

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

О перспективах экспериментальных и теоретических исследований самоорганизованных пылевых структур в комплексной плазме в условиях микрогравитации

В.Н. Цытович

Приводится обзор перспективных исследований явлений в комплексной плазме в условиях микрогравитации. Учитываются детали уже проведённых исследований и их следствия, на которые было обращено недостаточно внимания, но которые, вероятно, могут быть решающими для будущих работ. К их числу относятся наблюдения компактных пылевых структур, которые, по оценкам, способны удерживать все компоненты пылевой плазмы в ограниченной области пространства, экспериментальные свидетельства нелинейности экранирования пылевых частиц и возбуждения коллективных электрических полей и др. В теоретическом плане обсуждены новые коллективные процессы притяжения одноимённо заряженных пылевых частиц и дан обзор и оценка всех ранее использованных схем теневого притяжения пылевых частиц и попыток интерпретации наблюдений при их использовании. Пылевые структуры рассматриваются с точки зрения современной теории самоорганизации. Подчёркивается, что фазовые переходы между состояниями самоорганизованных структур могут существенно отличаться от таковых в однородных состояниях, а фазовые диаграммы должны строиться в параметрах, определяющих самоорганизованные структуры, и не могут строиться в таких параметрах однородных структур, как температура и плотность. Приводятся новые расчёты распределения параметров самоорганизованных структур для оптимальной модели, в которой учитывается условие квазинейтральности и пренебрегается диффузией. Эти расчёты указывают на то, что любые самоорганизованные структуры в условиях невесомости могут содержать ограниченное число пылевых частиц и имеют конечные размеры. Максимально возможное число частиц в структуре определяет характерный размер гетерогенности пылевых кристаллов, которые можно создавать в условиях невесомости. Обсуждаются критерии кристаллизации в структурах и предложенные для будущих экспериментов квазисферические камеры.

Ключевые слова: комплексная (пылевая) плазма, нелинейное экранирование, коллективные электрические поля, самоорганизованные пылевые структуры, пылевые плазменные кристаллы, численные расчёты равновесия и устойчивости структур, структуризация пылевой плазмы, эксперименты в условиях микрогравитации

PACS numbers: 52.27.Lw, **52.35.** – g, 52.65.Vv, **52.90.** + z

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201502c.0161

Содержание

1. Введение (162).
2. Постановка проблем существования и устойчивости самоорганизованных пылевых структур и плазменных пылевых кристаллов (163).
3. Пристеночные плазменные слои (164).
4. Формулировка некоторых новых задач физики пылевых структур (164).

В.Н. Цытович. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: tsytov@lpi.ru

Статья поступила 11 февраля 2014 г.

5. Экспериментальные возможности наблюдения изолированных самоорганизованных пылевых структур (166).
6. Исследования нового класса сил в пылевой плазме, определяющихся плазменными потоками (166).
7. Качественное описание самоудержания пыли, ионов и электронов в пылевой сферической самоорганизованной структуре (169).
8. Компактные структуры, обнаруженные в пылевой плазме в условиях микрогравитации (170).
9. Нелинейность экранирования пылевых частиц (171).
10. Наблюдаемые проявления коллективных электрических полей (172).
11. Общие результаты численных расчётов равновесия в самосогласованных пылевых структурах (172).
12. Пример численного расчёта равновесия компактной пылевой структуры (173).

13. Полное число пылевых частиц в структуре (175).
 14. Могут ли численные расчёты самоорганизованных структур определять условия кристаллизации пыли? (175).
 15. Об устойчивости самоорганизованных равновесных структур (176).
 16. Является ли структуризация в пылевой плазме универсальной? (177).
 17. Возможности проверки кинетических представлений и диагностики структур (177).
 18. Заключительные замечания (177).
- Список литературы (178).

1. Введение

Пылевая (комплексная) плазма является в последнее время объектом многочисленных исследований (см. обзоры [1–4]). Хотя впервые проблемы пылевой плазмы или просто пыли в плазме были подняты ещё в середине XX в. в связи с такими приложениями в астрофизике, как физика межзвёздной среды [5, 6], звездообразование [7], кольца планет [8, 9] и др., бум более глубоких исследований в этой области (увеличение более чем на порядок числа публикаций) развился в начале 1990-х годов в связи с технологическими приложениями для производства компьютерных схем [1, 10] и в связи с фундаментальными открытиями возможности кристаллизации пылевой компоненты [11–14] (1994 г., 1996 г.)¹.

Напомним читателям, далёким от этой области исследований, что пылевыми частицами в плазме называют обычно любые твёрдые частицы (любых конфигураций, включая частицы фрактальной структуры), но с размерами, много меньшими длины экранирования их электростатического поля. При таком определении пылевыми частицами можно считать и образования достаточно большого размера (мелкие камни в кольцах планет и даже искусственные спутники [24] в околоземной плазме). Некоторые теоретические результаты [24] достаточно часто используются в современных концепциях комплексной плазмы.

Пылевая плазма, встречающаяся в эксперименте и природе, довольно разнообразна по параметрам, но чаще всего это плазма достаточно низких температур с низкой концентрацией агентов, которые могли бы разрушать пылевые частицы. Размеры пылевых частиц в космической плазме варьируются от 0,003 до 0,5 мкм а в лабораторной — до 10–100 мкм. Что касается ограничений по температуре, то с самого начала исследований

физики пылевых частиц в плазме был развенчан миф о том, что пылевые частицы всегда будут достаточно быстро испаряться при взаимодействии с электронами и ионами плазмы. Было установлено, что при температурах ниже критических (T_{cr}) пылевые частицы не только не испаряются, но могут медленно увеличиваться в размерах, аккумулируя рекомбинирующие на них электроны и ионы и даже более мелкие пылевые частицы и нейтральные атомы. Их коэффициенты прилипания к пылевым частицам достаточно высоки.

В довольно распространённых экспериментах по длительному плазменному травлению в газовых разрядах пылевые частицы растут иногда до размеров порядка нескольких миллиметров и могут быть обнаружены невооружённым глазом. Кратко поясним, как такие частицы могут удерживаться в разряде и каков механизм увеличения их размера. Это связано с тем, что твёрдая частица, попавшая в плазму, довольно быстро приобретает плавающий потенциал и достаточно большой заряд. Пылевые частицы в плазме обычно могут быть заряжены отрицательно до зарядов, на 3–6 порядков больших заряда электрона (заряд пылевой частицы $Q_d = -Z_d e$; $Z_d \approx 10^3 - 10^6$, e — заряд электрона). Так, для плазмы с температурой электронов 3 эВ и температурой ионов, на два порядка меньшей (типичных для большинства высокочастотных разрядов), пылевая частица размером 10 мкм приобретает заряд $Z_d \approx (2,5 - 5) \times 10^4$. При этом заряд пропорционален размеру пылевой частицы и только при размерах порядка атомных он сравнительно невелик (несколько элементарных зарядов), тогда как при размерах ≈ 200 мкм он уже порядка $Z_d \approx 10^6$.

Большие заряды пылевых частиц приводят ко многим важным явлениям, в числе которых сильное взаимодействие пылевых частиц и их довольно хорошее удержание в разряде. Даже при небольшой концентрации пылевых частиц их взаимодействие (которое при пренебрежении экранировкой $\propto Z_d^2$) может стать сильным и определять динамику не только пылевой компоненты, но и всех компонент пылевой плазмы. В условиях доминирования сильного взаимодействия пылевых частиц пылевую плазму часто называют *комплексной плазмой*. Это название связано с тем, что сильно взаимодействующие пылевые частицы могут переходить в жидкое или кристаллическое состояние, тогда как электроны и ионы остаются в газообразном состоянии. Но даже в отсутствие такого перехода большие заряды пылевых частиц могут приводить к хорошему их удержанию стенками газоразрядной плазмы.

Обычно между плазмой и стенками камеры имеется определённая разность потенциалов, порядка электронной температуры T_e . Для пылевых частиц она представляет собой большой барьер, в $Z_d \approx 10^3 - 10^6$ раз больший T_e . В качестве примера можно привести процессы травления в высокочастотном разряде длительностью иногда более нескольких суток, когда некоторые пылевые частицы растут до размеров, видимых невооружённым глазом. Именно такое время (несколько суток) эти пылевые частицы удерживаются в разряде [10]. В газовых разрядах чаще всего $T_{cr} > T_e$ (в зависимости от материала пылинки значение T_{cr} варьируется в пределах нескольких десятков электронвольт, тогда как T_e находится в пределах нескольких электронвольт). Согласно современным воззрениям, почти все газовые разряды,

¹ Автор стал интересоваться этой тематикой ещё до 1990 г., когда в публикациях только появились первые намёки на возникновение новой физики и её мало акцентированные черты медленно всплывали в исследованиях. Но после более чем 20-летней активной работы стало ясно, что их можно превратить в стройную схему, что само по себе важно для будущих исследований. В настоящей статье автор пытается показать, что если бы это было сделано вовремя, то было бы много легче выбирать правильные шаги в исследованиях. Собранные косвенные доказательства роли таких процессов, которые вписываются в общие схемы самоорганизации, анализируются в настоящей работе непредвзято и критически и излагаются в самой простой форме ("на пальцах" и с минимумом теоретического и численного анализа), но достаточной для определения, как говорят, сухого остатка и перспективных направлений будущих исследований с учётом уже обнаруженных новых физических эффектов. Некоторые обзоры и статьи по комплексной плазме и физике взаимодействия в ней пылевых частиц см. в *УФН* [15–22] и обзор [23].

контактирующие со стенками, — это разряды в пылевой плазме (стенки камеры "пылят", так как электроны и ионы плазмы неравномерно нагревают стенки разрядной камеры и их эрозия становится источником пылевых частиц).

2. Постановка проблем существования и устойчивости самоорганизованных пылевых структур и плазменных пылевых кристаллов

Первые предложения по постановке экспериментов в комплексной плазме и, в частности, по образованию новых типов кристаллов, когда кристаллические структуры возникают только в пылевой компоненте, были сделаны ещё в 1986 г. [25] и 1992 г. [26] и впервые реализованы экспериментально в земных условиях в 1994 г. [11–13] и в 1996 г. [14]². При этом ещё до первых экспериментов были сделаны [26] важные оценки, указывающие на то, что в экспериментах на Земле гравитационное поле Земли будет разрушать кристаллические пылевые структуры. Поэтому существовало общее мнение, что эксперименты должны проводиться в условиях микрогравитации (в невесомости). Такие эксперименты были осуществлены на Международной космической станции (МКС) в рамках Российско-германского соглашения. В качестве пробы перед космическими экспериментами необходимо было провести эксперименты в земных условиях. Но, к большому удивлению, при инъекции пылевых частиц в простейшие газовые разряды удалось впервые получить пылевые кристаллы на Земле. Лёгкость, с которой пылевые кристаллы сразу же удалось наблюдать в земных условиях [11], довольно удивительна. В экспериментах [11] в газовый разряд инжестировались пылевые частицы определённого размера (порядка 10 мкм), но образование кристаллов наблюдалось и тогда, когда в газовый разряд инжестировались частицы краски от стандартного принтера [27], имеющие большие разбросы по размерам.

В чём же были (и были ли?) ошибки первоначальных оценок роли гравитации? Нужно вспомнить, что оценки возможной роли гравитации касались идеальных условий, когда, помимо внешней гравитации, учитывалось только во много раз увеличенное (благодаря большому заряду) взаимодействие пылевых частиц. Роль других внешних сил в таких оценках не учитывалась. Могли ли внешние силы компенсировать гравитацию в первых экспериментах [11]?

Выше мы коснулись пристеночных плазменных слоёв и возникновения разностей потенциалов вблизи стенок, которая может удерживать пылевые частицы внутри разряда. Действительно, в особых условиях экспериментов [11] кристаллы наблюдались в пристеночной области разряда, когда электрические поля пристеночной области могли компенсировать гравитационные силы.

На фоне такой компенсации могло происходить образование пылевых кристаллов. Эта интерпретация для земных условий оказалась в целом правильной, хотя бы потому, что вдали от стенок создание кристал-

лов было затруднено. Но такая трактовка является, возможно, только предварительной³. Последующие эксперименты в условиях невесомости (или микрогравитации) или другие эксперименты должны были помочь понять роль пристеночных полей в земных условиях. При этом надо иметь в виду, что в действительности роль пристеночных полей не сводится просто к левитации пылевых частиц в пристеночном слое, и пылевые частицы могут и должны заметно менять его структуру. Если эксперименты проводятся в условиях микрогравитации, то гравитационные силы отсутствуют, и естественным было бы проводить эксперименты вдали от стенок, чтобы избежать сложностей, связанных с пристеночными слоями.

Пристеночные поля (обычно довольно сложной структуры) в этом случае не будут маскировать эксперименты по, казалось бы, новому физическому явлению — образованию кристаллов частицами весьма больших зарядов. Только в отсутствие такой маскировки можно было ожидать прозрачности и более глубокого понимания новых физических явлений, характерных для пылевых частиц. Дальнейшие наблюдения в условиях микрогравитации на борту МКС [28, 29] не ставили задач использования таких условий эксперимента (вдали от других источников внешних сил, включая проведение эксперимента вдали от пристеночных слоёв). И это понятно, так как для сложных космических экспериментов принято использовать аппаратуру, опробованную в земных условиях. Поэтому кажется естественным, что космические эксперименты встретились с определёнными трудностями при попытках наблюдения пылевых плазменных кристаллов.

Резюме этих исследований: если пренебречь эпизодическими наблюдениями пространственно очень небольших упорядоченных распределений пылевых частиц, то можно ожидать, что пылевые кристаллы не возникают в условиях невесомости вблизи пристеночных областей газовых разрядов. Однако были обнаружены пылевые войды (области, где пылевые частицы полностью отсутствуют в определённой части разряда), причём такие области имеют чётко определённые границы в пространстве. Этого можно ожидать, если отсутствует одна из двух сил, компенсирующих друг друга в земных условиях. В последнее время была осознана необходимость расширения исследований и создания так называемых "чистых" условий вдали от пристеночных слоёв. В первых же экспериментах на МКС [28] были использованы установки, схожие с теми, на которых получали пылевые кристаллы в земных условиях. В таких экспериментах достаточно большую роль играют пристеночные плазменные слои.

Нужно отметить большой успех космических экспериментов в наблюдении совсем иных пылевых структур — пылевых войдов [29], которые, так же как и пылевые кристаллы, можно отнести к классу *новых самоорганизованных структур в открытых физических системах*. Последний термин будет использован далее в связи с общим описанием свойств, характерных для пылевой

² В статьях авторов, открывших кристаллические структуры пыли в плазме, они названы *плазменными кристаллами*. Мы здесь будем использовать названия *пылевые кристаллы* или *плазменные пылевые кристаллы*, подчёркивая то, что правильные кристаллические структуры образуют только пылевые частицы.

³ Электрическое поле в пристеночных слоях сильно неоднородно, так что различные части кристалла находятся в полях разной напряжённости и возникает проблема объяснения, почему наблюдаемые расстояния между плоскостями кристалла, находящимися в полях, различающихся по напряжённости на порядок, примерно одинаковы.

плазмы как состояния вещества. И ещё один термин будет использован — *пылевые структуры со свободной границей*. Он впервые появился при интерпретации результатов численных расчётов [30], обнаруживших самопроизвольное образование кристаллов в пылевой плазме при учёте кулоновского экранированного отталкивания и специфического теневого притяжения пылевых частиц. Правда, в [30] использовалась только простейшая модель дебаевского экранирования, пригодного для пылевых частиц небольшого размера; дальнейшее развитие позволило описывать численно общие структуры со свободной границей (см. подробно в разделе 9).

Задаче анализа современного состояния и перспектив исследования кристаллизации в пылевой плазме и образования структур в отсутствие гравитационных и других внешних сил с точки зрения процессов самоорганизации и посвящена настоящая статья. При этом проблема кристаллизации затронута как частная в более общей проблеме образования самосогласованных структур со свободными границами, а кристаллизация — как процесс перехода от одних таких структур к другим.

3. Пристеночные плазменные слои

Стоит особо остановиться на том, почему эксперименты вблизи пристеночных плазменных слоёв не могут дать ответы на вопросы, связанные с образованием самоорганизованных пылевых кристаллов, и не могут служить для исследования более сложных проблем, к которым в общем случае можно отнести взаимодействия самосогласованных структур друг с другом. Дело в том, что пристеночные слои по своей природе также должны быть отнесены к классу самоорганизованных структур.

Пристеночные плазменные слои представляют собой довольно сложные образования. Физика пристеночных слоёв в плазме изучается почти более века. Начало было положено одним из первых исследователей физики плазмы И. Ленгмюром в 1922 г. [31] (о современном состоянии см. [32–34]).

Пристеночные плазменные слои имеют многочисленные применения как в отмеченном выше плазменном травлении, так и в плазмохимии и многих технических приложениях физики газовых разрядов. Поэтому физика плазменных пристеночных слоёв была предметом многих фундаментальных и прикладных исследований, показавших сложность таких структур, большую роль поверхностных процессов, потоков электронов и ионов на стенки и сложную нелинейность распределения полей внутри пристеночных слоёв, имеющих специфические внутренние сингулярности [33]. Сейчас часто говорят о пристеночных плазменных слоях как о самостоятельных самоорганизованных плазменных структурах, описываемых собственными нелинейными моделями. Их рассматривают в терминах новейшей теории самоорганизации, так же как, например, и страты газовых разрядов.

Плазменные кристаллы являются также одним из возможных типов самоорганизованных структур в пылевой плазме как вдали от её границ, так и в пристеночных слоях. Было бы неправильным начинать исследования пылевых кристаллов внутри других структур или при сильном воздействии других структур, таких как пристеночные слои. Конечно, пылевые кристаллы вначале

были обнаружены внутри пристеночных слоёв. Каждая из структур — будь то пристеночный слой или пылевой кристалл — самоорганизуется нелинейно, и очевидно, что они не могут просто накладываться друг на друга или на другие структуры. Поэтому такой объект, как пылевой кристалл внутри пристеночного слоя, является отдельной самосогласованной структурой. Существовавшие эксперименты чаще всего этого не оговаривали.

Стратегия экспериментов по плазменным кристаллам и другим структурам в условиях микрогравитации должна состоять в том, чтобы проводить сначала исследование структур вне воздействия других структур, а затем только обращаться к проблемам взаимодействия структур, к физике гибридных структур и кристаллизации пыли внутри плазменных пристеночных слоёв. Пристеночные пылевые структуры видоизменяют не только процессы кристаллизации пыли, но и распределения параметров внутри пристеночных слоёв.

При раздельном изучении структур окажется более естественным исследование новой физики самоорганизации и кристаллизации в пылевой плазме. Для понимания новой физики, с которой придётся встретиться при изучении компактных самоорганизованных структур, стоит обсудить те новые явления, с которыми уже столкнулись в проведённых экспериментах. Признаки такой новой физики были выявлены уже в первых экспериментах в космических условиях. Они указывали на образование новых самоорганизованных компактных пылевых структур даже *со свойствами самоудержания всех компонент: пыли, электронов и ионов — в ограниченной области пространства, что стало неожиданным и новым явлением*, а также на образование компактных структур с полным отсутствием пыли в ограниченной области пространства — *пылевых войдов*.

Кроме того, наблюдалось возникновение новых структур — пылевых вихрей, в которых в вихревые движения оказываются вовлечёнными в основном пылевые частицы. Мы попробуем в терминах элементарной физики объяснить эти наблюдения и рассмотреть их как *манифестацию новых свойств обсуждаемых систем*. Эффекты самоудержания пыли в ограниченной области пространства вне пристеночных слоёв, самоочистения от пыли ограниченной области пространства при возникновении войдов и генерации пылевых вихрей представляют особый интерес своей полной новизной. Они косвенно указывают на возможность возникновения новых сил между пылевыми частицами, которые, однако, сравнительно слабо обсуждались в связи с наблюдениями таких явлений, как нелинейная экранировка пылевых частиц и возбуждение в структурах коллективных электрических полей. Как будет ясно из дальнейшего рассмотрения, эти эффекты являются не прямым, но косвенным наблюдением в проведённых экспериментах.

4. Формулировка некоторых новых задач физики пылевых структур

Рассматривая всю совокупность описанных представлений, можно поставить ряд новых задач и вопросов для теоретических и будущих экспериментальных исследований.

1. Допустимо ли с учётом возможных сил и коллективных полей *существование равновесных конфигураций пылевых структур, локализованных в ограниченной обла-*

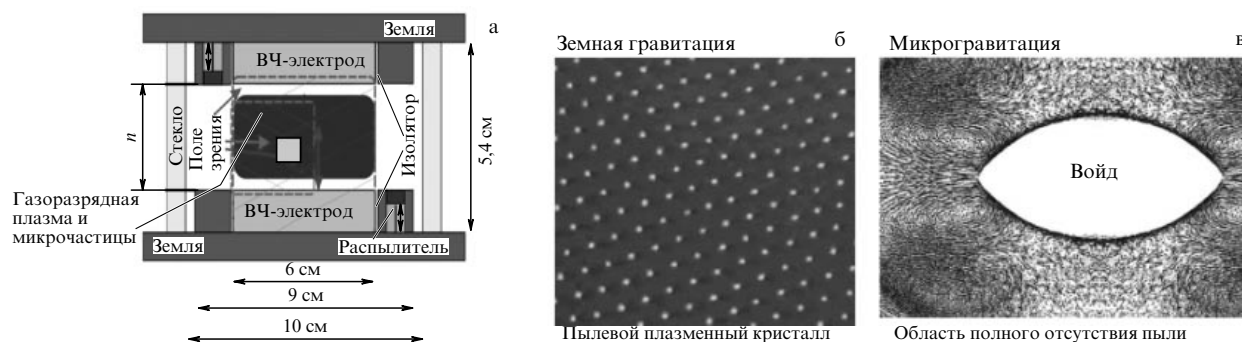


Рис. 1. Схема экспериментов (а), в которых впервые наблюдались плазменные кристаллы (б) и войды (в).

сти пространства, без дополнительных внешних сил и источников потоков плазмы?

2. Возможно ли существование *устойчивых изолированных структур*, которые по своей природе должны быть достаточно неоднородными из-за того, что они представляют собой ограниченные в пространстве образования?

3. Можно ли исследовать и классифицировать равновесные самосогласованные структуры и найти регулирующие эти структуры глобальные параметры?

4. Возможны ли структуры сложной конфигурации, в частности, когда кристаллизация возникает лишь в части структур, или самоорганизованные структуры способны кристаллизоваться только как целое?

5. Возможно ли существование кристаллических оболочечных структур с войдами внутри?

6. Могут ли фазовые переходы в неоднородных структурах (т.е. переходы от одного неоднородного самосогласованного газового или жидкого состояния в другое неоднородное кристаллическое состояние) быть качественно отличными от тех, с которыми до настоящего времени физика имела дело при исследовании переходов из одного пространственно однородного состояния в другое (точнее, когда поверхностные и объёмные явления резко разделены)? Здесь речь идёт также о переходах от одной некристаллической неоднородной самосогласованной структуры к другой кристаллической неоднородной самосогласованной структуре. Причём неоднородность органически связана с возможностью существования отдельных изолированных структур.

7. Каковы процессы образования и динамика таких структур?

8. Всегда ли пылевая плазма распадается на структуры? Каковы критерии структуризации пылевой плазмы и является ли структуризация в *отсутствии гравитации и пристеночных слоёв универсальной*?

9. Имеется ли аналогия с хорошо изученной гравитационной структуризацией вещества? Эта аналогия имела бы право на существование, если бы взаимодействия одноимённо заряженных пылевых частиц начиная с определённых расстояний становились притягивающими.

Итак, речь идёт о новых физических проблемах, связанных с исследованием свойств изолированных самоорганизованных структур, включая новые пространственно неоднородные и самоорганизованные пылевые кристаллы и самоорганизованные газовые и жидкие пылевые структуры. Кроме того, речь идёт и о новых процессах фазовых переходов между неоднородными

самоорганизованными структурами, экспериментальное решение которых может быть начато только в случае, если исследовать структуры со свободными границами вдали от пристеночных слоёв, отделив их от более сложных структур и исключив условия, когда присутствует сильное взаимодействие с другими структурами. Это составляет перспективу исследований в условиях невесомости. Причём нет ответа и на старый вопрос о фазовых переходах между однородными пылевыми состояниями, как нет ответа на вопрос, могут ли такие состояния быть реализованы экспериментально в условиях микрогравитации.

Мы обсудим далее существующие предложения по новым экспериментам. В теоретическом плане речь идёт вначале об описании равновесия структур, а затем об исследовании их устойчивости. Заметим, что само длительное наблюдение структур в адекватных внешних условиях может служить аргументом в пользу их устойчивости. Но теоретическая программа должна включать не только отыскание новых самоорганизованных состояний равновесия структур со свободными границами, но и исследования их устойчивости. Мы обсудим также, насколько эффекты структуризации пылевой плазмы являются универсальными и в каких (как оказывается, исключительных) условиях могут наблюдаться почти однородные пылевые состояния.

Стоит отметить, что замечания, сделанные относительно уже проведённых экспериментов, имели цель наиболее ясно определить перспективы будущих экспериментов с самоорганизованными структурами. Несомненно важность открытия пылевых кристаллов вблизи пристеночных плазменных слоёв в лабораторных условиях и войдов в космических условиях. Для полноты приведём результат первых наблюдений плазменных пылевых кристаллов в земных условиях и пылевых войдов в условиях невесомости (рис. 1). Нужно оговориться, что только в грубом приближении пылевые кристаллы не наблюдались в условиях невесомости, а пылевые войды не наблюдались в земных условиях. В действительности в земных условиях войды наблюдались очень редко (для очень небольших пылевых частиц), а кристаллы наблюдались в условиях микрогравитации (в очень небольших областях), и их обнаружение требует тщательных поисков, тогда как образование войдов легко воспроизводится в наблюдениях.

В настоящем обзоре освещено современное состояние уже начавшихся исследований самоудерживающихся самоорганизованных пылевых структур разнообразной конфигурации (включая пылевые кристаллы),

а также дана оценка возможных перспектив развития этого направления исследований.

5. Экспериментальные возможности наблюдения изолированных самоорганизованных пылевых структур

Трудности, связанные с пристеночными слоями, состоят в том, что в них создаются довольно сложно распределённые электростатические поля и ионные потоки, которые нельзя ликвидировать наложением внешних полей. Одна из возможностей избавиться от пристеночных слоёв является тривиальной — замкнутая заряженная поверхность (пусть, в простейшем случае, сфера), согласно теореме Гаусса, не генерирует электростатических полей внутри. Пристеночные слои возникают из-за тех же процессов, что и зарядка пылевых частиц — электроны, как наиболее подвижные, быстро достигают поверхности, создавая потоки ионов на поверхность и разделение зарядов, что приводит к формированию пристеночных полей, в которых электрическое поле слоя генерирует потоки ионов на стенки разрядной камеры.

Если электрическое поле не будет создаваться, несмотря на то что поверхность камеры заряжена, то исчезнет и электростатическая сила — вторая компонента при равновесии пылевых частиц в пристеночном слое в условиях гравитации. Сразу после первых экспериментов в условиях микрогравитации были предложены сферические [35, 36] и близкие к сферическим [37] камеры (рис. 2), позволяющие избежать пристеночных слоёв, а в [38] опубликованы общие результаты численных расчётов, указывающие на преимущества проведения экспериментов в сферических камерах. Имея в виду рассмотренные нами более общие проблемы равновесия, устойчивости и фазовых переходов в самоорганизованных структурах, оценим здесь положительные и возможные отрицательные факторы будущего использования таких камер [35–37].

При создании разряда в любой камере обычно устанавливается баланс генерации и поглощения компонент плазмы. Электроны и ионы возникают в результате процессов ионизации, а их рекомбинация в объёме плазмы обычно мала и в отсутствие пыли происходит на стенках камеры. При появлении пылевой компоненты дополнительная рекомбинация происходит на пыли, но возможны и условия, когда рекомбинация на пыли будет основным механизмом в балансе гибели электронов и

ионов. Н. Сато полагает, что механизмом ионизации является дополнительный разряд вблизи поверхности сферической камеры (рис. 2а). Потоки как электронов, так и ионов от этого разряда направляются к центру камеры через внутреннюю сетку газоразрядного слоя. Внутри камеры эти потоки должны поглощаться на пылевых частицах. Но интенсивность поглощения зависит от общего числа пылевых частиц, т.е. ограничения по инжекции последних должны быть согласованы с потоком или поток должен быть согласован с числом частиц. Возможность такого согласования должна быть предусмотрена дополнительно. Дополнительная однородная ионизация, как обычно, могла бы быть создана сверхвысокочастотными (СВЧ) полями с длиной волны, много большей размера камеры.

В камере У. Конопки (рис. 2б) ионизация может создаваться СВЧ-полями, приложенными к противоположным сегментам, со сдвигом фазы между различными сегментами. Если при этом удастся создать ионизацию с максимумом на периферии камеры, то должны также возникать потоки к центру камеры для их поглощения на пылевых частицах. В обоих случаях пылевые частицы должны играть существенную роль в глобальном балансе разряда, отличая его качественно от других разрядов. В отсутствие пыли единственным стоком частиц будет стенка, но в отсутствие полей и вызываемых ими потоков на стенку поглощение стенками будет определяться медленным процессом диффузии на стенки и, следовательно, баланс и зажигание разряда будут сильно зависеть от давления нейтрального газа. В сферических камерах наличие пыли может привести к тому, что поглощение и сам разряд будут определяться пылевой компонентой.

6. Исследования нового класса сил в пылевой плазме, определяющихся плазменными потоками

Как уже отмечалось, предполагаемая универсальность процессов структуризации в пылевой плазме, скорее всего, может быть связана с новым типом взаимодействий пылевых частиц. Как сейчас становится ясным, взаимодействия, типичные для пылевых частиц, обязаны присутствию потоков электронов и ионов, генерируемых самой структурой. Ещё в 1990–1992 гг., до открытия пылевых кристаллов, особое внимание привлекали наблюдения агломерации (слипания) мелких пылевых частиц, которую пытались объяснить, предположив наличие сил притяжения одноимённо заряженных частиц, связанного с изменением потоков плазмы на пылевые частицы и изменением зарядов взаимодействующих пылевых частиц при их сближении. Возможная роль таких эффектов была впервые отмечена в [39]. Напомним, что пылевые частицы заряжаются потоками электронов и ионов и при полном отсутствии электронов и ионов в объёме плазмы заряд пылевых частиц исчезает. При этом даже в отсутствие направленных скоростей процессы зарядки идут довольно эффективно, так как существуют тепловые потоки (а в неравновесной плазме существуют флуктуационные потоки).

Проще всего процессы зарядки отдельной изолированной пылевой частицы можно описать такими потоками электронов и ионов, но значительно сложнее это сделать для наиболее интересного случая компактного

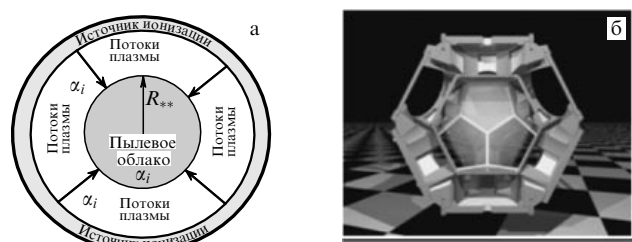


Рис. 2. (а) Сферические камеры, предложенные N. Sato [35, 36], в которых используется разряд в пристеночном сферическом слое для создания сходящегося к центру камеры плазменного потока, проникающего через сетку пристеночного разряда; (б) квазисферическая камера У. Конопки [37], поверхность которой состоит из пятиугольных секторов, к противоположным сторонам которых могут прикладываться СВЧ-поля разной полярности.

сгустка пылевых частиц. Если поверхность пылевой частицы является сферически симметричной, то и тепловые потоки на поверхность будут сферически симметричными. Но трудно допустить, что потоки сохраняют такую симметрию для сгустка пылевых частиц. Потоки могут быть сферически симметричными только вдали от сгустка частиц. Уже для двух частиц, в случае, впервые рассмотренном в [39], изменение потока при сближении частиц изменяет их заряды. В принципе возможны качественно различные следствия этого явления. Первое — когда вблизи одной из частиц инжектируется другая, а поток определяется первой из них, причём формирование заряда инжектированной частицы и изменение заряда ранее существовавшей происходят за времена, много меньшие времени изменения существовавшего потока. Тогда поток плазмы определяется первой из ранее существовавших частиц и должен перераспределяться между двумя частицами. В результате заряды обеих частиц будут меньшими, чем заряд ранее существовавшей частицы, и собственная энергия частиц уменьшится, как правило, более существенно, чем энергия взаимодействия при возникшем отталкивании [39]. Это указывает на то, что сближение частиц будет энергетически выгодным и частицы могут агломерировать.

Другой случай соответствует варианту, когда сближаются частицы, каждая с уже сформировавшимся потоком на её поверхность. Тогда в первую очередь сказывается появление несимметричности потоков, которое можно назвать теньвым эффектом, и возникающий эффект передачи импульса от потока частицам можно назвать соответственно теньвым притяжением. В отличие от электростатического отталкивания, указанное притяжение, как ясно из простых соображений, не экранируется и всегда найдутся такие расстояния между пылевыми частицами, когда сила притяжения, уменьшаясь с расстоянием только как $1/r^2$ (телесный угол тени), будет доминировать над экранируемым отталкиванием. Оценка характерных расстояний, на которых это происходит, зависит от модели тени. Если она соответствует геометрической тени, как рассмотрено впервые в [41], то притяжение оказывается довольно слабым. Но в действительности ионы достаточно сильно притягиваются отрицательным зарядом пылевых частиц и траектории их движения на пылевые частицы не являются прямолинейными. Сечение столкновений ионов, попадающих на пылинку, может намного превосходить геометрическое сечение пылинки, что и имеет место в условиях большинства экспериментов: тень не является геометрической. Сечение оказывается в T_e/T_i (обычно в 10^2) раз большим, и реально возникающее теньвое притяжение должно быть много большим того, которое возникает от геометрической тени. Это впервые отмечено в [40]. Увеличивается теньвое притяжение и в случае, когда заряды пылевых частиц больше некоторых критических, таких, что сечение рассеяния ионов на пылевых частицах в основном определяется рассеянием на большой угол; ионы, рассеянные первой частицей, не смогут достигнуть второй, при этом размер области экранирования также возрастает [2, 42–44] и экранирование становится нелинейным.

Притяжение может быть ещё более эффективным, если учитывать коллективный эффект [43–46], рассматривая притяжение отдельной частицы к агломерату многих пылевых частиц, и найти долю притяжения,

которое приходится на любую пару частиц (отдельной частицы и частицы агломерата). Это характеризует эффективное парное притяжение в коллективе и может быть сопоставлено с притяжением изолированной пары. Коллективное притяжение, в отличие от гравитации, не может аддитивно складываться как сумма теньвых сил притяжения к отдельным частицам агломерата, так как возмущённые потоки пересекаются друг с другом.

Впервые этот эффект отмечен в [43] и описан подробно в [2, 44–46]. При анализе таких процессов интерес представляют расстояния, много большие среднего расстояния между пылевыми частицами, когда важной является только направленная составляющая ионного распределения. Если рассмотреть пылевую частицу на некотором удалении от центра сгустка частиц (агломерата), то она находится в потоке, который в целом направлен к центру сгустка, и, следовательно, частица находится в несимметричном по направлениям распределении ионов, имеющих около данной частицы среднюю направленную скорость. Симметричные потоки при поглощении пылевой частицей, напомним, не передают ей импульса и не создают дополнительных сил. Импульс, переносимый потоком, имеющим среднюю направленную скорость, должен передаваться поглощающим поток частицам. Ионы этого потока, имеющие большую массу по сравнению с электронами, при взаимодействии с зарядом пылевой частицы передают этой частице импульс. Эта сила является *силой увлечения пылевых частиц потоком*. Она может как приводить к коллективному притяжению, так и сказываться на равновесии в любом скоплении пылевых частиц [45–47] (см. подробнее в разделах 6, 7).

Как показано в [43, 44] на примере линейного экранирования, сила увлечения с учётом изменения ионного потока из-за его поглощения при передаче импульса пылевым частицам полностью определяет силу коллективного теньвого притяжения. Размеры неоднородности такой силы порядка размеров скопления, т.е. много больше среднего расстояния между пылевыми частицами, что позволяет в первом приближении усреднить силу увлечения по распределению ионов по скоростям и использовать усреднённое гидродинамическое описание. Сила увлечения зависит от сечения взаимодействия ионов с пылевой частицей и, естественно, от того, каким является экранирование поля частиц — линейным дебаевским [45, 46] или нелинейным [24, 47]. В последнем случае, как показано в [47], с ростом нелинейности экранирования увеличивается как сила увлечения, так и коллективное притяжение.

Теоретическое описание коллективного притяжения в приближении точечных частиц имеет неоднозначность, так как выражение для статического взаимодействия содержит в знаменателе диэлектрическую постоянную, которая должна менять знак (т.е. проходить через нуль) в зависимости от значения волновых чисел (обратных расстояний). Это происходит в силу того, что на малых расстояниях диэлектрическая постоянная характеризует отталкивание, тогда как на больших — притяжение. Указанная проблема была разрешена в [2, 45, 46] рассмотрением частиц конечного размера и доказательством того, что для частиц конечного, хотя и малого, размера в пределе точечных частиц можно пользоваться правилом Ландау "обхода полюсов". В настоящее время теоретический охват процессов, приводящих к увеличе-

нию теневого притяжения, достаточно широк для предсказаний, проверяемых экспериментом.

С силой увлечения связано и *появление крупномасштабных самосогласованных электрических полей в структурах*. Поясним это явление аналогией с электрическим полем, возбуждаемым током, пропорциональным дрейфовой скорости электронов. Для пылевых структур в простейшем случае, когда локально направленная скорость ионов много меньше их тепловой скорости, сила увлечения пропорциональна направленной скорости ионов. Конечно, при больших скоростях зависимость силы увлечения от скорости дрейфа является более сложной, но пропорциональность сохраняется.

Предельный случай малой дрейфовой скорости удобен для аналогии с законом Ома, когда ток тоже пропорционален дрейфовой скорости, но электронов, а не ионов, причём наличие тока вызывает так называемое шаговое напряжение, т.е. вызывает соответствующее электрическое поле. Поэтому в пылевой плазме наличие сил увлечения не может не сопровождаться появлением коллективного электрического поля с масштабом, много большим среднего расстояния между пылевыми частицами. Впервые на это указывали численные расчёты равновесия компактных структур в простейших предположениях о локальной квазинейтральности [48], учитывающие силы увлечения, и первые теоретические описания войдов [49, 50], в которых используется равновесие коллективного поля и виртуальных сил увлечения для нахождения границ войда.

Заметим, кстати, что во многих расчётах равновесия структур, взаимодействующих согласно экранированному потенциалу Юкавы (так называемые "Jukawa Balls" или "Coulomb Balls" [51]), пренебрегается коллективными полями и силой увлечения, так как не учитывается наличие потоков электронов и ионов и их поглощение на экранируемой частице (экранирование Юкавы оказывается по многим другим причинам неприменимо к процессам, описываемым в пылевой плазме, см. раздел 9). Исследования такого рода относятся скорее к некой вымышленной проблеме, но не к пылевой плазме, в которой пылевые частицы приобретают заряд вследствие поглощения потоков электронов и ионов.

В пылевой плазме у ионов потока в результате потери их энергии и импульса из-за сил увлечения пылью появляется дополнительная сила трения, пропорциональная в первом приближении скорости дрейфа, который, так же как и в законе Ома, не может не возбуждать коллективных электрических полей характерного размера, естественно, много большего средних расстояний между пылевыми частицами. Коллективные поля нельзя игнорировать при рассмотрении баланса сил в сгустке пыли и в коллективном теневом притяжении. Такое пренебрежение незаконно при расчётах так называемых сгустков Юкавы, однако оно учитывается во всём последующем анализе. Описанные эффекты находят экспериментальное подтверждение и должны быть причислены к новому классу явлений в пылевой плазме.

Несколько слов об усреднённых крупномасштабных и "флуктуационных" полях. Микроскопические поля определяют размеры экранирования и "флуктуационных" теневых сил, характерный масштаб которых мал по сравнению с коллективными неоднородностями, имеющими размеры, много большие межчастичного расстояния и экранировки поля пылевых частиц.

Как крупномасштабные силы увлечения, так и крупномасштабные электростатические поля возникают на фоне мелкомасштабных потоков и полей, которые локально направлены к поверхности каждой из пылевых частиц и поэтому довольно сильно меняются в пространстве. Только усреднение этих потоков даёт картину сил увлечения и электростатических крупномасштабных полей, медленно меняющихся к центру скопления пылевых частиц. Соотношения между крупномасштабными и мелкомасштабными процессами в пылевой плазме могут быть предметом не только теоретических исследований, но и непосредственных наблюдений, так как можно проследить если не за мелкомасштабными полями, то хотя бы за динамикой каждой из пылевых частиц. Все стандартные теории в обычной (не пылевой) плазме имеют дело с флуктуациями и усреднёнными по ним величинами, но при этом динамика отдельных частиц недоступна наблюдениям и часто приходится при анализе наблюдений использовать теоретические подходы к усреднению по флуктуациям и, в частности, вводить представления о расщеплении корреляционных функций. Преимуществом исследований в пылевой плазме является возможность проследить за динамикой отдельных пылевых частиц и непосредственно проверить гипотезы о расщеплении флуктуаций. Но если такие исследования будут проведены, то перенос их результатов на непылевую плазму вряд ли возможен в силу специфики взаимодействия пылевых частиц.

Силы притяжения как локального [40, 41], так и макроскопического [42, 43] характера имеют сходство с моделью теневого притяжения Лесажа гравитационных взаимодействий, возникающего из-за экранировки потоков несуществующего "эфира" на одну из взаимодействующих частиц другой, соседней, частицей. В отличие от модели Лесажа, забытой после создания теории относительности, в которой нет места эфиру, в пылевой плазме потоки совершенно реальны (это потоки электронов и ионов плазмы) и их эффективность сильно зависит от характерных размеров и эффективности взаимодействия потоков с частицами.

Теневые силы в пылевой плазме в определённом приближении аналогичны гравитационным и могут характеризоваться эффективной гравитационной постоянной G_{eff} [47, 52], зависящей, в отличие от постоянной гравитационных взаимодействий G , от плотности пыли и других параметров. Поэтому такие взаимодействия являются коллективными. Коллективное притяжение, обязанное силам увлечения, и коллективное поле имеют особое значение при интерпретации войдов и наблюдений инъекции пробных пылевых частиц в область центра войда [50], позволяющих проследить, как инжектированные частицы "вымываются" из войда к его периферии. Силы увлечения, действующие на пылевые частицы, обусловлены потоками плазмы, увлекающими пылевые частицы. Для войдов такие потоки должны стационарно создаваться в центре войда и быть направлены из центра на периферию, а для компактных структур — "обжимать" структуру снаружи и удерживать пылевые частицы в ограниченной области пространства, создавая коллективное притяжение. Существенными являются только те потоки (электронов и ионов), которые формируются естественным образом самой пылевой плазмой, а не дополнительными внешними источниками.

Подчеркнём, что возникновение потоков на поверхности частиц — это естественный процесс поддержания плавающего потенциала. При внесении пылевой частицы в плазму эти потоки могут быть чисто тепловыми: электроны, как наиболее подвижные, достигают поверхности частицы раньше ионов и адсорбируются поверхностью пылинки; последняя становится заряженной отрицательно, и заряд на пылинке растёт, до тех пор пока основная часть медленных электронов теплового распределения не будет отражаться от пылевой частицы и пылевых частиц не начнут достигать только хвостовые электроны теплового распределения. Ионы, хотя и притягиваются к отрицательному заряду пылинки, могут уменьшить рост заряда только тогда, когда их поток сравнится с уменьшенным потоком электронов. Для равновесия заряда пылинки потоки электронов и ионов должны быть равными, причём для поддержания заряда необходимо, чтобы *каждый из потоков электронов и ионов не обращался в нуль*. Поток плазмы на поверхность пылинки при достижении равновесного заряда не равен нулю, пыль служит стоком плазмы, и для баланса плазма, рекомбинирующая на пыли, должна восстанавливаться источником ионизации.

В этом смысле пылевая плазма — это открытая система. В передаче импульса и создании сил увлечения играют роль только ионы потока. Поля сил увлечения, определяемые локальными параметрами распределения концентрации и дрейфа ионов, являются виртуальными в отсутствие пылевых частиц и действуют на пылевые частицы только тогда, когда пылевые частицы возникают в соответствующем месте системы. Так, поле увлечения внутри войда воздействует на пылевую частицу только после её инъекции в определённое место внутри войда. Представление о виртуальных полях увлечения наглядно поясняет механизм возникновения войдов. Потоки плазмы возникают и в любых других пространственных структурах пылевых частиц.

Как отмечалось, первые эксперименты по пылевому плазменным кристаллам в лабораторных земных условиях проводились в пристеночных слоях, когда электрические поля слоя создавали дополнительные внешние потоки плазмы помимо тепловых потоков, обсуждавшихся в разделе 2 и связанных с зарядкой пылевых частиц. Помимо сил увлечения, потоки плазмы вносят вклад в вариации заряда пылевых частиц. С этим эффектом связано также появление вихревых сил, действующих на пылевые частицы в чисто потенциальном электростатическом поле и приводящих к образованию вихревых пылевых структур. Вихри могут также образовываться как возмущения равновесных самоорганизованных структур, описание их возбуждения возможно в рамках теории устойчивости самоорганизованных структур. Сейчас имеется достаточно экспериментов [53, 54], подтверждающих эффекты теневого притяжения и объясняющих результаты наблюдений по модели теневого притяжения при нелинейном экранировании пылевых частиц.

7. Качественное описание самоудержания пыли, ионов и электронов в пылевой сферической самоорганизованной структуре

Будем исходить из представлений о том, что для самоудержания пылевых частиц в достаточно больших струк-

турах существенны только крупномасштабные потоки, и опишем качественно, как в таких структурах может установиться равновесие в отсутствие как пристеночных слоёв, так и гравитации. Предположим для простоты, что структура имеет ограниченные размеры и является сферической (это предположение не упрощает качественную картину, но позволит потом реализовать её количественно — см. разделы 11, 12 настоящего обзора, посвящённые численным расчётам). Будем считать, что поток вне структуры является тоже сферически симметричным и направлен к центру структуры.

Предположим, что структура содержит пылевые частицы большого заряда $Z_d \gg 1$. Как показывают оценки, силы увлечения, по крайней мере, пропорциональны первой ступени Z_d и поэтому их в первую очередь нужно учесть в условиях равновесия. Они направлены внутрь структуры. Силы коллективного электрического поля также пропорциональны величине Z_d . Но вследствие отрицательности заряда пылевых частиц эти силы будут направлены наружу от центра структуры. Баланс этих двух сил может локально определять равновесие пылевых частиц для $Z_d \gg 1$. В рамках предположения $Z_d \gg 1$ для установления равновесия достаточно сравнительно небольшой напряжённости электрического поля (так же как сравнительно небольшое поле достаточно для удержания пылевых частиц в пристеночном слое).

Для ионов сила электрического поля направлена внутрь структуры и будет удерживать ионы в структуре. Электроны же, как наиболее лёгкие частицы, будут распределены адиабатически (локально максвелловски) с локальной электронной плотностью, определяемой балансом электрического поля и электронного давления. Таким образом, все частицы плазмы могут находиться в равновесии в неоднородно распределённой структуре. Как правило, такая структура должна иметь конечные размеры R_{str} . Величины внешнего потока и R_{str} определяются числом удерживаемых пылевых частиц, способных заряжаться в центре структуры, куда должен достигать поток, поглощаемый на пылевых частицах, при прохождении потока к её центру.

Такие представления пригодны для пылевых структур со свободной границей, которые, возможно, будут создаваться в камерах (см. рис. 2). Принципиальная схема структур со свободной границей, которая может служить также моделью для численных расчётов, обсуждаемых в разделах 11, 12, приведена на рис. 3. На основании расчётов можно установить, в каких условиях имеет место показанная на рис. 3 резкая граница структуры. Выше уже было отмечено, что для сфериче-

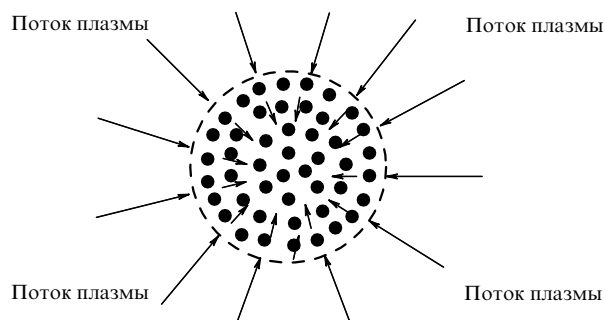


Рис. 3. Схема самоорганизованной структуры со свободными границами.

ских камер потоки на стенку могут быть обязаны только диффузии. Можно думать, что для структур со свободными границами резкость границ определяется приближением, когда диффузия пренебрежимо мала. Это подтверждается приведёнными численными расчётами для модели самосогласованных сферических структур, для которых в процессах диффузии доминируют столкновения ионов плазмы с пылевыми частицами.

Нужно отметить, что феномен резких пылевых границ весьма часто наблюдается в пылевой плазме, что видно, в частности, и из приведённого результата распределения пыли на границе войда (рис. 1в). В разделах 16, 17 специально обсуждён вопрос о том, какие будущие экспериментальные исследования границ пылевых структур и роли диффузии в структурах границ могут быть проведены.

На рисунке 3 изображено, что внутри структуры пылевые частицы имеют определённое межчастичное расстояние и тем самым плотность пыли в структуре является вполне определённой. В действительности вопрос о том, сколько пылевых частиц может удерживать отдельная структура и, следовательно, какова при конечных размерах будет плотность пыли в структуре, является весьма существенным. Ряд важных наблюдений в этом отношении уже имеется, но они не касаются самоорганизованных структур со свободными границами. В частности, при инъекции пыли в газовые разряды со стратами [11] наблюдалось, что в образующихся структурах может быть заключено только определённое число пылевых частиц — лишние выпадают на дно камеры. В разделе 13 обсуждается, как можно это явление ограниченного числа частиц в структуре и ограничения на плотность пыли в структуре проиллюстрировать численными моделями и какие будущие эксперименты для самоорганизованных структур могут его подтвердить.

8. Компактные структуры, обнаруженные в пылевой плазме в условиях микрогравитации

Компактные пылевые структуры, похожие на те, которые имелись в виду в обсуждавшейся модели, впервые наблюдались достаточно случайно — в эксперименте в условиях микрогравитации, когда пылевые частицы меньшего размера инжестировали в область войда, предварительно созданного пылевыми частицами большего размера. При этом формирование таких компактных структур было самопроизвольным и происходило до того, как потоки частиц меньшего размера достигали области частиц, формирующих войд [55–57] (рис. 4), а затем, как показывают наблюдения, частицы большего размера выталкивались из центральной приосевой области. Пылинки большего размера не в состоянии остановить формирование компактной структуры частиц меньшего размера вплоть до области войда.

Баланс сил поперёк движения пылинок определяется равенством силы со стороны возникающего коллективного электрического поля и силы увлечения поперёк направления инъекции, которые по-разному зависят от размера пылинок. Если поле убывает в направлении от оси системы, то на больших расстояниях от оси для баланса достаточно меньшей силы увлечения. Следовательно, если отношение силы увлечения к силе электрического поля падает с ростом размера пылевых частиц, то должно наблюдаться выталкивание больших частиц из

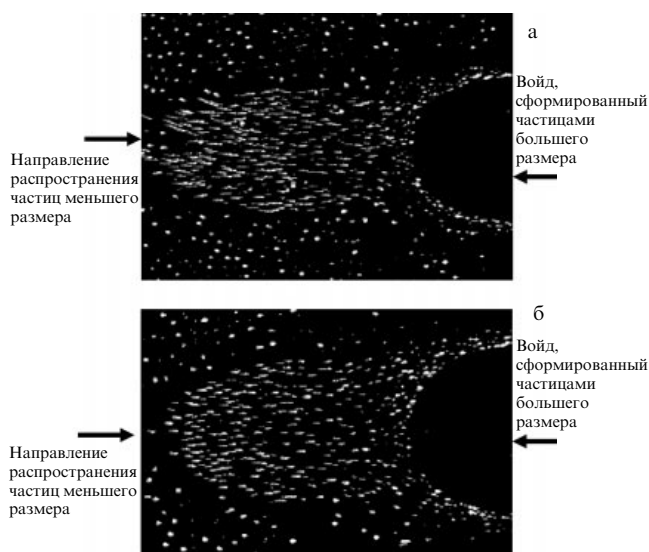


Рис. 4. Наблюдение компактных пылевых структур при инъекции частиц меньшего размера в область, близкую к пылевому войду частиц большего размера; рис. 4б соответствует более позднему моменту времени по сравнению с рис. 4а.

центра. При этом частицы разного размера не могут находиться в равновесии в данной точке разряда вследствие разной зависимости от размера частиц силы увлечения и силы электрического поля.

Обнаруженное сравнительно недавно выталкивание больших частиц из области частиц меньшего размера имеет предысторию, связанную с самыми первыми экспериментами в комплексной плазме, изучавшими равновесные распределения в разрядах с частицами разного размера. В ряде первых экспериментов⁴ было доказано, что в равновесных конфигурациях частицы разного размера разделены в пространстве, причём, так же как в последних экспериментах, частицы меньшего размера испытывают относительно большие силы увлечения (рис. 5). Это имело глубокий смысл, в то время так и не объяснённый. Простейшая оценка сил увлечения при учёте линейного экранирования даёт прямо противоположный результат. Мы обсудим правильную интерпретацию в разделе 12.

Также довольно случайным было наблюдение компактных пылевых структур в некоторых лабораторных экспериментах в условиях невыясненной роли границ и структуры полей [14] (рис. 6).

Позднее компактные структуры наблюдались в нескольких специально поставленных экспериментах. Однако они, как правило, содержали небольшое число пылевых частиц, не дающее возможность проверить фундаментальные свойства самоорганизованных структур, а эксперименты велись не в сферических камерах, позволяющих избежать воздействия пристеночных плазменных слоёв, хотя и в отдалении от стенок камеры. Мы сможем вернуться к обсуждению этих экспериментов после описания качественно новых свойств пылевых структур со свободной границей.

⁴ Это отмечалось в [11] и было чётко показано в первых экспериментах 2003 г. на борту МКС [28] (см. рис. 5).

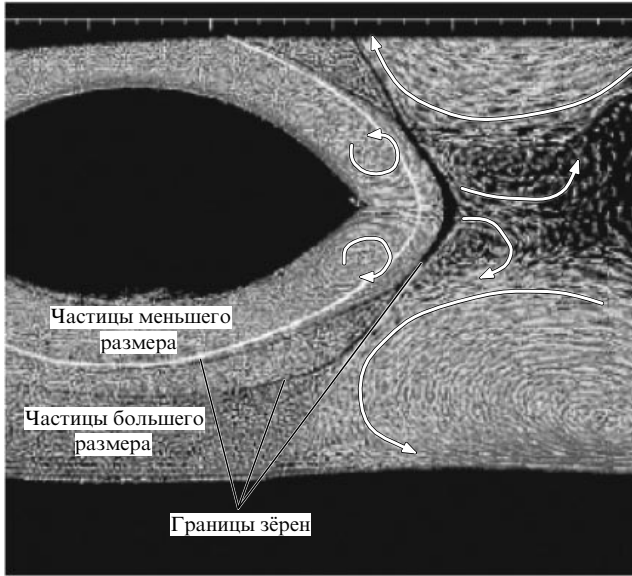


Рис. 5. Наблюдение войда, окружённого сначала частицами меньшего размера, а затем частицами большего размера [28]. Наблюдались также окружающие войд новые пылевые структуры — пылевые вихри.

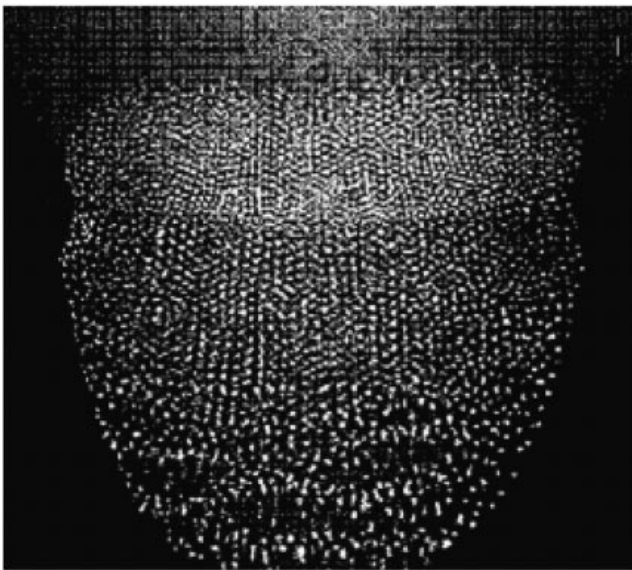


Рис. 6. Компактные структуры, обнаруженные в разрядах со стратами, содержащие кристаллическую, жидкую и газовую фазы. Наблюдение показывает, как кристаллическое, жидкое и газовое состояния могут одновременно присутствовать в структуре.

9. Нелинейность экранирования пылевых частиц

Описанная в разделе 6 зависимость силы увлечения от размера частиц была объяснена в [55, 56] нелинейностью экранирования. Последняя проблема, связанная с ролью нелинейности поляризационного заряда при экранировании достаточно большого заряда, была поднята ещё более полувека тому назад как проблема экранирования искусственных спутников Земли [24], имеющих, как и пылевые частицы, размеры, много меньшие линейного дебаевского радиуса экранирования. Модель нелиней-

ного экранирования может быть почти полностью перенесена на экранирование пылевых частиц. Поясним критерий нелинейности экранирования. Экранирование обычно производится электронами и ионами плазмы, которые вблизи пылевой частицы могут быть распределёнными по Больцману:

$$n_{e,i} \propto \exp\left(-\frac{e_{e,i}\phi_d}{T_{e,i}}\right),$$

где $n_{e,i}$ — концентрации электронов и ионов, $T_{e,i}$ — температуры электронов и ионов, ϕ_d — потенциал пылевой частицы. Линейным или дебаевским экранированием называется экранирование в условиях, когда распределения электронов и ионов возмущаются слабо и в экспоненте можно ограничиться линейным членом разложения по потенциалу пылинки:

$$\exp\left(-\frac{e_{e,i}\phi_d}{T_{e,i}}\right) \approx 1 - \frac{e_{e,i}\phi_d}{T_{e,i}}.$$

Уравнение Пуассона в этом случае приводит к экспоненциальному закону экранирования,

$$\phi_d = -\frac{Z_d e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad \frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{D,i}^2} + \frac{1}{\lambda_{D,e}^2},$$

причём в условиях большинства экспериментов $\tau \equiv T_i/T_e \lesssim 0,01$ и в основном экранирование определяется ионами. С увеличением заряда пылевых частиц, в первую очередь для ионов, теряется возможность разложения экранирующего заряда по потенциалу пылевых частиц. Критерием линейности экранирования тогда будет $\beta \equiv Z_d e^2 / T_i \lambda_{D,i} \ll 1$.

Так как $Z_d \propto a$, где a — размер пылевой частицы, то с ростом a критерий линейности экранирования быстро нарушается. Так, для существующих экспериментов оценки показывают, что линейность имеет место только при $a < 0,1-0,03$ мкм. В то же время для изучения взаимодействия пылевых частиц желательно увеличивать их заряд и в стандартных условиях эксперимента: $a > 10-15$ мкм. В этом случае приближение линейного экранирования неприменимо. В простейшей модели нелинейного экранирования [24] предполагается, что в выражении для возмущённого заряда ионов учитываются только те ионы распределения, которые, стартуя с расстояний, где потенциал поля частицы пренебрежимо мал, могут достигнуть заданного расстояния вблизи пылевой частицы: $\epsilon(r) > -e\phi_d(r)$, $\epsilon(r)$ — энергия экранирующего иона на заданном расстоянии r . При нелинейном экранировании экранирующий фактор ψ отличен от экспоненциального:

$$\phi_d = -\frac{Z_d e^2}{r} \psi(\beta, r).$$

В силу сказанного выше об ограничении энергии частиц, ответственных за экранирование, плотность поляризационного заряда при нелинейном экранировании меньше, чем при линейном, а следовательно, характерный размер области нелинейного экранирования больше линейного. Расчёты дают увеличение размера области экранирования примерно до $(7-8)\lambda_{D,i}$, что часто удивительно совпадает с наблюдениями. В существующих публикациях это нередко приписывают наличию дрейфа

ионов, уменьшающего линейную поляризацию ионов до величины, при которой сказывается линейная поляризация электронов, и не учитывают нелинейность экранирования. Однако в действительности поляризация является нелинейной, и в этом случае правильные оценки показывают, что дрейф сказывается намного меньше, а электроны не могут давать наблюдаемое экранирование⁵.

Зная нелинейно экранированный потенциал, например, используя модель [24], можно по стандартным формулам рассчитать рассеяние пылью потока ионов и силу увлечения [2, 47], а также рассчитать зависимость силы увлечения от размера частиц. Удобно сравнивать отношение η силы увлечения $F_{\text{дт}}$ и электрической силы F_E . Для линейного экранирования $\eta \propto a$, а для нелинейного [47] $\eta \propto 1/a^{0.35}$, что полностью объясняет, почему при формировании компактной структуры меньшими частицами частицы большего размера выталкиваются частицами меньшего размера. Сказанное служит манифестацией необходимости привлечения нелинейного экранирования для объяснения наблюдений. Используемая модель нелинейного экранирования [24] является необходимой, но не единственной [58]. Так, в ряде моделей предполагается, что заметную роль в экранировании могут играть захваченные ионы [58]; всё же в ряде публикаций это признаётся маловероятным из-за неустойчивости распределений с захваченными ионами.

10. Наблюдаемые проявления коллективных электрических полей

К числу таких проявлений нужно причислить наблюдаемую эжекцию крупных частиц из формирующейся компактной структуры более мелких частиц (см. рис. 4). Для мелких частиц сила увлечения при нелинейном экранировании больше и, если именно они начинают регулировать коллективное электрическое поле, то это поле слишком велико для компенсации меньшей силы увлечения, действующей на более крупные частицы, и именно коллективное поле выталкивает их из области структуры, что просто фиксируется экспериментально. Таким образом, эжекция больших частиц из приосевой области формирующейся структуры, регулируемой более мелкими частицами, — это весьма наглядное проявление процесса формирования коллективного поля.

Несколько иначе возникает пространственное разделение мелких и крупных частиц вокруг войда, но без коллективного электрического поля такое разделение также невозможно. Внутри войда коллективное поле направлено от центра и возрастает по мере удаления от центра войда. Для отрицательно заряженных пылевых частиц сила электрического поля направлена к центру, а сила увлечения — от центра. Поверхность, на которой эти силы становятся сравнимыми, соответствует поверхности войда. Внутри неё сила увлечения больше, а вне — меньше силы электрического поля. Устойчивость поверхности имеет место, когда частицы вне войда силой

увлечения стремятся к его поверхности. На определённом расстоянии за пределами поверхности войда коллективное поле войда начинает убывать и более крупные частицы выталкиваются на расстояния, большие тех, которые соответствуют равновесию мелких частиц.

Концентрация пыли (и параметр Хавнса $P = Z_d n_d / n_i$) на поверхности должны испытывать скачок, будучи равными нулю внутри войда, причём скачок вполне определённой величины, пропорциональной параметру Хавнса и силе со стороны электрического поля. Почти все наблюдения войдов действительно обнаруживают этот резкий скачок и полное отсутствие пылинок с внутренней стороны войда. Выталкивание более крупных частиц естественно, так как равновесие на заданном расстоянии выполняется для более мелких частиц. Судя по результату эксперимента, показанному на рис. 5, частицы большего размера находят равновесие на большем расстоянии от центра войда, что означает падение напряжённости коллективного поля с дальнейшим увеличением расстояния от центра войда. Это ожидаемо и подтверждается численными расчётами, так как пылевые частицы на некотором расстоянии вне войда должны своим зарядом уменьшить напряжённость поля.

Другим важным проявлением коллективных полей являются пылевые вихри по краям войдов, связанные с неколлинеарностью полей и градиентов заряда пылевых частиц (см. рис. 1, 5). В безразмерных переменных $E \rightarrow eE\lambda/T_i$, $v_d \rightarrow v_d/v_{Ti}$, $t \rightarrow tv_{Ti}/\lambda$, $m_d \rightarrow m_d/m_i$ уравнение для вихревого движения пылевых частиц имеет вид

$$m_d \frac{d(\text{rot } \mathbf{v}_d)}{dt} = -\text{rot } Z_d \mathbf{E} = -[\nabla Z_d, \mathbf{E}]. \quad (1)$$

В верхней части рис. 5 поле направлено вверх, а в нижней — вниз, тогда как на краях градиенты концентрации направлены под углом к этим направлениям. Вращение частиц соответствует "правилу буравчика". Скорость вращения может служить для измерения напряжённости коллективного электрического поля.

Стоит ещё раз напомнить, что в силу большого заряда пылевых частиц, $Z_d \gg 1$, даже относительно слабое коллективное поле E может с достаточно большой силой $Z_d E$ выталкивать частицы и создавать пылевые вихри. Это подтверждается также приведёнными в разделах 11, 12 численными расчётами.

11. Общие результаты численных расчётов равновесия в самосогласованных пылевых структурах

Обсуждённых характерных особенностей пылевой плазмы достаточно для формулировки простейших задач численного расчёта равновесий в самосогласованных пылевых структурах. Такие задачи могут быть сформулированы для наиболее интересного случая нелинейного экранирования в условиях, когда диффузия подавлена столкновениями ионов с нелинейно экранированными пылевыми частицами [59, 60], и в отсутствие квазинейтральности. Довольно обширные предварительные расчёты показали, что это наиболее правильные и простейшие предположения для большинства проведённых экспериментов.

Диффузия может быть учтена, и от требования квазинейтральности можно отказаться, но хотя в ограниченной области структур эти условия нарушаются, на

⁵ Для "сохранения значимости" исследований с экспоненциальным экранированием в ряде исследований экспоненциальное линейное экранирование предлагается считать феноменологическим или даже подгоночным параметром с некоторой эффективной длиной экранирования и эффективным зарядом частиц; подгонка нелинейного экранирования под такой, как его называют, юкавский потенциал может быть сделана только на ограниченных расстояниях и с точностью 200–300 %.

такие ограничения можно пойти для того, чтобы составить общую картину и не загромождать рассмотрение. Однако на ранних этапах исследования структур ясности в этом вопросе не было. Первые публикации предварительных расчётов равновесия были проведены при выполнении двух условий: локальной квазинейтральности [45, 46] и учёта только диффузии ионов на атомах нейтрального газа [61, 62]. Исследование [60] показало, что первое условие хотя и выполняется приближённо, но в ряде расчётов только на 25–35 %, а второе справедливо только в узком слое вблизи границы структуры.

В стационарных условиях равновесие сил должно выполняться для всех компонент: пыли, ионов и электронов. Для равновесия пылевых частиц в [59] учитываются только электростатические силы и силы увлечения (при $Z_d \gg 1$ остальные силы малы). Для равновесия ионов учитываются силы трения, связанные как с силой увлечения пыли, так и с трением об атомы нейтрального газа, силы теплового давления и динамического давления потока и силы электрического поля. Для электронов учитываются силы электронного давления и силы электрического поля, для зарядов пылевых частиц — равенство потоков электронов и ионов на пылевые частицы, для скорости потоков — уравнение непрерывности с учётом ионизации и поглощения потоков на пыли. Важно, что заряды пылевых частиц для всех вариантов расчёта не предполагаются фиксированными и видоизменяются с расстоянием в соответствии с изменениями других локальных параметров структур. При этом величины зарядов меняются квазиadiaбатически с учётом того, что процесс зарядки пылевых частиц является быстрым по сравнению с характерными временами динамики структур (это предположение об адиабатичности используется и при рассмотрении устойчивости равновесных структур).

Полученные уравнения для описания равновесия содержат только первые пространственные производные и для сферических структур определяются значениями параметров структуры в её центре. Число таких параметров сводится к двум, поскольку значения таких величин, как скорость потока и напряжённость электрического поля, обращаются в нуль и это условие определяет связь между значениями других параметров в центре. В качестве таких двух параметров можно взять концентрацию ионов и плотности зарядов пылевых частиц в центре. На основании решения уравнений равновесия при условиях малости ионизации внутри структур, когда структуры поддерживаются потоками извне, установлено, что:

- 1) равновесные решения существуют в ограниченной области значений указанных двух параметров;
- 2) равновесия возможны только для определённых расстояний от центра, не превышающих величины R_{str} , которую можно назвать размером структуры;
- 3) внутри структуры может удерживаться ограниченное число пылевых частиц N_d ;
- 4) коллективные электрические поля внутри структуры в условиях приближённой квазинейтральности не равны нулю и позволяют определить полный заряд структуры;
- 5) коллективные заряды структуры могут превосходить заряды отдельных пылевых частиц, несмотря на то что средняя плотность коллективного заряда много меньше плотности заряда отдельных пылевых частиц;

6) компактные равновесные структуры возникают только в случае, если ионизация внутри структуры достаточно мала;

7) увеличение ионизации от значений, при которых она практически не сказывается на структуре, до значений, при которых такие изменения заметны, в широком диапазоне изменений мощности ионизации не влияет качественно на распределение параметров внутри структур, но дальнейшее небольшое возрастание мощности ионизации приводит к резкому изменению топологии структур и появлению войда в центре;

8) войды, так же как и компактные структуры, имеют резкие границы;

9) предложенная методика пригодна для строгого расчёта структур при нарушении квазинейтральности;

10) при нарушении квазинейтральности резкость границ сохраняется;

11) степень резкости границ как компактных структур, так и войдов определяется диффузией;

12) диффузионная граница тем резче, чем выше концентрация пыли в структуре, что связано с подавлением диффузии ионов на нейтральных атомах столкновениями ионов с пылевыми частицами, частота столкновений которых увеличивается вследствие нелинейности экранирования;

13) при увеличении расстояний от поверхности войда концентрация пыли вначале растёт, а затем убывает до значений, близких к нулю, образуя вокруг войда сферическую пылевую оболочку;

14) размытые границы возникают только у структур в виде войда, окружённого достаточно тонким пылевым сферическим слоем;

15) многие результаты расчётов в целом соответствуют существующим наблюдениям, численные расчёты описывают новые качественные явления, которые станут доступны для будущих экспериментов.

12. Пример численного расчёта равновесия компактной пылевой структуры

Рассмотрим пример численного расчёта, который, следуя методике [59], был проведён специально для настоящей статьи как наиболее типичный, подтверждающий общие утверждения раздела 11.

При численном расчёте структур необходимо выбрать нормировки плотностей и дрейфовой скорости, удобные для сравнения с экспериментами, так чтобы в существующих экспериментах нормировочные константы были приближённо постоянными. Для этого удобно плотности нормировать на $n_* \equiv T_i/4\pi e^2 \lambda^2$, а дрейфовую скорость ионов — на $\sqrt{2T_i/m_i}$, где λ — длина свободного пробега ионов при столкновении с атомами нейтрального газа; заряд пылевых частиц нормировать на величину aT_e/e^2 , а напряжённость электрического поля — на величину, которая приводит к набору ионом тепловой скорости на длине свободного пробега: $n \rightarrow n_i/n_*$, $n_e \rightarrow n_e/n_*$, $P \rightarrow n_d Z_d/n_*$, $z \rightarrow Z_d e^2/aT_e$, $E \rightarrow eE\lambda/T_i$, $r \rightarrow r/\lambda$. Отметим, что часто встречающийся в литературе параметр Хавнеса P_H равен здесь P/n . В качестве двух независимых параметров, определяющих структуру, удобно выбрать $n(0)$ и $P(0)$. Ограничения на эти параметры определяются из системы уравнений для равновесия (кратко описанных в разделе 11), которые стоит привести для полноты описания (для простейшего

случая):

$$2u \frac{du}{dr} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} + u f_{dr}(u) = E \left(1 - \frac{P}{n} \right), \quad \frac{\tau}{n_e} \frac{dn_e}{dr} = -E,$$

$$\tau = \frac{T_i}{T_e}, \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n u) = -a P n \alpha_{ch}(u), \quad (2)$$

$$E = f_{dr}(u, \beta) u \sqrt{n}, \quad \beta = \frac{a z \sqrt{n}}{\tau},$$

где $f_{dr}(u, \beta)$ — коэффициент увлечения, $\alpha_{ch}(u)$ — коэффициент мощности зарядки пылевых частиц. Первый коэффициент выражается через численно рассчитываемое транспортное сечение рассеяния ионов на нелинейно экранированных пылевых частицах, а второй — через сечение прилипания (поглощения ионов пылевыми частицами). Предположение о большом заряде пылевых частиц отражено в последнем соотношении для баланса сил на пылевых частицах, сохраняющем только электрические силы и силы увлечения. Система уравнений (2) выписана в простейшем случае квазинейтральности (впервые проанализированном в [48]), когда $P = n - n_e$. Принципиально ненамного более сложной, но всё же более громоздкой является система уравнений равновесия, когда решается более точная задача без предположения о квазинейтральности. Её решение показывает, что P выражается через все коэффициенты, связанные с увлечением и зарядкой пылевых частиц, и степень квазинейтральности в определённой мере от них зависит. Анализ всё же даёт более точное описание, приближённо совпадающее с простейшим квазинейтральным (правда, в ряде примеров расхождения могут составлять до 25–30 %). Ограничимся иллюстрацией с использованием в (2) $P = n - n_e$.

Первое, что обнаруживается — это то, что при большом числе значений начальных параметров система (2) действительно имеет самосогласованные решения, описывающие компактные структуры ограниченного размера. Максимальные размеры имеют структуры, плоские в центре. Для таких структур система (2) даёт $n_{\min} < n(0) < n_{\max}$. Причём структуры наибольших размеров возникают при $n(0)$, близких к $n_{\min} \approx 2-3$, тогда как $n_{\max} \approx 400$, т.е. диапазон параметров, для которого равновесия возможны, весьма широк. Здесь в качестве иллюстрации рассмотрим подробно результаты для одной структуры с $n(0) = 5$ (рис. 7). Отметим сразу, что расчёты могут дать плотность пыли в структуре, и это имеет важные следствия. Хотя распределение плотности ионов почти плоское, его максимум приходится на периферию структуры. На границе структуры $n_{str} = 3,761$. Заметим, что в безразмерных единицах дебаевский радиус экранирования λ_D равен $1/\sqrt{n}$ и меняется с расстоянием от центра; на границе он равен $\lambda_{D, str} = 0,509$. Отношение дебаевской длины к характерному размеру неоднородности $n(r)/|dn(r)/dr|$ в структуре мало, достигая максимального значения 0,036 на поверхности, отношение длины нелинейного экранирования к характерному размеру неоднородности примерно 0,3. Несколько иным является распределение параметра Хавнеса $P_H = P/n$ и безразмерной (в единицах $\tau/4\pi a \lambda^2$) плотности пыли $n_d \equiv P/z \rightarrow n_d 4\pi a \lambda^2/\tau$ (рис. 8). Концентрация электронов хотя и убывает к центру, но не сильно (см. рис. 7), и поэтому заряд отдельных пылевых частиц z тоже убывает к центру (см. рис. 8), дрейфовая скорость ионов у поверхности структуры $u_{str} = -0,164$ мала по

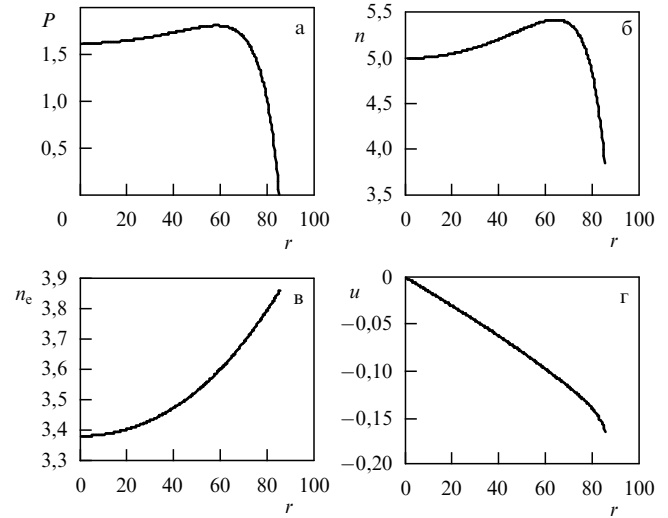


Рис. 7. Распределение плотности пылевого заряда (а), концентрации ионов (б), концентрации электронов (в) и дрейфовой скорости ионов (г) для структуры с $n(0) = 5$. Расчёт размера структуры как решение уравнения $P(R_{str}) = 0$ даёт достаточно большую величину $R_{str} = 85,077$. На приведённых рисунках кривые рассчитаны вплоть до расстояний от центра $r = R_{str}$; расстояние измеряется в единицах λ — длины свободного пробега при столкновениях ионов с нейтральными атомами.

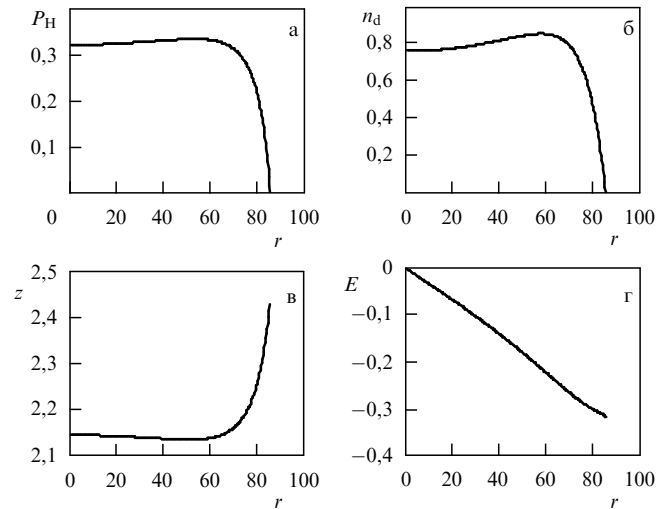


Рис. 8. Распределение параметра Хавнеса (а) и плотности пыли (б), заряда пылинок (в) и электрического поля (г) в структуре с $n(0) = 5$.

сравнению с тепловой. Напряжённость электрического поля на поверхности структуры $E_{str} = -0,316$ и определяет суммарный отрицательный коллективный заряд всей структуры, который невелик: коллективный заряд всей структуры $Q_{str} = -Z_{str} e$, $\beta_{str} = Z_{str} e^2 / R_{str} \lambda T_i = -E_{str} R_{str} = 9,006$ (при сравнении с зарядом отдельной частицы доля коллективного заряда, приходящегося на отдельную частицу, очень мала, так как в структуре содержится более 10^6 частиц (см. далее раздел 13)). Коллективное электрическое поле экранируется в достаточно тонком слое вокруг структуры, так как поток плазмы на структуру мало меняет её экранирование (относительный вклад потока $\propto u_{str}^2 = 0,027$). Ширина слоя экранирования δr_{scr} находится в интервале между 0,509 и 3 (последнее из-за $\beta_{str} \approx 9$) и много меньше размера структуры $R_{str} = 85,077$.

Стоит особо обратить внимание на результаты, дающие распределение пыли во всём объёме внутри структуры (см. рис. 8), легко измеряемое во всех экспериментах. Оптимизации размеров структур (при поиске структур возможно большего размера) в экспериментах можно добиваться вариацией параметра $n(0)$, зависящего как от давления нейтрального газа (длины свободного пробега ионов в нейтральном газе), так и от числа пылевых частиц.

13. Полное число пылевых частиц в структуре

Важный вывод состоит в том, что равновесные структуры не могут содержать количество пылевых частиц, превышающее некий максимум. Величина

$$N_d \equiv \int \frac{P}{z} 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi a}{\lambda\tau} N_{d, \text{str}}, \quad (3)$$

где $N_{d, \text{str}}$ — полное число пылевых частиц в структуре, а N_d — число частиц в структуре, вычисленное по введённой выше безразмерной величине n_d/n_* и связанное с плотностью пыли соотношением (3), находится численно непосредственно из данных по распределению плотности пыли. Для структуры с $n(0) = 5$, обсуждавшейся в разделе 12, имеем

$$N_{d, \text{str}} = 1,738 \times 10^6 \frac{\lambda\tau}{4\pi a}, \quad N_d = 1,738 \times 10^6,$$

что, хотя и велико, но не максимальное желательное для эксперимента.

Естественными являются вопросы о возможности существования структур с большим числом частиц. Численные расчёты показывают, что увеличение $n(0)$ до 10 приводит к уменьшению размера структуры примерно в два раза (точнее, значение размера равно $R_{\text{str}} = 47,66$ при $P_0 = 5,369$), но полное число частиц в структуре при этом меняется не сильно: $N_d = 1,097 \times 10^6$. Численно просканировать все возможные равновесные структуры для нахождения максимально возможного числа частиц, удерживаемых структурой, достаточно трудно, тем более что это не даст окончательного ответа до исследования вопроса о том, какие из равновесных структур устойчивы (см. раздел 15). Проще обратиться к экспериментам с утверждением о том, что равновесные структуры существуют и могут быть наблюдаемы в экспериментах.

В проделанных экспериментах структуры наблюдались, но вдали от стенок, и они содержали малое число частиц, не более 10–30 [53, 54]. Для самоорганизованных структур вдали от стенок вопрос остаётся открытым. Неясны также причины, по которым в уже проведённых экспериментах не удавалось создавать структуры с большим числом частиц. Анализ возможной роли объёмных ионизационных процессов показывает, что они не дают существенного увеличения размеров структур.

14. Могут ли численные расчёты самоорганизованных структур определять условия кристаллизации пыли?

Необходимо поставить вопрос о том, чем отличается кристаллизация в структурах от обычных фазовых пере-

ходов между однородными (квазиоднородными) состояниями систем? Обычно квазиоднородные состояния характеризуются такими глобальными параметрами, как плотность, температура и др. При фазовых переходах в комплексной плазме до сих пор фазовые диаграммы строят в тех же параметрах, чего, строго говоря, делать нельзя. При переходе от одной самоорганизованной структуры к другой нужно пользоваться теми параметрами, которые действительно характеризуют структуры, а это $n(0)$ и $P(0)$ и, например, температура пыли T_d .

Критерии кристаллизации, взятые из теории однородных систем, содержат плотность пыли и другие параметры, которые являются неоднородными в структуре. Пока нет никаких численных результатов расчётов для фазовых переходов от одних структур к другим, аналогичных тем, которые были проведены для однородного состояния. Имеются две возможности — кристаллизация может возникать всегда во всей структуре или только в части структуры. Частичная кристаллизация наблюдалась экспериментально (см. рис. 6), но не для самоорганизованных структур.

Пока не ясно, можно ли критерии кристаллизации, полученные для однородных распределений, переносить на неоднородные распределения внутри структур. Необходимо развить теорию кристаллизации для переходов от полностью газовых самоорганизованных структур как к полностью кристаллическим, так и к частично кристаллическим самоорганизованным структурам. За отсутствием такой теории можно всё же получить некую новую информацию, если критерии кристаллизации, полученные для однородных состояний, с оговорками применить локально внутри структур. Одной из важных особенностей проведённых сейчас численных расчётов является то, что они дают распределение плотности пыли в структурах n_d (см. рис. 8). Плотность пыли определяет межчастичные расстояния между пылевыми частицами $r_{\text{integr}} = (3/4\pi n_d)^{1/3}$, которые в свою очередь определяют известные критерии кристаллизации. Запишем их символически в виде

$$\Gamma_{\text{coupl}} = \frac{Z_d^2 e^2}{r_{\text{integr}} T_d} > \Gamma_{\text{cr}}. \quad (4)$$

Это соотношение записано через обычные ненормированные величины. Прежде чем записать его в нормированных величинах, входящих во все численные расчёты, необходимо сделать одно существенное замечание. Взаимодействие пары пылевых частиц зависит от экранирования, которое в большинстве случаев оценивается теоретически, измерены могут быть экранирующие факторы только на достаточно больших расстояниях между частицами, что возможно и нужно знать в критерии кристаллизации. Однако экспоненциальное экранирование, используемое в большинстве оценок, сводится не к выбору фактора в экспоненте из эксперимента, но, фактически, к его подгонке под экспериментальные данные, не говоря уже о том, что такой фактор принимается не равным, а существенно большим дебаевского радиуса. Поэтому намного удобнее включить фактор экранирования в Γ_{cr} . Тогда, фактически, Γ_{cr} является почти полностью теоретической величиной, а Γ_{coupl} содержит только легко измеряемые в эксперименте величины. Переходя к безразмерным переменным,

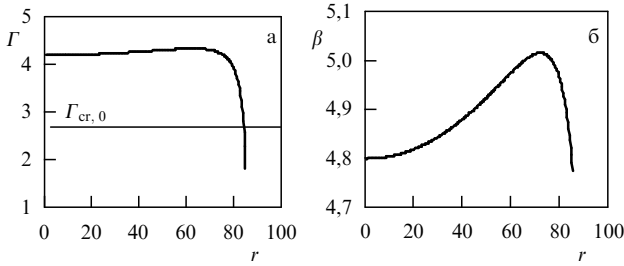


Рис. 9. Зависимости критического параметра кристаллизации Γ (а) и параметра нелинейности экранирования (б) от расстояния от центра структуры с $n(0) = 5$.

можно ввести соотношение

$$\Gamma(r) = P(r)^{1/3} z(r)^{5/3}, \quad (5)$$

содержащее величины, непосредственно получаемые из численных расчётов. Соотношение (4) тогда записывается в виде

$$\Gamma_{\text{coupl}} = \Gamma_0 \Gamma(r) \frac{T_i}{T_d}, \quad \Gamma_0 = \frac{Z_d}{z} \left(\frac{a}{\lambda \sqrt{3\tau}} \right)^{2/3}. \quad (6)$$

Величина $\Gamma(r)$ описывает зависимость критерия кристаллизации от расстояния от центра структуры. Для структуры с $n(0) = 5$ эта зависимость представлена на рис. 9, а критерий (4) соответствует $\Gamma > \Gamma_{\text{cr}}/\Gamma_0 = \Gamma_{\text{cr},0}$. При понижении температуры пыли кристаллизация, имеющая место только в центре структуры (см. рис. 9), перед полным плавлением проходит стадию плавления также на периферии структуры. Таким образом, в принципе возможны структуры с более сложной последовательностью кристаллического и расплавленного состояний. Но этот вопрос может быть выяснен только в будущих исследованиях. Стоит привести обычную экспериментальную оценку величины $\Gamma_0 \approx 10^3 - 10^4$. Как раз такой порядок величины и предсказывается соотношением (6), что является простым следствием большого значения Z_d .

15. Об устойчивости самоорганизованных равновесных структур

Длительные наблюдения структур возможны лишь в том случае, если они не только равновесны, но и устойчивы. Причём для исследования динамики пылевых структур интерес представляют низкочастотные возмущения, в которых участвуют пылевые частицы, а электроны и ионы испытывают только такие возмущения, при которых они квазистатически подстраиваются под возмущения пыли. Для линейных возмущений электронов и ионов можно учитывать малые изменения равновесных соотношений, инициированные возмущениями пыли, а для пылевых частиц — учитывать дополнительно эффекты, связанные с конечной скоростью пылевых частиц (в равновесии скорости пылевых частиц равны нулю): это инерция пыли и трение пыли в нейтральном газе [63]. Для линейных возмущений можно все возмущения считать зависящими от времени как $\exp(-i\omega t)$, где ω — частота, от которой зависят возмущения.

Неоднородность структуры требует нахождения зависимости возмущений от расстояния от центра структуры, что можно сделать только численно. Возмущения

равновесных параметров обозначим как $\delta P, \delta n, \delta n_e, \delta u, \delta z$ с прежней нормировкой и введём новые переменные: безразмерную скорость пыли $v_d \rightarrow v_d/v_{d,\text{eff}}$, безразмерную частоту возмущений $\omega \rightarrow \omega/\omega_{\text{eff}}$ и безразмерную массу пылевых частиц $m_d \rightarrow m_d/m_{d,\text{eff}}$, причём

$$v_{d,\text{eff}} = v_{Tn} \frac{3T_n}{4T_i} \frac{\sigma_{i,n}}{\pi a^2} \frac{aT_e}{e^2},$$

$$m_d \rightarrow m_d \frac{v_{d,\text{eff}}^2}{T_i} \frac{e^2}{aT_e}, \quad \omega_{\text{eff}} = \frac{v_{d,\text{eff}}}{\lambda}.$$

Здесь $\sigma_{i,n}$ — сечение столкновения ионов с нейтральными атомами. Тогда, согласно соотношению (2), можно записать уравнения для возмущений, используя вариации δ соответствующих величин и учитывая в уравнении для пыли дополнительно инерцию и трение, т.е.

$$\delta E = \delta(f_d \mathbf{u} \sqrt{n}) - \frac{v_d}{z} (1 - i m_d \omega). \quad (7)$$

Остальные уравнения не выписываются, так как их можно получить простой вариацией уравнений (2) при учёте только линейных возмущений. Возмущения, естественно, зависят не только от ω и координаты r , по которой имеется равновесие, но и от других координат (в частности, от сферических углов θ и ϕ). Последнее важно при исследовании устойчивости структур относительно возбуждения, например, пылевых вихрей.

Опишем общую схему теории возмущений сферических структур, которая только благодаря находке в работе [63], специфической для данной проблемы, позволяет получить относительно простую замкнутую систему уравнений для возмущений. Естественно, что для сферических структур нужно раскладывать возмущения по сферическим функциям, задаваемым целочисленными $l = 0, 1, \dots$ и $m = 0, 1, \dots, \pm l$. Например,

$$\delta n = \sum_{l,m} \delta n_{l,m}(r) Y_{l,m}(\theta, \phi). \quad (8)$$

Подстановка всех возмущений в форме (8) в уравнения для возмущений приводит в общем случае к системе уравнений в виде бесконечной цепочки, связывающей возмущения с различными значениями l, m . Такую цепочку трудно решать, не используя упрощения в предположении малости некоторых гармоник l, m . Важный выход — возможности получения системы дисперсионных уравнений для каждого значения l , не содержащих m , — был найден в [63]. Оказалось, что уравнения действительно разделяются на уравнения для каждого l , если использовать переменные $\delta n, \delta n_e, \delta z, \delta u_r, \delta s = \text{div}(\delta \mathbf{u}), v_{d,r}$. Для этих переменных могут быть решены уравнения для их производных как линейных функций тех же переменных с коэффициентами, зависящими от расстояния от центра равновесной структуры. Эти коэффициенты определяются зависимостью равновесного решения от расстояния от центра.

Асимптотика возмущений в центре и условие сохранения внешнего потока и числа пылевых частиц в структуре дают дисперсионное уравнение, позволяющее найти серию решений $\omega_i(l)$ в порядке возрастания по частоте фундаментальной моды, определяемой характерным размером структуры. Предварительные расчёты указывают на то, что радиальные возмущения устойчивы, неустойчивость может появиться для $l \neq 0$, когда градиенты заряда пылевых частиц неколлинеарны

коллективному электрическому полю. Неустойчивости возможны только для частот, близких к фундаментальной частоте $\omega \approx v_{Ti} 2\pi / R_{\text{str}}$. Результаты предварительны, хотя успех в получении дисперсионных соотношений при конкретном применении требует громоздких численных расчётов, которые в будущем целесообразно проводить параллельно с экспериментальным поиском устойчивых структур.

Стоит отметить также, что неустойчивость структур относительно малых возмущений может и не означать невозможности их существования, если линейные возмущения насыщаются при небольших отклонениях от равновесия. На это указывают и имеющиеся наблюдения структур, окружённых пылевыми вихрями, так как возмущения плотности ионов, электронов и параметра P для вихрей, уже сформировавшихся вокруг цилиндрических структур, являются малыми (см. рис. 3, 5).

16. Является ли структуризация в пылевой плазме универсальной?

При учёте объёмной ионизации возможны однородные равновесные распределения, не ограниченные по размерам. Такие состояния легко исследовать на устойчивость. Интерес представляют низкочастотные возмущения, в которых участвуют пылевые частицы, а электроны и ионы имеют квазистатические отклики (аналогично описанным возмущениям структур). Первое такое исследование [52] учитывало только инерцию ионов и теневое притяжение пылевых частиц на больших расстояниях, и его результатом было дисперсионное уравнение, сходное с тем, которое описывает гравитационную неустойчивость,

$$\omega^2 = -G_{\text{eff}} n_d m_d,$$

с эффективной гравитационной постоянной G_{eff} , определяемой эффектом теневого притяжения. В дальнейшем эти результаты уточнялись для линейного экранирования и с учётом слабой неадиабатичности возмущений заряда пылевых частиц, электронов и ионов плазмы (всё это меняет G_{eff}) и наличия пылевого звука (даёт порог неустойчивости).

Для ответа на вопрос об универсальности неустойчивости нужно рассматривать самые низкочастотные возмущения с частотой, много меньшей частоты столкновений с нейтральными атомами, и, естественно, с учётом нелинейности экранирования отдельных пылевых частиц. Такие расчёты [47] были выполнены только недавно и показали, что столкновения и нелинейности экранирования могут изменить только порог неустойчивости, но не её универсальность. При этом нелинейность экранирования уменьшает критический размер неоднородности, начиная с которого развивается неустойчивость (неустойчивость всегда развивается при размерах, больших критических) и с увеличением нелинейности (при любых значениях нелинейного параметра $\beta > 3$). Единственный процесс, который мог бы подавить неустойчивость при низких частотах, — это диссипация, связанная со столкновениями ионов с нейтральными атомами. При $\beta > 3$ этот процесс становится совершенно не эффективным.

Таким образом, можно считать, что неустойчивость структуризации является универсальной, по крайней мере, для наиболее распространённого случая нелиней-

ного экранирования. Это значит, что попытки нахождения структур всё большего размера с почти однородным распределением параметров внутри структуры должны встретиться с большими трудностями. Эти теоретические предположения требуют тщательной проверки. Если такие ограничения действительно имеют место, то это значит, что существует максимальный размер самоорганизованных структур, которые приближённо однородны только в их центральной части.

17. Возможности проверки кинетических представлений и диагностики структур

В современной литературе бытует сомнительное утверждение о том, что исследование динамики пылевых частиц, позволяющее проследить экспериментально за каждой пылевой частицей, даёт возможность проверить многие гипотезы современной кинетики, касающиеся использования различных корреляционных функций и расщепления высших корреляций. Нужно отметить, что все кинетические процессы существенно зависят от характера взаимодействия частиц, и пылевые частицы участвуют в таких специфических взаимодействиях, которые не характерны для других атомных частиц в обычных фазовых переходах. Кинетику, специфическую для пылевой плазмы, удобно исследовать путём изучения динамики отдельных пылевых частиц. Но перенести эти результаты на динамику всех фазовых переходов вряд ли допустимо.

Имеются новые возможности диагностики самоорганизованных структур и проверки ряда выводов численных расчётов. В первую очередь это касается предсказаний о корреляциях в структурах распределений различных компонент, таких как пылевые частицы и ионы или пылевые частицы и электроны. Что касается ионов, то здесь может быть использована достаточно развитая методика резонансной лазерной флуоресценции. Для изучения распределения электронов можно предложить методику рассеяния микроволнового излучения на структурах. Такое рассеяние становится когерентным для длин волн, превосходящих характерные размеры неоднородностей структуры, т.е. интенсивность рассеяния определяется квадратом полного числа когерентных электронов структуры и намного превосходит обычное томсоновское рассеяние [65]. Расчёт когерентного рассеяния может быть проведён для каждой из структур по методике нелинейного рассеяния, определяемого распределением когерентных электронов в структуре [66]. Границей возможного использования таких расчётов является малость напряжённости поля рассеиваемой волны по сравнению с напряжённостью коллективного поля структуры, что можно реализовать в эксперименте.

18. Заключительные замечания

Какие выводы можно сделать исходя из современного состояния исследований когерентных пылевых структур?

1. Показано теоретически, что равновесные устойчивые пылевые структуры со свободными границами могут существовать, и их исследование стоит будущих экспериментальных усилий.

2. Для будущих экспериментальных исследований в условиях микрогравитации наиболее приемлемыми являются сферические камеры.

3. Полезным для экспериментальных поисков является то, что пылевые структуры самоорганизованной природы, так же как и любые другие самоорганизованные структуры, зависят от малого числа глобальных параметров. Малость числа таких параметров демонстрируется проведёнными теоретическими расчётами. Однако параметры в теории могут сильно отличаться от экспериментальных (давления, температуры и др.), но в самоорганизованных структурах между различными параметрами существует однозначная связь.

4. Для переходов в кристаллическое состояние существуют сомнения в возможности существования структур, в которых фазовые переходы могут возникать внутри структуры. Проблема может быть разрешена экспериментально для структур со свободной границей.

5. Фазовые переходы структур нельзя описывать в рамках терминов однородных структур (температуры и плотности), а надо использовать маркировку, характерную для сильно неоднородных пылевых структур (плотность ионов и параметр Хавнеса в центре структур).

6. Для пылевых структур возникают новые сингулярности, такие как скачки производной плотности на границе компактных структур и скачки параметра Хавнеса на поверхности войдов, но двойных слоёв со скачками плотности зарядов не возникает.

7. Нецелесообразность исследования пылевых кристаллов в плазменных пристеночных слоях связана с тем, что сильное взаимодействие сингулярных структур может значительно их исказить. Пристеночные плазменные слои (plasma sheaths) — это структуры, имеющие также сингулярности на границе перехода к предслоям (plasma pre-sheaths), а первые пылевые кристаллы создавались так, что первый слой кристалла примерно приходился на указанную сингулярную границу, что затрудняло не только физическую интерпретацию процессов кристаллизации, но и оценки того, как гравитация может компенсироваться значительно более слабым полем предслоя (перед пристеночным плазменным слоем). Это показывает, почему одну структуру с сингулярностью (пылевой кристалл) трудно исследовать, если она взаимодействует с другой сингулярной структурой (пристеночным плазменным слоем). В микрогравитации целесообразно исследовать кристаллы со свободной границей.

8. Для структур со свободной границей выяснено, что возможность создания в условиях микрогравитации достаточно больших кристаллов является проблематичной.

9. Так же как для пылевых структур основным элементом являются пылевые частицы, сами структуры могут служить основным элементом суперструктур и суперкристаллов с последующей иерархией (что впервые обсуждалось в [64]).

10. Имеются весомые аргументы для утверждения, что структуризация пылевой плазмы представляет собой одно из её фундаментальных свойств.

11. Возможно, что исследование самоорганизованных пылевых структур позволит решить некоторые общие проблемы самоорганизации.

12. Численные исследования цилиндрических структур проводятся по той же программе, что и изложенные в разделе 7 исследования сферических структур.

13. Сейчас экспериментально и теоретически исследованы только вихри вокруг цилиндрических структур с

приближённо свободными цилиндрическими границами [67, 68].

14. Важен вопрос о том, могут ли существовать достаточно длинные цилиндрические пылевые самоорганизованные структуры со свободной границей, которые в пределах малого числа частиц на единицу длины соответствуют винтовым структурам [69].

15. Интересен вопрос о том, возможно ли использовать процессы самоорганизации в винтовых структурах для моделирования некоторых биологических структур, так как весьма популярная в биологии электростатика ДНК имеет много общего с электростатикой цилиндрических и винтовых пылевых структур [68, 69]. Основные проблемы экранирования большого заряда ДНК ионами водных растворов давно разработаны для пылевых винтовых структур, в которых заряд экранируется более мобильными ионами плазмы, не говоря о том, что в природе пылевая плазма встречается намного чаще водных растворов.

16. В частности, требуют теоретического и экспериментального анализа бифуркации, вызванные вихрями, окружающими цилиндрические и винтовые структуры, и поведение таких бифуркаций при взаимодействии структур. Такая программа выполнима в обозримом будущем.

17. В связи с обсуждением возможностей возникновения неорганических живых структур в пылевой плазме [70] в первую очередь нужно решить проблему передачи информации через бифуркации при взаимодействиях бифуркационных цилиндрических и винтовых структур.

18. Общие выводы о структуризации пылевой плазмы относятся и к астрофизической плазме [71] и используются в работе [71] для объяснения ряда перечисленных там астрофизических наблюдений (с учётом астрофизической специфики линейности экранирования и наличия распределения пылевых частиц по размерам и положительности зарядов пылевых частиц при наличии интенсивного ультрафиолетового излучения).

Благодарности. Работа частично поддержана грантом РФФИ N-14-02-00502.

Список литературы

1. Цытович В Н *УФН* **167** 57 (1997); Tsytoich V N *Phys. Usp.* **40** 53 (1997)
2. Tsytoich V N et al. *Elementary Physics of Complex Plasmas* (Lecture Notes in Physics, Vol. 731) (Berlin: Springer, 2008)
3. Fortov V E, Morfill G E (Eds) *Complex and Dusty Plasmas: from Laboratory to Space* (Boca Raton: CRC Press, Taylor and Francis, 2010)
4. Vladimirov S V, Ostrikov K, Samarin A A *Physics and Applications of Complex Plasmas* (London: Imperial College Press, 2005)
5. Spitzer L (Jr.) *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley, 1978)
6. Каплан С А, Пикельнер С Б *Межзвездная среда* (М.: Физматгиз, 1963); Kaplan S A, Pikelner S B *The Interstellar Medium* (Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press, 1970)
7. Kaplan S A, Pikel'ner S B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12** 113 (1974)
8. Morfill G E, Grün E *Planet. Space Sci.* **27** 1269 (1979)
9. Greenberg R, Brahic A (Eds) *Planetary Rings* (Tucson, Ariz.: Univ. of Arizona Press, 1984)
10. Selwyn G S, Heidenreich J E, Haller K L *Appl. Phys. Lett.* **57** 1876 (1990)
11. Thomas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 652 (1994)
12. Chu J H, Lin I *Physica A* **205** 183 (1994)
13. Hayashi Y, Tachibana K *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L804 (1994)
14. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **219** 89 (1996)
15. Фортов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)

16. Неведов А П, Петров О Ф, Фортон В Е *УФН* **167** 1215 (1997); Nefedov A P, Petrov O F, Forton V E *Phys. Usp.* **40** 1163 (1997)
17. Цытович В Н, Винтер Дж *УФН* **168** 899 (1998); Tsytoich V N, Winter J *Phys. Usp.* **41** 815 (1998)
18. Крауз В И и др. *УФН* **180** 1055 (2010); Krauz V I et al. *Phys. Usp.* **53** 1015 (2010)
19. Клумов В А *УФН* **180** 1095 (2010); Klumov V A *Phys. Usp.* **53** 1053 (2010)
20. Игнатов А М *УФН* **171** 213 (2001); Ignatov A M *Phys. Usp.* **44** 199 (2001)
21. Цытович В Н *УФН* **177** 570 (2007); Tsytoich V N *Phys. Usp.* **50** 545 (2007)
22. Цытович В Н *УФН* **177** 427 (2007); Tsytoich V N *Phys. Usp.* **50** 409 (2007)
23. de Angelis U *Phys. Plasmas* **13** 012514 (2006)
24. Al'pert Ya L, Gurevich A V, Pitaevskii L P *Space Physics with Artificial Satellites* (New York: Consultants Bureau, 1965)
25. Ikezi H *Phys. Fluids* **29** 1764 (1986)
26. Morfill G "Proposal for experiments on plasma crystal formation in micro-gravity", MPE Preprint (Garching: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 1992)
27. Allen J E *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 234 (1995)
28. Nefedov A P et al. *New J. Phys.* **5** 33 (2003)
29. Tsytoich V N et al. *New J. Phys.* **5** 66 (2003)
30. Khodataev Ya K et al. *Phys. Scripta* (T89) 95 (2001)
31. Langmuir I *The Collected Works of Irving Langmuir* (Gen. Ed. C Guy Suits) Vol. 4 (New York: Pergamon Press, 1961) pp. 1–98
32. Chen F F, LTP-505 (Los Angeles, CA: Univ. of California, 2005); <http://www.seas.ucla.edu/~ffchen/Pubs/Chen213R.pdf>
33. Lieberman M A, <http://www.eecs.berkeley.edu/~lieber/Lieberman-GEC05rev.pdf>; in *58th Gaseous Electronics Conf., GEC05, San Jose, Calif., USA, 16–20 October 2005*
34. Riemann K-U *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2265 (2004)
35. Sato N, Private communication, Intern. Conf. IGPIG (2002)
36. Sato N, Report on Seminar of MPE (Garching: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 2007)
37. Konopka U, Report on Seminar of MPE (Garching: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 2007)
38. Tsytoich V N, in *36th European Physical Society Conf. on Plasma Physics, Sofia, Bulgaria, June 29 - July 3, 2009, Contributed Papers* (Europhysics Conference Abstracts, Vol. 33E, Eds M Mateev, E Benova) (Mulhouse: European Physical Society, 2009) O-4.055; http://epsppd.epfl.ch/Sofia/pdf/O4_055.pdf
39. Tsytoich V N, in *Intern. Conf. on Micro-Particles in Etching Devices, France 1992, Abstracts; Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion* **15** 349 (1994)
40. Tsytoich V N, Khodataev Ya, Bingham R *Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion* **17** 247 (1996)
41. Игнатов А М *Краткие сообщения по физике ФИАН* (1–2) 58 (1995)
42. Цытович В Н *Письма в ЖЭТФ* **78** 1283 (2003); Tsytoich V N *JETP Lett.* **78** 763 (2003)
43. Морфилл Г Е, Цытович В Е *Физика плазмы* **26** 727 (2000); Morfill G, Tsytoich V N *Plasma Phys. Rep.* **26** 682 (2000)
44. Tsytoich V N, Koller J *Contrib. Plasma Phys.* **44** 317 (2004)
45. Цытович В Н *Письма в ЖЭТФ* **81** 563 (2005); Tsytoich V N *JETP Lett.* **81** 448 (2005)
46. Цытович В Н *Физика плазмы* **31** 157 (2005); Tsytoich V N *Plasma Phys. Rep.* **31** 133 (2005)
47. Tsytoich V, Gusein-zade N *Phys. Plasmas* **21** 033705 (2014)
48. Tsytoich V *Contrib. Plasma Phys.* **45** 533 (2005)
49. Goree J, Morfill G E, Tsytoich V N, Vladimirov S V *Phys. Rev. E* **59** 7055 (1999)
50. Konopka U, Private communication, Boulder Seminar (2010)
51. Bonitz M et al. (Eds) *Complex Plasmas. Scientific Challenges and Technological Opportunities* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 82) (Berlin: Springer, 2014)
52. Tsytoich V N et al. *Phys. Plasmas* **4** 3882 (1997)
53. Usachev A D et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 045001 (2009)
54. Heinrich J R, Kim S-H, Merlino R L *Phys. Rev. E* **84** 026403 (2011)
55. Tsytoich V et al. (2015), in press
56. Цытович В Н, Гусейн-заде Н Г *Физика плазмы* **39** 587 (2013); Tsytoich V N, Gusein-zade N G *Plasma Phys. Rep.* **39** 515 (2013)
57. Sütterlin K R et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 085003 (2009); *Phys. Rev. Lett.* **102** 149901 (2009)
58. Lampe M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5278 (2001)
59. Tsytoich V N, Morfill G E *ЖЭТФ* **141** 211 (2012); *JETP* **114** 183 (2012)
60. Tsytoich V, Morfill G *Contrib. Plasma Phys.* **51** 707 (2011); *Contrib. Plasma Phys.* **51** 723 (2011); *Contrib. Plasma Phys.* **51** 830 (2011)
61. Цытович В Н *Физика плазмы* **35** 387 (2009); Tsytoich V N *Plasma Phys. Rep.* **35** 347 (2009); Цытович В Н *Физика плазмы* **35** 409 (2009); Tsytoich V N *Plasma Phys. Rep.* **35** 368 (2009)
62. Bonitz M, Henning C, Block D *Rep. Prog. Phys.* **73** 066501 (2010)
63. Tsytoich V N, Morfill G, MPE Preprint (Garching: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 2013)
64. Tsytoich V N, Morfill G E, in *35th European Physical Society Conf. on Plasma Physics Hersonissos, Crete, Greece, 9–13 June 2008, Contributed Papers* (Europhysics Conference Abstracts, Vol. 32D, Eds P Lalouis, S Moustazis) (Mulhouse: European Physical Society, 2008) O-2.009; http://epsppd.epfl.ch/Hersonissos/pdf/O2_009.pdf
65. Цытович В Н *Теория турбулентной плазмы* (М.: Атомиздат, 1971); Tsytoich V N *Theory of Turbulent Plasma* (London: Plenum Press, 1977)
66. Цытович В Н *УФН* **183** 195 (2013); Tsytoich V N *Phys. Usp.* **56** 180 (2013)
67. Vaulina O S et al. *New J. Phys.* **5** 82 (2003); Ваулина О С и др. *Физика плазмы* **30** 988 (2004); *Plasma Phys. Rep.* **30** 918 (2004)
68. Tsytoich V N et al. *Phys. Plasmas* **13** 032305 (2006); *Phys. Plasmas* **13** 032306 (2006)
69. Tsytoich V, Gusein-Zade N, Morfill G *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 637 (2004)
70. Tsytoich V N et al. *New J. Phys.* **9** 263 (2007)
71. Tsytoich V N et al. *Astrophys. J.* **780** 131 (2014)

Self-organized dusty structures in a complex plasma under microgravity conditions: prospects for experimental and theoretical studies

V.N. Tsytoich

Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation. E-mail: tsytov@lpi.ru

This paper reviews research aimed at understanding phenomena occurring in a complex plasma under microgravity conditions. Some aspects of the already performed work are considered that have not previously been given sufficient attention but which can potentially be crucial for future work. These aspects include, in particular, the observation of compact dusty structures that are estimated to be capable of confining all components of a dusty plasma in a limited volume of space; experimental evidence for the nonlinear screening of dusty particles; experimental evidence for the excitation of collective electric fields; etc. In theoretical terms, novel collective attraction processes between like-charged dusty particles are discussed and all earlier used schemes of shadowy attraction between dusty particles are reviewed and evaluated together with how they can be used to interpret observations. Dusty structures are considered from the point of view of current self-organization theory. It is emphasized that phase transitions between the states of self-organized systems differ significantly from those in homogeneous states and that the phase diagrams should be constructed in terms of the parameters of a self-organized structure and cannot be constructed in terms of temperature and density or similar parameters of homogeneous structures. Using existing theoretical approaches for modeling self-organized structures in a dusty plasma, the parameter distribution of a structure is recalculated for a more simple model that includes the quasineutrality condition and neglects diffusion. These calculations indicate that under microgravity conditions, any self-organized structure can contain a limited number of dusty particles and is finite in size. The maximum possible number of particles in a structure determines the characteristic inter-grain distance in dusty crystals that can be created under microgravity conditions. Crystallization criteria for the structures are examined and quasispherical chambers proposed for future experiments are discussed.

Keywords: complex (dusty) plasmas, nonlinear screening, collective electric fields, self-organized dust structures, plasma crystals, dust plasma crystals, numerical calculations of equilibrium and structure stability, structuring of dusty plasmas, experiments under microgravity conditions

PACS numbers: 52.27.Lw, **52.35. –g**, 52.65.Vv, **52.90. +z**

Bibliography — 71 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (2) 161–179 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201502c.0161

Received 11 February 2014

Physics – Uspekhi **58** (2) (2015)