

УПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров,
В. М. Торчинский, В. Е. Фортон, А. Г. Храпак, С. А. Храпак*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 мая 1997 г.

Исследуется формирование упорядоченных структур заряженных макрочастиц в плазме тлеющего разряда постоянного тока в неоне. Эксперименты проводились с двумя типами частиц: стеклянными тонкостенными сферами диаметром 50–63 мкм и частицами Al_2O_3 диаметром 3–5 мкм. Образование квазикристаллических структур наблюдается в стоячих стратах и в искусственно созданном двойном электрическом слое. Впервые обнаружено образование протяженных нитевидных структур макрочастиц в отсутствие видимой стратификации положительного столба. Изучается влияние параметров разряда на формирование упорядоченных структур и их плавление. Рассматривается вопрос о виде потенциала взаимодействия между заряженными макрочастицами, а также об изменении условий поддержания разряда при больших концентрациях пылевых частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наличие макроскопических частиц может существенно влиять на свойства низкотемпературной плазмы. Нагретые до достаточно высокой температуры частицы, эмитируя электроны и заряжаясь положительно, могут значительно повысить концентрацию электронов в плазме. Аналогичный эффект может иметь место в условиях, где доминирующим процессом является фотоэмиссия или вторичная электронная эмиссия. Холодные частицы, наоборот, поглощают электроны из плазмы, заряжаются отрицательно и уменьшают концентрацию свободных электронов. Заряженные частицы взаимодействуют с электрическим и магнитным полями, а кулоновское взаимодействие между частицами может приводить к сильной неидеальности плазмы. В лабораторных условиях пылевая плазма была впервые обнаружена Лэнгмюром еще в 1920-х годах [1]. Однако ее активное исследование началось лишь в последние десятилетия в связи с целым рядом приложений, таких как электрофизика и электродинамика продуктов сгорания ракетных топлив, электрофизика рабочего тела магнетогидродинамических генераторов на твердом топливе, физика пылегазовых облаков в атмосфере [2–6]. Пыль и пылевая плазма широко распространены в космосе. Они обнаружены в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках [7–9].

В последние десять лет повышенный интерес к изучению свойств пылевой плазмы связан с широким использованием технологий плазменного напыления и травления в

*E-mail: Nefedov@hedric.msk.su

микроэлектронике и при производстве тонких пленок [10–13]. Наличие частиц в плазме не только приводит к загрязнению поверхности полупроводникового элемента и тем самым к увеличению выхода дефектных элементов, но и возмущает плазму зачастую непредсказуемым образом. Уменьшение или предотвращение этих негативных эффектов невозможно без понимания процессов образования и роста конденсированных частиц в газоразрядной плазме, механизма их переноса и влияния на свойства разряда.

Для поверхностной обработки обычно используется плазма радиочастотного газового разряда низкого давления [14]. Степень ионизации такой плазмы мала ($\sim 10^{-7}$), энергия электронов составляет несколько эВ, а энергия ионов близка к тепловой энергии атомов (≈ 0.03 эВ). На нейтральную неэмитирующую частицу, попавшую в такую плазму, направлены потоки всех присутствующих в плазме частиц, в том числе электронов и ионов. Принято считать, что попавшие на поверхность частицы электроны поглощаются, а подлетающие к поверхности частицы ионы вырывают электроны и рекомбинируют. Вследствие большой разницы в массах и температурах электрона и иона, поток электронов на несколько порядков превышает поток ионов, и частица начинает заряжаться отрицательно. Появляющийся у частицы отрицательный электростатический потенциал приводит к отталкиванию электронов и притяжению ионов. Заряд частицы меняется до тех пор, пока не сравняются потоки электронов и ионов на частицу. Величину стационарного заряда Z или плавающего потенциала частицы φ_p можно оценить в рамках модели орбитального движения, широко используемой в теории плазменных зондов [15]. Эта модель справедлива в бесстолкновительном режиме для частиц достаточно малых размеров

$$R_p \ll \lambda \ll l, \quad (1)$$

где R_p — радиус частицы, а λ и l — характерные длина экранирования и минимальная из длин свободного пробега электронов и ионов. Баланс электронного и ионного токов приводит к следующему уравнению для φ_p :

$$N_e \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_p}{T_e}\right) = N_i \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \exp\left(1 - \frac{e\varphi_p}{T_i}\right), \quad (2)$$

где $T_{e(i)}$ и $m_{e(i)}$ — температура и масса электронов (ионов).

Уравнение (2) позволяет оценить потенциал и заряд изолированной частицы в плазме. Типичная величина заряда частицы микронного размера лежит в пределах от 10^3 до 10^5 зарядов электрона. Отрицательный потенциал приобретают стенки разрядной камеры и электроды. Все это позволяет при определенных условиях скомпенсировать влияние гравитации и приводит к левитации частиц над нижним электродом или дном разрядной камеры. На этом эффекте основаны методы удержания пылевой плазмы в специальных ловушках, позволяющие уменьшить загрязнение обрабатываемых поверхностей.

Термодинамические свойства пылевой плазмы во многом определяются величиной параметра неидеальности Γ , равного отношению потенциальной энергии кулоновского взаимодействия к кинетической энергии теплового движения, характеризуемой температурой частиц T_p :

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{a T_p}, \quad a = \left(\frac{3}{4\pi N_p}\right)^{1/3}, \quad (3)$$

где a — среднее расстояние между частицами, N_p — их концентрация. Благодаря большому заряду частиц неидеальность по взаимодействию между частицами может насту-

пать значительно раньше неидеальности электрон-ионной подсистемы, несмотря на то, что концентрация частиц обычно мала по сравнению с концентрациями электронов и ионов. Из простейшей и наиболее изученной модели однокомпонентной плазмы известно, что при $\Gamma > 1$ в системе появляется ближний порядок, а при $\Gamma \approx 170$ однокомпонентная плазма кристаллизуется [16]. Модель однокомпонентной плазмы не может претендовать на адекватное описание свойств пылевой плазмы, прежде всего из-за пренебрежения эффектами экранировки. Тем не менее, в ряде работ на основании качественных результатов модели однокомпонентной плазмы было высказано предположение о возможности появления ближнего порядка в термически равновесной пылевой плазме и даже ее кристаллизации [4, 5, 17]. Недавно упорядоченные структуры пылевых частиц были обнаружены в термической плазме при атмосферном давлении и температуре около 1700 К [18, 19]. Аналогичные рассуждения привели Икези [20] к выводу о возможности кристаллизации пылевой подсистемы в неравновесной газоразрядной плазме. Спустя восемь лет после опубликования этой работы пылевой кристалл удалось наблюдать экспериментально сначала в плазме высокочастотного разряда вблизи нижнего электрода на границе прикатодной области [21–24], а затем и в стратах стационарного тлеющего разряда [25, 26]. Плазменный кристалл может иметь различную кристаллическую структуру с постоянной решетки порядка долей миллиметра, что позволяет наблюдать его практически невооруженным глазом. Плазменные кристаллы обладают целым рядом достоинств, делающих их незаменимым инструментом как при исследовании сильно неидеальной плазмы, так и при исследовании фундаментальных свойств кристаллов. К ним прежде всего следует отнести простоту получения, наблюдения и контроля за параметрами, а также малые времена релаксации к равновесию и отклика на внешние возмущения.

Пылевой кристалл не является уникальным примером появления дальнего порядка в кулоновских системах. В свое время Вигнер показал [27], что при охлаждении электронный газ может конденсироваться и образовывать упорядоченную кристаллическую структуру, так называемый «вигнеровский кристалл». Недавно кристаллизация квантовой электронной жидкости с образованием вигнеровского кристалла была исследована экспериментально [28]. Кристаллические структуры, также в однокомпонентных системах, наблюдались в электростатических вакуумных ловушках на заряженных макрочастицах [29] и в ловушках Паули и Пеннинга на ионах Mg или Be, охлажденных до очень низких температур ($\sim 10^{-3}$ К) [30–32]. Кулоновский кристалл реализуется также в коллоидных растворах [33]. Коллоидные кристаллы состоят из почти монодисперсных частиц микронного размера, взвешенных в электролите, где они заряжаются до $Z = -(10^3-10^4)$ и экранируются ионами обоих знаков электролита. В соответствии с предположением Дерягина и Ландау [34] при определенных условиях кулоновское взаимодействие между частицами делает энергетически более выгодным образование кристаллической структуры. Сильное взаимодействие между частицами имеет место на расстояниях меньших радиуса экранирования, который в коллоидных растворах очень мал. Это приводит к тому, что для кристаллизации необходима достаточно высокая плотность частиц ($N_p \sim 10^{12}$ см $^{-3}$). Вследствие этого коллоидные кристаллы обычно непрозрачны и экспериментальное изучение их объемных свойств затруднено. К недостаткам коллоидных кристаллов как инструмента физических исследований следует отнести также большое время релаксации к равновесию, составляющее несколько недель.

В данной работе исследуется образование упорядоченных структур заряженных макрочастиц различных размеров в плазме тлеющего разряда постоянного тока в Ne. Изучается влияние параметров разряда на возможность существования квазикристаллических структур пылевых частиц, условия их образования и разрушения. Рассматривается вопрос о виде потенциала взаимодействия между макрочастицами, а также о влиянии самих макрочастиц на условия поддержания разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Тлеющий разряд создавался в неоне в цилиндрической стеклянной вертикально расположенной трубке с холодными электродами. Схема установки приведена на рис. 1. Внутренний диаметр трубки составлял 3 см, длина трубки — 60 см, расстояние между электродами, размещенными в боковых отрезках трубки, составляло 40 см. В трубке размещался также двойной подвижный зонд. Разрядный ток варьировался в диапазоне от 0.1 до 10 мА, давление неона — от 0.2 до 2 Торр. В этом диапазоне существовали режимы разряда со стоячими стратами. Частицы микронного размера, вводимые в плазму, размещались в цилиндрическом контейнере, расположенном в верхней части газоразрядной трубки. Дно контейнера было выполнено из металлической сетки с шагом 100 мкм. При встряхивании контейнера частицы попадали в положительный столб разряда. Визуализация частиц осуществлялась с помощью подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскостях зондирующим лазерным лучом. Луч от аргонового лазера формировался цилиндрической линзой в плоский сходящийся пучок с толщиной перетяжки в центре разрядной трубки 150 мкм и шириной 40 мм.

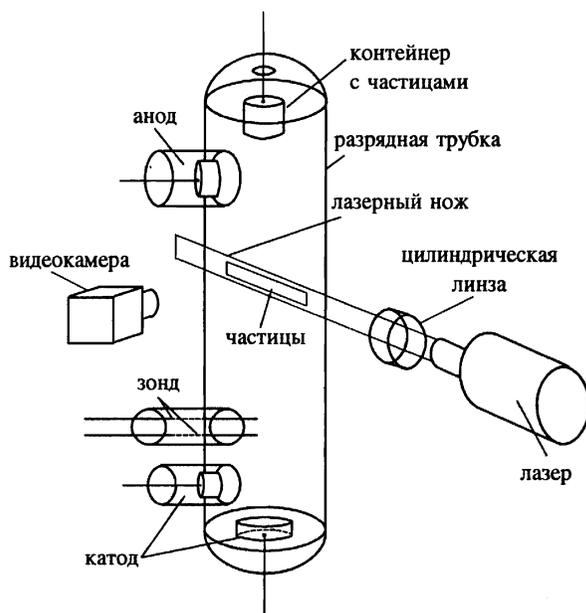


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Горизонтальный зондирующий пучок мог перемещаться по высоте трубки, а вертикальный — как по высоте, так и по радиусу. Рассеянный частицами свет наблюдался с помощью ПЗС-камеры в случае горизонтального пучка под углом 60° , а в случае вертикального пучка — под углом 90° ; выходной сигнал камеры записывался на видеомагнитофон. Отметим, что отдельные частицы и облако в целом видны в свете лазерного излучения даже невооруженным глазом.

В тлеющем разряде с холодным катодом наблюдаются колебания разряда в связи с перемещениями катодного пятна, что вызывает флуктуации упорядоченных структур. Для демпфирования колебаний вводилась дополнительная трубка с сужением. Эта вставка размещалась в нижней части разрядной трубки выше катода.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Формирование упорядоченных структур в стратах положительного столба

В экспериментах использовались два типа частиц: частицы из боросиликатного стекла ($\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$), представляющие собой полые тонкостенные сферы диаметром 50–63 мкм с толщиной стенки 1–5 мкм (масса частиц M_p лежит в диапазоне от $2 \cdot 10^{-8}$ до 10^{-7} г) и частицы Al_2O_3 ($\rho = 4 \text{ г/см}^3$) с диаметром 3–5 мкм (M_p лежит в диапазоне от $6 \cdot 10^{-11}$ до $3 \cdot 10^{-10}$ г).

При наличии в положительном столбе разряда стоячих страт пылевые частицы, выпавшие из контейнера, зависали в виде облака в центре светящейся части страты. Захваченные в страту заряженные микроскопические частицы образовывали упорядоченные квазикристаллические структуры, размеры и форма которых зависели от параметров разряда. Область существования страт для данной разрядной трубки лежит в диапазоне давлений неона от 0.1 до 1.7 Торр при варьировании разрядного тока от 0.1 до 10 мА. Длина светящейся части страты составляла 10 мм при давлении $p = 1.2$ Торр и возрастала до 25 мм при $p = 0.2$ Торр. Расстояние между светящимися частями страт слабо зависело от параметров разряда и лежало в пределах 35–50 мм. Отметим, что упорядоченные структуры заряженных частиц, формирующиеся в стратах, имеют более узкую область существования.

Процесс формирования структуры выглядит следующим образом: после встряхивания контейнера частицы проскакивают положение равновесия, а затем в течение нескольких секунд «всплывают» и выстраиваются в упорядоченную структуру, сохраняющуюся сколь угодно долго при неизменных параметрах разряда. Отдельные частицы могут двигаться вверх по направлению к аноду и по периферии страты. Кроме того, наблюдаются своего рода орбитальные движения частиц вокруг упорядоченной структуры. Отмечаются также встречные круговые движения отдельных частиц. Один оборот частица совершает примерно за 10 с.

Наблюдалось одновременное существование упорядоченных структур в нескольких соседних стратах. На рис. 2а в качестве примера приведено изображение структур заряженных микросфер из боросиликатного стекла в двух соседних стратах. При изменении параметров разряда (тока, давления) возможно слияние структур заряженных частиц в соседних стратах в одно, достаточно протяженное образование. Рисунок 2б демонстрирует такую структуру. На рис. 3 приведены оцифрованные изображения структур частиц Al_2O_3 , полученные в горизонтальной плоскости для двух значений разрядного тока I_p : 0.4 и 3.9 мА при давлении неона $p = 0.3$ Торр. На рис. 4 представлены полученные в

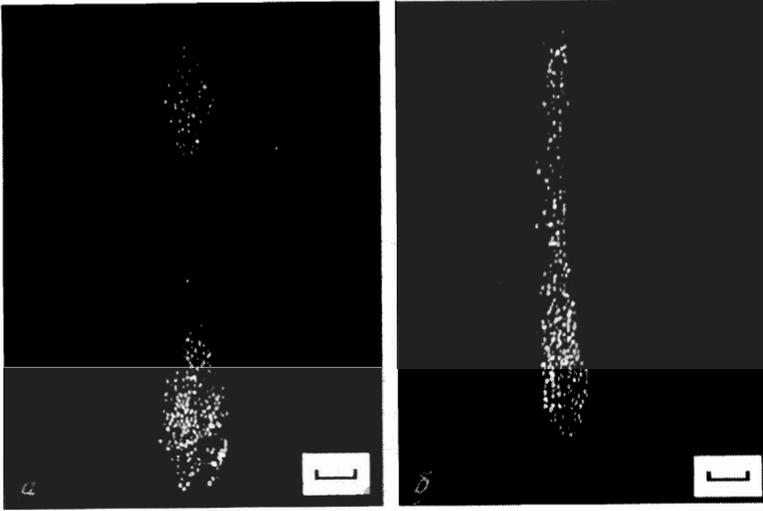


Рис. 2. Видеоизображения структур заряженных микросфер из боросиликатного стекла: *a* — в двух соседних стратах ($p = 0.5$ Торр, $I_p = 0.5$ мА); *б* — после их слияния ($p = 0.4$ Торр, $I_p = 0.4$ мА). Масштаб на рисунке соответствует 3 мм

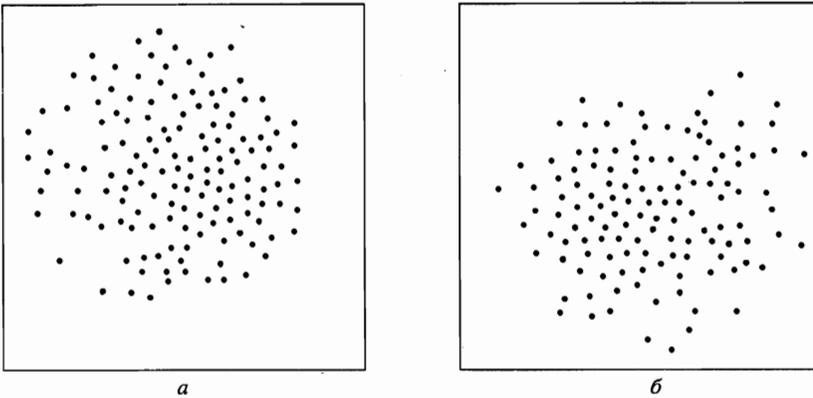


Рис. 3. Оцифрованные видеоизображения структур частиц Al_2O_3 в горизонтальной плоскости при $p = 0.5$ Торр. *a* — $I_p = 0.4$ мА; *б* — $I_p = 3.9$ мА. Размеры рамки 5×5 мм²

результате обработки соответствующих изображений рис. 3 условные функции распределения частиц $n(r) = n_2(r)/n_1(r)$, где n_1 и n_2 — унарная и бинарная функции соответственно [35, 36]. Функция $n(r)$ представляет собой плотность числа частиц на расстоянии r от некоторой частицы. Выбор такой функции вместо обычно используемой парной корреляционной функции $g(r)$ диктуется неоднородностью исследуемых структур, связанной с их относительно малыми размерами. На рис. 4 для каждого из режимов разряда даны две функции $n(r)$: одна из них получена при обработке центральной части горизонтального сечения структуры частиц, а вторая — при обработке всей совокуп-

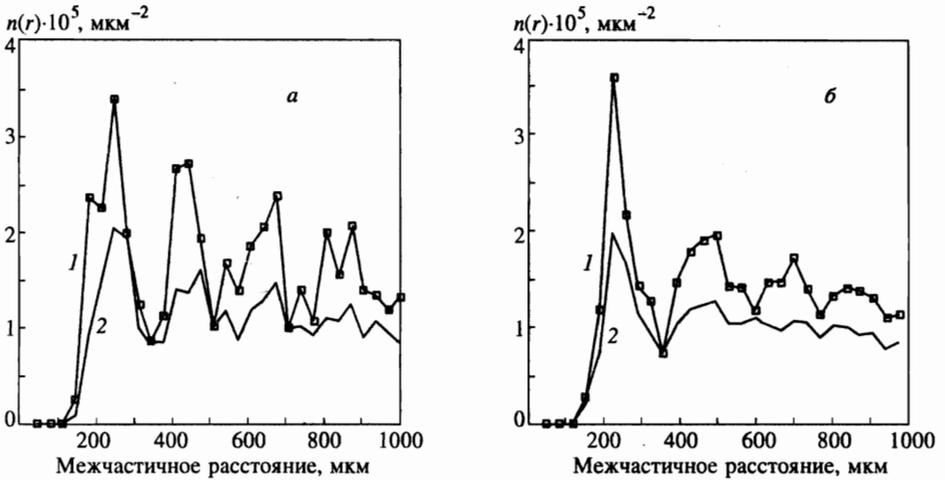


Рис. 4. Функции распределения $n(r)$ для структур, приведенных на рис. 3. *a* — $I_p = 0.4$ мА; *б* — $I_p = 3.9$ мА. 1 — $n(r)$ для центральной части сечения; 2 — для всего сечения

ности частиц, входящих в данное сечение (центральная часть горизонтального сечения представляет собой в нашем случае множество частиц, лежащее в пределах окружности, центр которой совпадает с центром масс сечения, и содержащее около 40% всей совокупности наблюдаемых в сечении частиц). Видно, что при $I_p = 0.4$ мА выделяются, по крайней мере, три максимума $n(r)$, что указывает на существование дальнего порядка в исследуемой пылевой плазме. Это соответствует кристаллоподобной структуре. Из приведенных изображений и функций распределения $n(r)$ следует, что при увеличении разрядного тока имеет место тенденция к разрушению дальнего порядка («плавление») и при $I_p = 3.9$ мА наблюдается лишь ближний порядок. Следует заметить, что разрушение дальнего порядка при увеличении разрядного тока захватывает прежде всего периферийную область структуры. Центральная часть образования сохраняет прежний порядок. Кроме того, по мере увеличения I_p наблюдаются спонтанно возникающие осцилляции отдельных макрочастиц. При этом такие частицы движутся по окружностям, радиусы которых увеличиваются по мере удаления от центра структуры. Круговые осцилляции частиц наблюдались также в пылевой плазме радиочастотного разряда при уменьшении давления газа [37]. Как видно из рис. 4, несмотря на изменение I_p на порядок, среднее межчастичное расстояние a , равное 250 мкм, остается практически неизменным.

При более высоком давлении неона $p = 0.7$ Торр наблюдаются менее упорядоченные структуры из заряженных частиц Al_2O_3 в диапазоне токов от 0.7 до 7 мА. Межчастичное расстояние a и в этом случае не зависит от разрядного тока и равно 280 мкм.

Постоянство межчастичного расстояния a при значительном изменении разрядного тока, а следовательно и концентрации электронов N_e , существенно отличается от наблюдавшейся в [23] заметной зависимости a от вкладываемой в радиочастотный разряд мощности (концентрации N_e).

На рис. 5 приведено оцифрованное изображение структуры заряженных микросфер из боросиликатного стекла в вертикальной плоскости. На рис. 6 изображены функции распределения $n(r)$, полученные при обработке рис. 5 для центральной части и

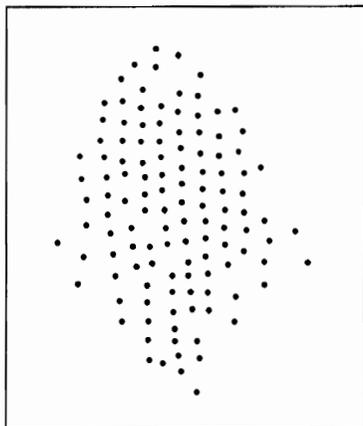


Рис. 5

Рис. 5. Оцифрованное видеоизображение структуры заряженных микросфер из боросиликатного стекла в вертикальной плоскости при $p = 0.2$ Торр и $I_p = 0.7$ мА. Размер рамки 6×7.5 мм²

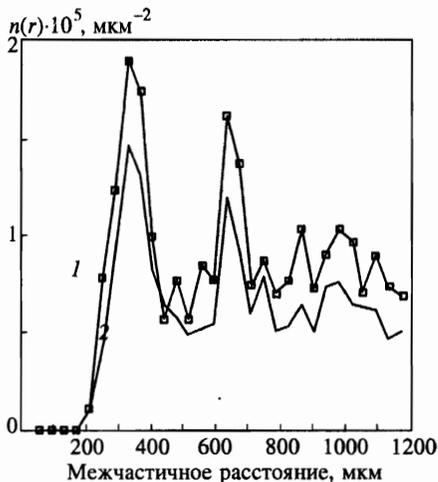


Рис. 6

Рис. 6. Функция распределения $n(r)$ для структуры, изображенной на рис. 5. 1 — $n(r)$ для центральной части сечения; 2 — для всего сечения

структуры в целом. Приведенные данные демонстрируют существование значительной упорядоченности частиц в вертикальном сечении.

Проведенные эксперименты выявили возникновение необычных образований заряженных макрочастиц: в отдельных режимах разряда при исчезновении видимых стоячих страт образуются протяженные нитевидные структуры, простирающиеся от темного катодного пространства вверх по высоте трубки. Длина этих структур достигает 60 мм. Фрагменты нитевидной структуры приведены на рис. 7. Вблизи темного катодного пространства число нитей составляет 7–8, а в верхней части их число сокращается до 1–2. Число частиц в одной нити (цепочке) достигает 100–120 штук. Отметим, что протяженные нитевидные структуры наблюдаются для обоих типов микроскопических частиц, используемых в экспериментах.

Страты в разряде низкого давления достаточно хорошо изучены экспериментально [38–41]. В положительном столбе разряда в интересующих нас условиях потеря энергии электронов в упругих столкновениях пренебрежимо мала и функция распределения электронов формируется под действием электрического поля и неупругих столкновений. Это может приводить к появлению страт — пространственной периодичности параметров плазмы с характерным масштабом $\lambda_1 = \varepsilon_1 / eE_0 \approx 4\text{--}5$ см (ε_1 — первый потенциал возбуждения, равный 16.6 эВ для неона, а E_0 — среднее по длине страты электрическое поле). Концентрация электронов, их распределение по энергиям, а также электрическое поле сильно неоднородны по длине страты. Электрическое поле E относительно велико в голове страты (в максимуме около 10–15 В/см) — области, занимающей 25–30% длины страты, и мало (около 1 В/см) вне этой области. Максимальное значение концентрации электронов сдвинуто относительно максимума E в сторону анода [39].

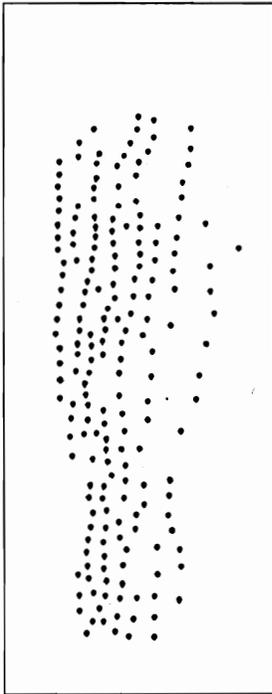


Рис. 7. Оцифрованное видеоизображение фрагмента нитевидной протяженной структуры заряженных стеклянных микросфер в вертикальной плоскости при $p = 0.4$ Торр, $I_p = 0.4$ мА. Размер рамки 7.5×18 мм²

Распределение электронов по энергиям имеет существенно бимодальный характер [39], причем в голове страты преобладает второй максимум, центр которого лежит вблизи потенциала возбуждения ε_1 . За счет высокого плавающего потенциала стенок разрядной трубки страты имеют существенно двумерный характер: разность потенциалов центр — стенка в голове страты достигает 20–30 В, причем изменение потенциала происходит в узком пристеночном слое толщиной 2–3 мм [40–42]. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая в случае вертикальной ориентации способна удержать частицы, имеющие достаточно большой заряд и малую массу.

Перечисленная выше экспериментальная информация получена только для движущихся страт, однако есть все основания считать, что при одинаковых параметрах разряда свойства покоящихся и движущихся страт близки [43]. Ввиду существенной двумерности задачи теоретическое описание страт в разряде низкого давления достаточно сложно и в настоящее время может претендовать лишь на качественное объяснение наблюдаемых эффектов [44, 42]. Попытки измерения параметров плазмы с помощью двойного зонда при наличии макрочастиц, предпринятые в данной работе, не увенчались успехом вследствие налипания частиц на зонд. Тем не менее значения напряженности электрического поля, измеренные нами в положительном столбе разряда в неоне в отсутствие стратификации, хорошо согласуются с литературными данными. Поэтому в своем анализе мы будем вынуждены опираться прежде всего на результаты экспериментального изучения страт [40–42], полученные в условиях близких к нашим.

Потенциал частицы φ_p , а следовательно, и ее заряд Z могут быть оценены с помощью уравнения (2). Однако следует помнить, что при его выводе вдали от частицы использовалась максвелловская функция распределения электронов по энергиям. Как мы

уже указывали, в стратах функция распределения электронов имеет бимодальный характер, и уравнение (2) может быть использовано для оценок лишь в тех областях страты, где превалирует один из максимумов. Так, в области максимальной светимости превалирует второй максимум, имеющий энергию $T_e \approx \varepsilon_1$. Это позволяет с помощью (2) оценить максимальную величину плавающего потенциала $\varphi_p \approx -1.65 \varepsilon_1 \approx -27$ эВ. Связь между потенциалом частицы и ее зарядом в приближении линейной дебаевской экранировки дается выражением [45]

$$Z = \varphi_p R_p (1 + R_p / \lambda_L), \quad (4)$$

где λ_L — линеаризованная длина экранирования

$$\lambda_L = \left[4\pi e^2 \left(\frac{N_e}{T_e} + \frac{N_i}{T_i} \right) \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Это дает для частиц Al_2O_3 заряд $Z \approx -3 \cdot 10^4$, а для стеклянных частиц $Z \approx -7 \cdot 10^5$.

Левитация макроскопических частиц имеет место в той области страты, где электростатическая сила ZeE уравновешивается гравитационной $M_p g$. Таким образом, возможно определить величину электростатического поля E_m , в котором возможна левитация частиц:

$$E_m = \frac{M_p g}{Ze}. \quad (6)$$

Это дает $E_m \approx 1$ В/см для частиц Al_2O_3 и $E_m \approx 45$ В/см для стеклянных частиц. Последнее значение в 3–4 раза превышает поля, обычно наблюдаемые в голове страты. Однако это несоответствие частично можно объяснить сепарацией частиц по толщине стенок, а следовательно и по массе, имеющей место прямо в разряде: захватываются частицы с минимальным значением параметра M_p/Z , прежде всего тонкостенные, с толщиной стенки 1–2 мкм. Кроме того, само наличие заряженных частиц может приводить к некоторому увеличению электрического поля.

Кулоновское взаимодействие между заряженными частицами пропорционально произведению их зарядов. Поэтому большая величина Z приводит к сильному кулоновскому отталкиванию между частицами и неидеальности системы. При среднем расстоянии между частицами $a = 300$ мкм и температуре $T = 300$ К, параметр неидеальности $\Gamma \sim 10^6$ и 10^8 для частиц радиуса 1.5 и 25 мкм соответственно. Следует, однако, учесть, что частицы экранируются электронами и ионами плазмы, концентрация которых меняется по длине страты в несколько раз и лежит в пределах $5 \cdot 10^7$ – $5 \cdot 10^8$ см⁻³ [40–42]. Плавающий потенциал частиц по порядку величины равен энергии электронов и значительно превышает энергию ионов. Поэтому экранировка частиц существенно нелинейна. Кроме того, на поверхности частиц происходит рекомбинация электронов и ионов, в результате чего вблизи частиц отсутствует обратный поток заряженных частиц, и их функции распределения не являются максвелловскими. Это приводит к тому, что даже асимптотическое поведение потенциала на достаточно больших расстояниях от поверхности частицы перестает быть дебаевским, а зависит от расстояния степенным образом: $\varphi(r) \approx -ZR_p/2r^2$. Этот эффект давно известен и хорошо изучен в теории сферических электростатических зондов [15].

Расчет структуры экранирующего облака в бесстолкновительном режиме с учетом нелинейности уравнения Пуассона и немаксвелловости функций распределения

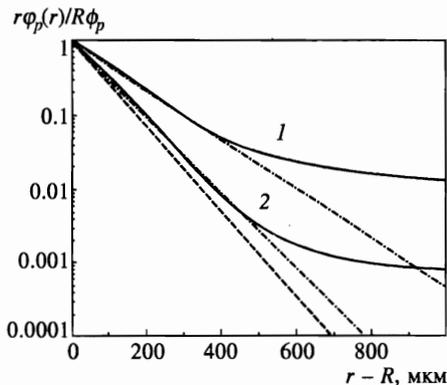


Рис. 8



Рис. 9

Рис. 8. Зависимость нормированного на единицу произведения $r\varphi_p$ от расстояния до поверхности частицы в неоне ($T_e = 50000$ К, $T_i = 300$ К, $N_e = 5 \cdot 10^8$ см⁻³) для частиц различных радиусов $R = 25$ мкм (1), 1.5 мкм (2). Штрих-пунктирные кривые — зависимости, полученные по формуле (7) с $\lambda = 130$ и 85 мкм соответственно. Штриховые кривые — по формуле (7) с $\lambda = \lambda_L$

Рис. 9. Зависимость эффективной длины экранирования λ от концентрации электронов N_e в неоне ($T_e = 50000$ К, $T_i = 300$ К) для частиц различных радиусов $R = 25$ мкм (1), 1.5 мкм (2). Кривая 3 — линейная длина экранирования Дебая-Хюккеля (5)

по энергиям электронов и ионов был выполнен в работе [46] для сферических частиц в разряде в гелии. Оказалось, что на малых расстояниях потенциал частицы может быть аппроксимирован с хорошей точностью потенциалом Дебая-Хюккеля

$$\varphi(r) = \varphi_p \frac{R_p}{r} \exp\left(-\frac{r - R_p}{\lambda}\right). \tag{7}$$

Однако $\lambda = \lambda_L$ лишь в случае частиц достаточно малого размера ($R_p \ll \lambda_L$), а при больших R_p длина экранирования увеличивается с ростом R_p , достигая и даже превосходя электронную длину экранирования $\lambda_e = \sqrt{T_e/4\pi e^2 N_e}$. На рис. 8 представлены результаты расчета $\varphi(r)$, выполненного нами для разряда в неоне для частиц двух размеров в условиях, типичных для середины страт в неоне, с учетом немаксвелловости функций распределения электронов и ионов плазмы, вызванной их поглощением поверхностью макрочастицы. Видно, что выход на недебаевскую зависимость $\varphi(r) \propto -1/r^2$ наступает раньше для частиц большего размера, причем это происходит на расстояниях, близких к среднему межчастичному расстоянию в левитирующих упорядоченных структурах. Этот эффект может приводить к увеличению отталкивания при больших межчастичных расстояниях и ослаблению зависимости межчастичного взаимодействия от концентрации электронов и ионов в экранирующем облаке. На рис. 9 представлена зависимость длины экранирования λ от концентрации электронов N_e , выбор которой позволяет с наилучшей точностью аппроксимировать результаты расчета потенциала $\varphi(r)$ на малых расстояниях от частицы с помощью потенциала Дебая-Хюккеля (7). Как и в случае разряда в гелии [45], при малых радиусах можно использовать линейную длину экранирования λ_L , а при $R_p \sim \lambda_L$ необходим учет нелинейных эффектов. Отметим, что в интересующих нас условиях λ практически не зависит от T_e .

С учетом экранировки заряда пылевых частиц и немаксвелловости функций распределения электронов и ионов по скоростям вблизи частиц в качестве параметра неидеальности вместо Γ , вычисленного по формуле (3), в случае малых частиц окиси алюминия можно использовать [20]

$$\Gamma_D = \frac{Z^2 e^2}{a T_p} e^{-a/\lambda}, \quad (8)$$

а в случае больших стеклянных частиц

$$\Gamma_n = \frac{Z^2 e^2}{a T_p} \frac{R_p}{2a}. \quad (9)$$

В обоих случаях степень неидеальности уменьшается на несколько порядков по сравнению с Γ , однако остается все еще слишком большой, чтобы объяснить наблюдаемое «плавление» упорядоченных структур. Одна из причин этого состоит в том, что частицы задерживаются не там, где действующая на них электростатическая сила максимальна (а следовательно, максимален и их заряд Z), а там, где она уравнивает гравитационную силу. Второй и, по-видимому, более важной причиной является то, что вследствие флуктуирующих плазменных микрополей, заряженные до больших Z частицы имеют среднюю кинетическую энергию T_p , значительно превышающую температуру газа. Этот эффект наблюдался как в радиочастотном разряде [37, 47], так и в наших экспериментах [26]. В обоих случаях с удалением от кривой плавления энергия частиц достигала очень большой величины порядка 50 эВ. Такой рост энергии может объяснить наблюдаемое «плавление» пылевых кристаллов.

3.2. Формирование упорядоченных структур в двойном электрическом слое

Левитация макрочастиц в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока, для получения которой в определенной области столба требуется достаточно высокое электрическое поле, уравнивающее силу тяжести, возможна не только в стратах, но и в специально организованном двойном электрическом слое. Для этого может быть использован эффект изменения параметров плазмы при варьировании поперечного сечения положительного столба [48].

Однако, в отличие от [48], применим переход от узкой катодной части положительного столба радиуса R_k к широкой части анодного столба R_a ($R_k < R_a$). В этом случае в устье сужения появляется двойной слой пространственного заряда, разделяющий две плазменные области с различными электронными температурами T_{ek} , T_{ea} и концентрациями электронов N_{ek} , N_{ea} . При этом узкая катодная часть имеет более высокие значения T_{ek} и N_{ek} . Скачок потенциала U на двойном слое зависит от давления газа, радиусов R_k , R_a , их отношения R_a/R_k и разрядного тока. Оценка U может быть сделана согласно соотношению [48]

$$U = T_{ek} - T_{ea} + \frac{T_{ek} + T_{ea}}{2} \ln \frac{N_{ek}}{N_{ea}}. \quad (10)$$

Так, для данной разрядной трубки введение сужения радиусом $R_k = 3.5$ мм дает при $p = 0.5$ Торр увеличение N_e почти на порядок, T — в 3 раза и $U \approx 10$ В. Поскольку продольный размер двойного слоя в устье сужения невелик (~ 1 см), значения продольного электрического поля в слое оказываются того же порядка, что и в голове

страты. Таким образом обеспечиваются условия для захвата и зависания заряженных макрочастиц с последующим формированием упорядоченной структуры.

В экспериментах с сужением $R_k = 3.5$ мм была действительно получена левитация частиц обоих типов в устье узкой части. Сужение создавалось введением в разрядную трубку дополнительной цилиндрической стеклянной трубки с переменным диаметром, широкая часть которой одевалась на цилиндрический катод.

3.3. Влияние пылевых частиц на параметры разряда

При не слишком высоких давлениях и стационарных условиях потери зарядов в слабоионизованной плазме связаны с амбиполярной диффузией к стенкам разрядной камеры [38]. При этом температура электронов (и соответственно продольное электрическое поле) в положительном столбе тлеющего разряда может быть определена из равенства частоты ионизации частоте амбиполярных диффузионных уходов. Наличие пылевых частиц в разряде может существенно изменить данную ситуацию. Дело в том, что при достаточной концентрации макрочастиц гибель зарядов на их поверхности становится преобладающей по сравнению с уходом на стенку камеры. Представление об эффективности двух процессов гибели заряженных частиц может быть составлено путем сопоставления соответствующих частот. Частота амбиполярных уходов дается выражением

$$\nu_d = \frac{D_a}{\Lambda^2}, \quad (11)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, $\Lambda = R/2.4$ — характерная диффузионная длина для цилиндрической геометрии разряда [38] (R — радиус разрядной камеры). Частота гибели электронов на поверхности пылевой частицы в рамках приближения орбитального движения дается выражением

$$\nu_p = \pi R_p^2 N_p \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_p}{T_e}\right). \quad (12)$$

Для коэффициента амбиполярной диффузии справедлива следующая оценка [38]:

$$D_a \approx D_i \frac{T_e}{T_i} \approx \frac{1}{3N_a \sigma} \sqrt{\frac{8T_i}{\pi m_i}} \frac{T_e}{T_i}. \quad (13)$$

Здесь σ — сечение резонансной перезарядки (в случае движения ионов в собственном газе), N_a — концентрация атомов. Отсюда получаем для соотношения между характерными частотами

$$\frac{\nu_p}{\nu_d} = 3\pi R_p^2 \left(\frac{R}{2.4}\right)^2 N_p N_a \sigma \sqrt{\frac{T_i m_i}{T_e m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_p}{T_e}\right). \quad (14)$$

Оценим, при какой концентрации макрочастиц гибель зарядов на них более вероятна, чем гибель на стенках. Используя следующие параметры разряда в Ne: $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($P = 1$ Торр), $T_e = 50000$ К, $T_i = 300$ К, $R_p = 30$ мкм, $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, $e\varphi_p/T_e \approx -2$, получим из (14), что частоты совпадают при $N_p \approx 250 \text{ см}^{-3}$. В условиях описываемого эксперимента концентрация макрочастиц данного размера была примерно на порядок больше. Таким образом, основным каналом гибели зарядов, по-видимому, является гибель на пылевых частицах. При этом увеличение их плотности должно сопровождаться

ростом частоты ионизации, необходимой для поддержания стационарного режима разряда. Это, очевидно, означает рост электронной температуры и, следовательно, электрического поля в области нахождения макрочастиц. Если это поле возрастет до достаточной величины, оно будет препятствовать падению частиц под действием силы тяжести. Описанный механизм позволяет снять количественное несоответствие между значениями электрического поля, требующимися для компенсации силы тяжести, и значениями поля, обычно наблюдаемыми в голове страты, в случае тяжелых стеклянных частиц, а также качественно объяснить обнаруженное в эксперименте зависание протяженной упорядоченной структуры пылевых частиц в отсутствие видимой стратификации положительного столба тлеющего разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование образования упорядоченных структур заряженных макрочастиц в положительном столбе тлеющего газового разряда в Ne. Наблюдалось образование квазикристаллических структур, размер и форма которых зависели от параметров разряда. При этом формирование структур имело место в области высокого электрического поля, уравнивающего силу тяжести: в стоячих стратах и в двойном электрическом слое, создаваемом введением в разряд дополнительной цилиндрической стеклянной трубки переменного диаметра. Исследовалось влияние параметров разряда на возможность существования квазикристаллических структур пылевых частиц. Обнаружено, в частности, что увеличение разрядного тока приводит к разрушению дальнего порядка (плавлению квазикристалла).

Проведенные эксперименты выявили также возникновение необычных образований заряженных макрочастиц. При определенных параметрах разряда образовывались протяженные нитевидные структуры в отсутствие видимой стратификации положительного столба. Длина таких структур могла достигать 6 см. Отметим, что данные структуры наблюдались впервые.

Подробно рассмотрен вопрос об электростатическом взаимодействии между пылевыми частицами, приводящем к образованию упорядоченных структур, с учетом нелинейности экранировки и с немаксвелловским распределением электронов и ионов плазмы по энергиям. Отмечается различие в форме потенциала взаимодействия для разных сортов макрочастиц (обусловленное различием в диаметрах). Проводится оценка параметра взаимодействия Γ , соответствующего существованию упорядоченных структур. Указывается на необходимость учета дополнительного канала гибели электронов и ионов при наличии высокой концентрации пылевых частиц в разряде.

Авторы выражают благодарность Ю. Б. Голубовскому, Л. Д. Цендину и В. В. Жаровскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 97-02-17565) и РФФИ-ИНТАС (грант № 95-1335).

Литература

1. I. Langmuir, G. Found, and A. F. Dittmer, *Science* **60**, 392 (1924).
2. С. Соу, *Гидродинамика многофазных систем*, Мир, Москва (1971).
3. M. S. Sodha and S. Guha, *Adv. Plasma Phys.* **4**, 219 (1971).
4. Д. И. Жуховицкий, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, **11**, 130 (1984).

5. I. T. Yakubov and A. G. Khrapak, *Sov. Tech. Rev. В Therm. Phys.* **2**, 269 (1989).
6. Б. М. Смирнов, *Аэрозоли в газе и плазме*, Изд-во ИВТАН, Москва (1990).
7. С. К. Goetz, *Rev. Geophys.* **27**, 271 (1989).
8. T. G. Northrop, *Phys. Scripta* **45**, 475 (1992).
9. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997).
10. A. Garscadden, B. N. Ganguly, P. D. Haaland, and J. Williams, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 239 (1994).
11. A. Bouchoule and L. Boufendi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 292 (1994).
12. J. Goree, *Plasma Sources Sci Technol.* **3**, 400 (1994).
13. G. S. Selwyn, in *The Physics of Dusty Plasmas*, ed. by P. K. Shukla, D. A. Mendis, and V. W. Chow, World Scientific, Singapore (1996), p. 177.
14. Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер, Н. А. Яценко, *Высокочастотный емкостный разряд*, Изд-во МФТИ и Наука, Москва (1995).
15. J. E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497 (1992).
16. S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
17. В. Е. Фортгов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994).
18. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. V. Chernyshev, and A. M. Lipaev, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 176 (1996).
19. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, and A. V. Chernyshev, *Phys. Lett. A* **219**, 89 (1996).
20. H. Ikezi, *Phys. Fluids* **29**, 1764 (1986).
21. J. H. Chu and L. I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
22. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
23. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
24. Y. Hayashi and K. Tachibana, *Jap. J. Appl. Phys.* **33**, L804 (1994).
25. В. Е. Фортгов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. И. Молотков, А. Г. Храпак, О. Ф. Петров, К. Ф. Вольхин, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 86 (1996).
26. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. M. Lipaev, and A. G. Khrapak, *Phys. Lett. A* **229**, 317 (1997).
27. E. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934).
28. H. Jiang, R. Willet, H. Stormer et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 633 (1990).
29. R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir, *J. Appl. Phys.* **30**, 342 (1959).
30. F. Diedrich, E. Peik, J. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931 (1987).
31. S. Gilbert, J. Bollinger, and D. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2022 (1988).
32. I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, and H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2007 (1992).
33. A. K. Sood, *Sol. St. Phys.* **45**, 1 (1991).
34. B. Deryagin and L. Landau, *Acta phys. chim. USSR* **14**, 633 (1941).
35. Ф. М. Куни, *Статистическая физика и термодинамика*, Наука, Москва (1981).
36. Т. Хилл, *Статистическая механика*, Изд-во Иностран. лит., Москва (1960).
37. H. M. Thomas and G. E. Morfill, *Nature* **379**, 806 (1997).
38. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
39. Ю. П. Райзер, *Основы современной физики газоразрядных процессов*, Наука, Москва (1980).
40. Ю. Б. Голубовский, С. У. Нисимов, И. Э. Сулейменов, *ЖТФ* **64**, 54 (1994).
41. Ю. Б. Голубовский, С. У. Нисимов, *ЖТФ* **65**, 46 (1995).
42. Ю. Б. Голубовский, С. У. Нисимов, *ЖТФ* **66**, 20 (1996).
43. П. С. Ланда, Н. А. Мискинова, Ю. В. Пономарев, *УФН* **132**, 601 (1980).
44. Л. Д. Цендин, *Физика плазмы* **8**, 400 (1982).
45. J. E. Daugherty, R. K. Porteous, and D. B. Graves, *J. Appl. Phys.* **73**, 1617 (1993).
46. J. E. Daugherty, R. K. Porteous, M. D. Kilgore, and D. B. Graves, *J. Appl. Phys.* **72**, 3934 (1992).
47. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996).
48. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток*, Наука, Москва (1971).