электростатическое взаимодействие между частицами определено, если известно распределение электростатического потенциала $\varphi(r)$ в плазме, окружающей пробную частицу. Абсолютную величину электростатической силы, действующей на некоторую частицу с постоянным зарядом Z_d , находящуюся на расстоянии r от пробной частицы, можно представить тогда в виде $F_{de} = -dU_{el}(r)/dr$, где

$$U_{el}(r) = Z_d e \varphi(r). \quad (64)$$

Таким образом, необходимо знать распределение потенциала $\varphi(r)$ в плазме. Как было показано в разделе 2.2, потенциал уединенной сферической частицы в изотропной плазме на малых расстояниях, $r \ll \lambda_D$, является чисто кулоновским; при $r \sim \lambda_D$ важную роль играет экранировка, и часто можно использовать потенциал Дебая–Хюккеля (39); наконец, на расстояниях, больших нескольких дебаевских длин, потенциал выходит на степенную асимптотику (42). Таким образом, вплоть до расстояний, существенно превышающих λ_D , разумно использовать потенциал взаимодействия типа экранированного кулоновского:

$$U_{el}(r) = \frac{Z_d e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right). \quad (65)$$

Для больших расстояний, $r > \lambda_D \ln(\lambda_D/a) \approx (3-5)\lambda_D$, имеет место дальнедействующее отталкивание, связан-

ное с анизотропией распределения плазмы по скоростям в окрестности поглощающей частицы. Асимптотика потенциала взаимодействия согласно (43) и (64) имеет вид

$$U_{el} \approx \frac{Z_d^2 e^2 a}{2r^2}. \quad (66)$$

Оценка (66) справедлива для расстояний, не превышающих длину свободного пробега для ионов в столкновениях с пылевыми или нейтральными частицами, и, как правило, область применимости (66) достаточно узка.

Следствием открытости плазменно-пылевых систем, обусловленного постоянным обменом энергией и веществом между пылевыми частицами и окружающей плазмой, является существование различных дополнительных механизмов притяжения и отталкивания между пылевыми частицами. На возможность притяжения двух одинаково заряженных частиц в плазме было указано вскоре после появления первых экспериментальных результатов по кристаллизации пылевой плазмы в работе [144], в которой эффект притяжения связывался с уменьшением заряда пары частиц при уменьшении расстояния между ними. Несколько позднее было показано, что полученный результат не верен из-за неполноты энергетического анализа, а также указано на то, что формирование плазменно-пылевых кристаллов не обязательно означает наличие притяжения между частицами, поскольку в большинстве экспериментов частицы удерживаются внешними силами [145]. Тем не менее работа [144] стимулировала исследование дополнительных (к электростатическому) механизмов взаимодействия между частицами. Некоторые из них мы рассмотрим ниже.

Постоянный поток плазмы (электронов и ионов) на поверхность пылевой частицы приводит к увлечению соседних частиц этим потоком. Это может приводить к возникновению эффективной силы притяжения между частицами, называемой "теневой силой" или "теневым эффектом" ("ion shadowing force effect"). Величина этой силы определяется в основном ионной компонентой вследствие большей массы ионов. Данный механизм взаимодействия был впервые рассмотрен Игнатовым [146] и Цытовичем с соавторами [3, 147], а позднее — в работах [87, 98]. Отметим, что теневая сила представляет собой не что иное, как силу ионного увлечения в потоке ионов, направленном на поверхность пробной частицы. Строго говоря, теневая сила не является парной, так как взаимодействие между несколькими частицами (более двух) зависит от их взаимного расположения.

Дополнительное притяжение либо отталкивание может быть обусловлено не только ионами, но и нейтралами в том случае, когда, попадая на поверхность частицы, они покидают ее с температурой, отличной от температуры нейтральной компоненты. Это может происходить, когда температура поверхности частицы T_s отличается от температуры нейтралов T_n , и имеет место полная либо частичная аккомодация. Температура поверхности частицы определяется балансом различных процессов, таких, как радиационное охлаждение, обмен энергией с нейтралами, выделение энергии при поверхностной рекомбинации электронов и ионов [148]. В случае $T_s \neq T_n$ существуют потоки энергии и импульса между газом и частицей. В результате для двух частиц,

расположенных достаточно близко друг к другу, анизотропия в потоке импульса будет приводить к возникновению теневого эффекта, связанного в данном случае с нейтральной компонентой. Этот эффект впервые был рассмотрен в работе [149].

Для теневых эффектов, связанных с нейтрами и ионами, зависимости соответствующих потенциалов U_{ns} , U_{is} от расстояния одинаковы, т.е. $U_{ns}(r) \sim U_{is}(r) \propto 1/r$. Поэтому на достаточно больших расстояниях этот тип взаимодействия будет доминировать над дальнедействующим отталкиванием (66). В случае, если имеет место притяжение, оказывается возможным существование так называемых "пылевых молекул" — связанных состояний из двух или нескольких пылевых частиц. Теоретическое рассмотрение условий формирования пылевых молекул можно найти в [3, 87]. Однако для условий изотропной плазмы, рассмотренной выше, формирование молекул пока не подтверждено экспериментально. Это, в первую очередь, связано с тем, что для существенного теневого эффекта необходимы относительно большие частицы. В лабораторных экспериментах такие частицы могут быть подвешены за счет компенсации силы гравитации сильным электрическим полем только в приэлектродной области разряда, где эффекты, связанные с анизотропией плазмы, выходят на первый план. Здесь ионы, движущиеся к электроду с надтепловой скоростью, практически не дают вклада в экранировку. Кроме того, как уже указывалось в разделе 2.2, происходит фокусировка ионов в потоке вслед за пылевой частицей — формируется так называемый "wake". Это приводит к различному взаимодействию в плоскостях, перпендикулярной потоку ионов и параллельной ему. По направлению потока электростатический потенциал имеет затухающую осциллирующую структуру, в которой возможно притяжение между частицами.

2.4.1. Экспериментальное определение потенциала взаимодействия. Определение потенциала взаимодействия представляет собой достаточно тонкую экспериментальную задачу. Осуществлено лишь несколько таких экспериментов [150–153]. Изящный метод, основанный на организации упругих столкновений двух пылевых частиц, предложен в [150, 151]. В другом методе для манипуляции частицами используется лазерное излучение [152, 153]. Рассмотрим их последовательно.

При реализации метода столкновений [151] использовались частицы с радиусом $a \approx 4,5$ мкм и плазма аргона при давлении $p = 2,7$ Па. Частицы вводились в ВЧ-разряд через отверстие в верхнем электроде и зависали над нижним электродом благодаря балансу электростатической силы и силы тяжести. Удержание в горизонтальной плоскости обеспечивалось кольцом на нижнем электроде, создающим параболический потенциал. Управление частицами и организация упругих столкновений между ними производились с помощью введенного в камеру горизонтально установленного электрического зонда. Во время столкновения траектории частиц определялись внешним удерживающим потенциалом, а также потенциалом взаимодействия, который является функцией межчастичного расстояния. Анализ видеозаписи столкновительных траекторий пылевых частиц позволил определить координаты и скорости обеих частиц как функции времени, а затем из анализа уравнений движения — и потенциал межчастичного взаимодей-

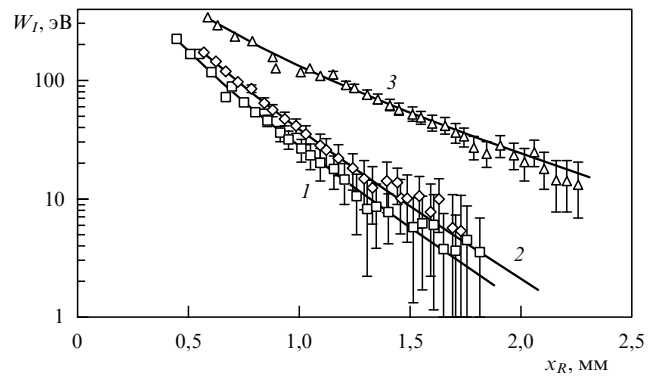


Рис. 5. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия между частицами W_I во время столкновения от расстояния x_R между ними [151]. Измерения производились при $p = 2,7$ Па и разных пиковых напряжениях на электроде U_p . Символы — экспериментальные результаты, сплошные кривые — их аппроксимация экранированным кулоновским потенциалом $U(r) = Q_{\text{eff}}^2 \exp(-r/\lambda)/r$ для следующих значений эффективного заряда Q_{eff} и длины экранирования λ (T_e — температура электронов, измеренная в эксперименте): 1 — $|Q_{\text{eff}}| = 13900e$, $\lambda = 0,34$ мм, $T_e = 2,0$ эВ, $U_p = 233$ В; 2 — $|Q_{\text{eff}}| = 16500e$, $\lambda = 0,40$ мм, $T_e = 2,2$ эВ, $U_p = 145$ В; 3 — $|Q_{\text{eff}}| = 16800e$, $\lambda = 0,90$ мм, $T_e = 2,8$ эВ, $U_p = 64$ В. Отметим, что определенная в эксперименте длина экранирования гораздо ближе к дебаевскому радиусу для электронов, чем для ионов. Это качественно согласуется с представлениями, что скорость ионов близка к ионной звуковой скорости ($c_i = \sqrt{T_e/m_i}$) в приэлектродном (бесстолкновительном) слое, и они не могут участвовать в экранировании потенциала частицы. (Рисунок любезно предоставлен У. Конопкой.)

ствия. Применение данного метода [151, 154] показало, что для малых мощностей и давлений потенциал взаимодействия между пылевыми частицами в горизонтальной плоскости совпадает в пределах экспериментальной ошибки с экранированным кулоновским потенциалом типа (39). Это проиллюстрировано на рис. 5. Роль других механизмов взаимодействия оказывается в данных условиях несущественной, что, однако, не исключает принципиальной возможности их существования [87]. Измерения позволяют также определить эффективный заряд частиц и длину экранирования, поскольку именно эти два параметра определяют форму экранированного кулоновского потенциала. Подробное обсуждение этих экспериментов и предположений, сделанных при теоретической интерпретации их результатов, а также предложений по использованию этого метода в экспериментальных исследованиях можно найти в [41].

Метод, основанный на манипуляции пылевыми частицами с помощью лазерного излучения, использовался для изучения взаимодействия между частицами в направлении ионного потока [152]. Его модификация для двух частиц описана в работе [153], которую мы и рассмотрим подробнее. Суть эксперимента заключается в следующем: две частицы, одна из которых являлась сферой радиусом $a \approx 1,7$ мкм, а другая — кластером из двух слипшихся частиц того же размера, вводились в камеру ВЧ-разряда в гелии при давлении $p \sim 50–200$ Па. Из-за разного отношения заряда к массе они зависали на разной высоте в области анизотропной плазмы над нижним электродом — более массивная частица располагалась ближе к электроду. Благодаря наличию неоднородного вертикального электрического поля их вертикальные позиции, определяемые балансом силы тяжести

и электростатической силы, были фиксированы. В то же время частицы могли свободно перемещаться в горизонтальном направлении. Первое из наблюдений состояло в следующем. При достаточно низких давлениях частицы стремятся сформировать связанное состояние, при котором нижняя частица находится строго вертикально под верхней. Отметим, что такого рода структуры частиц (образование вертикальных цепочек) наблюдаются и во многих экспериментах по исследованию образования многослойных кристаллов в условиях гравитации. При повышении давления это связанное состояние разрушается, и свобода перемещения частиц по горизонтали ограничивается только небольшой удерживающей силой, связанной со специальной вогнутой формой электрода. Существование этих состояний указывает на наличие механизмов притяжения и отталкивания частиц, сменяющих друг друга при изменении условий в плазме. Обнаружено также, что эффект имеет гистерезис по давлению.

Далее, чтобы показать, что "связанное" состояние является следствием притяжения между частицами, а не эффектом, вызванным внешними силами, использовался метод манипуляции частицами с помощью лазерного луча. Луч лазера фокусировался либо на верхней, либо на нижней частице, вызывая их перемещение. Обнаружено, что когда верхняя частица подвергалась воздействию лазера, нижняя отслеживала ее перемещения, не разрушая связанного состояния. Это наблюдение свидетельствует о существовании силы притяжения нижней частицы к верхней. При воздействии лазера на нижнюю частицу реакция верхней оказывалась существенно слабее, и происходило разрушение связанного состояния. Следовательно, взаимодействие частиц является существенно асимметричным. Ясно, что существование притяжения связано с wake-эффектом для находящейся в потоке ионов частицы. Однако вопрос о том, имеет ли оно электростатическую природу или обусловлено передачей импульса от ионов, рассеивающихся на верхней частице [101], требует дальнейшего исследования.

2.5. Образование и рост пылевых частиц

В лабораторных условиях пылевые частицы обычно вводятся в плазму преднамеренно. Однако, в принципе, они могут также образовываться в ней самопроизвольно. Имеется несколько возможных источников зарождения пылевых частиц. Один из них — это конденсация, приводящая к появлению твердых частиц или капель. Этот процесс типичен для расширяющейся плазмы, например, для плазмы, адиабатически расширяющейся в вакуум, или плазмы, расширяющейся в канале МГД-генератора [28, 29]. В химически реагирующих смесях пылевые частицы могут зарождаться в результате химических реакций [155]. Наконец, эрозия электродов и стенок разрядных камер также приводит к появлению макрочастиц в плазме [36]. Находясь в разряде, частицы могут расти. Один из возможных механизмов такого роста — это поверхностная рекомбинация ионов, приводящая к постоянному осаждению материала на поверхности пылевой частицы. Возможно также, что происходит агломерация (слипание) пылевых частиц.

В работе [155] подробно рассмотрен один из возможных сценариев образования и роста пылевых частиц, состоящий из четырех этапов: сначала образуются пер-

вичные кластеры; после прохождения критического размера начинается этап гетерогенной конденсации; на следующем этапе на первый план выходят процессы коагуляции и агломерации; наконец, на последнем этапе вновь становится наиболее важной конденсация мономеров на изолированных многозарядных частицах.

В целом, механизмы образования и роста пылевых частиц в плазме поняты не до конца и нуждаются в дальнейшем изучении. Актуальность этого вопроса во многом связана с нуждами плазменных технологий производства наночастиц, тонких пленок и обработки материалов.

3. Неидеальность пылевой плазмы и фазовые переходы

3.1. Теоретические подходы

3.1.1. Неидеальность пылевой плазмы. Условия, которые могут реализовываться в пылевой плазме, весьма разнообразны и зависят от соотношений между ее характерными параметрами. Одной из основных характеристик системы многих взаимодействующих частиц, является параметр неидеальности Γ , определяемый как отношение потенциальной энергии взаимодействия между соседними частицами к их средней кинетической энергии. Для кулоновского взаимодействия заряженных частиц

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{T \Delta}, \quad (67)$$

где $\Delta = n^{-1/3}$ характеризует среднее расстояние между частицами, а T — их кинетическую энергию. Для электронов и ионов плазмы

$$\Gamma_{e(i)} = \frac{e^2 n_{e(i)}^{1/3}}{T_{e(i)}} \quad (68)$$

(ионы считаются однократно заряженными). Систему принято называть неидеальной в случае $\Gamma \gtrsim 1$. Как известно, заряды в плазме экранируются. Поэтому в пылевой плазме помимо средних межчастичных расстояний характерными пространственными масштабами являются дебаевские радиусы экранирования каждой из подсистем и, кроме того, размер пылевых частиц. В условиях, типичных для экспериментов с пылевой плазмой, число электронов (ионов) $N_{e(i)}^D$ в дебаевской сфере для электронов (ионов) велико, $N_{e(i)}^D = n_{e(i)} \lambda_{De(i)}^3 \gg 1$, следовательно, электронная и ионная подсистемы оказываются идеальными, поскольку $\Gamma_{e(i)} \sim (N_{e(i)}^D)^{-2/3} \ll 1$.

Качественно отличается от предыдущей ситуация в случае подсистемы пылевых частиц. По-прежнему при $N_d^D \gg 1$ пылевая подсистема идеальна, при этом пыль выступает как дополнительная плазменная компонента, привносящая новые характерные пространственные и временные масштабы в систему. Пылевые частицы участвуют в экранировке, внося вклад в выражение для эффективного дебаевского радиуса:

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} + \lambda_{Dd}^{-2}$$

(заряды пылевых частиц предполагаются фиксированными). В противоположном случае, $N_d^D \ll 1$, подсистема пылевых частиц не всегда неидеальна, так как экрани-

ровка при этом может определяться только электронами и ионами. Расстояние между пылевыми частицами может быть меньше радиуса Дебая для пылевой компоненты, но они не обязательно взаимодействуют сильно, будучи экранированными плазмой электронов и ионов.

Большинство теорий, предложенных для описания свойств неидеальной пылевой плазмы, основываются на следующей модели: отрицательно заряженные частицы удерживаются внутри плазменного объема за счет некоторой удерживающей силы (обычно — электростатической природы) и взаимодействуют между собой посредством изотропного экранированного кулоновского потенциала (потенциала Дебая–Хюккеля или Юкавы)

$$U(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (69)$$

где предполагается, что экранировка осуществляется электронами и ионами плазмы. Эта модель дает упрощенную картину происходящего в пылевой плазме и неприменима для описания некоторых экспериментов, особенно, когда анизотропия плазмы играет существенную роль. Кроме того, эта модель не учитывает непостоянство заряда частиц, дальнедействующие взаимодействия, форму удерживающего потенциала и т.д. Однако с ее помощью удалось получить ряд качественных результатов, подтвержденных экспериментально, и поэтому она может рассматриваться как основа для создания более реалистичных моделей для описания свойств пылевой плазмы в различных условиях.

3.1.2. Фазовая диаграмма дебаевских систем. Кроме пылевой плазмы, взаимодействие частиц, определяемое дебаевским потенциалом, интенсивно изучалось в различных физических системах, начиная от элементарных частиц и кончая коллоидными растворами. Поэтому неудивительно, что изучению фазовых диаграмм с помощью различных численных методов (обычно методов Монте-Карло (МК) или молекулярной динамики (МД)) уделяется значительное внимание [156–159].

В рассматриваемом случае, статические свойства системы полностью характеризуются двумя независимыми безразмерными параметрами. В качестве одного из них можно выбрать эффективную температуру системы $\tilde{T} = T/m_d \omega_E^2 \Delta^2$, где ω_E — эйнштейновская частота колебаний кристаллической решетки. Поскольку частота ω_E зависит от структуры решетки, для определенности, как правило, используют ее значение для fcc-решетки. В качестве второго параметра обычно выбирают так называемый структурный параметр (параметр решетки)

$$\kappa = \frac{\Delta}{\lambda_D}. \quad (70)$$

Такой выбор параметров исторически связан с теориями коллоидных растворов. С другой стороны, в физике пылевой плазмы вместо эффективной температуры принято использовать параметр неидеальности в форме (67), а именно: $\Gamma_d = Z_d^2 e^2 / \Delta T_d$. Это связано с тем, что ранние исследования кристаллизации плазмы в основном опирались на модель однокомпонентной плазмы (ОКП), являющуюся предельным случаем при $\lambda_D \rightarrow \infty$ или $\kappa \rightarrow 0$ дебаевской модели [38, 160–162]. Приведенная температура и кулоновский параметр неидеальности

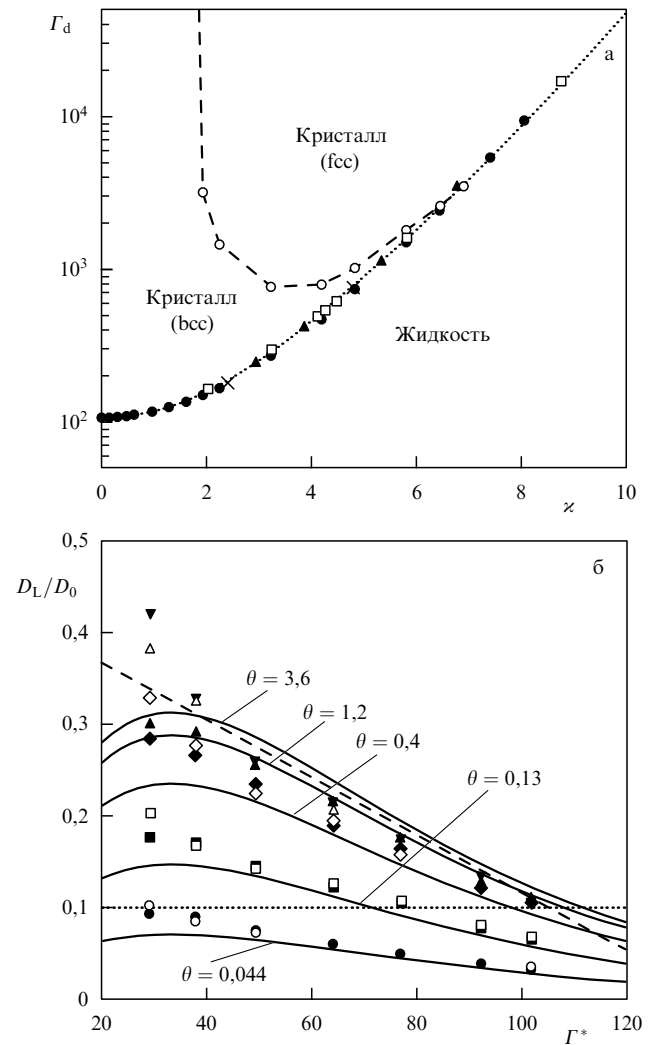


Рис. 6. (а) Фазовая диаграмма дебаевских систем, полученная с помощью численного моделирования. Светлыми кружками отмечена граница между кристаллическими bcc- и fcc-фазами [159]. Границе жидкость–кристалл соответствуют треугольники — [164], квадраты — [158], темные кружки — [159]. Крестики соответствуют скачку константы диффузии при моделировании диссипативных дебаевских систем [165, 166]. Пунктирная кривая проведена "на глаз" по численным результатам. (б) Отношение D_L/D_0 для сильнонеидеальных дебаевских систем как функция модифицированного параметра неидеальности Γ_d^* . Результаты численных расчетов [165, 166] для различных значений динамического параметра θ : кружки — 0,044; квадраты — 0,13; ромбы — 0,4; треугольники — 1,2; перевернутые треугольники (только для $\kappa = 2,42$) — 3,6. Темные символы соответствуют $\kappa = 2,42$, светлые — $\kappa = 4,84$. Штриховая кривая — аппроксимация, применимая при $\theta \gg \theta_{cr}$. Сплошные кривые — аналитическое выражение (78) для различных величин динамического параметра, указанных на рисунке. Горизонтальная пунктирная прямая соответствует $D_L/D_0 = 0,1$.

связаны соотношением

$$\tilde{T} = \frac{\omega_{pd}^2}{4\pi\Gamma_d\omega_E^2},$$

где $\omega_{pd} = (4\pi Z_d^2 e^2 n_d / m_d)^{1/2}$ — пылевая плазменная частота. Величины отношения ω_E / ω_{pd} для различных κ можно найти, например, в работах [157, 163]. На рисунке 6а представлена фазовая диаграмма дебаевской системы на плоскости (κ, Γ_d) , построенная с использова-

нием результатов нескольких работ. Обнаружено существование трех фаз, которым соответствовали различные значения параметра неидеальности и структурного параметра. Если обозначить через Γ_M величину Γ_d на линии плавления, то в области очень сильной неидеальности, $\Gamma_d > \Gamma_M$, могут существовать кристаллические fcc- и bcc-решетки, а при $\Gamma_d < \Gamma_M$ существует жидкая фаза. Объемноцентрированная фаза (bcc) стабильна при малых значениях κ , а при больших значениях κ стабильна гранецентрированная фаза (fcc). "Тройной точке" соответствуют $\kappa \approx 6,90$ и $\Gamma_d \approx 3,47 \times 10^3$ [159].

Большой интерес при исследовании кристаллизации пылевой плазмы представляет линия плавления (кристаллизации) $\Gamma_M = \Gamma_M(\kappa)$ [12, 157–159, 163, 164, 167]. Результаты расчета в модели ОКП ($\kappa = 0$) показывают, что кристаллизация происходит при $\Gamma_d = \Gamma_{\text{ОСР}} \approx 106$ (или ≈ 172 при использовании радиуса Вигнера–Зейца $(4\pi n_d/3)^{-1/3}$ как единицы длины вместо Δ) [160, 168, 169]. Соответствующая приведенная температура $\tilde{T}_M \approx 0,0022$. Предложено несколько приближений для аналитической зависимости Γ_M от κ . Исходя из предела ОКП Икези предположил [12], что экранировку можно учесть, положив $U(\Delta)/T = \Gamma_{\text{ОСР}}$, тогда согласно (69)

$$\Gamma_M = \Gamma_{\text{ОСР}} \exp(\kappa). \quad (71)$$

С другой стороны, приведенная температура пропорциональна среднему квадрату амплитуды колебаний частиц в квазигармоническом приближении, и в соответствии с критерием Линдемманна она должна быть приблизительно постоянной вдоль линии плавления. Так как значения эйнштейновской частоты для обеих решеток отличаются не более чем на 1 % в области стабильности bcc-фазы, то можно предположить, что

$$\tilde{T}_M \approx \tilde{T}_{\text{ОСР}}. \quad (72)$$

Для лучшего согласия с результатами собственных численных расчетов авторы работы [158] использовали вместо (72) линейную интерполяцию

$$\tilde{T}_M \approx \tilde{T}_{\text{ОСР}}(1 + 0,1\kappa). \quad (73)$$

Наконец, в работе [167] при определении \tilde{T} предлагается использовать вместо ω_E характерную частоту пылевых решеточных волн (DLW) (см. раздел 4). Использование этой нормировки в критерии Линдемманна приводит к следующей зависимости Γ_M от κ :

$$\Gamma_M = \Gamma_{\text{ОСР}} \frac{\exp(\kappa)}{1 + \kappa + \kappa^2/2}. \quad (74)$$

Аргументы, использованные при обосновании соотношений (71)–(74), не являются достаточно строгими, и поэтому эти выражения могут рассматриваться лишь как феноменологические критерии плавления.

Отметим, что хотя все четыре выражения (71)–(74) дают один и тот же (правильный) результат при $\kappa = 0$, они дают различную зависимость Γ_M от κ . Как показано в работе [166], широко используемое в литературе выражение (71) плохо описывает результаты численных расчетов. Выражение (72) несколько лучше согласуется с расчетами. Наилучшее согласие обеспечивают формулы (73) и (74). Хорошее согласие выражения (73) с результатами расчетов неудивительно — оно достигается в

результате линейной аппроксимации данных этих расчетов. В то же время функциональная форма уравнения (74) проста и приводит к наилучшему согласию с численным экспериментом в наиболее важной для пылевой плазмы области параметров $\kappa < 5$. Поэтому удобно ввести *модифицированный параметр неидеальности*

$$\Gamma^* = \Gamma_d \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2} \right) \exp(-\kappa), \quad (75)$$

значение которого $\Gamma_M^* \approx 106$ однозначно определяет положение кривой плавления (кристаллизации) на фазовой диаграмме.

3.1.3. Критерии кристаллизации. С практической точки зрения часто возникает потребность в простом критерии, позволяющем заключить, находится ли система в кристаллическом или жидком состоянии. Существуют различные феноменологические критерии плавления (кристаллизации) в системе взаимодействующих частиц, причем эти критерии часто не зависят от точной формы потенциала межчастичного взаимодействия, часть из которых удобно использовать и в случае пылевой плазмы. Наиболее известен критерий Линдемманна [170], согласно которому плавление кристаллической структуры происходит, когда отношение среднеквадратичного смещения частицы к среднему межчастичному расстоянию достигает значения $\sim 0,15$. Отметим, что эта величина может несколько варьироваться для различных физических систем в основном из-за различного определения межчастичного расстояния. Другим критерием является величина первого максимума жидкостного структурного фактора [171], который на линии кристаллизации достигает значения $\sim 2,85$. Существует также простой критерий кристаллизации в терминах парной корреляционной функции, отношение минимального и максимального значений которой при кристаллизации примерно равно $\sim 0,2$. Простой динамический критерий плавления, близкий по духу критерию Линдемманна, был предложен в [172]. Он гласит, что кристаллизация происходит, когда значение диффузионной константы уменьшается до $\sim 0,1$ от константы диффузии для невзаимодействующих частиц. Позднее было отмечено, что данный критерий применим как к двумерным, так и к трехмерным системам [173].

3.1.4. Динамика дебаевских систем. Движение пылевых частиц в плазме с не слишком малым давлением обычно можно рассматривать как броуновское движение, но с учетом взаимодействия между частицами. Одним из основных вопросов, следовательно, является вопрос, насколько взаимодействие влияет на динамическое поведение пылевых частиц. Как это следует из нормированных уравнений движения [165], динамические свойства пылевой компоненты определяются тремя безразмерными параметрами, а именно, уже введенными в разделе 3.1.2 параметром неидеальности Γ_d и структурным параметром κ , а также третьим параметром, являющимся мерой диссипативности системы. Следуя работе [166], будем называть его *динамическим параметром* и определим как

$$\theta = \frac{v_{\text{дн}}}{\omega_d}. \quad (76)$$

Здесь частота ν_{dn} определяет диссипацию энергии пылевой частицы за счет столкновений с частицами нейтрального газа (так как обычно степень ионизации плазмы в экспериментах достаточно мала ($\alpha \sim 10^{-6} - 10^{-7}$), именно нейтральная компонента определяет диссипацию), а ω_d — некоторая частота, характеризующая заряженную пылевую компоненту. В принципе в качестве ω_d можно использовать ω_E или ω_{pd} . Однако, как следует из дальнейшего изложения, наиболее удобно использовать для этих целей частоту пылевых решеточных волн.

Фундаментальной характеристикой динамического поведения пылевой компоненты является "одночастичный" коэффициент диффузии. Для диффузии в трех измерениях он определяется как

$$D(t) = \frac{\langle [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)]^2 \rangle}{6t}, \quad (77)$$

где $\mathbf{r}(t)$ — траектория частицы, а $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю. Постоянную $D_L = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t)$ принято называть константой диффузии. Предел $t \rightarrow \infty$ понимается в том смысле, что время t велико по сравнению с остальными микроскопическими временами системы ($\nu_{dn}^{-1}, \omega_d^{-1}$), но мало по сравнению с характерными временами диффузии на расстояния порядка размера системы или со временем, за которое могут существенно измениться параметры пылевой плазмы в эксперименте. Из-за взаимодействия частиц величина D_L оказывается меньше броуновского коэффициента диффузии для тех же частиц без взаимодействия, $D_0 = T_d/m_d \nu_{dn}$, где T_d — температура, характеризующая хаотическую (тепловую) скорость пылевой компоненты, $\nu_{Td} = \sqrt{T_d/m_d}$. В предельном случае кристаллической структуры D_L стремится к нулю, поскольку смещения частиц, расположенных в узлах кристаллической решетки, ограничены. Тем самым отношение D_L/D_0 в диссипативной системе взаимодействующих частиц в значительной степени отражает природу и силу взаимодействия между частицами.

Диффузия в дебаевских системах исследована с помощью численного моделирования в работах [157, 163, 165, 166, 172, 174, 175]. Самодиффузия в недиссипативных системах ($\theta = 0$) рассмотрена в [157, 163, 174]. Применительно к коллоидным растворам, диссипация в которых на много порядков больше, чем в пылевой плазме, диффузия в дебаевских системах рассматривалась в [172, 175]. При этом основное внимание уделялось субдиффузионному поведению зависящего от времени коэффициента диффузии (77) [175], а также величине константы диффузии вблизи границы жидкой и кристаллической фаз [172].

Систематическое изучение диффузии в диссипативных дебаевских системах с помощью метода броуновской динамики для параметров, характерных для изотропной плазмы газовых разрядов, проведено в [165, 166, 176]. В этих работах взаимодействие со средой моделировалось силой Ланжевена, состоящей из двух слагаемых: систематического трения и случайной силы. Трение обычно обусловлено нейтральной компонентой, а случайная составляющая связана либо с индивидуальными столкновениями атомов газа, либо может иметь иную природу: микрофлуктуации электрических полей в плазме, флуктуации зарядов частиц и т.д. Независимо

от природы случайная составляющая в первом приближении может быть описана как δ -коррелированный гауссов белый шум, амплитуда которого определяет температуру пылевой компоненты T_d . Уравнения движения с учетом межчастичного взаимодействия и взаимодействия со средой решались для трехмерной системы с периодическими граничными условиями. Коэффициент диффузии определялся соответствующим усреднением по траекториям частиц.

Основные результаты представлены на рис. 6б, демонстрирующем поведение отношения D_L/D_0 в зависимости от модифицированного параметра неидеальности Γ^* . С увеличением неидеальности отношение D_L/D_0 уменьшается и в некоторой точке испытывает скачок — уменьшается на несколько порядков в узком диапазоне $102 \leq \Gamma^* \leq 106$. Скачок происходит при $\Gamma^* \approx \Gamma_M^*$, тем самым являясь, судя по всему, индикатором фазового перехода первого рода (кристаллизации). Кроме того, как следует из рис. 6б, отношение D_L/D_0 полностью определяется параметрами Γ^* и θ и практически не зависит отдельно от κ . Более того, если диссипация достаточно велика, $\theta > \theta_{cr}$, то D_L/D_0 также не зависит и от θ . С другой стороны, при $\theta \leq \theta_{cr}$ численные результаты стремятся к результатам, полученным для недиссипативных систем в работе [163]. В промежуточном случае отношение D_L/D_0 зависит от θ , как указано выше. Феноменологическое выражение, описывающее эту зависимость, предложенное в работе [176], имеет вид:

$$\frac{D_L}{D_0} = \frac{\theta \Gamma^* \exp(-3\Gamma^*/\Gamma_M^*)}{6(1 + 2\pi\theta)}. \quad (78)$$

Эмпирическая зависимость (78) демонстрирует неплохое согласие с численными расчетами при $\Gamma^* \geq 30$, как следует из рис. 6б. Кроме того, с помощью этой зависимости можно получить оценку $\theta_{cr} \sim 1/2\pi \approx 0,2$. Наконец, динамический критерий плавления [172], гласящий, что $D_L/D_0 \approx 0,1$ в жидкой фазе вблизи точки кристаллизации оказывается справедливым для сильнодиссипативных систем, но не находит подтверждения для слабодиссипативных ($\theta \leq \theta_{cr}$).

Изложенные результаты применимы для бесконтактной диагностики плазменно-пылевых систем. Однако следует еще раз отметить, что прямое применение результатов численного моделирования трехмерных дебаевских систем для анализа результатов экспериментов в силу ряда причин (анизотропия плазмы, дальнедействующие взаимодействия, включая теневые эффекты, воздействие внешних сил и/или граничных условий, непостоянство заряда частиц и т.д.) в значительной степени ограничено условиями микрогравитации либо довольно малым размером частиц в лабораторных условиях.

3.2. Экспериментальное исследование фазовых переходов в пылевой плазме

3.2.1. Плазменно-пылевой кристалл в радиочастотном разряде.

После обнаружения в 1994 г. плазменно-пылевого кристалла исследования фазовых переходов в пылевой плазме с использованием различных методов ее получения активно развиваются в десятках лабораторий. Фазовые переходы в пылевой подсистеме изучаются в емкостном и индукционном разрядах, тлеющем разряде постоянного тока, термической плазме продуктов сгорания различных топлив, ядерно- и фотовозбуж-

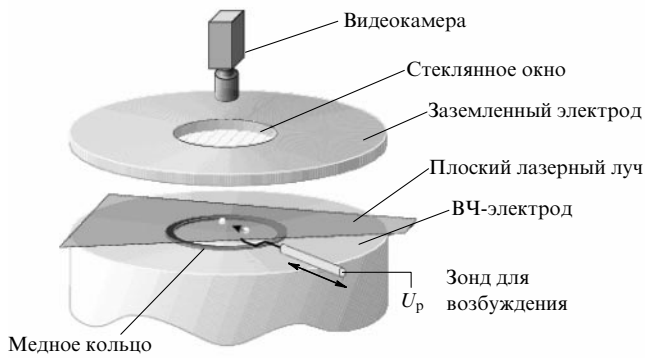


Рис. 7. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования формирования упорядоченных пылевых структур в плазме радиочастотного разряда.

даемой плазме. Ниже в этом разделе обсуждаются эксперименты, в которых сильная неидеальность пылевой подсистемы, приводящая к фазовым переходам в упорядоченное состояние, проявляется наиболее ярко.

Плазменно-пылевой кристалл был обнаружен впервые в высокочастотном емкостном разряде низкого давления в инертном газе почти одновременно в нескольких лабораториях [13–16]. Схематическое изображение экспериментальной установки [151] представлено на рис. 7. Она включает нижний силовой электрод диаметром 5–10 см и верхний заземленный электрод. Электроды размещаются в вакуумной камере. Радиочастотный генератор ($f = 13,56$ МГц) подсоединяется к нижнему электроду через блок связи и соединительную емкость. Пылевые частицы микронного размера размещаются в контейнере и вводятся в плазму через металлическую сетку. Расстояние между электродами составляет 3–10 см. Визуализация пылевых частиц осуществляется с помощью подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскостях зондирующим лазерным лучом, который с помощью линзы формируется в плоский лазерный "нож" с толщиной перетяжки около 100 мкм. Частицы, вводимые в плазму и приобретающие в ней большой отрицательный заряд, зависают в области слоя положительного пространственного заряда у нижнего электрода, который вследствие асимметрии электродов и эффекта самосмещения действует в среднем за период приложенного радиочастотного напряжения как катод. Для удержания облака пылевых частиц в горизонтальном направлении на нижнем электроде обычно устанавливается металлическое кольцо диаметром 3–6 см и высотой 1–3 мм. Иногда вместо кольца используют специальный электрод с углублением (достаточно большого радиуса кривизны). Рассеянный частицами свет наблюдается с помощью видеокамеры и записывается на видеоманитофон.

Пылевые частицы не слишком большого размера обычно левитируют в приэлектродном слое (нижнего электрода) вследствие равновесия между основными силами, к которым относятся электростатическая сила, направленная вверх для отрицательно заряженной частицы, сила тяжести, направленная вниз, и сила увлечения направленным потоком ионов, также направленная вниз — по направлению среднего по времени электрического поля. При определенных условиях частицы образуют хорошо упорядоченную структуру,

состоящую из нескольких сравнительно протяженных горизонтальных слоев. Число частиц в такой структуре может составлять $\sim 10^3 - 10^5$, а число слоев в вертикальном направлении обычно лежит в пределах от единицы до нескольких десятков [177]. На рисунке 1а в качестве примера приведено видеоизображение горизонтального сечения структуры частиц (фрагмент одного слоя), представляющих собой монодисперсные сферы из полимера ($\rho = 1,5$ г см $^{-3}$) диаметром $\sim 6,9$ мкм [17]. Представленная структура хорошо упорядочена и имеет гексагональную решетку. В то же время в разных горизонтальных слоях частицы, как правило, располагаются строго друг под другом, образуя кубическую решетку между плоскостями. Такое расположение может быть следствием фокусировки потока ионов в области потока вслед за верхними частицами — wake-эффект (см. раздел 2.2).

Таким образом, в лабораторных экспериментах в ВЧ-разряде в наземных условиях не удается получить реальных трехмерных систем. Плазменно-пылевые кристаллы в этих условиях имеют существенно двумерный или, точнее, так называемый $2\frac{1}{2}$ -мерный характер. Это напрямую связано с действием силы тяжести. Для левитации пылевых частиц необходимы достаточно сильные электрические поля. Такие поля достижимы только вблизи приэлектродного слоя — области, характеризующейся высокой анизотропией и надтепловым, а иногда и сверхзвуковым дрейфом ионов. Внешние силы, действующие на частицы, сопоставимы по величине с силами межчастичного взаимодействия. Это приводит к тому, что системы пылевых частиц оказываются сильно сжатыми, неоднородными и анизотропными в вертикальном направлении. В этих условиях сопоставление с теоретическими результатами, полученными в рамках трехмерных дебаевских систем, в большинстве случаев неправомерно.

Приведем для справки основные параметры плазмы и частиц в описываемых экспериментах. Диаметры частиц обычно находятся в интервале от 1 до 30 мкм. Давление нейтрального (обычно инертного) газа лежит в диапазоне от 0,01 до 1 торр. Концентрация плазмы в объеме разряда составляет $n_e \sim n_i \sim 10^8 - 10^{10}$ см $^{-3}$, температура электронов — $T_e \sim 1 - 5$ эВ, а ионы принято считать находящимися в тепловом равновесии с нейтралами (обычно при комнатной температуре), $T_i \sim T_n \sim 0,03$ эВ. Отметим также некоторые особенности приэлектродного слоя, где обычно левитируют частицы. Приэлектродный слой является областью положительного пространственного заряда, поэтому концентрация ионов даже в отсутствие пылевой компоненты может превышать концентрацию электронов. Скорость ионов на входе в бесстолкновительный слой удовлетворяет критерию Бома $u \geq c_i = \sqrt{T_e/m_i}$, где c_i — ионно-звуковая скорость. Для столкновительного слоя направленная скорость может быть меньше скорости звука, однако обычно существенно больше тепловой скорости, $u \gg v_{Ti}$. При этом характерным масштабом экранирования заряда пылевых частиц становится электронный дебаевский радиус λ_{De} , поскольку быстрые ионы практически не принимают участия в экранировке. Наконец, напомним, что потенциал взаимодействия между частицами становится сильно анизотропным. В направлении, перпендикулярном потоку ионов, взаимодействие частиц по-прежнему определяется экранированным кулоновским потенциалом (с длиной экранировки близкой к λ_{De}), в то

время как по направлению потока становятся важными эффекты, связанные с фокусировкой ионов в потоке вслед за частицами (см. раздел 2.4).

Структурные свойства сильнонеидеальных плазменно-пылевых систем исследовались в работах [13–16, 177–179]. Были обнаружены кристаллические решетки bcc, fcc, hcp, а также сосуществование некоторых из них при определенных параметрах плазмы и пылевых частиц.

В количественном анализе упорядоченных структур пылевых частиц, наблюдаемых в эксперименте, принято использовать три характеристики [178]: парную корреляционную функцию $g(r)$, ориентационную корреляционную функцию $g_6(r)$ и структурный фактор $S(k)$. Парная корреляционная функция $g(r)$ определяет вероятность нахождения двух частиц на расстоянии r друг от друга. Для идеального кристалла $g(r)$ представляет собой серию δ -образных пиков, расположение и амплитуда которых зависит от типа кристаллической решетки (для газообразного состояния $g(r) \equiv 1$). Парная корреляционная функция является мерой трансляционного порядка в системе взаимодействующих частиц. Ориентационная корреляционная функция для двумерных систем определяется углами между линиями, соединяющими соседние частицы, и произвольно выбранным направлением. Для идеальной гексагональной структуры $g_6(r) \equiv 1$, тогда как для других состояний $g_6(r)$ убывает с расстоянием. Ориентационная корреляционная функция является, очевидно, мерой ориентационного порядка в системе. Наконец, статический структурный фактор, как и $g(r)$, является мерой упорядоченности системы. Он определяется как

$$S(k) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i,j} \exp [ik(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] \right\rangle,$$

где \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j — позиции i -й и j -й частиц, а $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю. Отметим, что структурный фактор связан с парной корреляционной функцией посредством преобразования Фурье (см., например, [160]):

$$S(k) = 1 + n_d \int d\mathbf{r} [g(r) - 1] \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}).$$

Описанные выше характеристики для анализа статических свойств сильноупорядоченной структуры пылевых частиц применяются в работе [178]. Там же выполнено сопоставление полученных количественных результатов с представлениями теории двумерного плавления (так называемая теория Костерлица – Таулесса – Гальперина – Нельсона – Янга).

Как уже отмечалось во введении, пылевая плазма обладает целым рядом уникальных свойств, делающих ее привлекательной системой для исследования различных коллективных процессов, в том числе фазовых переходов. Так, малые времена релаксации и отклика на внешние возмущения, а также простота наблюдения позволяют не ограничиваться изучением статических структурных характеристик, а детально исследовать динамику фазовых переходов [154, 180–182]. Обычно экспериментально изучаются фазовые переходы из кристаллического в жидкостное и газообразное состояния. Плавление кристаллической решетки пылевых частиц можно инициировать либо уменьшением давления нейтрального газа, либо увеличением подаваемой в разряд

мощности. Это объясняется тем, что параметры плазмы изменяются при указанных воздействиях таким образом, что неидеальность системы уменьшается. В первую очередь, уменьшение неидеальности, по крайней мере в экспериментах с уменьшением давления, связано со значительным ростом кинетической энергии частиц. Так, при начальном значении, соответствующем примерно температуре нейтрального газа, $T_d \sim T_n \sim 0,03$ эВ, в сильноупорядоченной структуре типа кристалла, с уменьшением давления и плавлением структуры тепловая энергия пылевых частиц достигала значений ~ 5 эВ в [180] и ~ 50 эВ в [181] при минимальных значениях давления в этих работах. Такой "аномальный разогрев" пылевой компоненты в плазме указывает на наличие некоторого источника энергии, которая эффективно перекачивается в кинетическую энергию пылевых частиц. Диссипация кинетической энергии, в свою очередь, обусловлена столкновениями с частицами нейтрального газа. При этом с уменьшением давления диссипация уменьшается, что и приводит к разогреву частиц. В литературе рассматривается несколько возможных причин аномального разогрева: случайные флуктуации зарядов пылевых частиц и приобретение энергии частицами во внешнем электрическом поле [17, 72, 74–76]; разогрев, вызываемый фокусировкой ионов и связанной с ней анизотропностью взаимодействия между частицами из разных слоев кристалла [183]; пространственные вариации заряда пыли вследствие пространственной неоднородности плазмы [184], потоковая неустойчивость жидкостной пылевой системы из-за дрейфа ионов [185]. Однако точная природа разогрева до сих пор не установлена, поэтому требуются дальнейшие детальные экспериментальные исследования и сравнение их результатов с оценками различных теоретических моделей.

Остановимся подробнее на процессе плавления плазменно-пылевого кристалла при уменьшении давления. Сосредоточимся здесь на основных результатах классического эксперимента [180], в котором исследовалось плавление "плоского" кристалла, состоящего из нескольких слоев и образованного монодисперсными частицами меламинформальдегида с диаметром 6,9 мкм. Плавление инициировалось постепенным уменьшением давления в плазме криптона от $p = 42$ Па, при котором наблюдалась стабильная упорядоченная структура частиц с тепловой энергией $T_d \sim T_n$, до $p = 22$ Па, при котором система теряла какую-либо упорядоченность и находилась в "газообразном" состоянии. В процессе уменьшения давления измерялась парная корреляционная функция, ориентационная корреляционная функция и кинетическая энергия пылевой системы.

Анализ этих характеристик показал, что процесс плавления в данном случае можно условно разделить на четыре этапа. Первый, "кристаллический" этап характеризуется сохранением кристаллической решетки в горизонтальной плоскости и установлением расположения пылевых частиц строго друг под другом в вертикальном направлении при медленном уменьшении давления от начального. Частицы испытывают тепловые колебания в узлах решетки ($T_d \sim T_n$) и весьма редкие нетепловые осцилляции большой амплитуды, в основном в окрестностях дефектов решетки. Второй этап — "острова и потоки" — характеризуется сосуществованием областей с упорядоченной кристаллической структурой ("острова") и областей, в которых пылевые частицы совершают

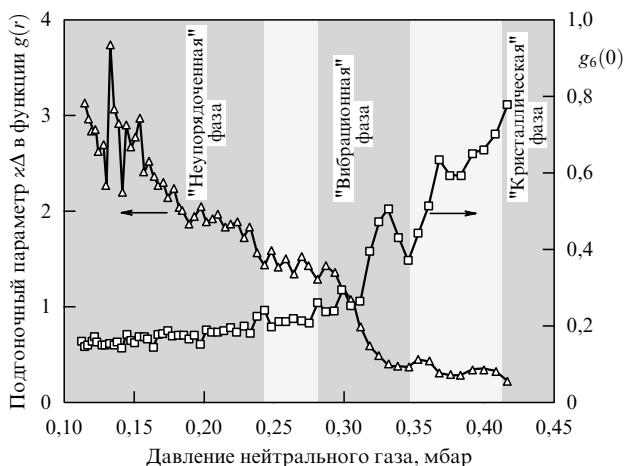


Рис. 8. Изменение трансляционного (Δ) и ориентационного (\square) порядков во время фазового перехода как функция давления нейтрального газа [180]. Затемнением отмечены следующие области: при $\sim 0,42$ мбар "кристаллическая" фаза, при $\sim 0,32$ мбар "вибрационная" фаза, при $\sim 0,24$ мбар "неупорядоченная" фаза. Промежуточной фазе "острова и потоки" (правая светлая область) соответствует давление $\sim 0,36$ мбар.

систематическое направленное движение ("потоки"). На этом этапе существенно уменьшается трансляционная и ориентационная упорядоченность, а также возникает возможность миграции отдельных пылевых частиц в вертикальном направлении между слоями. Тепловое движение по-прежнему определяется комнатной температурой, $v_{ТД} \sim 0,2$ мм с^{-1} , а направленная скорость в потоках примерно в два раза меньше тепловой. Третий, "вибрационный" этап характеризуется некоторым увеличением ориентационного порядка и уменьшением областей систематического направленного движения пылевых частиц. Однако появляются изотропные колебания пылевых частиц, амплитуда которых растет. Кинетическая энергия и вертикальные миграции частиц возрастают, а трансляционный порядок продолжает уменьшаться. Наконец, на четвертом, "неупорядоченном" этапе пропадает какой-либо трансляционный или ориентационный порядок и наблюдается свободное блуждание пылевых частиц как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях с кинетической энергией, в сотни раз превышающей температуру нейтрального газа ($T_d \sim 4,4$ эВ).

На рисунке 8 приведены количественные результаты анализа корреляционных функций $g(r)$ и $g_6(r)$ в ходе плавления. Более темным цветом выделены три области: кристаллическая, неупорядоченная и вибрационная. В последней области функция $g_6(0)$, характеризующая ориентационный порядок, имеет локальный максимум. Левая светлая область, отвечающая монотонному убыванию трансляционного порядка, отделяет "неупорядоченную" фазу от области локального возрастания ориентационного порядка, имеющего место в пределах "вибрационной" фазы.

В заключение еще раз отметим, что для описания рассмотренных экспериментов, строго говоря, несправедливы теоретические представления как о двумерных, так и о трехмерных фазовых переходах, поскольку системы существенно $2\frac{1}{2}$ -мерны. С этой точки зрения представляют интерес экспериментальное исследование плавления однослойного пылевого кристалла, а также

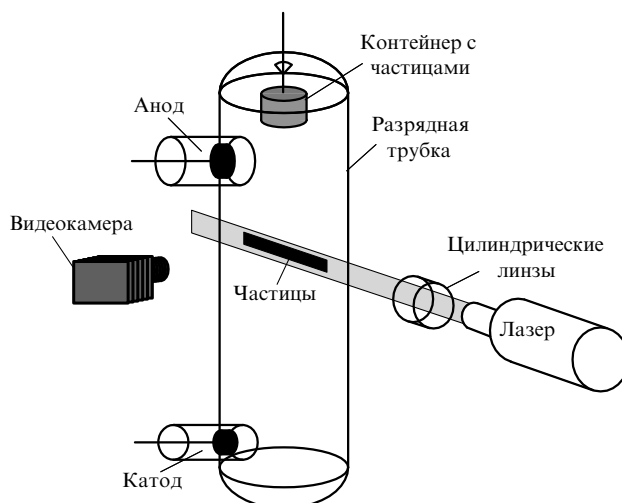


Рис. 9. Принципиальная схема эксперимента по изучению формирования упорядоченных структур в газовом разряде постоянного тока.

эксперименты по фазовым переходам в трехмерных системах в условиях микрогравитации.

3.2.2. Упорядоченные структуры пылевых частиц в разряде постоянного тока.

Для формирования упорядоченных плазменно-пылевых структур используется также газовый разряд постоянного тока [22, 67, 81, 186]. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 9. Разряд обычно создается в вертикально установленной цилиндрической трубке. Вводимые в разряд частицы могут левитировать в областях баланса внешних сил, где они освещаются лазерным излучением и регистрируются с помощью видеокамеры. Обычные условия в разряде — давление газа находится приблизительно в диапазоне 0,1–5 торр, а разрядный ток составляет $\sim 0,1$ –10 мА. Структуры обычно наблюдаются в стоячих стратах положительного столба тлеющего разряда, хотя могут также находиться в двойном электрическом слое, формируемом в сужении при переходе от узкой катодной части положительного столба к широкой части анодного столба, в специально организованной многоэлектродной системе, имеющей три или более электродов с различными потенциалами, и т.д., т.е. там, где имеется достаточно сильное электрическое поле для левитации частиц. В этих областях многие особенности, рассмотренные в разделе 3.2.1 в контексте ВЧ-разряда (неизотропность, ионный поток), также имеют место.

Большинство экспериментов проводилось в стоячих стратах тлеющего разряда. В положительном столбе разряда низкого давления потери энергии электронов в упругих столкновениях малы, и функция распределения электронов формируется под действием электрического поля и неупругих столкновений, что может приводить к появлению страт — областей пространственной периодичности параметров плазмы с характерным масштабом порядка нескольких сантиметров [187–189]. Концентрация электронов, их распределение по энергиям, а также электрическое поле сильно неоднородны по длине страты. Электрическое поле относительно велико (с максимумом около 10–15 В см^{-1}) в голове страты — области, занимающей 25–30 % длины страты, и мало

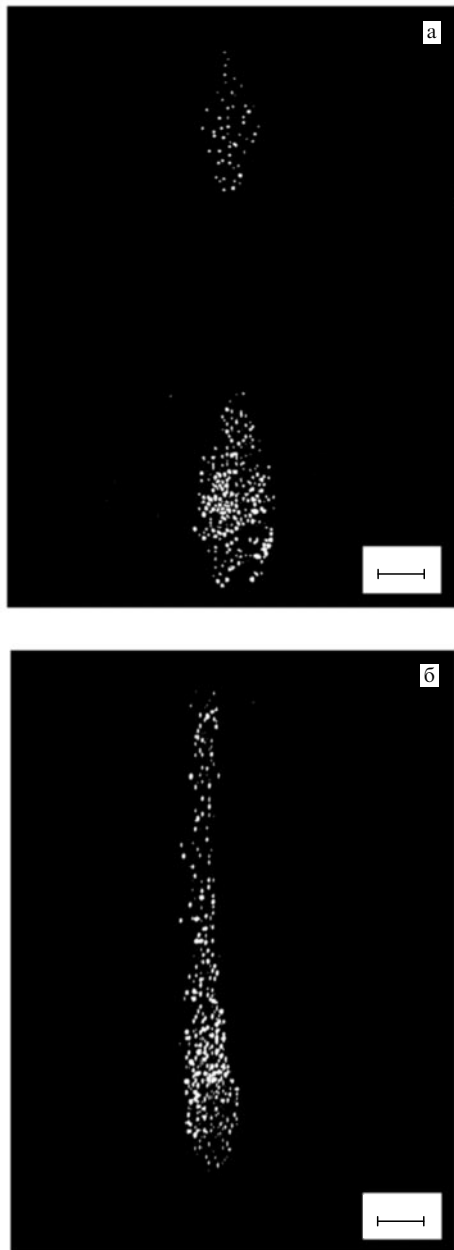


Рис. 10. Видеоизображение структур, образованных заряженными микросферами из боросиликатного стекла: (а) в двух соседних стратах (давление около 0,5 торр, разрядный ток 0,5 мА); (б) после их слияния (давление около 0,4 торр, разрядный ток 0,4 мА). Указанный масштаб соответствует 3 мм.

(около 1 В см^{-1}) — вне этой области. Максимальное значение концентрации электронов сдвинуто относительно максимальной напряженности поля в сторону анода. Распределение электронов по энергиям имеет бимодальный характер, причем в голове страты преобладает второй максимум, центр которого лежит вблизи энергии возбуждения атомов буферного газа. За счет высокого плавающего потенциала стенок разрядной трубки страты имеют существенно двумерный характер: разность потенциалов центр–стенка в голове страты достигает 20–30 В. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая в случае вертикальной ориентации способна удерживать частицы, имеющие достаточно большой заряд

и небольшую массу, от падения на расположенный внизу катод, а сильное радиальное поле препятствует их осаждению на стенках разрядной трубки.

Процесс формирования структуры обычно выглядит следующим образом: после инъекции частиц в плазму положительного столба разряда заряженные частицы проскакивают положение равновесия, а затем в течение нескольких секунд "всплывают" и выстраиваются в структуру, сохраняющуюся достаточно долго (до окончания наблюдения) при неизменных параметрах разряда. Наблюдается одновременное существование упорядоченных структур в нескольких соседних стратах. На рисунке 10а приведена фотография двух пылевых структур, формируемых полыми тонкостенными микросферами из боросиликатного стекла диаметром 50–63 мкм в двух соседних стратах. На рисунке 10б показано их слияние в одно достаточно протяженное образование при изменении условий разряда [67]. Этот рисунок свидетельствует о возможности формирования гораздо более протяженных в вертикальном направлении структур, чем в ВЧ-разряде. Фактически в работе [67] впервые были получены трехмерные квазикристаллические пылевые структуры.

Здесь так же, как и в плазменно-пылевых кристаллах радиочастотного разряда, наблюдается переход пылевой системы из квазикристаллического состояния в жидкость и газ. Это происходит при понижении давления или увеличении разрядного тока. Например, для структуры частиц Al_2O_3 диаметром 3–5 мкм при давлении 0,3 торр, токе 0,4 мА (по оценкам концентрация электронов $n_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$, электронная температура $T_e \sim 4 \text{ эВ}$) функция распределения обнаруживает дальний порядок с четырьмя хорошо выраженными максимумами (см. [67]). При увеличении тока примерно на порядок до 3,9 мА ($n_e = 8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$) происходит "плавление" плазменного кристалла и обнаруживается лишь ближний порядок. Следует отметить, что при этом фазовом переходе межчастичное расстояние, равное 250 мкм, остается практически неизменным.

Как и для плазменных кристаллов в радиочастотной плазме, в разряде постоянного тока наблюдался эффект "аномального разогрева" пылевых частиц. При определенных условиях кинетическая энергия пылевых частиц достигала величины порядка 50 эВ [186]. Такой рост энергии обуславливает плавление пылевых кристаллов, наблюдаемое при изменении параметров плазмы.

В случае малых частиц увеличение их числа при определенных параметрах разряда приводит к формированию структур, где сосуществуют различные области (рис. 16): область сильного упорядочения ("плазменные кристаллы") и области с конвективным и колебательным движением частиц ("плазменно-пылевая жидкость"). При этом, как правило, в нижней части структуры наблюдаются колебательные движения частиц в вертикальном направлении (волны плотности частиц) с частотой 25–30 Гц и длиной волны около 1 мм при среднем расстоянии между частицами 200 мкм. Самовозбуждаемые колебания такого рода могут соответствовать неустойчивости пылезвуковых колебаний, возможные причины которых рассматриваются в разделе 4. Практически во всей центральной части существует структура типа кристалла с четким цепочным упорядочением. На периферии верхней части структуры имеются области с конвективным движением частиц, которое ослабевает в

направлении к центру структуры. Такая сложная картина связана со своеобразным распределением сил, действующих на пылевые частицы, и распределением параметров плазмы в области страты.

3.2.3. Упорядоченные структуры в термической плазме. Термическая плазма представляет собой низкотемпературную плазму, характеризующуюся равенством температур электронной, ионной и нейтральной компонент. Присутствие в такой плазме жидких или твердых частиц малого размера может значительно изменять ее электрофизические свойства. Эффекты, связанные с присутствием частиц, наблюдались еще в ранних экспериментах при исследовании плазмы углеводородного пламени (см., например, [29]).

Экспериментальное изучение формирования упорядоченных структур пылевых частиц в термической плазме проводилось в практически ламинарном слабоионизованном потоке при температуре плазмы 1700–2200 К и атмосферном давлении [19, 190–192]. Источник плазмы формировал достаточно протяженный и однородный объем (около 30 см³) квазинейтральной термической плазмы, в который вводились частицы CeO₂. Основными компонентами плазмы наряду с частицами являлись электроны и однократно заряженные ионы Na⁺. Концентрация электронов лежала в диапазоне 10⁹–10¹² см⁻³. Пылевые частицы заряжались потоками электронов и ионов, а также путем термоэлектронной эмиссии. Благодаря доминированию последнего механизма заряд пылевых частиц оказывался положительным и составлял величину 10²–10³ элементарных зарядов. Здесь, в отличие от газовых разрядов в лабораторных условиях, пылевая система являлась изотропной и достаточно однородной, так как сила тяжести не играла существенной роли.

Сравнительно большие объемы плазмы и ее однородность позволили провести измерения свойств газа и частиц различными методами как зондовыми, так и оптическими, и получить данные о параметрах плазмы, характеризующих ее состояние. Концентрации положительных ионов щелочных металлов и электронов измерялись различными зондовыми методами. Температура газа и концентрация атомов щелочных металлов измерялись обобщенным методом обращения и методом полного поглощения. Для определения среднего (зауэровского) диаметра D_{32} и концентрации макрочастиц n_d в струе плазмы применялся метод апертурной прозрачности. Пространственные структуры макрочастиц анализировались с помощью измерений парной корреляционной функции $g(r)$, определяемой с использованием лазерного времяпролетного счетчика. Измерительный объем счетчика формировался путем фокусировки пучка аргонного лазера ($\lambda = 0,488$ мкм) в заданной области плазменной струи. Импульсы рассеяния от отдельных частиц преобразовывались фотоприемником (ФП) в электрические сигналы. Результаты обработки полученных сигналов использовались для расчета парной корреляционной функции $g(r)$.

Результаты измерений пространственных структур макрочастиц сравнивались с результатами, полученными для аэрозольной струи при комнатной температуре. В последнем случае во внутренний факел горелки подавался только воздух с частицами CeO₂. Такая система моделирует плазму со случайным (хаотическим)

пространственным расположением макрочастиц — "газообразную" плазму.

Сравнение парных корреляционных функций для частиц CeO₂ диаметром $D_{32} \approx 1,8$ мкм в аэрозольной струе при температуре $T_g \approx 300$ К и в плазме при $T_g = 2170$ К и концентрации частиц $n_d = 2,0 \times 10^6$ см⁻³ показало [21], что они практически не отличаются. Это указывает на наличие слабоупорядоченной "газообразной" структуры. При более низкой температуре плазмы $T_g = 1700$ К и существенно более высокой концентрации частиц $n_d = 5,0 \times 10^7$ см⁻³ парная корреляционная функция $g(r)$ обнаруживает ближний порядок, характерный для структур типа жидкости [21]. В этих условиях, как показали диагностические измерения, концентрация ионов $n_i \sim 10^9$ см⁻³ примерно на порядок ниже концентрации электронов $n_e \sim 5 \times 10^{10}$ см⁻³. Заряд частиц, полученный из условия квазинейтральности $Z_d n_d = n_e$, положителен и составляет порядка 10³ элементарных зарядов с точностью до коэффициента 2. Тем самым отношение среднего расстояния между частицами к электронному радиусу Дебая составляет $\kappa \sim 2$, а модифицированный параметр неидеальности лежит в пределах $\Gamma^* \sim 50$ –200. Эти значения близки к условиям кристаллизации, полученным в рамках изотропной трехмерной дебаевской модели (см. раздел 3.1.2). Относительно слабая упорядоченность структуры, диагностируемой в эксперименте, объясняется существенной нестационарностью системы: за промежутки времени от ввода пылевых частиц в плазму до момента измерения парной корреляционной функции процесс формирования не успевает полностью завершиться. Об этом свидетельствуют расчеты динамики формирования упорядоченных структур пылевых частиц в условиях эксперимента с помощью метода молекулярной динамики [193, 194].

В работе [195] были выполнены эксперименты по определению параметров плазмы с конденсированной дисперсной фазой (КДФ) продуктов сгорания твердых синтетических топлив различного состава. В большинстве экспериментов параметр неидеальности Γ был мал по сравнению с единицей, и упорядоченные структуры частиц КДФ не наблюдались. Основным препятствием образованию упорядоченных структур являлось наличие заметного количества примесей щелочных металлов в образцах топлива, что увеличивало степень ионизации плазмы и, как следствие, уменьшало радиус экранировки (дебаевский радиус). Упорядоченное расположение частиц КДФ удалось наблюдать лишь для топлива с малым содержанием щелочных добавок, частицы которого были покрыты алюминием. В этом случае параметр неидеальности достигал значений 10–30, что соответствует структуре типа жидкости. Анализ экспериментальных корреляционных функций подтвердил наличие ближнего порядка при достаточно больших концентрациях частиц.

3.2.4. Упорядоченные структуры в ядерно-возбуждаемой плазме. Ядерно-возбуждаемая плазма формируется при прохождении через вещество продуктов ядерных реакций, которые создают в своем треке электрон-ионные пары, а также возбужденные атомы и молекулы. Ядерно-возбуждаемая плазма инертных газов по своим физическим характеристикам значительно отличается как от термической плазмы, так и от плазмы газового разряда. При относительно невысоких интенсивностях радиоак-

Таблица 1. Основные характеристики ионизаторов

Ионизатор	Средняя начальная энергия, кэВ	Полный пробег в твердом веществе (CeO ₂), мкм	Полный пробег в воздухе ($p = 1$ атм), см	Число электронов на одну первичную частицу
Бета-частица	138	58	5,6	≈ 5
Средний осколок деления	9×10^4	5,5	2,3	≈ 250
Альфа-частица	6×10^3	20	4,7	≈ 10

тивных источников, применяемых в лабораторных условиях, такая плазма имеет ярко выраженную трековую структуру. Треки в пространстве и во времени распределяются случайным образом.

Экспериментальные исследования проводились в плоско-параллельной ионизационной камере, помещенной в герметичную прозрачную кювету [196]. В качестве ионизаторов использовались β -частицы (продукты распада ¹⁴¹Ce) или α -частицы и осколки деления (продукты распада ²⁵²Cf) [196, 197]. Энергии продуктов реакций, их пробеги в воздухе и в материале пылевых частиц, а также число вторичных электронов при попадании продуктов в пылевую частицу приведены в табл. 1.

В плазме атмосферного воздуха при напряженности внешнего электрического поля менее 20 В см^{-1} левитирующие пылевые частицы образовывали структуры жидкостного типа — парная функция распределения имела один максимум. При более высоких напряженностях электрического поля пылевые частицы двигались по замкнутым траекториям, образующим в объеме экспериментальной цилиндрической камеры тор с осью, совпадающей с осью цилиндра.

В инертном газе возникали достаточно плотные пылевые комплексы с резкими границами, пылевые частицы в них образовывали структуры жидкостного типа (рис. 11а). В неоднородном электрическом поле пылевые частицы собирались во вращающуюся пылевую структуру, в которой с течением времени происходила агломерация мелких частиц в более крупные фрагменты (рис. 11б) [198].

В опытах использовались цинковые частицы и окись церия. Радиус пылевых частиц оценивался по скорости падения частиц после снятия внешнего электрического поля и составлял $1,4 \text{ мкм}$. Значение электрического заряда оценивалось из условий равновесия медленно

движущихся левитирующих частиц. Заряды частиц в зависимости от радиуса лежали в интервале от 400 до 1000 элементарных зарядов.

Для теоретического расчета заряда сферической пылевой частицы в ядерно-возбуждаемой плазме ввиду ее пространственно-временной неоднородности приходилось применять нетрадиционные подходы. Процесс зарядки пылевых частиц рассматривается после распада трековой плазмы на два облака: электронов и ионов. Эти облака разделяются в пространстве и дрейфуют к противоположным электродам. Если облако электронов или ионов на пути к соответствующему электроду встречает пылевую частицу, то эта частица получает из облака часть заряда. Статистическое рассмотрение этих процессов во времени является основой математической модели расчета заряда пылинки. Ток электронов на частицу определялся сечением поглощения электронов в бесстолкновительном приближении. Для тока ионов использовалось диффузионное приближение. В процессе моделирования сначала разыгрывались момент рождения и направление вылета ионизирующей частицы из источника, а также ее тип (альфа-частица или осколок деления) [25]. Расчет показал, что заряд частицы флуктуирует во времени. Наряду с процессом увеличения абсолютной величины заряда за счет взаимодействия пылинки с электронами, присутствуют более редкие события взаимодействий с ионами, сильно уменьшающих заряд по абсолютной величине. Вклад альфа-частиц приводит к сложной зависимости заряда от времени. Характерное время изменения заряда лежит в интервале $10^{-3} - 10^{-2}$ с. Ввиду малости этого времени пылевая частица взаимодействует с внешним полем, как бы имея средний заряд. Средний по времени заряд, рассчитанный в рамках такой модели, в большинстве случаев лежит близко к значениям, найденным для уравновешенных

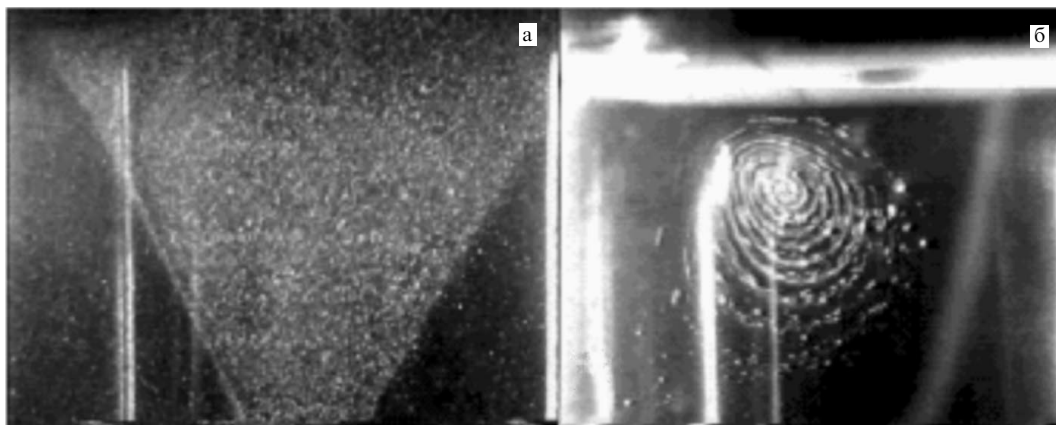


Рис. 11. Пылевая структура из микронных цинковых частиц в ядерно-возбужденной плазме, полученная в неоне при давлении $0,75 \text{ атм}$ и напряженности внешнего электрического поля 30 В см^{-1} (а); вращающаяся пылевая структура из микронных частиц цинка, полученная в неоне, заметна агломерация пылевых частиц (б).

частиц из баланса гравитационной и электрической сил. Флуктуации, сравнимые по величине с величиной заряда, могут являться одной из причин, препятствующих образованию сильноупорядоченных структур пылевых частиц.

При попадании пылевой частицы в трековую область каскадные электроны, имеющие среднюю энергию ~ 100 эВ, могли бы приводить к величинам зарядов, достаточным для кристаллизации пылевой подсистемы. Для изучения процесса формирования заряда разработана численная модель, основанная на системе уравнений для решения двумерной задачи пространственно-временной эволюции трека. Система включает в себя кинетическое уравнение для электронов, уравнение непрерывности для тяжелых компонент (ионы, атомы и т.д.), уравнение Пуассона, а также уравнения, описывающие цепочки плазмохимических реакций. Из расчета следует, что пылинка из одиночного трека захватывает не более 10 электронов. Следовательно, для сообщения частице большого заряда требуется воздействие на нее многих треков.

Для того чтобы скорость зарядки в трековых областях преобладала над скоростью зарядки от дрейфовых потоков, необходимо поле ионизирующего излучения с величиной потока порядка 10^{13} см $^{-2}$ с $^{-1}$. Такой поток может быть получен в пучке ускорителя заряженных частиц. Проведены эксперименты с использованием непрерывного пучка круглого сечения с апертурой 15 мм, током до 1 мкА и энергией протонов 2 МэВ. При отсутствии внешнего электрического поля наблюдалась стратификация пылевой компоненты в неоне, т.е. образовывались области, незаполненные пылевыми частицами.

3.3. Пылевые кластеры в плазме

Пылевым кластером в плазме принято называть упорядоченную систему из конечного числа пылевых частиц, взаимодействующих посредством парного отталкивающего дебаевского потенциала и удерживаемых внешними силами, например, электростатической природы. Такие системы иногда также называют кулоновскими кластерами или кластерами Юкавы. Отличие пылевых кластеров от пылевых кристаллов носит условный характер: обе системы состоят из конечного числа частиц. Пылевыми кластерами принято называть системы с числом частиц $N \lesssim 10^2 - 10^3$, а для больших образований использовать термин "кристалл". Более точным определением кластера может служить оценка отношения числа частиц, находящихся в приграничной области, к общему числу частиц в системе. Для кристаллов это отношение должно быть мало. Похожие системы возникают, например, в однозарядной плазме в ловушках Пеннинга или Пауля [38, 199], в которых вакуумная камера заполняется ионами, а также в коллоидных растворах [200]. Различие систем связано как с разным видом межчастичного взаимодействия, так и с разной формой удерживающего потенциала.

Исторически кластеры, состоящие из расталкивающихся частиц во внешнем удерживающем потенциале, исследовались сначала с помощью численного моделирования (в основном методами Монте-Карло и молекулярной динамики). Имея в виду возможность применения результатов расчетов к пылевым кластерам, отметим работы [201–206]. Большинство расчетов про-

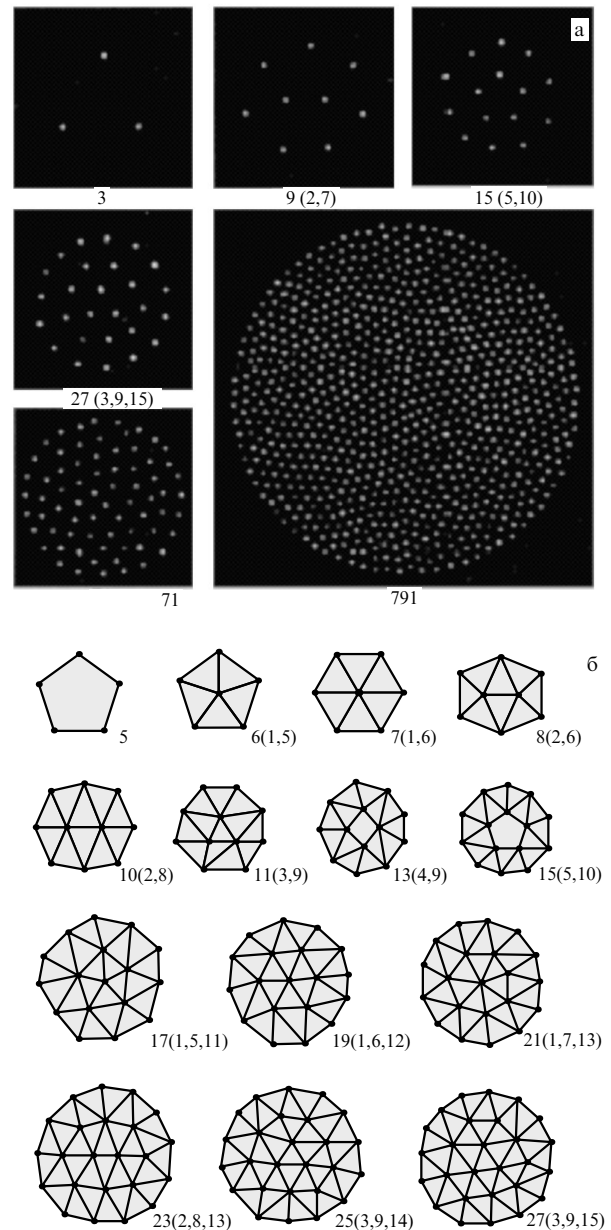


Рис. 12. Видеоизображения, обнаруженных в эксперименте [207]: (а) типичной структуры пылевых кластеров, состоящих из различного числа частиц (различные изображения имеют разный масштаб, типичное межчастичное расстояние лежит в пределах от 0,3 до 0,7 мм); (б) типичной конфигурации оболочек некоторых пылевых кластеров, состоящих из различного числа частиц. (Рисунок любезно предоставлен Л. Ай.)

водилось для двумерных кластеров во внешнем гармоническом (параболическом) потенциале. Именно такая конфигурация обычно реализуется в наземных экспериментах с пылевой плазмой в газовых разрядах (см. раздел 3.2.1). Расчеты показывают, что для достаточно малого числа частиц в кластерах формируется "оболочечная структура" с числом частиц в оболочках N_j , где j — номер оболочки, $\sum_j N_j = N$. При нулевой температуре существует единственная равновесная конфигурация (N_1, N_2, N_3, \dots) для заданного числа частиц N . Такие конфигурации формируют аналог периодической системы Менделеева, структура которого зависит от вида потенциала взаимодействия, удерживающего потенциала и их относительной силы. При конечной темпера-

туре могут также реализовываться "метастабильные состояния", энергия которых близка к энергии "основного состояния".

Впервые пылевые кластеры были экспериментально исследованы в работе [207] в приэлектродном слое ВЧ-разряда. В этом эксперименте горизонтальное удержание частиц с диаметром 5 мкм обеспечивалось наличием цилиндра с диаметром 3 см и высотой 1,5 см, расположенного на нижнем электроде. Исследовались кластеры с числом частиц от нескольких единиц до 791. Фотоизображения типичных кластеров из разного числа частиц, наблюдавшихся в эксперименте, представлены на рис. 12а. На рисунке 12б показана найденная оболочечная структура для пылевых кластеров. При большем числе частиц внутренние частицы формировали квазиоднородную гексагональную решетку, в то время как вблизи границы располагалось несколько круговых оболочек. Среднее межчастичное расстояние увеличивалось примерно на 10 % в направлении от центра к периферии.

В работах [127, 208] было осуществлено вращение пылевых кластеров вокруг их оси симметрии. В первой из этих работ вращение кластеров возбуждалось световым давлением лазерного луча, причем вызывалось не только вращение кластера как единого целого, но и отдельных его оболочек относительно друг друга. Во второй работе вращение кластера возбуждалось магнитным полем параллельным оси симметрии кластера. Магнитное поле искривляло траектории ионов, столкновения которых с пылевыми частицами и приводило к вращению кластеров.

В работе [209] исследованы колебания в пылевых кластерах, состоящих из 3, 4 и 7 частиц. Там же обсуждается применение этих результатов для диагностики пылевой плазмы (определение заряда частиц и длины экранирования плазмы). В этой связи отметим также работу [210], в которой рассмотрены условия устойчивости и получены аналитические выражения для частот основных мод (для произвольного потенциала межчастичного взаимодействия) для простейших кластеров, состоящих из 2, 3 и 4 частиц.

4. Колебания, волны и неустойчивости в пылевой плазме

Этот раздел посвящен волновым процессам в пылевой плазме. При выборе материала приоритет в основном отдавался явлениям, для которых существуют как теоретические, так и экспериментальные результаты, и которые используются для диагностики лабораторной пылевой плазмы. Поэтому основу изложения составляет рассмотрение линейных колебаний в пылевой плазме без магнитного поля, хотя существует также обширная литература по теории нелинейных волн и волн в магнитном поле. Основное внимание уделяется эффектам, связанным именно с наличием пылевой компоненты. Часто они не имеют аналога в обычной многокомпонентной плазме. В разделе 4.1 рассматривается вопрос об осцилляциях уединенной частицы в приэлектродных слоях газовых разрядов. В разделе 4.2 дается введение в теорию линейных волн в пылевой плазме и рассматриваются некоторые механизмы их неустойчивости и затухания. В разделе 4.3 обсуждаются некоторые экспериментальные результаты, в том числе генерация волн как средство диагностики пылевой плазмы.

4.1. Колебания одиночных частиц в приэлектродном слое газового разряда

Во многих лабораторных экспериментах отрицательно заряженные частицы могут левитировать только в областях достаточно сильного электрического поля, где сила тяжести компенсируется электростатической силой. Такой областью зачастую является, например, приэлектродный слой ВЧ-разряда, где усредненное за период электрическое поле направлено по направлению силы тяжести (из-за большой массы пылевые частицы, как, впрочем, и ионы, не реагируют на ВЧ-поле ($f \sim 14$ МГц)). Это относится и к прикатодному слою разряда постоянного тока. Электрическое поле в этих областях растет практически линейно по направлению к электроду [211] и достигает достаточно большой величины на его поверхности. Изменение заряда частиц связано с ускорением ионов под действием электрического поля и с увеличением отношения $n_i/n_e > 1$ по мере приближения к электроду (рис. 2б). Обычно заряд сначала несколько уменьшается (увеличивается по абсолютной величине), достигает минимума, а затем возрастает и даже может стать положительным в непосредственной близости от электрода. Пример численного расчета зависимости поверхностного потенциала частицы от расстояния до электрода при некоторых параметрах плазмы для бесстолкновительных и столкновительных приэлектродных слоев в ВЧ-разряде и разряде постоянного тока можно найти в работе [113]. Для не слишком тяжелых частиц обычно существует устойчивое положение равновесия частицы в приэлектродном слое. Сопоставим ему вертикальную координату $z = 0$. Из условия баланса сил следует

$$m_d g + Z_{d0} E_0 = 0, \quad (79)$$

где $Z_{d0} = Z_d(0)$ и $E_0 = E(0)$. Для малых смещений частицы относительно положения равновесия (линейных колебаний) потенциальная энергия может быть выражена в виде $W(z) \approx m_d \Omega_v^2 z^2 / 2$, где

$$\Omega_v = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{Z_d(z) E(z)}{m_d} \right]_{z=0} \quad (80)$$

представляет собой частоту вертикальных осцилляций. Как видно из соотношения (80), Ω_v зависит от производной электростатической силы в положении равновесия и массы частицы. Вследствие относительно большой массы пылевых частиц значение Ω_v обычно не слишком велико и лежит в диапазоне $1 - 100 \text{ с}^{-1}$. Поэтому низкочастотное воздействие на частицу можно использовать для определения резонансной частоты вертикальных колебаний, которая выражается через параметры плазмы и частиц.

В качестве простейшего примера рассмотрим гармоническое воздействие на частицу. Уравнение малых колебаний имеет вид

$$\ddot{z} + \nu_{\text{дн}} \dot{z} + \Omega_v^2 z = \frac{F_{\text{ex}}(t)}{m_d}, \quad (81)$$

где в данном случае $F_{\text{ex}} = f_0 \cos \omega t$, а f_0 обозначает амплитуду внешней силы. Уравнение (81) — это уравнение вынужденных колебаний при наличии трения (см., например, [137]), решение которого для установившихся колебаний имеет вид $z(t) = A(\omega) \cos(\omega t + \delta)$, где $A(\omega)$ —

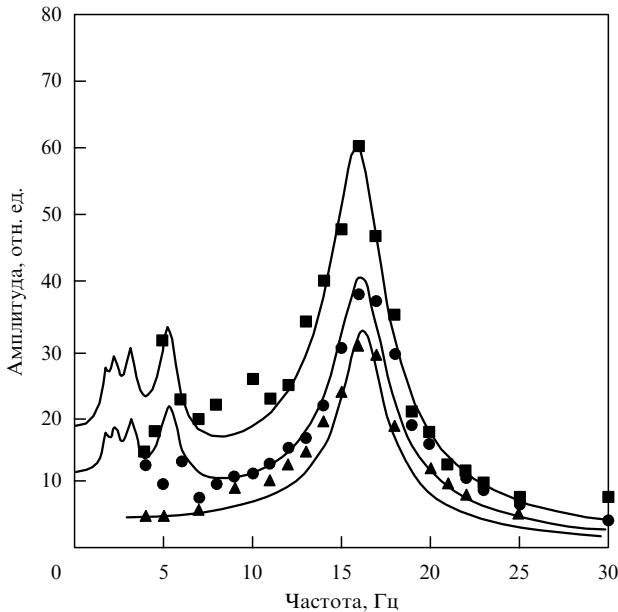


Рис. 13. Зависимость амплитуды вынужденных колебаний пылевой частицы в приэлектродном слое ВЧ-разряда от частоты [213]. Символы соответствуют экспериментальным результатам, кривые — теоретическим. Использовались различные методы возбуждения колебаний: подача низкочастотного синусоидального напряжения на электрод (\blacktriangle), подача ступенчатого напряжения на электрод (\bullet), возбуждение, создаваемое механическим прерывателем лазерного излучения, сфокусированного на частице, аналогичное ступенчатой возбуждающей силе (\blacksquare). Всем методам возбуждения соответствует одна и та же резонансная частота ~ 17 Гц, по значению которой можно оценить заряд частицы. (Рисунок любезно предоставлен А. Пилем.)

амплитуда вынужденных колебаний,

$$A(\omega) = \frac{f_0}{m_d \sqrt{(\Omega_v^2 - \omega^2)^2 + v_{dn}^2 \omega^2}}, \quad (82)$$

δ — сдвиг фаз, $\tan \delta = v_{dn} \omega / (\omega^2 - \Omega_v^2)$. Амплитуда возрастает при приближении ω к Ω_v и достигает максимума при $\omega = (\Omega_v^2 - v_{dn}^2/2)^{1/2}$. Значение ω , соответствующее максимуму амплитуды, при $v_{dn} \ll \Omega_v$ отличается от Ω_v лишь на величину второго порядка малости. Таким образом, изменяя частоту воздействия ω и измеряя амплитуду осцилляций (82), можно определить частоту Ω_v , а также v_{dn} . Такие измерения были впервые осуществлены в работе [16] и позднее использовались для определения заряда пылевых частиц в работах [212–216]. Возбуждение происходит либо за счет подачи дополнительного низкочастотного напряжения на электрод (в модифицированном варианте — на малый зонд, помещенный в плазму вблизи левитирующей частицы), либо за счет воздействия на частицу излучением лазера [215]. Возбуждающая сила не всегда гармоническая, однако это практически не сказывается на основных свойствах осцилляций. Типичные экспериментальные результаты представлены на рис. 13.

Основная сложность оценки заряда частицы из результатов эксперимента состоит в определении связи между Ω_v и Z_d . Часто предполагают, что зависимость заряда частицы от вертикальной координаты существенно слабее, чем зависимость напряженности электрического поля, т.е. в первом приближении можно полагать, что $Z_d \approx Z_{d0} = \text{const}$, тогда $\Omega_v^2 \approx -Z_{d0} E'(0) / m_d$.

Величина производной E' часто практически постоянна вдоль длины слоя и связана с концентрациями электронов и ионов уравнением Пуассона

$$E'(z) = 4\pi e [n_i(z) - n_e(z)].$$

Концентрации n_i и n_e определяются экстраполяцией результатов зондовых измерений в объеме плазмы в область приэлектродного слоя с помощью различных теоретических моделей. Зондовые измерения в слое не практикуются ввиду сложности их интерпретации. В связи с этим точность описанного метода не слишком велика, однако он широко применяется ввиду его простоты и отсутствия методов, существенно превосходящих его по точности.

При увеличении амплитуды возбуждающей силы колебания могут становиться нелинейными. Эксперименты и их теоретическая трактовка описаны в работах [217, 218]. Пример численной модели, учитывающей зависимость заряда частиц, электрического поля и амплитуды внешней силы от вертикальной координаты, а также расположение источника возбуждения относительно частицы и баланс внешних сил в области приэлектродного слоя, приведен в работе [219]. Характерной особенностью нелинейных колебаний является гистерезис зависимости их амплитуды от частоты. Отметим также, что возбуждение нелинейных колебаний, в принципе, позволяет исследовать распределение поля и/или заряда пылевых частиц по длине приэлектродного слоя.

Вертикальные осцилляции частиц в приэлектродных слоях газовых разрядов могут быть связаны не только с действием внешней возбуждающей силы, но и возникать самопроизвольно в результате эффектов, специфичных для пылевой плазмы. Так, в экспериментах наблюдалось резкое возрастание амплитуды вертикальных колебаний [220, 221] при определенных условиях, например при понижении давления, в приэлектродном слое разряда постоянного тока и ВЧ-разряда. Различные аспекты теории вертикальных колебаний рассмотрены в работах [72, 74, 78, 222]. При дальнейшем изложении мы опускаем рассмотрение простейшего эффекта, связанного с броуновским движением частицы, вызванным случайным характером столкновений с атомами нейтрального газа. Этот эффект имеет место всегда и аддитивен с остальными, а его величина (амплитуда колебаний) обычно невелика с практической точки зрения.

Один из эффектов, приводящих к вертикальным осцилляциям, связанный со случайными вариациями заряда частиц, которые обусловлены стохастической природой процесса зарядки, рассмотрен в работах [72, 74, 75]. Для его описания правую часть (81) нужно представить в виде $F_{ex} = eE_0 \delta Z_d$, где δZ_d — случайное отклонение заряда от его среднего значения, являющееся случайной функцией времени. Амплитуда осцилляций также будет являться случайной функцией времени. Однако, используя свойства случайных вариаций заряда (32)–(35), можно найти ее среднеквадратичную величину. Легко показать, что для характерных условий, $\Omega_{ch} \gg \Omega_v \gg v_{dn}$, средний квадрат амплитуды осцилляций, связанных со случайными вариациями заряда, оцениваемый как

$$\langle \Delta z^2 \rangle \approx \frac{g^2 \gamma^2}{|Z_d| \Omega_{ch} \Omega_v^2 v_{dn}}, \quad (83)$$

возрастает с уменьшением давления нейтрального газа. Отметим также, что поскольку $\Omega_{ch} \propto a$, $v_{dn} \propto a^{-1}$, $|Z_d| \propto a$ и в первом приближении $\Omega_v \propto |Z_d|/m_d \propto a^{-2}$, то $\langle \Delta z^2 \rangle \propto a^3$, т.е. средний квадрат амплитуды осцилляций частицы пропорционален ее массе.

Другой эффект, также связанный с непостоянством заряда пылевых частиц, обусловлен конечным временем зарядки. Качественная теория этого эффекта для описания результатов экспериментов была предложена в [220]. Экспериментальные наблюдения состояли в следующем: при уменьшении давления и/или плотности плазмы ниже некоторого критического значения (для давления соответствующее значение $p \sim 3$ мторр) наблюдается самопроизвольное возбуждение осцилляций (рост амплитуды) пылевых частиц, левитирующих в приэлектродном слое разряда постоянного тока. Временной масштаб роста амплитуды составлял ~ 10 с. В конечном состоянии происходит либо насыщение — амплитуда становится постоянной, например, за счет нелинейных эффектов, либо, если амплитуда слишком велика, частица покидает плазму, достигая поверхности электрода. Такое поведение свидетельствует о существовании механизма неустойчивости вертикальных колебаний, реализующегося при понижении давления нейтрального газа. Физическая интерпретация, предложенная в [220], состоит в следующем: из-за конечного времени зарядки при колебаниях частицы заряд несколько запаздывает относительно "равновесного" значения $Z_d^{(eq)}(z)$, соответствующего бесконечно медленному движению частицы. Движение частицы при этом перестает быть потенциальным. Если в положении равновесия $Z_d'(0) < 0$, то при движении частицы в направлении поля (вниз) абсолютная величина заряда $|Z_d(z)|$ меньше равновесного значения $|Z_d^{(eq)}(z)|$. При движении частицы против поля (вверх) справедливо обратное неравенство. Тем самым частица в среднем за период приобретает энергию от электрического поля. Если приращение энергии превышает диссипацию за счет трения, то колебания становятся неустойчивыми.

Количественная интерпретация данного механизма сформулирована в [78]. Правая часть соотношения (83) выглядит в данном случае как $F_{ex} = eE_0 \delta Z_d$, где $\delta Z_d = Z_d(z, t) - Z_d^{(eq)}(z)$, при равновесном заряде $Z_d^{(eq)}(z) = Z_{d0} + zZ_d'(0)$. Динамика зарядки описывается уравнением (27), которое в данном случае сводится к уравнению

$$\frac{\partial \delta Z_d}{\partial t} + \dot{z} \frac{\partial \delta Z_d}{\partial z} = -\Omega_{ch} \delta Z_d. \quad (84)$$

Полагая колебания гармоническими, $z, \delta Z_d \propto \exp(-i\omega t)$, из (81) с учетом (84) получим уравнение

$$(\omega_{ch} - i\omega)(\omega^2 + iv_{dn}\omega - \Omega_v^2) = -i\omega \frac{eE_0}{m_d} Z_d'(0). \quad (85)$$

При выполнении условий $\Omega_{ch} \gg \Omega_v \gg v_{dn}$ в случае слабонеустойчивых (слабозатухающих) колебаний, $|\operatorname{Re} \omega| \gg |\operatorname{Im} \omega|$, получаем:

$$\operatorname{Re} \omega \approx \Omega_v, \quad 2 \operatorname{Im} \omega \approx -v_{dn} - \frac{eE_0}{m_d \Omega_{ch}} Z_d'(0). \quad (86)$$

Неустойчивости соответствует условие $\operatorname{Im} \omega > 0$. Таким образом, необходимым условием неустойчивости явля-

ется $Z_d'(0) < 0$, а достаточным — условие

$$\left| \frac{Z_d'(0)}{Z_{d0}} \right| > \frac{v_{dn} \Omega_{ch}}{g}$$

(здесь использовано условие баланса сил). Именно этот тип неустойчивости предложен в качестве объяснения увеличения амплитуды вертикальных колебаний при уменьшении давления в эксперименте [220]. Некоторые другие возможные механизмы неустойчивости предложены в экспериментальной работе [221], посвященной исследованию неустойчивости вертикальных осцилляций в приэлектродном слое ВЧ-разряда.

4.2. Линейные волны и неустойчивости в идеальной пылевой плазме

Практически одновременно с кристаллизацией пылевой плазмы экспериментально было обнаружено существование новых низкочастотных колебаний (пылевого звука) и неустойчивостей, приводящих к самовозбуждению бегущих волн [18, 222–225]. Это вызвало повышенный интерес к теоретическому изучению волновых процессов в пылевой плазме. Наиболее последовательный подход к этой проблеме, требующий решения кинетических уравнений для пылевой плазмы, сопряжен с рядом трудностей, связанных с появлением дополнительной степени свободы (заряда пылевых частиц), а также необходимостью корректного вычисления интегралов упругих и неупругих столкновений. Попытки создания кинетической теории были предприняты в работах [226–230]. Однако эту задачу нельзя считать окончательно решенной. Поэтому в разделах 4.2.1, 4.2.2 мы в основном ограничимся простейшим и наиболее наглядным гидродинамическим описанием пылевой плазмы, хотя в разделе 4.2.3, посвященном затуханию и неустойчивости колебаний, будут использованы простейшие результаты кинетической теории обычной многокомпонентной плазмы.

4.2.1. Основные уравнения. Сформулируем систему уравнений для описания продольных колебаний однородной идеальной плазмы в отсутствие внешних сил, действующих на пылевые частицы. Для пылевой компоненты уравнение непрерывности и уравнение сохранения импульса имеют вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_d v_d) = 0, \quad (87)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial t} = -\frac{eZ_d}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_d n_d} \frac{\partial p_d}{\partial x} - \sum_{j=e,i,n} v_{dj}(v_d - v_j), \quad (88)$$

В правой части уравнения (88) учтена электрическая сила в поле волны, давление пылевой компоненты, а также передача импульса за счет столкновений пылевых частиц с электронами, ионами и нейтральными частицами, характеризующаяся эффективными частотами v_{de} , v_{di} и v_{dn} соответственно. Следует иметь в виду, что в отличие от v_{dn} частоты v_{de} и v_{di} характеризуют как непосредственные столкновения (поглощение) электронов и ионов с пылевой частицей, так и процессы упругого (кулоновского) рассеяния на потенциале последней. Уравнения

для электронов и ионов имеют вид

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_\alpha v_\alpha) = Q_{I\alpha} - Q_{L\alpha}, \quad (89)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\alpha}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial x} = & -\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_\alpha n_\alpha} \frac{\partial p_\alpha}{\partial x} - \frac{v_\alpha}{n_\alpha} \tilde{Q}_{L\alpha} - \\ & - \sum_{j \neq \alpha (j=e, i, d, n)} v_{\alpha j} (v_\alpha - v_j), \end{aligned} \quad (90)$$

где индекс $\alpha = e, i$ для электронов и ионов соответственно, $e_e = -e$, $e_i = e$. В правой части уравнения (89) слагаемые $Q_{I\alpha}$ и $Q_{L\alpha}$ описывают рождение и гибель электронов и ионов. Рождение может быть связано с ионизацией плазмы, а также иногда с процессами на поверхности пылевых частиц, например, с термо-, фото-эмиссией и вторичной электронной эмиссией. Гибель может быть обусловлена объемной рекомбинацией, уходом на стенки разрядной камеры, поглощением пылевыми частицами и т.д. В невозмущенном состоянии $Q_{I\alpha 0} = Q_{L\alpha 0}$. Первые два слагаемых в правой части (90) описывают действие электрического поля волны и давление соответствующей компоненты. Третий член связан лишь с потерей импульса за счет "внешних" процессов (рекомбинация в плазме, гибель при уходе на стенки) в предположении, что частицы, возникающие взамен при ионизации, первоначально покоятся — гибель на пылевых частицах учитывается следующим слагаемым. Наконец, четвертый член описывает передачу импульса при столкновениях между частицами различного типа, в том числе поглощение электронов и ионов пылевыми частицами. Отметим соотношение между характерными частотами, следующее из закона сохранения импульса, $n_\alpha m_\alpha v_{\alpha\beta} = n_\beta m_\beta v_{\beta\alpha}$.

Уравнения (87)–(90) необходимо дополнить уравнением состояния, которое в простейшем случае записывается как

$$p_j = \text{const} \cdot n_j^{\gamma_j}. \quad (91)$$

Показатель степени $\gamma_j = 1$ соответствует изотермическим колебаниям j -й компоненты, $\gamma_j = 5/3$ — адиабатическим. В общем случае уравнение (91) можно рассматривать как некоторое уравнение состояния типа политропы.

Характерной особенностью колебаний в пылевой плазме является то, что заряд пылевых частиц нельзя считать фиксированным. Дело в том, что заряд пылевых частиц определяется локальными параметрами окружающей плазмы (концентрациями электронов и ионов, их скоростью, потенциалом плазмы) и при распространении колебаний отслеживает изменение последних. Поэтому систему (87)–(91) необходимо дополнить уравнением, описывающим подобно уравнению (27) изменение заряда пылевых частиц при распространении колебаний, которое для движущихся частиц имеет вид

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial Z_d}{\partial x} = \sum_j I_j. \quad (92)$$

Уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e [n_i - n_e + Z_d n_d] \quad (93)$$

замыкает систему.

Система уравнений (87)–(93) может быть использована для исследования колебаний в идеальной пылевой плазме в рамках гидродинамического подхода. Как видно из выписанных уравнений, пылевая плазма характеризуется гораздо большим разнообразием процессов, чем обычная многокомпонентная плазма. Детальный анализ уравнений достаточно сложен. Кроме того, необходимо использовать различные предположения о природе источников рождения и гибели электронов и ионов в зависимости от конкретной задачи. Некоторые теоретические результаты исследования волн в пылевой плазме и их неустойчивости (устойчивости) получены в оригинальных работах [66, 128, 231–235]. Исходные уравнения в этих работах близки к системе уравнений (87)–(93). Однако в них сделаны различные допущения о доминирующих процессах рождения (гибели) электронов и ионов, о частотах упругих и неупругих столкновений и т.д. В разделах 4.2.2 и 4.2.3, не претендуя на полноту анализа, мы рассмотрим лишь некоторые важные частные случаи линейных колебаний в пылевой плазме, а также их неустойчивость и затухание в простейшей интерпретации.

4.2.2. Ионно-звуковые и пылезвуковые колебания. Как мы уже неоднократно отмечали, пылевая компонента не только изменяет зарядовый состав плазмы, но и приводит к появлению новых временных и пространственных масштабов в системе. Тем самым следует ожидать не только видоизменения ветвей колебаний, существующих без пылевой компоненты, но и появления новых. Ниже мы рассмотрим модификацию дисперсионного соотношения ионно-звуковых колебаний, а также появление новой ветви низкочастотных колебаний — пылевого звука. Последняя особенно важна с точки зрения экспериментальных исследований пылевой плазмы, поскольку характерная область частот $\omega \sim 1 - 100 \text{ с}^{-1}$ легко доступна для обработки и анализа с помощью простейших методов.

Линеаризуем систему уравнений (87)–(93) в предположении малости возмущений. Для этого представим: $n_j = n_{j0} + n_{j1}$, $v_j = v_{j0} + v_{j1}$ ($j = e, i, d$), $\phi = \phi_1$ и предположим, что возмущения имеют вид плоской волны $\exp(-i\omega t + ikx)$. Пренебрежем также для простоты всеми столкновениями, что возможно только при небольших длинах волн, когда характерные длины свободного пробега больше характерного масштаба задачи (длины волны). При этом, строго говоря, мы должны считать и заряд пылевых частиц постоянным, так как его изменение связано с неупругими столкновениями с электронами и ионами плазмы, которыми мы пренебрегаем.

Такая идеализированная модель чрезвычайно упрощает ситуацию по сравнению с условиями большинства экспериментов и неприменима для их описания. Однако рассмотреть ее полезно, поскольку она может служить основой для изучения влияния тех или иных процессов, зачастую качественно определяющих конечный результат.

Условие квазинейтральности невозмущенного состояния имеет вид (15). Уравнение Пуассона (93) сводится к виду

$$-k^2 \phi_1 = -4\pi e [n_{i1} - n_{e1} + Z_d n_{d1}]. \quad (94)$$

Выражая с помощью (87)–(91) возмущения концентраций компонент через потенциал волны ϕ_1 , получаем

дисперсионное соотношение

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \chi_e + \chi_i + \chi_d = 0, \quad (95)$$

где

$$\chi_e = \frac{4\pi n_{e1}}{k^2 \phi_1}, \quad \chi_i = -\frac{4\pi n_{i1}}{k^2 \phi_1}, \quad \chi_d = -\frac{4\pi Z_d n_{d1}}{k^2 \phi_1}$$

— отклики соответствующих компонент; в более общем случае, учитывающем вариации заряда пылевых частиц, χ_d должно быть записано в виде

$$\chi_d = -\frac{4\pi e}{k^2 \phi_1} (Z_{d0} n_{d1} + Z_{d1} n_{d0}).$$

В рассматриваемом простейшем примере получаем

$$\chi_j = -\frac{\omega_{pj}^2}{(\omega - kv_{0j})^2 - \gamma_j k^2 v_{Tj}^2}, \quad (96)$$

где $j = e, i, d$, т.е. такое же дисперсионное соотношение, как и для многокомпонентной бесстолкновительной плазмы в гидродинамическом приближении. Специфика пылевой плазмы в данном простейшем приближении состоит только в сильной асимметрии отношения заряда к массе для различных компонент:

$$\frac{e}{m_e} : \frac{e}{m_i} : \frac{|Z_d|e}{m_d} \sim 1 : 10^{-5} : 10^{-13}.$$

При этом с большим запасом выполняется неравенство $\omega_{pe} \gg \omega_{pi} \gg \omega_{pd}$.

В отсутствие направленного движения компонент, $v_{j0} = 0$, и для высоких частот $\omega \gg kv_{Te} \gg kv_{Ti} \gg kv_{Td}$ закон дисперсии имеет вид

$$1 - \sum_{j=e,i,d} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} = 0. \quad (97)$$

В силу сказанного выше наличие пыли практически не влияет в этом приближении на спектр высокочастотных ленгмюровских волн, $\omega \approx \omega_{pe}$.

При более низких частотах $kv_{Te} \gg \omega \gg kv_{Ti} \gg kv_{Td}$ имеем $\chi_e \approx 1/(k^2 \lambda_{De}^2)$ ($\gamma_e = 1$) и $\chi_i \approx -\omega_{pi}^2/\omega^2$, а дисперсионное соотношение принимает вид

$$\omega^2 \approx \frac{\omega_{pi}^2 k^2 \lambda_{De}^2}{1 + k^2 \lambda_{De}^2}, \quad (98)$$

отсюда следует, что при $k\lambda_{De} \gg 1$ $\omega \approx \omega_{pi}$. В обратном предельном случае, $k\lambda_{De} \ll 1$, имеют место ионно-звуковые колебания, $\omega \approx kC_{IA}$, скорость звука которых определяется выражением

$$C_{IA} = \left(\frac{T_e}{m_i} \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \right)^{1/2}. \quad (99)$$

Это выражение отличается от стандартного выражения для скорости ионного звука в неравновесной (неизотермической) плазме, $T_e \gg T_i$ (см., например, [89]), множителем $\sqrt{n_{i0}/n_{e0}}$. Условие существования ионного звука $T_e \gg T_i$, следующее из условия $C_{IA} \gg v_{Ti}$, несколько смягчается, поскольку при наличии отрицательно заряженной пылевой компоненты $n_i/n_e > 1$. Таким образом, влияние заряженных пылевых частиц на спектр ионно-звуковых волн сводится к появлению зависимости скоро-

сти их распространения от концентрации и заряда пылевых частиц. Влияние пылевой компоненты на дисперсию ионного звука было впервые рассмотрено в [236].

В области еще более низких частот

$$kv_{Te} \gg kv_{Ti} \gg \omega \gg kv_{Td}$$

имеем $\chi_{e(i)} \approx 1/(k^2 \lambda_{De(i)}^2)$ ($\gamma_e = 1, \gamma_i = 1$), $\chi_d = -\omega_{pd}^2/\omega^2$, и закон дисперсии при обозначении $\lambda_{D}^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$ приобретает вид

$$\omega^2 \approx \frac{\omega_{pd}^2 k^2 \lambda_D^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}. \quad (100)$$

В пределе $k\lambda_D \gg 1$ уравнение (100) дает $\omega \approx \omega_{pd}$, в противоположном предельном случае $\omega \approx kC_{DA}$. Эта ветвь, не существующая в отсутствие пылевых частиц, называемая пылевым звуком (Dust Acoustic Wave, DAW), впервые была рассмотрена в [237]. Скорость пылевого звука определяется выражением

$$C_{DA} = \omega_{pd} \lambda_D = \sqrt{\frac{|Z_d| T_i}{m_d}} \sqrt{\frac{P\tau}{1 + \tau + P\tau}}. \quad (101)$$

Условие существования пылевого звука $C_{DA} \gg v_{Td}$ может выполняться даже при $T_d > T_i$ за счет большой величины заряда Z_d (при не слишком малых значениях параметра P). Это существенно отличает пылевой звук от ионного звука в обычной электрон-ионной плазме, который может существовать, лишь когда температура легкой электронной компоненты существенно превышает температуру тяжелой компоненты, $T_e \gg T_i$. Напомним, что при получении дисперсионных соотношений столкновениями пренебрегалось, поэтому пылевой звук (101) иногда называют коротковолновым [3].

4.2.3. Затухание и неустойчивость колебаний в пылевой плазме. Рассмотрим кратко некоторые механизмы затухания и неустойчивостей электростатических колебаний в плазме, связанные с наличием пылевой компоненты. Ограничимся здесь в основном низкочастотной ветвью колебаний — пылевым звуком. Если необходимо знать поведение колебаний во времени, то частоту колебаний следует представить в виде $\omega = \omega_r + i\gamma$, где $\omega_r = \text{Re } \omega$ и $\gamma = \text{Im } \omega$ — вещественная и мнимая составляющие частоты соответственно. При этом условие $\gamma < 0$ в наших обозначениях соответствует затуханию колебаний, а $\gamma > 0$ — их нарастанию (неустойчивости). В случае малости затухания (нарастания) колебаний имеет место следующее соотношение для декремента затухания (инкремента нарастания) [89]:

$$\gamma = -\frac{\text{Im } \varepsilon(\omega, k)}{\partial \text{Re } \varepsilon(\omega, k) / \partial \omega}, \quad (102)$$

которое мы будем использовать в дальнейшем изложении.

Одним из процессов, приводящих к диссипации энергии колебаний, являются столкновения. В слабоионизованной плазме доминируют столкновения с нейтральными частицами. Учет этих столкновений приводит к следующему изменению дисперсионного соотношения (100):

$$\omega(\omega + iv_{dn}) \approx \frac{\omega_{pd}^2 k^2 \lambda_D^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}. \quad (103)$$

Декремент затухания в данном случае при $\omega \gg v_{dn}$ определяется как

$$\gamma = -\frac{v_{dn}}{2}. \quad (104)$$

Другим механизмом, приводящим к затуханию колебаний, как и в обычной электрон-ионной плазме, является механизм затухания Ландау, который следует из кинетического подхода к описанию колебаний. Использование простейшего подхода, состоящего в решении уравнений Власова для электронов, ионов и пылевых частиц с фиксированным зарядом, без учета каких бы то ни было столкновений, позволяет получить для отклика соответствующих компонент

$$\chi_j = \frac{1}{k^2 \lambda_{Dj}^2} \left[1 + F \left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k v_{Tj}} \right) \right], \quad (105)$$

где $F(x)$ — так называемая дисперсионная функция плазмы, имеющая асимптотики (см., например, [110])

$$F(x) = \begin{cases} -1 - \frac{1}{2} x^2 - \frac{3}{4} x^4 + i\sqrt{\pi} x \exp(-x^2), & x \gg 1, \\ -2x^2 + i\sqrt{\pi} x, & x \ll 1, \end{cases} \quad (106)$$

где x — действительный аргумент. Для пылезвуковых колебаний при $k v_{Td} \ll \omega \ll k v_{Ti}, k v_{Te}$ из (105) и (106) следует:

$$\chi_{e(i)} \approx \frac{1}{k^2 \lambda_{De(i)}^2} \left[1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k v_{Te(i)}} \right],$$

$$\chi_d \approx -\frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} \left[1 - i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\omega}{k v_{Td}} \right)^3 \exp \left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{Td}^2} \right) \right].$$

Дисперсионное соотношение определяется подстановкой этих выражений в (95). Рассмотрим вклад в затухание колебаний, вносимый различными компонентами. Декремент затухания на пылевых частицах равен

$$\gamma = -\omega \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{\omega}{k v_{Td}} \right)^3 \exp \left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{Td}^2} \right). \quad (107)$$

Условие малости затухания сводится к требованию большой величины показателя экспоненты, $\omega^2/2k^2 v_{Td}^2 \gg 1$, которое практически совпадает с условием $C_{DA} \gg v_{Td}$ и, как следовало ожидать, определяет пределы применимости гидродинамического описания пылезвуковых колебаний. Декремент затухания пылевого звука на ионах

$$\gamma = -\omega \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_{pd}} \right)^2 \left(\frac{C_{DA}}{v_{Ti}} \right)^3 \quad (108)$$

обычно мал, поскольку

$$\left| \frac{\gamma}{\omega_r} \right| \sim \sqrt{\frac{|Z_d| m_i}{m_d} \frac{P}{P+1}}$$

при $\tau \gg 1$, а $|Z_d| m_i / m_d \ll 1$. Вкладом в затухание электронов практически всегда можно пренебречь, так как $\text{Im} \chi_e / \text{Im} \chi_i = \sqrt{\pi} \tau^{-3/2} n_e / n_i \ll 1$.

Аналогичный анализ может быть проведен и при наличии направленных скоростей у плазменных компонент. При этом в аргументе дисперсионной функции F следует произвести замену $\omega \rightarrow \omega - k u_0$. Некоторые частные случаи будут рассмотрены ниже. Учет столкновений приводит к замене ω на $\omega + i v_j$, где v_j — эффективная частота столкновений компоненты j . В слабоионизованной плазме v_j часто определяется столкновениями с нейтралами. Нужно иметь в виду, что учет столкновений видоизменяет выражение (105) (см., например, [89]). Кроме того, асимптотики дисперсионной функции плазмы F для мнимого аргумента в некоторых случаях отличаются от (106) [238]. Мы не будем подробно рассматривать данную ситуацию.

Рассмотрим теперь специфичный для пылевой плазмы эффект, связанный с вариациями заряда пылевых частиц. Выше отмечалось, что заряд пылевых частиц выступает как дополнительная степень свободы пылевой компоненты, и его возмущения следует учитывать при описании колебаний в системе. Для определенности рассмотрим плазму, где заряд пылевых частиц связан исключительно с поглощением электронов и ионов, которое может быть описано в рамках приближения OML. Полагая $n_{e(i)} = n_{e(i)0} + n_{e(i)1}$, $Z_d = Z_{d0} + Z_{d1}$ и $v_{j0} = 0$ ($j = i, e, d$) (изотропная плазма) из уравнения (92) с учетом выражений для электронного и ионного потоков (7) и (8) получим следующее уравнение для возмущенного заряда пылевых частиц:

$$\frac{\partial Z_{d1}}{\partial t} + \Omega_{ch} Z_{d1} = I_{e0} \left(\frac{n_{i1}}{n_{i0}} - \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \right), \quad (109)$$

где $I_{e0} = I_{i0}$ — поток электронов (или ионов) на поверхность пылевой частицы в невозмущенном состоянии, а частота зарядки определяется выражением (30). Уравнение (109) также применимо при $v_{j0} \ll v_{Tj}$ ($j = e, i$), поскольку, как отмечалось в разделе 2.2, возмущения потоков в этом случае имеют второй порядок малости по возмущению скорости v_{j0}/v_{Tj} . Для низкочастотных колебаний типа пылевого звука имеем $n_{i1}/n_{i0} = -e\phi_1/T_i$, $n_{e1}/n_{e0} = e\phi_1/T_e$, так что линеаризация (109) дает

$$Z_{d1} = -i \frac{I_{e0}(1 + T_e/T_i)}{\omega + i\Omega_{ch}} \frac{e\phi_1}{T_e}, \quad (110)$$

а дисперсионное соотношение с учетом вариаций заряда приобретает вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_D^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} + \frac{\Phi}{k^2 \lambda_{De}^2} = 0, \quad (111)$$

где последнее слагаемое связано с вариациями заряда, а

$$\Phi = i \frac{I_{e0}(1 + T_e/T_i)}{\omega + i\Omega_{ch}} \frac{n_{d0}}{n_{e0}}.$$

Обычно выполняется условие $\Omega_{ch} \gg \omega$, поэтому рассматриваемый эффект дает основной вклад в действительную часть дисперсионного соотношения. В этом случае выражение для Φ упрощается:

$$\Phi = \frac{P(1 + \tau)(1 + z\tau)}{z(1 + \tau + z\tau)},$$

а дисперсионное соотношение (111) можно переписать в виде

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_D^2} \left[1 + \frac{P(1+\tau)(1+z\tau)}{z(1+\tau+z\tau)(1+\tau+P\tau)} \right] - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} = 0. \quad (112)$$

Как следует из последнего выражения, вариации зарядов несколько уменьшают фазовую скорость пылевого звука, однако при разумных параметрах пылевой плазмы эффект не слишком велик. Вариации зарядов также дают вклад и в мнимую часть дисперсионного соотношения. Из соотношения (111) и выражения для Φ следует, что они приводят к затуханию колебаний. Декремент затухания выписан, например, в работе [18]. Однако следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, для самосогласованного определения мнимой части частоты γ нужно учесть, по крайней мере, те столкновения, которые приводят к зарядке пылевых частиц. Следует удерживать соответствующие члены в уравнениях непрерывности и сохранения импульса для электронов и ионов и в уравнении сохранения импульса для пылевой компоненты. Кроме того, в уравнениях непрерывности для электронов и ионов должны быть учтены процессы, компенсирующие потери электронов и ионов в результате рекомбинации на пылевых частицах в невозмущенном состоянии. Мы не будем здесь останавливаться на подробном анализе результатов, а отметим лишь некоторые оригинальные работы, в которых при тех или иных предположениях рассмотрен эффект вариации зарядов на распространение различных типов колебаний в пылевой плазме, — [3, 18, 66, 233, 235, 239–247]. Во-вторых, в большинстве лабораторных установок основным эффектом, влияющим на мнимую часть дисперсионного соотношения, являются столкновения пылевых частиц (ионов — для высокочастотных мод типа ионного звука) с нейтральной компонентой.

Важным примером неустойчивости колебаний в пылевой плазме является потоковая неустойчивость, возникающая за счет движения ионов относительно в среднем покоящейся пылевой компоненты. Такая ситуация характерна для большинства экспериментальных условий в пылевой плазме, хотя скорость ионного дрейфа u_0 может существенно различаться в зависимости от конкретных условий — от $u_0 \ll v_{Ti}$ в объеме квазинейтральной плазмы до $u_0 \sim C_{AI} \gg v_{Ti}$ в бесстолкновительном приэлектродном слое положительного пространственного заряда. Электроны также могут обладать направленной скоростью, однако их движением, как правило, можно пренебречь. Анализ этого вида неустойчивости посвящены работы [225, 248–253].

Рассмотрим некоторые из полученных результатов для низкочастотных колебаний, $kv_{Td} \ll \omega \ll kv_{Ti}, kv_{Te}$. В рамках простейшего кинетического подхода для бесстолкновительной плазмы $\chi_e = 1/k^2 \lambda_{De}^2$ и $\chi_d = -\omega_{pd}^2/\omega^2$. Отклик ионов рассчитывается с помощью (105) с учетом замены $\omega \rightarrow \omega - ku_0$. В пределе $|\omega - ku_0| \ll kv_{Ti}$ имеем

$$\chi_i = \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega - ku_0}{kv_{Ti}} \right]. \quad (113)$$

Из дисперсионного соотношения (95) следует, что колебания неустойчивы при $u_0 > \omega/k$. Инкремент неустойчивости рассматриваемых пылезвуковых колебаний запи-

сывается при $u_0 \gg \omega/k$ в виде

$$\gamma = \omega_{pd} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{u_0}{v_{Ti}} \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_{Di}} \right)^2 \frac{k \lambda_D}{(1 + k^2 \lambda_D^2)^{3/2}}. \quad (114)$$

Как функция волнового числа k он достигает максимума при $k \lambda_D = 1/\sqrt{2}$. При этом $\omega_r = \omega_{pd}/\sqrt{3}$ и

$$\gamma_{\max} = \frac{\omega_{pd}}{3} \sqrt{\frac{\pi}{6}} \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_{Di}} \right)^2 \frac{u_0}{v_{Ti}}$$

определяют частотные характеристики наиболее неустойчивой моды [18]. Отметим, что использованное условие $|\omega - ku_0| \ll kv_{Ti}$ предполагает дотепловой дрейф ионов, $u_0 \ll v_{Ti}$, что не противоречит условию неустойчивости пылевого звука $u_0 > C_{DA}$, поскольку $C_{DA} \sim v_{Ti} \sqrt{|Z_d| m_i / m_d} \ll v_{Ti}$.

В случае надтеплого потока ионов, $u_0 \gg v_{Ti}$, пренебрегая экспоненциально малым слагаемым, получаем из (105) и (106) $\chi_i \approx -\omega_{pi}^2 (\omega - ku_0)^{-2}$. Отметим, что такое же выражение для отклика ионов следует в данном случае и из (96). Для низкочастотных ($\omega \ll ku_0$) длинноволновых ($k \lambda_{De} \ll 1$) колебаний дисперсионное уравнение (95) допускает неустойчивые решения. Так, при скорости потока ионов, близкой к ионно-звуковой скорости $u_0 \sim \omega_{pi} \lambda_{De} = C_{IA}$, частота колебаний имеет вид

$$\omega \approx \frac{1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_{pd}}{2\omega_{pi}} \right)^{2/3} k u_0. \quad (115)$$

При меньших, но надтепловых скоростях имеются два чисто мнимых решения, одно из которых неустойчиво:

$$\omega \approx \pm i \left(\frac{\omega_{pd}}{\omega_{pi}} \right) k u_0. \quad (116)$$

При учете ион-нейтральных столкновений можно исходить из гидродинамического приближения, которое для отклика ионов дает:

$$\chi_i = - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - ku_0)(\omega - ku_0 + i v_{in}) - k^2 v_{Ti}^2}. \quad (117)$$

Отклик ионов для $(\omega - ku_0)^2, v_{in} |\omega - ku_0| \ll k^2 v_{Ti}^2$ принимает вид [250]

$$\chi_i = \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[1 + i v_{in} \frac{\omega - ku_0}{k^2 v_{Ti}^2} \right].$$

Условием неустойчивости по-прежнему является $u_0 > \omega/k$, а инкремент неустойчивости при $u_0 \gg \omega/k$ определяется выражением

$$\gamma = \frac{1}{2} \omega_{pd} \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_{Di}} \right)^3 \left(\frac{v_{in}}{\omega_{pi}} \right) (1 + k^2 \lambda_D^2)^{-3/2} \frac{u_0}{v_{Ti}} \quad (118)$$

и принимает максимальное значение при $k \lambda_D \ll 1$. Отметим, однако, что при $v_{in} \ll kv_{Ti}$ гидродинамический подход не позволяет учесть доминирующее слагаемое, связанное с затуханием Ландау, — второе слагаемое в скобках в (113). Случай $u_0 \gg v_{Ti}$ с учетом ион-нейтральных и пыль-нейтральных столкновений, которые всегда стабилизируют рассматриваемые неустойчивости, а их учет производится аналогично (103), рассмотрен в

работе [185]. Здесь показано, что низкочастотные колебания могут быть неустойчивыми или устойчивыми в зависимости от соотношения между значениями v_{in}/ω_{pi} и v_{dn}/ω_{pd} при заданной скорости u_0 . Авторы работы [185] предположили, что данная неустойчивость может быть причиной "разогрева" пылевой компоненты, наблюдающегося в экспериментах при понижении давления нейтрального газа.

4.3. Волны в неидеальной пылевой плазме

Как уже отмечалось в разделе 3.1, в пылевой плазме относительно легко реализуется ситуация, когда пылевая компонента находится в неидеальном (сильно-неидеальном) состоянии. При этом взаимодействия и корреляции между пылевыми частицами могут оказывать существенное влияние на спектр колебаний. Предложены различные теоретические подходы для описания колебаний в неидеальной пылевой плазме. Рассмотрим некоторые из них.

Система пылевых частиц в области $1 \ll \Gamma_d \ll \Gamma_M$ находится в "жидкообразном" состоянии, и свойства колебаний близки к свойствам колебаний в вязкой жидкости. Для теоретического описания таких колебаний в работах [254–256] использовался метод "обобщенной гидродинамики". В работах [257, 258] применялся кинетический подход, учитывающий корреляции между пылевыми частицами. В работах [259, 260] для получения дисперсионного соотношения использован анализ, основанный на приближении квазилокализованного заряда (quasilocalized charge approximation), первоначально разработанном для описания систем с дальнедействующим кулоновским взаимодействием [261]. Критерием применимости различных теоретических моделей может служить численное моделирование пылевой плазмы. Обычно используется метод молекулярной динамики в рамках дебаевской модели [262, 263].

Отметим основные свойства колебаний неидеальной плазмы, воспроизводимые в большинстве моделей. В первых, помимо продольных колебаний может существовать также поперечная мода, которая имеет дисперсию звукового типа $\omega \sim k$ (групповая скорость постоянна) и может присутствовать при не слишком больших длинах волн, $k > k_{cr}$ [255, 263, 264]. Продольные колебания имеют звуковую дисперсию в длинноволновом пределе, $k\lambda \ll 1$. Однако для достаточно коротких волн звуковой характер дисперсии нарушается, а групповая скорость даже может менять знак, $\partial\omega/\partial k < 0$, т.е. зависимость $\omega(k)$ имеет максимум ω_{max} , значение которого может быть существенно меньше ω_{pd} и, как правило, уменьшается с увеличением $\kappa = \Delta/\lambda_D$. Пример дисперсионного соотношения приведен на рис. 14, где представлены результаты численного моделирования и их сравнение с аналитическими результатами, полученными в рамках различных теоретических моделей [263]. Отметим, что учет столкновений пылевых частиц с нейтральными может уменьшать эффект неидеальности пылевой системы. Различие между сильнонеидеальной и слабо-неидеальной пылевой плазмой при $v_{dn}/\omega_{pd} \sim 1$ практически исчезает [255, 259].

При еще более сильном межчастичном взаимодействии, $\Gamma > \Gamma_M$, частицы формируют кристаллическую структуру, и спектр колебаний становится аналогичным спектру колебаний в твердом теле. Могут существовать одна продольная и две поперечные моды, которые

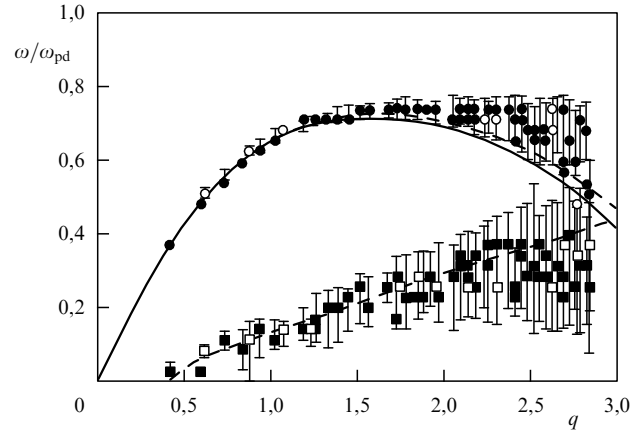


Рис. 14. Дисперсия продольных и поперечных волн в неидеальной дебаевской системе при $\Gamma_d \approx 130$ и $\kappa \approx 1,6$ [263]. Частота нормирована на плазменно-пылевую частоту ω_{pd} , а длина волны — на характерное расстояние между частицами, $q = ka_{WS}$, где $a_{WS} = (4\pi n_d/3)^{-1/3}$ — радиус Вигнера–Зейтца. Символы соответствуют численному моделированию методом молекулярной динамики. Кружки — продольная мода, квадраты — поперечная мода (сплошные для $N = 800$ частиц, полые для $N = 250$). Кривые — сравнение результатов моделирования с теоретическими моделями. Верхняя сплошная (штриховая) кривая соответствует дисперсионному соотношению, полученному для продольной моды в рамках приближения квазилокализованного заряда (обобщенной гидродинамики). Нижняя штриховая кривая соответствует дисперсии поперечных колебаний в рамках обобщенной гидродинамической модели (получена путем подгонки параметров модели для наилучшего согласия с численными результатами). (Рисунок любезно предоставлен С. Хамагучи.)

принято называть решеточными волнами в пылевом кристалле (Dust Lattice Waves, DLW). Для описания колебаний в пылевом кристалле, как правило, используют экранированный кулоновский потенциал взаимодействия между частицами. Электроны и ионы учитываются в этой модели косвенно: они обуславливают экранирование кулоновского взаимодействия. Простейшая одномерная модель — эквидистантная цепочка частиц — для продольных колебаний была впервые рассмотрена в работе [265]. Для линейных колебаний, когда смещение частиц из положения равновесия мало по сравнению со средним расстоянием между ними, дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega^2 = \frac{2}{\pi} \omega_{pd}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-\kappa n)}{n^3} \left(1 + \kappa n + \frac{\kappa^2 n^2}{2} \right) \sin^2 \frac{n k \Delta}{2}, \quad (119)$$

где суммирование производится по всем частицам цепочки. В пределе больших значений κ ($\Delta \gg \lambda_D$) при суммировании можно ограничиться только первым членом, тогда

$$\omega \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \omega_{pd} \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\kappa}{2}\right) \sin \frac{k \Delta}{2}. \quad (120)$$

Звуковая дисперсия имеет место при $k\lambda \ll 1$, $\omega = C_{DL}k$. Соотношение (120) играет важную роль в физике пылевой плазмы, поскольку колебания одномерной цепочки сильнодействующих пылевых частиц могут быть относительно легко реализованы экспериментально. Кроме того, выражение (120) удобно для простейших

оценок характерной частоты колебаний в упорядоченных плазменно-пылевых структурах (см. раздел 3). Учет столкновений пылевых частиц с нейтральной компонентой, как обычно, сводится к замене ω^2 в левой части (119) на $\omega(\omega + iv_{\text{dn}})$.

Аналогичным образом получены дисперсионные соотношения для продольных колебаний двумерного плазменно-пылевого кристалла [266]. Дисперсионные соотношения для продольных и поперечных колебаний двумерной гексагональной решетки пылевых частиц и трехмерных решеток типа бсс и фсс получены в работе [267].

Вертикальные колебания горизонтальной цепочки сильно взаимодействующих пылевых частиц (поперечные колебания) в приэлектродном слое рассмотрены в [268]. Дисперсионное уравнение этой моды в приближении экранированного кулоновского потенциала взаимодействия при учете взаимодействия только между соседними частицами имеет вид

$$\omega^2 = \Omega_v^2 - \frac{\omega_{\text{pd}}^2}{\pi} \exp(-\kappa)(1 + \kappa) \sin^2 \frac{k\Delta}{2}. \quad (121)$$

Замена характерной частоты вертикального удержания Ω_v горизонтальной Ω_h даст дисперсионное соотношение для второй поперечной (горизонтальной) моды. Модификация дисперсионных соотношений (120) и (121) для продольных и поперечных колебаний в одномерной цепочке пылевых частиц с учетом ионной фокусировки в потоке вслед за частицами (в потоке ионов, направленном на электрод) рассмотрена в работе [269].

4.4. Экспериментальное изучение волновых процессов в пылевой плазме

4.4.1. Пылезвуковые колебания. Низкочастотные флуктуации плотности пылевой компоненты впервые наблюдались в экспериментах по кристаллизации пылевой плазмы [223]. Эксперимент проводился в высокочастотном магнетронном разряде. При давлении несколько сотен мторр пылевые частицы формировали сильноупорядоченную структуру. При уменьшении давления, если плотность частиц превышала некоторую критическую, наблюдалось самопроизвольное возникновение флуктуаций плотности плазмы и пылевых частиц с частотой $f \sim 12$ Гц. Это явление несколько позднее было проинтерпретировано как первое наблюдение пылезвуковых колебаний в лабораторных условиях [270]. Кроме того, низкочастотные моды и возможные механизмы, им соответствующие (в том числе пылезвуковые колебания) в ВЧ-разряде, рассмотрены в работе [271].

Самопроизвольное возникновение низкочастотных колебаний плотности пылевой компоненты было обнаружено в плазме Q-машины в работе [224]. Скорость распространения колебаний составляла $v_{\text{ph}} \sim 9$ см с^{-1} , длина волны $\lambda \sim 0,6$ см и частота соответственно $f \sim 15$ Гц. Возникновение этих колебаний интерпретировалось как результат потоковой неустойчивости пылезвуковых колебаний, связанной с присутствием в плазме постоянного электрического поля $E \sim 1$ В см^{-1} , и как следствие дрейфа ионов относительно пылевой компоненты.

В экспериментальных исследованиях пылезвуковых колебаний часто применялся разряд постоянного тока. Так, в экспериментах [272, 273] использовалась уста-

новка, схематическое изображение которой представлено на рис. 15а. Разряд создавался в азоте при давлении $p \sim 100$ мторр подачей напряжения на анод — диск диаметром 3 см, расположенный в центре разрядной камеры. Для радиального удержания плазмы использовалось продольное магнитное поле ~ 100 Гс. При достаточно большом разрядном токе (> 1 мА) пылезвуковые колебания возникали спонтанно, как и в более раннем эксперименте [224]. Для более детального исследования колебаний на анод подавался низкочастотный синусоидальный сигнал, частота которого варьировалась в пределах от 6 до 30 Гц. Пример наблюдаемых колебаний для трех различных частот возбуждения приведен на рис. 15б. В предположении, что частота колебаний определяется частотой внешнего возбуждения, по измеренной длине волны колебаний определялось дисперсионное соотношение — в данном случае зависимость $k(\omega)$. Полученные результаты показаны на рис. 15в. Наблюдаемые колебания имели линейную дисперсию $\omega \sim k$ и характеризовались скоростью распространения $v_{\text{ph}} \sim 12$ см с^{-1} . Это значение неплохо согласуется с теоретическим выражением для скорости пылевого звука (101) [272]. Отсюда делается вывод, что наблюдаемые колебания являются пылевым звуком.

Спонтанное возникновение низкочастотных пылезвуковых колебаний наблюдалось также в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока [18, 225] в эксперименте, схема которого представлена на рис. 9. При уменьшении давления нейтрального газа и/или разрядного тока, а также при дополнительном вбросе частиц в разряд возникала продольная волна плотности, распространяющаяся по направлению электрического поля (вниз). Типичная иллюстрация волновой структуры представлена на рис. 1в. Характерные параметры колебаний составляли: частота $\omega \sim 60$ с^{-1} , волновое число $k \sim 60$ см^{-1} , скорость распространения $v_{\text{ph}} \sim 1$ см с^{-1} . Как показано в работе [18], одного механизма потоковой неустойчивости в данном случае недостаточно для возбуждения наблюдаемых колебаний, поскольку при учете эффектов затухания пылевой звук оказывается устойчивым. В этой же работе предложен новый механизм, ведущий к неустойчивости колебаний, комбинация которого с потоковой неустойчивостью позволяет воспроизвести линейную стадию самопроизвольного возникновения колебаний. Предложенный новый подход качественно можно представить следующим образом. Частицы левитируют в разряде за счет баланса электростатической силы и силы тяжести. При распространении колебаний заряд испытывает вариации, связанные с возмущением плотности электронов и ионов. При определенном соотношении между фазами возмущения заряда и скоростью пылевой компоненты, последняя будет получать энергию от электрического поля разряда, что приводит к раскачке колебаний. Количественные результаты, полученные в [18], неплохо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Сходный по сути механизм использован для объяснения неустойчивости колебаний в ВЧ-разряде индуктивного типа [274].

Отметим, что при анализе экспериментальных результатов часто используется теория пылевого звука в идеальной пылевой плазме несмотря на то, что в эксперименте пылевые частицы могут сильно взаимодействовать. Как уже отмечалось в разделе 4.3, это может

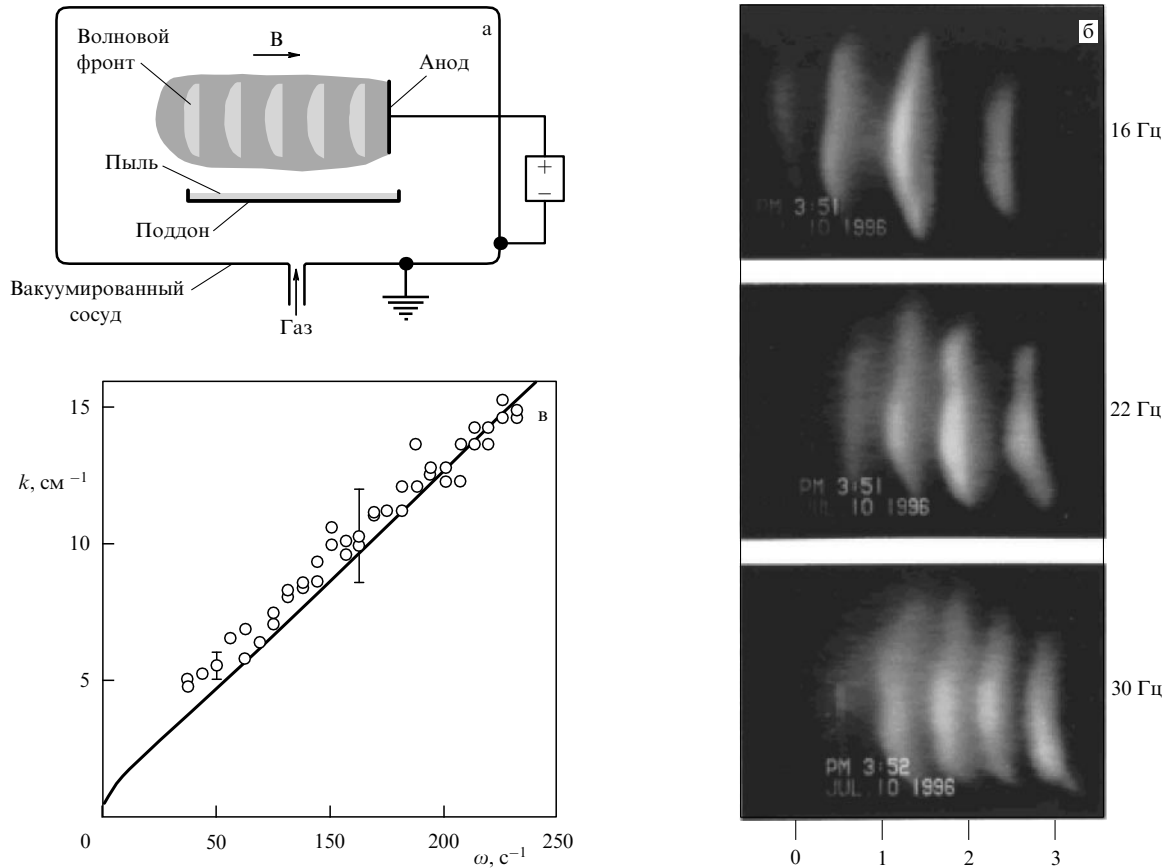


Рис. 15. (а) Схематическое изображение экспериментальной установки, использованной для исследования пылезвуковых колебаний в плазме газового разряда постоянного тока [273]. (б) Видеоизображение типичной волновой структуры в пылевой плазме для трех различных частот внешнего возбуждения (указаны справа). (в) Экспериментально измеренное дисперсионное соотношение пылезвуковых колебаний (кружки). Кривая рассчитана из теоретического выражения для дисперсии пылезвуковых колебаний с учетом столкновений пылевых частиц с нейтральными частицами (типа (103)). (Рисунки любезно предоставлены Р. Мерлино.)

быть оправдано в случае сильнодиссипативных систем, когда $v_{dn} \sim \omega_{pd}$ (см., например, [275]). Кроме того, возмущения плотности пылевой компоненты часто имеют достаточно большую амплитуду, т.е. колебания существенно нелинейны. Тем не менее в большинстве работ используется теория линейных колебаний, что также может быть иногда оправдано, например, при определении порога возникновения неустойчивости.

4.4.2. Колебания в плазменно-пылевом кристалле. Возбуждение колебаний в сильноупорядоченной структуре пылевых частиц (пылевом кристалле) часто используют как средство диагностики пылевой плазмы. Основными параметрами, входящими в дисперсионное соотношение (в рамках дебаевской модели), являются заряд частиц Z_d и отношение межчастичного расстояния к длине экранирования — параметр решетки κ . Остальные параметры либо известны заранее, например, масса частиц, либо относительно легко определяются в эксперименте, как например, среднее расстояние между частицами. Следовательно, Z_d и κ могут быть оценены из сравнения экспериментальных дисперсионных соотношений с той или иной теоретической моделью.

Возбуждение колебаний одномерной цепочки частиц, сформированной в приэлектродном слое ВЧ-разряда, описано в [276]. Возбуждение производилось подачей периодического потенциала на небольшой зонд, разме-

щенный вблизи одного из концов цепочки. В модифицированном эксперименте [277] возбуждение производилось модулированным излучением лазера, сфокусированным на крайней частице. В этом эксперименте определен параметр решетки $\kappa \approx 1,6 \pm 0,6$, заряд измерялся независимо методом резонанса вертикальных колебаний. Отметим здесь еще один эксперимент [278], в котором наблюдалась неустойчивость вертикальных колебаний горизонтальной цепочки пылевых частиц (поперечная мода) в приэлектродном слое разряда постоянного тока. В качестве объяснения эффекта неустойчивости в этой работе предлагается механизм запаздывания заряда, рассмотренный в разделе 4.1.

Лазерное возбуждение колебаний использовалось для анализа продольной моды в двумерном пылевом кристалле [266]. Эксперименты проводились при разных давлениях. С увеличением давления оцененный из эксперимента параметр κ несколько уменьшался, однако, как и для большинства экспериментов в приэлектродном слое ВЧ-разряда, он лежал в диапазоне $\kappa \sim 0,5-2$. Поперечные моды в двумерном пылевом кристалле, возбуждаемые лазерным излучением, анализировались в [279]. Наконец, анализ возбуждаемых лазером продольных и поперечных мод в двумерном кристалле проведен в [280]. Экспериментальные результаты находятся в качественном согласии с теорией [267], что позволяет использовать их для оценки Z_d и κ .

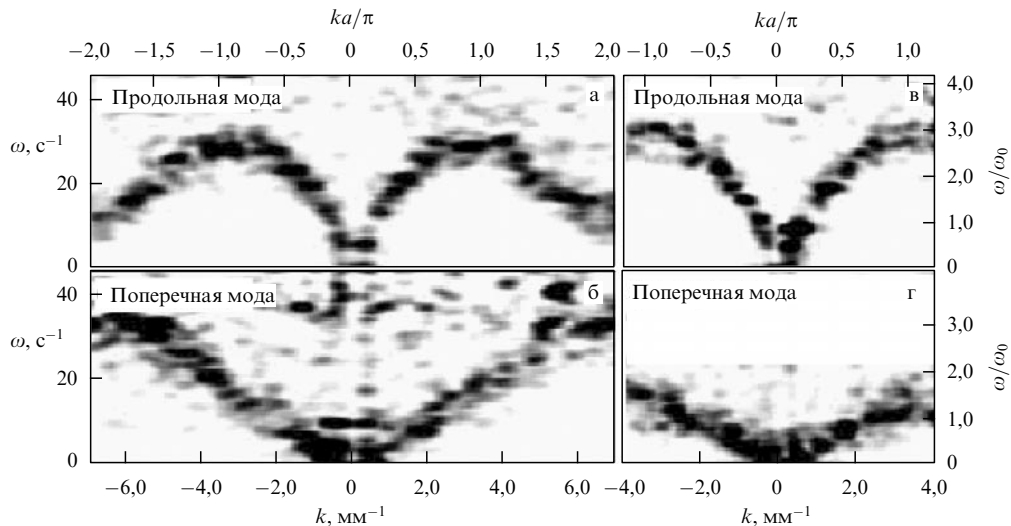


Рис. 16. Спектр плотности энергии флуктуаций в пространстве (\mathbf{k}, ω) в отсутствие внешнего возбуждения колебаний [281]. Более темные области отвечают большей энергии. Энергия сосредоточена в окрестности кривых, соответствующих дисперсионным соотношениям. Рисунки а, в — продольная мода; рис. б, г — поперечная мода. Вектор \mathbf{k} направлен параллельно на рис. а, б и перпендикулярно на рис. в, г основному вектору трансляции решетки а. Здесь $\omega_0 = 11,6 \text{ с}^{-1}$ — частота пылевого звука. (Рисунок любезно предоставлен С. Нуномурой.)

Для исследования дисперсионных кривых в пылевой плазме не обязательно возбуждать колебания внешними источниками: эта информация содержится уже в случайном (тепловом) движении пылевых частиц. В работе [281] измерены дисперсионные соотношения для продольной и поперечной мод в отсутствие внешнего возмущения. Для этого с помощью преобразования Фурье скорости частиц рассчитывались амплитуда колебаний $V_{\mathbf{k}, \omega}$ и плотность энергии $\sim V_{\mathbf{k}, \omega}^2$. Наиболее высокие значения плотности энергии сосредоточивались в окрестности определенных кривых в пространстве (\mathbf{k}, ω) , как следует из рис. 16, которые и отождествляются с дисперсионными кривыми. Отметим, что в рассматриваемом эксперименте пылевая компонента не находилась в тепловом равновесии с нейтральной. Распределение пылевых частиц по скоростям оказалось близким к максвелловскому со средней кинетической энергией, в несколько раз превосходящей температуру нейтральной компоненты. Это свидетельствует о наличии некоторого источника (стохастической) энергии для пылевых частиц, которая диссипируется, в основном, за счет их столкновений с нейтральным газом.

В работе [282] исследовались уединенные волны в монослое гексагонального пылевого кристалла, сформированного из монодисперсных частиц и левитирующего в приэлектродном слое емкостного ВЧ-разряда. Для возбуждения волн на тонкую металлическую нить, расположенную под кристаллом, подавался короткий импульс напряжения ($\sim 30 \text{ В}$, 100 мс), приводивший к появлению одномерного возмущения (сжатия), распространяющегося перпендикулярно нити. Обнаружено, что возбуждаемая таким образом волна обладает основными свойствами солитонов, в частности, произведение ее амплитуды на квадрат ширины остается постоянным по мере распространения волны. Предложенная в работе [282] теория, хорошо описывающая эксперимент, базируется на уравнении движения для одномерной цепочки пылевых частиц, учитывающем дисперсию, нелинейность и затухание.

В заключение кратко остановимся еще на одном эффекте, связанном с волновыми процессами в пылевой плазме. Так называемые конусы Маха с углом раствора μ , определяемым отношением скорости распространения колебаний (скорости звука) в среде к (сверхзвуковой) скорости распространения возбуждения, $\sin \mu = c_s/V$, могут формироваться в пылевой плазме за счет звукового характера дисперсии и использоваться для ее диагностики [283]. В лабораторных условиях они наблюдались в экспериментах [284, 285], а их возникновение связывалось с наличием быстро движущихся (сверхзвуковых) частиц под решеткой двумерного плазменно-пылевого кристалла в приэлектродном слое ВЧ-разряда, однако причина появления таких частиц до конца не понята. В работе [286] для создания сверхзвукового объекта использовалось сфокусированное излучение лазера, перемещавшееся по пылевому кристаллу со сверхзвуковой скоростью.

5. Новые направления исследований пылевой плазмы

В этом разделе рассматриваются некоторые новые направления лабораторных исследований пылевой плазмы. Термин "новые", конечно, условен, поскольку сама область исследования пылевой плазмы начала интенсивно развиваться относительно недавно — менее десяти лет назад. Здесь мы фокусируем внимание на следующих направлениях изучения свойств пылевой плазмы: исследования в условиях микрогравитации, внешние воздействия, использование несферических частиц и в заключение кратко останавливаемся на возможных применениях пылевой плазмы.

5.1. Исследования пылевой плазмы в условиях невесомости

Во многих случаях сила тяжести существенно ограничивает возможности лабораторных экспериментов в наземных условиях. Например, она препятствует формированию протяженных трехмерных структур. Для левитации

микрочастиц обычно необходимы сильные электрические поля, существующие в приэлектродных слоях либо в стратах. Эти области характеризуются высоким уровнем анизотропии и надтепловыми потоками ионов. Внешние силы в этих условиях сопоставимы по величине с силами межчастичного взаимодействия, поэтому большинство плазменно-пылевых систем, исследованных в наземных условиях, существенно двумерны, сильно неоднородны и анизотропны в вертикальном направлении. Большой части этих ограничений можно избежать, проводя эксперименты в условиях невесомости [14]. Такие эксперименты в последнее время проведены в нескольких типах плазмы. В разделах 5.1.1–5.1.3 мы кратко рассматриваем каждый из них.

5.1.1. Эксперименты в пылевой плазме, индуцированной УФ-излучением. Исследования поведения ансамбля макрочастиц, заряд которых индуцировался солнечным излучением, проводились в условиях микрогравитации на орбитальном комплексе "Мир" [59]. Использовалась установка (рис. 17а), состоящая из следующих основных частей: стеклянные ампулы, содержащие частицы из бронзы с монослоем цезия радиусом 25–50 мкм; источник излучения — полупроводниковый лазер (рабочая длина волны 0,67 мкм, мощность 30 мВт); система регистрации — видеокамера и видеомодуль. В начальном состоянии частицы находились на стенках ампулы, поэтому эксперимент проводился по следующей схеме: динамическое воздействие (толчок) на систему; релаксация в течение 3–4 с для уменьшения случайных скорос-

тей, сообщенных частицам при внешнем воздействии; освещение системы солнечным излучением в течение нескольких минут с релаксацией к исходному состоянию — уходом частиц обратно на стенки. На рисунке 17б приведен пример последовательных состояний системы частиц в ампуле с давлением буферного газа 40 торр. Заряд частиц определялся сопоставлением экспериментальной зависимости концентрации пыли в колбе от времени с модельными численными расчетами, либо из анализа траекторий движения частиц [59, 287]. Определенные таким образом заряды лежали в диапазоне $(5–10) \times 10^4$ элементарных зарядов. Сильную корреляцию межчастичных расстояний экспериментально наблюдать не удалось. Полученные бинарные корреляционные функции позволяют сделать вывод о формировании в данных экспериментальных условиях неидеальных структур с близким порядком.

5.1.2. Эксперименты в газовом разряде постоянного тока.

На орбитальном комплексе "Мир" проведены эксперименты по исследованию пылевой плазмы, создаваемой в газовом разряде постоянного тока [288]. Основным отличием используемой установки от схожей установки в наземных экспериментах (см. рис. 9) являлось наличие двойного сеточного электрода между катодом и анодом. Во время экспериментов электрод находился под плавающим потенциалом и препятствовал уходу отрицательно заряженных частиц на анод.

В экспериментах использовался разряд в неоне при давлении $p = 1$ торр. Разрядный ток мог варьироваться от 0,1 до 1 мА. В качестве макрочастиц использовались немонодисперсные бронзовые сферы со средним радиусом $\bar{a} \approx 65$ мкм. Температура электронов и плотность плазмы оценивались как $T_e \sim 3–7$ эВ, $n_e \sim n_i \sim 10^8–3 \times 10^9$ см⁻³.

Эксперимент проходил по следующей схеме. Первоначально частицы находились на стенках газоразрядной камеры, поэтому после включения разряда с заданным разрядным током I система подвергалась динамическому воздействию. Оказавшись в объеме плазмы, частицы заряжались, как обычно в газоразрядной плазме, поглощая электроны и ионы, и двигались в направлении к аноду. В окрестности сеточного электрода часть захваченных здесь частиц формировала стационарную трехмерную структуру (облако), типичное изображение которой представлено на рис. 18. Это изображение записывалось с помощью видеокамеры. При выключении разряда частицы уходили обратно на стенки камеры. Эксперимент повторялся при новом значении разрядного тока.

Анализ видеоизображений стационарной пылевой структуры, образующейся вблизи сеточного электрода, позволил измерить статические (парная корреляционная функция) и динамические (коэффициент диффузии) характеристики системы пылевых частиц. Их сопоставление с результатами численного моделирования диссипативных дебаевских пылевых систем (см. раздел 3.1) использовалось для диагностики пылевой плазмы [289, 290]. Кроме того, анализ дрейфового движения частиц к сеточному электроду в начальной стадии эксперимента позволил оценить их заряд. Приведем основные результаты, полученные в этом эксперименте.

Измеренные парные корреляционные функции свидетельствовали о формировании упорядоченной плаз-

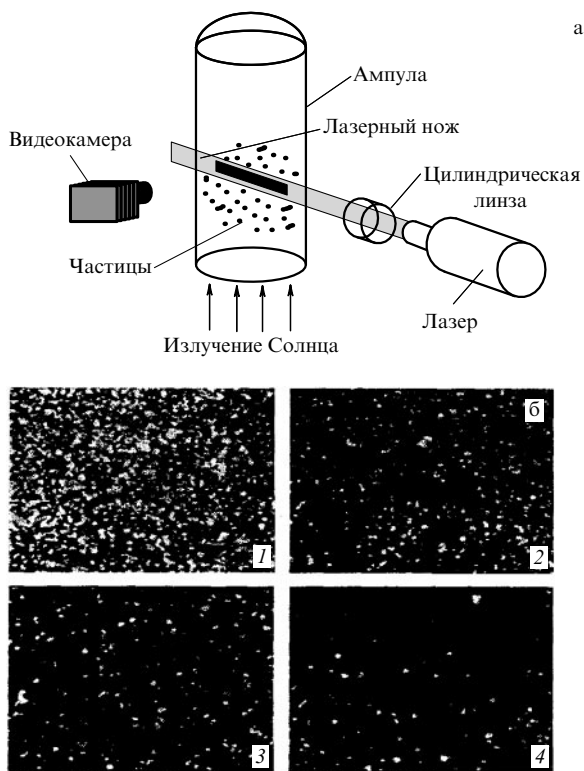


Рис. 17. (а) Схема экспериментальной установки для изучения поведения заряженных солнечным излучением частиц в условиях микрогравитации. (б) Последовательные состояния системы частиц после динамического воздействия через 2 с (1), 20 с (2), 50 с (3), 110 с (4) в экспериментах по изучению поведения заряженных солнечным излучением частиц в условиях микрогравитации.

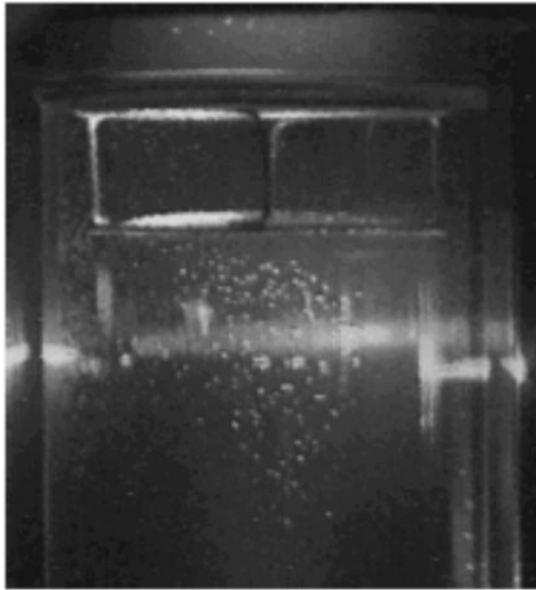


Рис. 18. Видеоизображение типичной структуры пылевого облака, формируемого в окрестности сеточного электрода в разряде постоянного тока в условиях микрогравитации. Характерные размеры пылевого облака — около 2 см в радиальном направлении.

менно-пылевой структуры жидкостного типа (ближний порядок). Это согласуется с результатами оценок модифицированного параметра неидеальности Γ^* , который уменьшался от ~ 75 до ~ 25 при росте разрядного тока, сделанных на основе измерения коэффициента диффузии микрочастиц. Кинетическая энергия хаотического движения частиц была оценена как $T_d \sim 10^5$ эВ. Наконец, заряд частиц был оценен как $Z_d \sim -2 \times 10^6$, что соответствует поверхностному потенциалу ~ -40 В и существенно превышает величину, соответствующую приближению OML. Отметим, что физика зарядки и межчастичного взаимодействия крупных частиц, $a \geq \lambda_{Di}, l_i$, достаточно плохо изучена, прежде всего, потому, что в наземных условиях эксперименты с такими большими частицами невозможны. Поэтому описанные выше эксперименты в условиях невесомости представляют несомненный интерес.

5.1.3. Эксперименты в радиочастотном разряде. В условиях микрогравитации достаточно интенсивно исследуется пылевая плазма, создаваемая в ВЧ-разряде. Типичная схема используемой экспериментальной установки представлена на рис. 19а. Результаты первых ракетных экспериментов (~ 6 мин микрогравитации) и их качественный анализ опубликованы в работе [130].

В настоящее время активно функционирует лаборатория "Плазменный кристалл", созданная на борту Международной космической станции в рамках совместной российско-германской научной программы. Ее основной задачей является изучение плазменно-пылевых кристаллов, фазовых переходов, волновых явлений, свойств границ различных областей плазмы и т.д. в трехмерной изотропной пылевой плазме на кинетическом уровне. Первые из "базовых" экспериментов по исследованию поведения пылевой компоненты в широком диапазоне параметров пылевой плазмы были проведены в начале марта 2001 г. В них исследовались

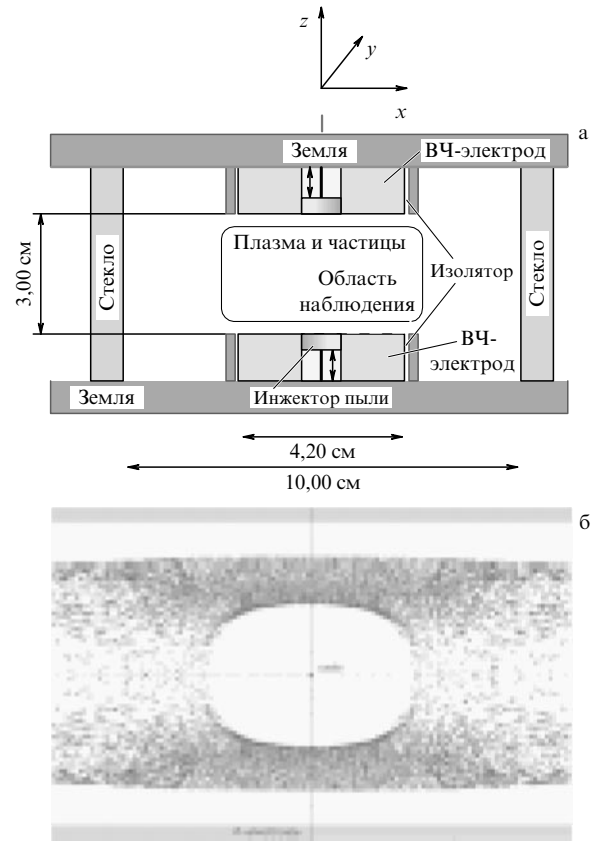


Рис. 19. (а) Схема экспериментальной установки для изучения плазменно-пылевых структур в газовом ВЧ-разряде в условиях микрогравитации. Основные размеры указаны на рисунке. (б) Типичное видеоизображение структуры пылевого облака в ВЧ-разряде в условиях микрогравитации. Центральная часть разряда свободна от частиц — здесь образуется так называемый войд.

монодисперсные системы частиц разного размера ($a = 1,7$ и $3,4$ мкм) и их смесь в разряде аргона при различных давлениях нейтрального газа и мощностях разряда. Большая часть исследований еще не закончена или находится в стадии анализа экспериментальных результатов. Поэтому мы сначала остановимся на тех важных явлениях, которые наблюдались еще в ракетных экспериментах [130, 291], а затем кратко упомянем некоторые из результатов экспериментов на МКС, которые уже опубликованы.

Типичная структура системы пылевых частиц в ВЧ-разряде в условиях микрогравитации показаны на рис. 19б. Как видно из рисунка, пылевая компонента не заполняет весь объем плазмы: центральная часть разряда (войд) свободна от пылевых частиц, также свободны от частиц области вблизи электродов и стенок разрядной камеры. Граница между пылевой плазмой и обычной электрон-ионной плазмой ярко выражена как в области войда, так и на периферии. На периферии вдали от центральной оси разряда частицы совершают конвективное движение. Вблизи оси структура стабильна и не поддерживает конвективного движения. Здесь облако частиц обладает наибольшей упорядоченностью. Частицы формируют слои, параллельные электроду вблизи внешней границы облака, но несколько утрачивающие симметрию при приближении к внутренней области.

Одной из основных проблем, связанных со структурой пылевого облака в ВЧ-разряде в условиях микрогравитации, является именно образование войда. Принято считать, что электрическое поле в разряде направлено от центра к периферии, следовательно, электростатическая сила F_e , действующая на отрицательно заряженные частицы, направлена к центру. Наличие войда означает существование эффекта, который не только компенсирует действие электростатической силы, но и приводит к выталкиванию частиц из центральной области разряда. Установлено, что войд формируется и при относительно малом числе пылевых частиц в разряде, т.е. не является существенно коллективным эффектом. Это может отвечать внутреннему свойству разряда — наличию некоторой силы, направленной от центра к периферии и превосходящей по величине электростатическую силу. В работе [130] было выдвинуто предположение, что за образование войда ответственна термофоретическая сила, которое, однако, пока не нашло бесспорного подтверждения. Более того, результаты численного моделирования рассматриваемой системы [292] ставят это предположение под сомнение. В работах [131, 132, 293] предполагается, что силой, ответственной за образование войда, является сила ионного увлечения F_I . Для образования войда необходимо выполнение условия $|F_I/F_e| > 1$, по крайней мере, в некоторой окрестности центральной области разряда. Проверка выполнения этого условия с использованием новых результатов о силе ионного увлечения, действующей на уединенную пылевую частицу в бесстолкновительном режиме (для рассеяния иона на пылевой частице), приведена в работе [133]. Повторим ее здесь. В слабом электрическом поле, $E \ll T_i/e l_i$, ионы дрейфуют по полю с дотепловой скоростью — такая ситуация заведомо реализуется в некоторой окрестности центра разрядной камеры, где электрическое поле равно нулю. Скорость их дрейфа определяется как $u = \mu_i E$, где μ_i — подвижность ионов, $\mu_i = e l_i v_{Ti}/T_i$. Используя выражения (51) и (61) для F_e и F_I , а также учитывая, что обе силы пропорциональны величине электрического поля, можно получить: $|F_I/F_e| \approx \delta l_i/\lambda_D$, где δ — достаточно слабая функция параметров пылевой плазмы, $\delta \sim 0,5$ для характерных условий экспериментов. Таким образом, в бесстолкновительном случае, который требует, по крайней мере, выполнения условия $l_i \gg \lambda_D$, условие $|F_I/F_e| > 1$ всегда выполняется. Поэтому принято считать, что образование войда обусловлено, в первую очередь, силой ионного увлечения.

Возвращаясь к экспериментам на борту МКС, отметим работу [294], посвященную описанию базовых экспериментов по кристаллизации пылевой компоненты. При определенных условиях в области наибольшей упорядоченности пылевой компоненты — центральной нижней части пылевого облака — наблюдалось существование трех типов решетки: fcc, bcc и hcp. В то же время отсутствовало выстраивание частиц в цепочки в вертикальном направлении, характерное для экспериментов в ВЧ-разряде в наземных условиях. Результаты наблюдений структуры пылевой плазмы сравнивались с теоретическими предсказаниями в рамках дебаевской модели. Сопоставление статических (структурных) и динамических характеристик системы пылевых частиц и их сравнение с характеристиками, полученными численным моделированием в рамках дебаевских систем (см.

раздел 3.1), а также с характеристиками пылевой плазмы в разряде постоянного тока проведены в работах [289, 290]. Результаты сравнения могут быть использованы для оценки неидеальности пылевой системы, которая, в свою очередь, определяется в основном зарядом частиц и длиной экранирования плазмы. В работе [295] анализировались продольные колебания, возбуждаемые в пылевом облаке подачей низкочастотного напряжения на электроды. Сопоставление экспериментально определенного и теоретического дисперсионных соотношений использовалось для оценки заряда частиц. Возбуждение ударных волн в пылевой компоненте потоком нейтрального газа рассматривается в работе [296]. Изучению границ между нормальной плазмой электронов и ионов и пылевой плазмой, а также между двумя пылевыми плазмами, характеризующимися разным размером макрочастиц, посвящена работа [297]. "Разрядка" пылевой плазмы при отключении подаваемого радиочастотного напряжения рассмотрена в [298].

5.2. Внешние воздействия

Исследование различных внешних воздействий на плазменно-пылевые структуры представляет большой интерес по нескольким причинам. Во-первых, воздействия, вносящие незначительные искажения в фоновую плазму, могут использоваться в качестве диагностических средств. Внешние воздействия могут также применяться для управления пространственным положением и упорядоченностью плазменно-пылевых структур и, кроме того, для введения в плазменно-пылевые структуры дополнительной энергии с целью изучения их поведения в экстремальных условиях.

Наиболее активно используется воздействие на частицы лазерного излучения. Как указывалось выше, оно применяется для манипуляции частицами при измерении потенциала межчастичного взаимодействия (см. раздел 2.4), возбуждения вращения пылевых кластеров (см. раздел 3.3), возбуждения вертикальных колебаний отдельных частиц (см. раздел 4.1) и низкочастотных волн в плазменно-пылевой структуре (кристалле) (см. раздел 4.4), формирования конусов Маха (см. раздел 4.4). Область применения лазерного воздействия продолжает расширяться. Отметим в этой связи недавние работы, в которых лазерное излучение использовалось для манипуляции частицами с целью определения их заряда в плазме газового разряда постоянного тока [83], а также для формирования локализованного "точечного" источника и изучения эмитируемых им волн в двумерном плазменно-пылевом кристалле, сформированном в ВЧ-разряде [299].

В качестве внешнего воздействия применяется также "электростатическое" воздействие на плазменно-пылевые структуры. Обычно дополнительное низкочастотное напряжение подается либо на электрод(ы), либо на небольшой объект типа зонда, размещенный вблизи области нахождения пылевых частиц. Этот метод широко применяется для возбуждения волн в плазменно-пылевых структурах. Кроме того, в работе [300] он использовался для анализа дальнедействующего взаимодействия пылевых частиц, левитирующих вблизи границы приэлектродного слоя ВЧ-разряда, с макроскопическим объектом — тонкой проволокой. Показано, что при отрицательном потенциале на проволочке ближние частицы испытывают электростатическое отталки-

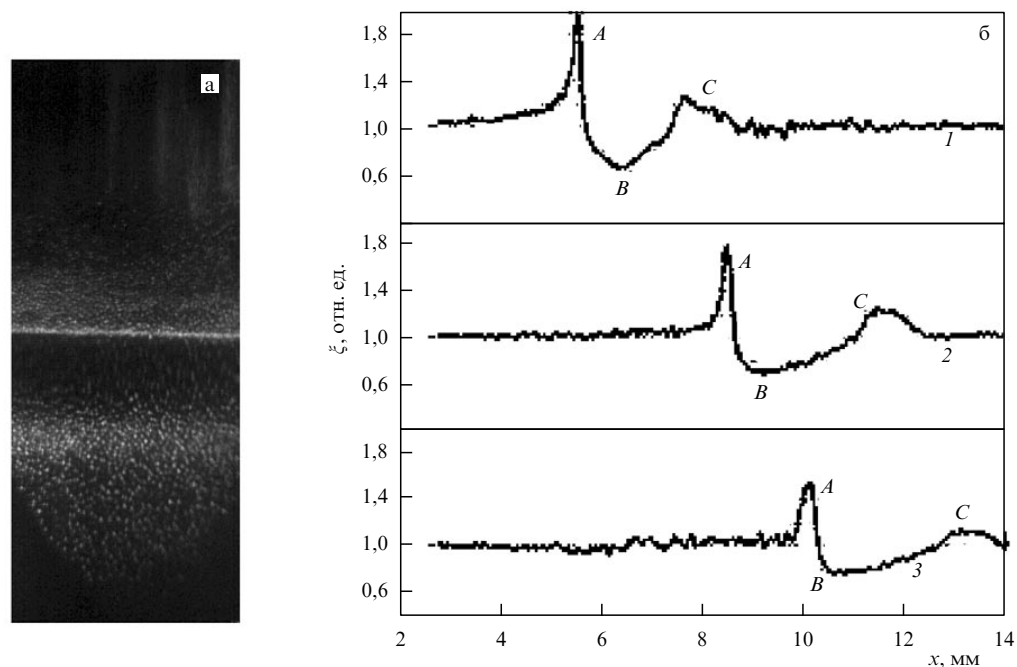


Рис. 20. Видеоизображение уединенной волны (а) и профили фактора сжатия ξ в волне в различные моменты времени (б). Интервал между кривыми 1 и 2 — 120 мс, между кривыми 2 и 3 — 60 мс. Волна возбуждалась газодинамическим воздействием в установке газового разряда постоянного тока. Области сжатия соответствуют точки А и С, а области разрежения соответствует точка В.

вание, в то же время на достаточно далеких расстояниях имеет место притяжение. В качестве механизма, объясняющего дальнедействующее притяжение, принималась сила ионного увлечения. Наконец, влияние зонда, размещенного вблизи границы приэлектродного слоя ВЧ-разряда, на структуру и свойства пылевого кристалла, формирующегося в этой области, проанализировано в работе [301].

Еще одним источником внешнего воздействия на пылевую плазму может служить магнитное поле. Как уже указывалось в разделе 3.3, вертикальное магнитное поле может приводить к вращению пылевых кластеров в горизонтальной плоскости. Эффект связан с тангенциальной составляющей силы ионного увлечения, возникающей за счет искривления траекторий ионов в магнитном поле, и рассмотрен подробнее в работе [125].

Наконец, может применяться "газодинамическое" воздействие на плазменно-пылевую структуру. В качестве примера рассмотрим эксперименты по возбуждению нелинейных волн в разряде постоянного тока [302]. Основное отличие экспериментальной установки от схожей установки, описанной в разделе 3.2, заключалось в следующем. Под катодом, имеющим форму полого цилиндра, располагался поршень, который приводился в движение постоянным магнитом. Скорость движения поршня составляла $30\text{--}40\text{ см с}^{-1}$ (при ходе $4\text{--}5\text{ см}$). На расстоянии 7 см от катода устанавливалась сетка, находившаяся под плавающим потенциалом. При движении поршня вниз пылевые частицы также перемещались вниз, в область более сильного электрического поля, и в структуре возникала неустойчивость. Удалось получить как уединенные волны, так и появляющуюся сразу во всем объеме пылевой плазмы неустойчивость. Видеоизображение уединенной волны и профили фактора сжатия в ней в различные моменты времени представ-

влены на рис. 20. Как видно из рисунка, возмущение состоит из двух областей сжатия, разделенных областью разрежения. Обе области сжатия движутся вниз со скоростями $1,5\text{--}3\text{ см с}^{-1}$ (порядка скорости пылевого звука), причем нижнее уплотнение всегда движется чуть быстрее. Минимум области разрежения перемещается вначале вместе с нижним уплотнением, а затем постепенно приобретает скорость верхнего уплотнения. Таким образом, наблюдается увеличение крутизны фронта верхнего уплотнения. В области разрежения частицы движутся вверх со скоростями до 15 см с^{-1} , что в несколько раз превышает скорость пылевого звука. Теоретическое описание наблюдаемого явления представляет собой интересную проблему.

5.3. Пылевая плазма сильноасимметричных частиц

В большинстве экспериментов и теоретических работ, посвященных исследованию свойств пылевой плазмы, использовались сферические частицы. Лишь в последнее время были проведены экспериментальные и теоретические исследования поведения пылевых частиц асимметричной формы [303–308]. Отметим, что в работе [303] отношение геометрических размеров частиц $\alpha \sim 3$, а первые эксперименты с сильноасимметричными частицами при $\alpha = (40\text{--}80) \gg 1$ были выполнены в [304].

Хорошо известно, что коллоидные растворы, свойства которых имеют много общего со свойствами пылевой плазмы, демонстрируют значительно более широкий спектр возможных состояний в случае сильноасимметричных цилиндрических или дискообразных частиц. В таких растворах наряду с жидкостной, могут наблюдаться различные жидко-кристаллические и кристаллические фазы с различной степенью ориентационного и позиционного упорядочения. Также хорошо известно, что применение наряду со сферическими

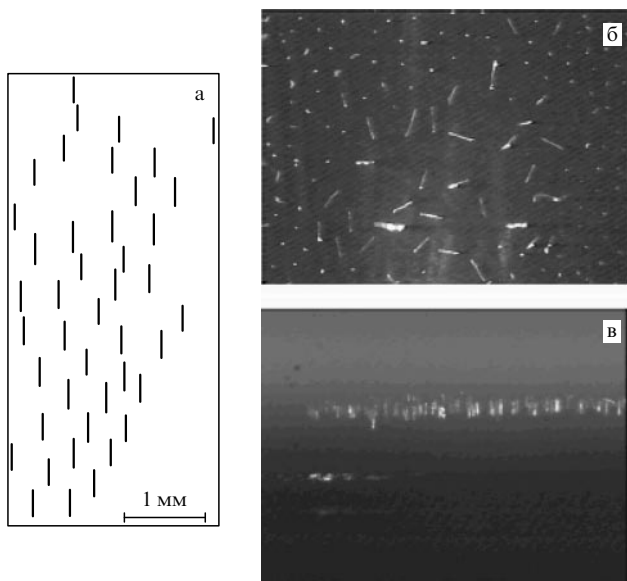


Рис. 21. (а) Оцифрованное изображение части горизонтального сечения структуры цилиндрических макрочастиц длиной 300 мкм и диаметром 15 мкм, левитирующих в стоячей страте разряда постоянного тока в смеси (1:1) неона с водородом при давлении 0,9 торр и разрядном токе 3,8 мА. (б, в) Типичные видеоизображения структуры, образуемой цилиндрическими частицами, левитирующими вблизи границы приэлектродного слоя ВЧ-разряда. Разряд зажигался в криптоне при давлении 52 Па и мощности 80 Вт. На рисунке б — вид сверху, точки соответствуют вертикально ориентированным частицам; на рис. в — вид сбоку.

цилиндрических зондов существенно расширяет возможности диагностики низкотемпературной плазмы. Очевидно, что использование в дополнение к сферическим цилиндрических частиц может также существенно расширить возможности *бесконтактных* методов диагностики плазмы.

В работе [304], в которой использовалась экспериментальная установка, аналогичная описанной в разделе 3.2.2, в плазму разряда постоянного тока вводились нейлоновые частицы ($\rho = 1,1 \text{ г см}^{-3}$) длиной 300 мкм и диаметрами 7,5 и 15 мкм, а также с длинами 300 и 600 мкм и диаметром 10 мкм. Разряд зажигался в неоне или смеси неона с водородом при давлении 0,1–2 торр. Разрядный ток изменялся в пределах от 0,1 до 10 мА. В этой области параметров в разряде существовали стоячие страты, внутри которых возможна левитация частиц. Смесь неона с водородом использовалась для достижения левитации более тяжелых частиц с большим диаметром (15 мкм) или большей длиной (600 мкм). В этом случае частицы формировали структуры, состоящие из 3–4 горизонтальных слоев. Более легкие частицы левитировали в чистом неоне и формировали значительно более протяженные структуры в вертикальном направлении. На рисунке 21а представлена часть горизонтального сечения упорядоченной структуры, левитирующей в страте газоразрядной плазмы смеси (1:1) неона с водородом при давлении 0,9 торр и токе 3,8 мА.

Структуры, образованные микроцилиндрами, в разряде постоянного тока демонстрировали явное упорядочение. Все частицы лежали в горизонтальной плоскости и являлись ориентированными в одном и том же направлении. Можно было бы предположить, что их ориентация определяется цилиндрической симметрией

разряда. Однако оказалось, что ориентация частиц никак не связана с симметрией разрядной трубки. Преимущественное направление также не связано со взаимодействием между частицами, так как одиночные частицы ориентировались в том же направлении. По-видимому, преимущественная ориентация частиц связана с незначительной конструктивной асимметрией разрядной трубки. Для проверки этого предположения в разряд вводилось искусственное возмущение, с помощью которого удавалось изменить направление преимущественной ориентации.

В более поздних экспериментах [306] использовались покрытые тонким слоем проводящего полимера нейлоновые частицы диаметром 10 мкм и длиной 300 и 600 мкм. В разряде постоянного тока эти частицы образовывали точно такие же структуры, как и частицы тех же размеров без покрытия.

Левитация цилиндрических частиц наблюдалась также вблизи границы приэлектродного слоя ВЧ-разряда емкостного типа [305]. В этом эксперименте использовались цилиндрические частицы длиной 300 мкм и диаметрами 7,5 и 15 мкм, присутствовала также немногочисленная фракция частиц диаметром 7,5 мкм, но с большей длиной (до 800 мкм). Типичное видеоизображение образуемой ими структуры представлено на рис. 21б. Более длинные частицы ориентированы горизонтально и находятся в основном в центральной части области, ограниченной охранным кольцом, в то время как более короткие частицы ориентированы вертикально, параллельно электрическому полю. Левитация и упорядочение цилиндрических частиц происходили лишь при давлениях выше 5 Па и мощности разряда больше 20 Вт. Дальнейшее увеличение мощности не оказывало существенного влияния на левитацию частиц. Среднее расстояние между вертикально ориентированными частицами менялось от 1 до 0,3 мм. Дальнейшее увеличение концентрации частиц приводило к деградации квазикристаллической структуры и увеличению кинетической энергии частиц. Становилось невозможным увеличение концентрации, так как лишние частицы "выпадали" из структуры. Левитация частиц, покрытых проводящим полимером, не наблюдалась в ВЧ-разряде при тех же условиях, при которых диэлектрические частицы с теми же размерами и массой левитировали. Вместо этого проводящие частицы прилипали к электроду, сохраняя вертикальную ориентацию, а некоторые из них слипались друг с другом и образовывали многочастичные фрактальные комплексы, в состав которых входило до 10 частиц.

Преимущественная ориентация цилиндрических частиц определяется конкуренцией между взаимодействием неоднородного электрического поля страты или приэлектродного слоя с зарядом, наведенным дипольным и квадрупольным моментами частицы. В разряде постоянного тока заряд частиц обычно выше, чем в ВЧ-разряде. Это приводит к тому, что в первом случае частицы левитируют в области более слабого электрического поля. Следовательно, и дипольный момент, пропорциональный квадрату напряженности поля, в этом случае может быть существенно меньшим, чем в ВЧ-разряде. Этим и может быть объяснена различная ориентация частиц одинакового размера: горизонтальная — в разряде постоянного тока и вертикальная — в ВЧ-разряде. Теоретическому исследованию зарядки гори-

зонтально и вертикально ориентированных частиц, равновесного положения (высота левитации и угол), энергии электростатического взаимодействия между цилиндрическими частицами в зависимости от их ориентации посвящена работа [309].

5.4. Криогенная пылевая плазма

Неидеальность пылевой компоненты возрастает с уменьшением температуры газоразрядной плазмы. Это связано как с прямым уменьшением кинетической энергии пылевых частиц, так и с уменьшением дебаевского радиуса экранировки за счет понижения температуры ионов. Первые эксперименты с пылевой плазмой криогенных газовых разрядов при температуре жидкого азота 77 К были выполнены в работе [310]. Использовались как тлеющий разряд постоянного тока, так и емкостной ВЧ-разряд. Упорядоченные пылевые структуры в тлеющем криогенном разряде внешне мало отличались от структур, наблюдаемых при комнатной температуре. Однако обнаружено значительно более сильное влияние термофоретических сил на динамику и стабильность пылевых структур. Также в разряде постоянного тока впервые удалось наблюдать очень протяженные (около 30 см) упорядоченные структуры, состоящие из длинных нитей и занимающие практически весь объем положительного столба газового разряда.

В экспериментах, выполненных в ВЧ-разряде, обнаружено, что при криогенных температурах плотность пылевых частиц в основном объеме упорядоченных структур значительно возрастает, а на периферии остается типичной для обычных ВЧ-разрядов. В нижней части пылевых структур наблюдались бегущие волны плотности. Скорость пылевого звука в криогенных условиях оказалась в несколько раз выше, чем в нормальных. При понижении давления неустойчивости приводили к разделению структуры на поперечные слои с четкими границами. Авторы работы [310] объясняют образование значительно более плотных структур в криогенной плазме, прежде всего, уменьшением дебаевского радиуса, что приводит к экспоненциальному уменьшению энергии взаимодействия между пылевыми частицами и позволяет им располагаться ближе друг к другу.

5.5. Возможные приложения пылевой плазмы

Пылевая плазма находит широкое применение в промышленности уже на протяжении многих десятилетий, например, в таких технологиях, как осаждение аэрозольных частиц в продуктах сгорания тепловых электростанций, плазменном напылении, электростатической окраске, а также в ряде других областей. В начале 90-х годов прошлого столетия возникло понимание, что заметная доля загрязнения поверхностей кремниевых плат при производстве полупроводниковых элементов электроники вызывается не недостаточной очисткой производственных помещений от пыли, а является неизбежным следствием использования технологий плазменного травления и напыления. В наиболее распространенных высокочастотных плазменных установках емкостного типа все частицы заряжаются отрицательно и зависят вблизи одного из электродов, а после выключения разряда осаждаются на поверхность кремниевой подложки. Субмикронные частицы, осаждающиеся на поверхности обрабатываемых плат, могут существенно

уменьшать их рабочую поверхность, приводят к появлению дислокаций и пустот, уменьшают сцепление тонких пленок с поверхностью. Большие усилия, направленные на снижение концентрации нежелательных пылевых частиц в промышленных плазменных реакторах, привели к положительным результатам [36, 37, 311], и эта проблема может считаться практически решенной.

Для электрообеспечения космических аппаратов, автоматических метеостанций, противолодочных буев и т.п. требуются малогабаритные автономные источники тока мощностью $\sim 1-10$ кВт с ресурсом работы в несколько лет. В настоящее время в качестве таких источников используются фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии, термоэлектрические источники с тепловыделяющими элементами из Sr^{90} , Pu^{238} или Po^{210} и термоэмиссионные преобразователи (ТЭП), где в качестве теплового источника используется ядерный реактор на U^{235} . Все эти источники имеют недостатки, в частности, очень низкий КПД. Кроме того, ядерный реактор очень сложен в изготовлении.

Недавно в работе [312] было предложено осуществлять преобразование ядерной энергии в электрическую за счет фотовольтаического эффекта в широкозонных полупроводниках на основе алмазных пленок, полученных осаждением углерода из газовой фазы (CVD-алмаз), и нитрида бора. Создание таких источников тока стало возможным в результате исследований по синтезу алмазных пленок, приведших к получению полупроводниковых структур, и исследований по физике пылевой низкотемпературной плазмы.

Принцип действия источников, преобразующих энергию радиоактивных изотопов в электричество путем фотовольтаического эффекта, следующий. Под действием ионизирующего излучения специально подобранная газовая смесь возбуждается и излучает в УФ-диапазоне. Ультрафиолетовое излучение за счет фотовольтаического эффекта индуцирует электродвижущую силу в широкозонном полупроводнике. Для этой цели лучше всего подходят полупроводники на основе алмазных структур, так как они обладают высокой радиационной стойкостью и высоким КПД преобразования (до 70%). В качестве радиоактивного изотопа можно использовать β -активные изотопы, обладающие сравнительно большим периодом полураспада (10–30 лет), например Sr^{90} , или аналогичные твердые изотопы, например α -активный Pu^{238} .

При использовании в фотовольтаическом преобразователе твердых изотопов необходимо получить как можно большую площадь поверхности изотопа. Наиболее привлекательной является гомогенная смесь газа с пылью изотопа, в которой отношение поверхности к объему будет максимально возможным. Возбуждение газовой смеси осуществляется за счет β - или α -излучения радиоактивной пыли. Оценки показывают, что при размере пылинок 1–20 мкм и концентрации пыли в газе 10^5-10^9 см⁻³ можно получить удельную мощность ~ 1 Вт дм⁻³. Давление газа для эффективной конверсии энергии β - или α -излучения в УФ-излучение должно быть порядка 1–10 атм.

Основной физической проблемой, возникающей при создании указанной батареи, является получение гомогенной газопылевой среды при давлениях порядка нескольких атмосфер. Возможность этого следует из результатов, полученных в последнее время при исследова-

нии пылевой плазмы и процессов конденсации и кристаллизации такой среды [313, 314]. В результате самооглашенных процессов в такой плазме устанавливается упорядоченное стационарное состояние, которое необходимо для транспортировки излучения из объема возбужденного газа к фотопреобразователям.

В последние годы стало очевидным, что наличие пыли в плазме не всегда приводит к нежелательным последствиям. Порошки, получаемые с помощью плазменных технологий, могут обладать интересными и полезными свойствами: очень малыми размерами (от нанометрового до микронного диапазона), монодисперсностью, высокой химической активностью. Размер, структура и состав порошка могут легко изменяться в соответствии со специфическими требованиями конкретной технологии. В связи с этим в прикладных исследованиях пылевой плазмы могут быть выделены два направления [37]. Первое из них представляет собой развитие широко распространенных технологий модификации поверхностей, с той лишь разницей, что теперь поверхность пылевых частиц является предметом обработки. С целью получения частиц, обладающих специфическими свойствами, может быть использовано напыление, поверхностная активация, травление или разделение пылевых комплексов в плазме. Вторым важным направлением в прикладных исследованиях пылевой плазмы является получение новых наноструктурных материалов, таких, например, как тонкие пленки с включением частиц нанометрового размера.

Характерный размер элементов интегральных схем микроэлектроники с каждым годом уменьшается и в ближайшей перспективе достигнет 10 нм. Кроме того, существует тенденция замены емкостного ВЧ-разряда индуктивным. В этом случае плазма характеризуется более высокой плотностью электронов и более низким приэлектродным потенциалом. В совокупности это затрудняет захват частиц и приводит к тому, что большая часть частиц упадет на поверхность кремниевой платы во время плазменной обработки. Это означает, что решение проблемы, найденное в 90-е годы и базировавшееся, главным образом, на возможности удержания пылевых частиц разрядом в специальных ловушках, больше непригодно, и ставит серьезную проблему перед производителями интегральных схем следующего поколения, которая требует дальнейших прикладных исследований свойств пылевой плазмы.

6. Заключение

Несмотря на почти вековую историю изучения свойств пылевой плазмы приобрело особый размах лишь в последнее десятилетие после экспериментального обнаружения кристаллизации пылевой компоненты. Благодаря уникальным свойствам пылевая плазма успешно используется для решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Простота визуализации позволяет производить измерения (пылевой компоненты) на кинетическом уровне. При этом возможен детальный анализ термодинамических и кинетических свойств дислокаций и других дефектов пылевой кристаллической решетки, имеющей много общего с обычной кристаллической решеткой твердых тел. Большой интерес вызывает изучение легковозбуждаемых линейных и нелинейных низкочастотных колебаний и их неустойчивостей. Изуче-

ние фазовых переходов в системах симметричных и асимметричных пылевых частиц дает полезную информацию о критических явлениях и процессах самоорганизации, в частности, о возможности естественного образования плазменно-пылевых упорядоченных структур во Вселенной. Проведены первые космические эксперименты в условиях микрогравитации на станциях "Мир" и МКС, где получен ряд важных, а иногда и неожиданных результатов. Понимание всех наблюдаемых эффектов невозможно без детального исследования элементарных процессов в пылевой плазме, таких, как зарядка частиц, взаимодействие между ними, без рассмотрения основных сил, действующие на частицы, и пр.

Одной из основных среди прикладных задач является проблема удаления пылевых частиц при производстве компьютерных микросхем методами плазменных технологий, для решения которой необходимо глубокое понимание физических процессов в газоразрядной пылевой плазме. Кроме того, уникальная возможность удержания и контроля физико-химических свойств пылевых частиц делает плазму прекрасной средой для создания порошков с заданными свойствами и их модификации.

В рамках данного обзора авторы постарались не только отразить наиболее существенные экспериментальные и теоретические результаты, полученные в последнее время, но и очертить круг нерешенных проблем. Пылевая плазма является одной из наиболее интенсивно развивающихся областей физики — в последние годы в этой области в среднем публикуется более одной статьи в день. Поэтому нет сомнений, что будет получено еще много интересных и важных результатов.

Авторы искренне благодарны В.Н. Цытовичу за ценные дискуссии и полезные замечания, сделанные при прочтении рукописи.

Список литературы

1. Goertz C K *Rev. Geophys.* **27** 271 (1989)
2. Northrop T G *Phys. Scripta* **45** 475 (1992)
3. Цытович В Н *УФН* **167** 57 (1997)
4. Bliokh P, Sinitsin V, Yaroshenko V *Dusty and Self-Gravitational Plasmas in Space* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995)
5. Shipple E C *Rep. Prog. Phys.* **44** 1197 (1981)
6. Robinson P A, Coakley P *IEEE Trans. Electr. Insul.* **27** 944 (1992)
7. Цытович В Н, Винтер Дж *УФН* **168** 899 (1998)
8. Winter J, Gebauer G J. *Nucl. Mater.* **266–269** 228 (1999)
9. Winter J *Phys. Plasmas* **7** 3862 (2000)
10. Wuerker R F, Shelton H, Langmuir R V J. *Appl. Phys.* **30** 342 (1959)
11. Paul W, Raether M Z. *Phys.* **140** 262 (1955)
12. Ikezi H *Phys. Fluids* **29** 1764 (1986)
13. Chu J H, I L *Phys. Rev. Lett.* **72** 4009 (1994)
14. Thomas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 652 (1994)
15. Hayashi Y, Tachibana K *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L804 (1994)
16. Melzer A, Trottenberg T, Piel A *Phys. Lett. A* **191** 301 (1994)
17. Morfill G E, Thomas H J. *Vac. Sci. Technol. A* **14** 490 (1996)
18. Fortov V E et al. *Phys. Plasmas* **7** 1374 (2000)
19. Fortov V E et al. *Письма в ЖЭТФ* **63** 176 (1996)
20. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **219** 89 (1996)
21. Нефедов А П, Петров О Ф, Фортвов В Е *УФН* **167** 1215 (1997)
22. Фортвов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 86 (1996)
23. Нефедов А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 313 (2000)
24. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **258** 305 (1999)
25. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **284** 118 (2001)
26. Fortov V E et al. *Phys. Plasmas* **6** 1759 (1999)
27. Langmuir I, Found G, Dittmer A F *Science* **60** 392 (1924)
28. Жуховицкий Д И, Храпак А Г, Якубов И Т, в сб. *Химия плазмы* Вып. 11 (Под ред. Б М Смирнова) (М.: Энергоатомиздат, 1984) с. 130

29. Yakubov I T, Khrapak A G *Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys.* **2** 269 (1989)
30. Sodha M S, Guha S *Adv. Plasma Phys.* **4** 219 (1971)
31. Soo S L *Multiphase Fluid Dynamics* (Brookfield: Gower Technical, 1990)
32. Havnes O et al. *J. Geophys. Res.* **92** 2281 (1987)
33. Pilipp W et al. *Astrophys. J.* **314** 341 (1987)
34. Selwyn G S, Haller K L, Patterson E F *J. Vac. Sci. Technol. A* **11** 1132 (1993)
35. Selwyn G S, in *Proc. of the 6th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, La Jolla, Calif., USA, 22–25 March 1995* (Eds P K Shukla, D A Mendis, V W Chow) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 177
36. Bouchoule A, in *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing* (Ed. A Bouchoule) (Chichester: Wiley, 1999) p. 305
37. Kersten H et al. *Contrib. Plasma Phys.* **41** 598 (2001)
38. Dubin D H E, O'Neil T M *Rev. Mod. Phys.* **71** 87 (1999)
39. Шикин В Б *УФН* **158** 127 (1989)
40. Цытович В Н, Морфилл Г Е, Томас Х *Физика плазмы* **28** 675 (2002)
41. Морфилл Г Е, Цытович В Н, Томас Х *Физика плазмы* **29** 3 (2003)
42. Chung P M, Talbot L, Touryan K J *Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas: Theory and Application* (New York: Springer-Verlag, 1975)
43. Allen J E *Phys. Scripta* **45** 497 (1992)
44. Goree J *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 400 (1994)
45. Uglov A A, Gnedovets A G *Plasma Chem. Plasma Proc.* **11** 251 (1991)
46. Kilgore M D et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 486 (1994)
47. Lapenta G *Phys. Plasmas* **6** 1442 (1999)
48. Allen J E, Annaratone B M, de Angelis U *J. Plasma Phys.* **63** 299 (2000)
49. Khrapak S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 225002 (2003)
50. Kilgore M D et al. *J. Appl. Phys.* **73** 7195 (1993)
51. Зобнин А В и др. *ЖЭТФ* **118** 554 (2000)
52. Goree J *Phys. Rev. Lett.* **69** 277 (1992)
53. Lampe M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5278 (2001)
54. Su C H, Lam S H *Phys. Fluids* **6** 1479 (1963)
55. Паль А Ф и др. *Физика плазмы* **28** 32 (2002)
56. Смирнов Б М *Аэрозоли в газе и плазме* (М.: ИВТАН, 1990)
57. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
58. Mendis D A *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** A219 (2002)
59. Фортвов В Е и др. *ЖЭТФ* **114** 2004 (1998)
60. Sickafoose A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 6034 (2000)
61. Walch B, Horányi M, Robertson S *Phys. Rev. Lett.* **75** 838 (1995)
62. Khrapak S A et al. *Phys. Rev. E* **59** 6017 (1999); Erratum: **60** 3450 (1999)
63. Rosenberg M, Mendis D A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-23** 177 (1995)
64. Rosenberg M, Mendis D A, Sheehan D P *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-24** 1422 (1996)
65. Rosenberg M, Mendis D A, Sheehan D P *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-27** 239 (1999)
66. Khrapak S A, Morfill G *Phys. Plasmas* **8** 2629 (2001)
67. Липаев А М и др. *ЖЭТФ* **112** 2030 (1997)
68. Cui C, Goree J *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-22** 151 (1994)
69. Matsoukas T, Russell M *J. Appl. Phys.* **77** 4285 (1995)
70. Matsoukas T, Russell M, Smith M *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 624 (1996)
71. Matsoukas T, Russell M *Phys. Rev. E* **55** 991 (1997)
72. Ваулина О С и др. *ЖЭТФ* **115** 2067 (1999)
73. Uhlenbeck G E, Ornstein L S *Phys. Rev.* **36** 823 (1930)
74. Vaulina O S et al. *Phys. Rev. E* **60** 5959 (1999)
75. Vaulina O S et al. *Phys. Scripta* **T84** 229 (2000)
76. Quinn R A, Goree J *Phys. Rev. E* **61** 3033 (2000)
77. Morfill G, Ivlev A V, Jokipii J R *Phys. Rev. Lett.* **83** 971 (1999)
78. Ivlev A V, Konopka U, Morfill G *Phys. Rev. E* **62** 2739 (2000)
79. Khrapak S A, Morfill G E *Phys. Plasmas* **9** 619 (2002)
80. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **229** 317 (1997)
81. Нефедов А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 313 (2000)
82. Barkan A, D'Angelo N, Merlino R *Phys. Rev. Lett.* **73** 3093 (1994)
83. Fortov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 205002 (2001)
84. Dubin D H E, in *Proc. of the 6th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, La Jolla, Calif., USA, 22–25 March 1995* (Eds P K Shukla, D A Mendis, V W Chow) (Singapore: World Scientific, 1996)
85. Нефедов А П, Петров О Ф, Храпак С А *Физика плазмы* **24** 1109 (1998)
86. Альперт Я Л, Гуревич А В, Пятаевский Л П *Искусственные спутники в разреженной плазме* (М.: Наука, 1964)
87. Khrapak S A, Ivlev A V, Morfill G *Phys. Rev. E* **64** 046403 (2001)
88. Daugherty J E et al. *J. Appl. Phys.* **72** 3934 (1992)
89. Александров А Ф, Богданкевич Л С, Рухадзе А А *Основы электродинамики плазмы* (М.: Высшая школа, 1978)
90. Nambu M, Vladimirov S V, Shukla P K *Phys. Lett. A* **203** 40 (1995)
91. Vladimirov S V, Nambu M *Phys. Rev. E* **52** R2172 (1995)
92. Vladimirov S V, Ishihara O *Phys. Plasmas* **3** 444 (1996)
93. Ishihara O, Vladimirov S V *Phys. Plasmas* **4** 69 (1997)
94. Xie B, He K, Huang Z *Phys. Lett. A* **253** 83 (1999)
95. Lemons D S et al. *Phys. Plasmas* **7** 2306 (2000)
96. Lapenta G *Phys. Rev. E* **62** 1175 (2000)
97. Melandsø F, Goree J *Phys. Rev. E* **52** 5312 (1995)
98. Lampe M et al. *Phys. Plasmas* **7** 3851 (2000)
99. Maiorov S A, Vladimirov S V, Cramer N F *Phys. Rev. E* **63** 017401 (2001)
100. Winske D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-29** 191 (2001)
101. Lapenta G *Phys. Rev. E* **66** 026409 (2002)
102. Vladimirov S V, Maiorov S A, Ishihara O *Phys. Plasmas* **10** 3867 (2003)
103. Болотовский Б М, Столяров С Н *УФН* **162** (2) 177 (1992)
104. Гинзбург В Л *УФН* **166** 1033 (1996)
105. Hou L-J, Wang Y-N, Mišković Z L *Phys. Rev. E* **68** 016410 (2003)
106. Lampe M, Joyce G, Ganguli G *Phys. Scripta* **T89** 106 (2001)
107. Hou L-J, Wang Y-N, Mišković Z L *Phys. Rev. E* **64** 046406 (2001)
108. Ishihara O, Vladimirov S V, Cramer N F *Phys. Rev. E* **61** 7246 (2000)
109. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1988)
110. Лифшиц Е М, Пятаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
111. Epstein P S *Phys. Rev.* **23** 710 (1924)
112. Draine B T, Salpeter E E *Astrophys. J.* **231** 77 (1979)
113. Nitter T *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 93 (1996)
114. Talbot L et al. *J. Fluid. Mech.* **101** 737 (1980)
115. Havnes O et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 448 (1994)
116. Jellum G M, Daugherty J E, Graves D B *J. Appl. Phys.* **69** 6923 (1991)
117. Балабанов В В и др. *ЖЭТФ* **119** 99 (2001)
118. Rothermel H et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 175001 (2002)
119. Daugherty J E, Porteous R K, Graves D B *J. Appl. Phys.* **73** 1617 (1993)
120. Hamaguchi S, Farouki R T *Phys. Rev. E* **49** 4430 (1994)
121. Hamaguchi S, Farouki R T *Phys. Plasmas* **1** 2110 (1994)
122. Morfill G E, Grün E *Planet. Space Sci.* **17** 1269 (1979)
123. Northrop T G, Birmingham T J *Planet. Space Sci.* **38** 319 (1990)
124. Barnes M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 313 (1992)
125. Konopka U et al. *Phys. Rev. E* **61** 1890 (2000)
126. Kaw P K, Nishikawa K, Sato N *Phys. Plasmas* **9** 387 (2002)
127. Ishihara O et al. *Phys. Rev. E* **66** 046406 (2002)
128. D'Angelo N *Phys. Plasmas* **5** 3155 (1998)
129. Khrapak S A, Yaroshenko V V *Phys. Plasmas* **10** 4616 (2003)
130. Morfill G E et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1598 (1999)
131. Goree J et al. *Phys. Rev. E* **59** 7055 (1999)
132. Tsyтович V N et al. *Phys. Rev. E* **63** 056609 (2001)
133. Khrapak S A et al. *Phys. Rev. E* **66** 046414 (2002)
134. Tsyтович V *Phys. Scripta* **T89** 89 (2001)
135. Trigger S A *Phys. Rev. E* **67** 046403 (2003)
136. Trigger S A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **43** 377 (2003)
137. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1988)
138. Hahn H-S, Mason E A, Smith F J *Phys. Fluids* **14** 278 (1971)
139. Khrapak S et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* (2004) (in press)
140. Liboff R L *Phys. Fluids* **2** 40 (1959)
141. Zafiu C, Melzer A, Piel A *Phys. Plasmas* **9** 4794 (2002)
142. Zafiu C, Melzer A, Piel A *Phys. Plasmas* **10** 1278 (2003)
143. Khrapak S A et al. *Phys. Plasmas* **10** 4579 (2003)
144. Tsyтович V N *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **15** 349 (1994)

145. Hamaguchi S *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **18** 95 (1997)
146. Игнатов А М *Физика плазмы* **22** 648 (1996)
147. Tsyтович V N, Khodataev Y K, Bingham R *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **17** 249 (1996)
148. Daugherty J E, Graves D B *J. Vac. Sci. Technol. A* **11** 1126 (1993)
149. Tsyтович V N et al. *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **18** 281 (1998)
150. Konopka U, Ratke L, Thomas H M *Phys. Rev. Lett.* **79** 1269 (1997)
151. Konopka U, Morfill G E, Ratke L *Phys. Rev. Lett.* **84** 891 (2000)
152. Takahashi K et al. *Phys. Rev. E* **58** 7805 (1998)
153. Melzer A, Schweigert V A, Piel A *Phys. Rev. Lett.* **83** 3194 (1999)
154. Morfill G E et al. *Phys. Plasmas* **6** 1769 (1999)
155. Perrin J, Hollenstein C, in *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing* (Ed. A Bouchoule) (Chichester: Wiley, 1999) p. 77
156. Kremer K, Robbins M O, Grest G S *Phys. Rev. Lett.* **57** 2694 (1986)
157. Robbins M O, Kremer K, Grest G S *J. Chem. Phys.* **88** 3286 (1988)
158. Stevens M J, Robbins M O *J. Chem. Phys.* **98** 2319 (1993)
159. Hamaguchi S, Farouki R T, Dubin D H E *Phys. Rev. E* **56** 4671 (1997)
160. Ichimaru S *Rev. Mod. Phys.* **54** 1017 (1982)
161. Ichimaru S *Statistical Plasma Physics* Vol. 1 *Basic Principles* (Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1992)
162. Замалин В М, Норман Г Э, Филинов В С *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике* (М.: Наука, 1977)
163. Ohta H, Hamaguchi S *Phys. Plasmas* **7** 4506 (2000)
164. Meijer E J, Frenkel D J *J. Chem. Phys.* **94** 2269 (1991)
165. Ваулина О С, Храпак С А *ЖЭТФ* **119** 264 (2001)
166. Vaulina O, Khrapak S, Morfill G *Phys. Rev. E* **66** 016404 (2002)
167. Vaulina O S, Khrapak S A *ЖЭТФ* **117** 326 (2000)
168. Dubin D H E *Phys. Rev. A* **42** 4972 (1990)
169. Farouki R T, Hamaguchi S *Phys. Rev. E* **47** 4330 (1993)
170. Lindemann F A *Z. Phys.* **11** 609 (1910)
171. Hansen J-P, Verlet L *Phys. Rev.* **184** 151 (1969)
172. Löwen H, Palberg T, Simon R *Phys. Rev. Lett.* **70** 1557 (1993)
173. Löwen H *Phys. Rev. E* **53** R29 (1996)
174. Rosenberg R O, Thirumalai D *Phys. Rev. A* **33** 4473 (1986)
175. Kremer K, Grest G S, Robbins M O *J. Phys. A: Math. Gen.* **20** L181 (1987)
176. Vaulina O S, Vladimirov S V *Phys. Plasmas* **9** 835 (2002)
177. Zuzic M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4064 (2000)
178. Quinn R A et al. *Phys. Rev. E* **53** R2049 (1996)
179. Hayashi Y *Phys. Rev. Lett.* **83** 4764 (1999)
180. Thomas H M, Morfill G E *Nature* **379** 806 (1996)
181. Melzer A, Homann A, Piel A *Phys. Rev. E* **53** 2757 (1996)
182. Thomas H M, Morfill G E *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 501 (1996)
183. Schweigert V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 5345 (1998)
184. Жаховский В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 392 (1997)
185. Joyce G, Lampe M, Ganguli G *Phys. Rev. Lett.* **88** 095006 (2002)
186. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **229** 317 (1997)
187. Голубовский Ю Б, Нисимов С У, Сулейменов И Э *ЖТФ* **64** (10) 54 (1994)
188. Голубовский Ю Б, Нисимов С У *ЖТФ* **65** (1) 46 (1995)
189. Голубовский Ю Б, Нисимов С У *ЖТФ* **66** (7) 20 (1996)
190. Fortov V E et al. *Phys. Rev. E* **54** R2236 (1996)
191. Фортов В Е и др. *ЖЭТФ* **111** 467 (1997)
192. Фортов В Е и др. *ЖЭТФ* **111** 889 (1997)
193. Khodataev Y K et al. *Phys. Rev. E* **57** 7086 (1998)
194. Нефедов А П и др. *ЖЭТФ* **115** 837 (1999)
195. Самарян А А и др. *ЖЭТФ* **117** 939 (2000)
196. Фортов В Е и др. *Докл. РАН* **366** 184 (1999)
197. Владимиров В И и др. *Физика плазмы* **27** 37 (2001)
198. Владимиров В И и др. *ЖЭТФ* **120** 353 (2001)
199. Gilbert S L, Bollinger J J, Wineland D J *Phys. Rev. Lett.* **60** 2022 (1988)
200. Grier D G, Murray C A *J. Chem. Phys.* **100** 9088 (1994)
201. Cândido L et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **10** 11627 (1998)
202. Lai Y-J, I L *Phys. Rev. E* **60** 4743 (1999)
203. Totsuji H *Phys. Plasmas* **8** 1856 (2001)
204. Totsuji H, Totsuji C, Tsuruta K *Phys. Rev. E* **64** 066402 (2001)
205. Astrakharchik G E, Belousov A I, Lozovik Yu E *Phys. Lett. A* **258** 123 (1999)
206. Астрахарчик Г Е, Белоусов А И, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **116** 1300 (1999)
207. Juan W-T et al. *Phys. Rev. E* **58** R6947 (1998)
208. Klindworth M et al. *Phys. Rev. B* **61** 8404 (2000)
209. Melzer A, Klindworth M, Piel A *Phys. Rev. Lett.* **87** 115002 (2001)
210. Amiranashvili Sh G, Gusein-zade N G, Tsyтович V N *Phys. Rev. E* **64** 016407 (2001)
211. Tomme E B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2518 (2000)
212. Piel A *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **36** 533 (2003)
213. Homann A, Melzer A, Piel A *Phys. Rev. E* **59** R3835 (1999)
214. Trottenberg T, Melzer A, Piel A *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 450 (1995)
215. Zuzic M, Thomas H M, Morfill G E *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 496 (1996)
216. Piel A, Melzer A *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** R1 (2002)
217. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4060 (2000)
218. Zafiu C, Melzer A, Piel A *Phys. Rev. E* **63** 066403 (2001)
219. Wang Y-N, Hou L-J, Wang X *Phys. Rev. Lett.* **89** 155001 (2002)
220. Nunomura S et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1970 (1999)
221. Samarian A A et al. *Phys. Rev. E* **64** 025402(R) (2001)
222. Sorasio G, Resendes D P, Shukla P K *Phys. Lett. A* **293** 67 (2002)
223. Chu J H, Du J-B, I L J. *Phys. D: Appl. Phys.* **27** 296 (1994)
224. Barkan A, Merlino R L, D'Angelo N *Phys. Plasmas* **2** 3563 (1995)
225. Молотков В И и др. *ЖЭТФ* **116** 902 (1999)
226. Tsyтович V N, de Angelis U *Phys. Plasmas* **6** 1093 (1999)
227. Tsyтович V N, de Angelis U *Phys. Plasmas* **7** 554 (2000)
228. Tsyтович V N, de Angelis U *Phys. Plasmas* **8** 1141 (2001)
229. Tsyтович V N, de Angelis U *Phys. Plasmas* **9** 2497 (2002)
230. Tsyтович V N, de Angelis U, Bingham R *Phys. Rev. Lett.* **87** 185003 (2001)
231. D'Angelo N *Phys. Plasmas* **4** 3422 (1997)
232. Ivlev A V et al. *Phys. Plasmas* **6** 741 (1999)
233. Ivlev A V, Morfill G *Phys. Plasmas* **7** 1094 (2000)
234. Ostrikov K N et al. *Phys. Rev. E* **61** 4315 (2000)
235. Wang X et al. *Phys. Plasmas* **8** 5018 (2001)
236. Shukla P K, Silin V P *Phys. Scripta* **45** 508 (1992)
237. Rao N N, Shukla P K, Yu M Y *Planet. Space Sci.* **38** 543 (1990)
238. Fried B D, Conte S D *The Plasma Dispersion Function; the Hilbert Transform of the Gaussian* (New York: Academic Press, 1961)
239. Melandsø F, Aslaksen T, Havnes O *Planet. Space Sci.* **41** 321 (1993)
240. Varma R K, Shukla P K, Krishan V *Phys. Rev. E* **47** 3612 (1993)
241. Jana M R, Sen A, Kaw P K *Phys. Rev. E* **48** 3930 (1993)
242. Bhatt J R, Pandey B P *Phys. Rev. E* **50** 3980 (1994)
243. Vladimirov S V *Phys. Plasmas* **1** 2762 (1994)
244. Bhatt J R *Phys. Rev. E* **55** 1166 (1997)
245. Annou R *Phys. Plasmas* **5** 2813 (1998)
246. Vladimirov S V et al. *Phys. Rev. E* **58** 8046 (1998)
247. Ostrikov K N et al. *Phys. Plasmas* **7** 461 (2000)
248. Rosenberg M *Planet. Space Sci.* **41** 229 (1993)
249. Rosenberg M *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 631 (1996)
250. D'Angelo N, Merlino R L *Planet. Space Sci.* **44** 1593 (1996)
251. Kaw P, Singh R *Phys. Rev. Lett.* **79** 423 (1997)
252. Mamun A A, Shukla P K *Phys. Plasmas* **7** 4412 (2000)
253. Rosenberg M *J. Plasma Phys.* **67** 235 (2002)
254. Kaw P K, Sen A *Phys. Plasmas* **5** 3552 (1998)
255. Kaw P K *Phys. Plasmas* **8** 1870 (2001)
256. Xie B S, Yu M Y *Phys. Rev. E* **62** 8501 (2000)
257. Murillo M S *Phys. Plasmas* **5** 3116 (1998)
258. Murillo M S *Phys. Plasmas* **7** 33 (2000)
259. Rosenberg M, Kalman G *Phys. Rev. E* **56** 7166 (1997)
260. Kalman G, Rosenberg M, DeWitt H E *Phys. Rev. Lett.* **84** 6030 (2000)
261. Kalman G, Golden K I *Phys. Rev. A* **41** 5516 (1990)
262. Winske D, Murillo M S, Rosenberg M *Phys. Rev. E* **59** 2263 (1999)
263. Ohta H, Hamaguchi S *Phys. Rev. Lett.* **84** 6026 (2000)
264. Murillo M S *Phys. Rev. Lett.* **85** 2514 (2000)
265. Melandsø F *Phys. Plasmas* **3** 3890 (1996)
266. Homann A et al. *Phys. Lett. A* **242** 173 (1998)
267. Wang X, Bhattacharjee A, Hu S *Phys. Rev. Lett.* **86** 2569 (2001)
268. Vladimirov S V, Shevchenko P V, Cramer N F *Phys. Rev. E* **56** R74 (1997)
269. Ivlev A V, Morfill G *Phys. Rev. E* **63** 016409 (2001)
270. D'Angelo N *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 1009 (1995)

271. Praburam G, Goree J *Phys. Plasmas* **3** 1212 (1996)
 272. Thompson C et al. *Phys. Plasmas* **4** 2331 (1997)
 273. Merlino R L et al. *Phys. Plasmas* **5** 1607 (1998)
 274. Зобнин А В и др. *ЖЭТФ* **122** 500 (2002)
 275. Pierer J B, Goree J *Phys. Rev. Lett.* **77** 3137 (1996)
 276. Peters S et al. *Phys. Lett. A* **223** 389 (1996)
 277. Homann A et al. *Phys. Rev. E* **56** 7138 (1997)
 278. Misawa T et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1219 (2001)
 279. Nunomura S, Samsonov D, Goree J *Phys. Rev. Lett.* **84** 5141 (2000)
 280. Nunomura S et al. *Phys. Rev. E* **65** 066402 (2002)
 281. Nunomura S et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 035001 (2002)
 282. Samsonov D et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 095004 (2002)
 283. Havnes O et al. *J. Geophys. Res.* **100** 1731 (1995)
 284. Samsonov D et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 3649 (1999)
 285. Samsonov D et al. *Phys. Rev. E* **61** 5557 (2000)
 286. Melzer A et al. *Phys. Rev. E* **62** 4162 (2000)
 287. Ваулина О С и др. *ЖЭТФ* **119** 1129 (2001)
 288. Нефедов А П и др. *ЖЭТФ* **122** 778 (2002)
 289. Fortov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 245005 (2003)
 290. Фортвов В Е и др. *ЖЭТФ* **123** 798 (2003)
 291. Thomas H M, Morfill G E *Contrib. Plasma Phys.* **41** 255 (2001)
 292. Akdim M R, Goedheer W J *Phys. Rev. E* **65** 015401(R) (2002)
 293. Samsonov D, Goree J *Phys. Rev. E* **59** 1047 (1999)
 294. Nefedov A P et al. *New J. Phys.* **5** 33 (2003)
 295. Khrapak S et al. *Phys. Plasmas* **10** 1 (2003)
 296. Samsonov D et al. *Phys. Rev. E* **67** 036404 (2003)
 297. Annaratone B M et al. *Phys. Rev. E* **66** 056411 (2002)
 298. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 055003 (2003)
 299. Piel A, Nosenko V, Goree J *Phys. Rev. Lett.* **89** 085004 (2002)
 300. Samsonov D et al. *Phys. Rev. E* **63** 025401(R) (2001)
 301. Law D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4189 (1998)
 302. Fortov V E et al. *Phys. Rev. E* **69** 016402 (2004)
 303. Mohideen U et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 349 (1998)
 304. Молотков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 152 (2000)
 305. Annaratone B M et al. *Phys. Rev. E* **63** 036406 (2001)
 306. Fortov V E et al., in *Proc. of the XXV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases: ICPIG, Nagoya, Japan, 17–22 July 2001* Vol. 3 (Ed. T Goto) (Nagoya: Nagoya Univ., 2001) p. 35
 307. Vladimirov S V, Nambu M *Phys. Rev. E* **64** 026403 (2001)
 308. Shukla P K, Mamun A A *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Bristol: IOP Publ., 2001)
 309. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. E* **68** 026403 (2003)
 310. Фортвов В Е и др. *Докл. РАН* **382** 50 (2002)
 311. Selwyn G S, Singh J, Bennett R S *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** 2758 (1989)
 312. Баранов В Ю и др., в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение* (Под ред. В Ю Баранова) (М.: ИздАТ, 2000) с. 626
 313. Паль А Ф, Старостин А Н, Филиппов А В *Физика плазмы* **27** 155 (2001)
 314. Паль А Ф и др. *ЖЭТФ* **119** 272 (2001)

Dusty plasma

V.E. Fortov, A.G. Khrapak, V.I. Molotkov, O.F. Petrov

*Institute for High Energy Density, Russian Academy of Sciences,
 ul. Izhorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-095) 485-79 89. Fax (7-095) 485-79 90
 E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru*

S.A. Khrapak

*Centre for Interdisciplinary Plasma Science, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik,
 D-85741, Garching, Germany
 E-mail: skhrapak@mpe.mpg.de*

Properties of a dusty plasma, which is a low-temperature plasma containing macroscopic charged particles, are reviewed. Basic elementary processes in a dusty plasma are analyzed, and forces acting on plasma particles are discussed. Experimental and theoretical research into gaseous, fluid, and crystalline states of strongly coupled dusty plasma is presented. Oscillations, waves, and instabilities in a dusty plasma are investigated. Some results of dusty plasma research under microgravity conditions are reported. New directions in experimental research are discussed, and possible applications of dusty plasma are considered.

PACS numbers: **52.20**, –j, **52.27**.Lw, **52.35**.–g

Bibliography — 314 references

Received 4 June 2003, revised 14 January 2004