

ДИНАМИКА МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. И. Молотков,
В. М. Торчинский, В. Е. Фортков, А. В. Чернышев, А. М. Липаев*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

А. И. Иванов, А. Ю. Калери, Ю. П. Семенов

*Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С. П. Королева
141070, Королев, Московская обл., Россия*

С. В. Залетин

*Центр подготовки космонавтов им. Ю. А. Гагарина
141160, Звездный городок, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 марта 2002 г.

Представлены результаты экспериментального исследования динамики крупных (порядка 70–180 мкм) сферических частиц бронзы в плазме тлеющего разряда постоянного тока в условиях микрогравитации. Измерены температуры, скорости, парные корреляционные функции и коэффициенты самодиффузии макрочастиц при различных значениях разрядного тока. Регистрируемые заряды (порядка $10^6 e$) пылевых частиц соответствовали высоким поверхностным потенциалам порядка 30–40 В. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами моделирования систем Юкавы в условиях слабого экранирования пылевых зарядов. Рассмотрено влияние макрочастиц на процессы равновесной ионизации в плотном пылевом облаке.

PACS: 52.25.Ub, 52.25.Zb, 82.70.Db

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма представляет собой частично ионизированный газ, содержащий заряженные частицы вещества (пыль) микронных размеров. Благодаря своему размеру пылевые частицы могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение прямых бесконтактных методов для их диагностики. Поэтому пылевая плазма является хорошей экспериментальной моделью для изучения различных транспортных явлений в системах взаимодействующих частиц, таких как процессы зарядки и массопереноса, формирование пылевых структур и сложных колебательных режи-

мов и т. д. [1–10]. В последнее время значительное внимание уделяется экспериментальным исследованиям пылевой плазмы в условиях микрогравитации [6–10]. Такие эксперименты позволяют изучать широкий круг явлений (фотоэмиссионная зарядка аэрозолей в верхних слоях атмосферы, амбилярная диффузия, динамика крупных пылевых частиц размером больше 100 мкм в плазме и т. д.), наблюдение которых невозможно в лабораториях на Земле [6–8]. В недавних экспериментах, выполненных на Международной космической станции российско-германской группой ученых в пылевой плазме ВЧ-разряда обнаружен ряд новых явлений (пылевые биения, формирование сложных кристаллических решеток, разноименной зарядки макрочастиц и т. д.), аналоги которых отсутствуют в обычных ла-

*E-mail: ipdustpl@redline.ru

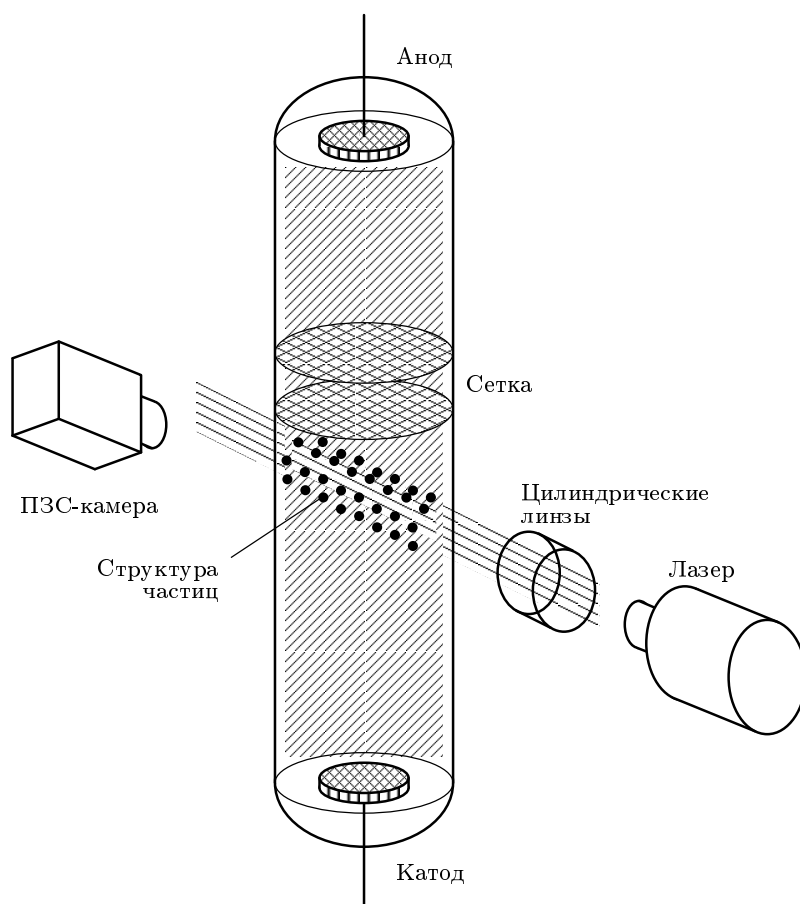


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

бораторных условиях [10].

Данная работа посвящена одним из первых экспериментов по изучению динамики макрочастиц в условиях микрогравитации, которые были выполнены на борту космической станции «Мир» в период 28-й орбитальной экспедиции. Эксперименты проводились для крупных (стомикронных) частиц бронзы в плазме тлеющего разряда постоянного тока.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Основным элементом рабочей камеры являлась газоразрядная трубка радиусом $R_t \approx 1.6$ см, заполненная неоном (Ne) с давлением $P = 1$ Торр. Расстояние между плоскими анодом и катодом составляло 28 см. На расстоянии 4.5 см от анода был расположен изолированный электрод, который состоял из двух стальных сеток (проволока диаметром 60 мкм) с шагом ячейки 150×150 мкм, рас-

стояние между сетками равнялось 1 см. Во время экспериментов электрод находился под плавающим потенциалом и препятствовал уходу отрицательно заряженных макрочастиц на анод. Бронзовые сферические частицы (фракция диаметром 70–180 мкм, средний радиус $\langle a_p \rangle = 62.5$ мкм, плотность материала $\rho \approx 8.2$ г/см³) помещались между сеточным электродом и катодом.

Для диагностики макрочастиц использовались плоский лазерный пучок («лазерный нож» с длиной волны 0.67 мкм и шириной порядка 300 мкм) и дополнительное освещение пылевого облака лампой накаливания. В последнем случае число регистрируемых частиц определялось глубиной резкости видеосистемы, что позволяло отслеживать их положения в течение длительного времени, достаточно для анализа транспортных характеристик. Изображение регистрировалось видеокамерой с частотой кадров 50 с⁻¹. Видеозапись обрабатывалась при помощи специальной программы, позволяющей иден-

Рис. 2. Видеоизображение газоразрядной трубки (а) и траектории движения частиц (б) из области положительного столба разряда к изолированным сеточным электродам

тифицировать смещения отдельных частиц в поле зрения видеосистемы.

Эксперименты проводились при различных значениях разрядного тока ($I = 0.1\text{--}0.8$ мА), изменение которого обеспечивалось источником тока. В исходном состоянии частицы бронзы находились на стенках трубки. Поэтому после «зажигания» разряда с заданным значением тока I выполнялось динамическое воздействие (толчок) на систему для стряхивания частиц со стенок трубки. После динамического воздействия частицы бронзы двигались к изолированным сеточным электродам, вблизи которых происходило формирование упорядоченных структур (рис. 2а, б). Затем разряд «гасился», происходила релаксация частиц к исходному состоянию (уход на стенки трубки), и эксперимент повторялся при новом значении газоразрядного тока.

Оценка концентрации плазмы $n^0 \approx n_e^0 \approx n_i^0$ (здесь $n_{e(i)}^0$ — концентрация электронов (ионов) в отсутствие пылевых частиц) в области положительного столба разряда может опираться на измерения плотности разрядного тока $j = I/\pi R_t^2 \approx 12\text{--}96$ мкА/см², величина которого должна сохраняться постоянной на протяжении всей длины трубки:

$$j = e\mu_e E n_e^0, \tag{1}$$

где μ_e — подвижность электронов (для неона $\mu_e P \approx 1.5 \cdot 10^6$ Торр · см²(В · с)⁻¹). Для трубок радиусом около 1–2 см и $P \approx 1$ Торр величина поля положительного столба нормального тлеющего разряда в неоне $E \approx 1$ В/см, нормальная плотность тока $j_n \approx 5\text{--}6$ мкА/см², при этом величина средних энергий электронов, характеризующая их температуру T_e , составляет приблизительно 3–5 эВ [11]. В условиях эксперимента разряд протекал в аномальном режиме (что подтверждается как величиной плотности регистрируемого тока, так и измерением вольт-амперных характеристик), а величина напряженности электрического поля подчинялась закону $E \propto j^{1/2}$ [11]. Для $E = 1.5$ В/см при $j = 12$ мкА/см² соотношение (1) дает для средней концентрации плазмы $n^0 \approx (5\text{--}14) \cdot 10^7$ см⁻³ ($j \approx 12\text{--}96$ мкА/см²). С учетом бесселевого радиального профиля плотности плазмы на оси трубки, где выполнялись измерения параметров пылевых частиц, достигает величины порядка $2.4n^0$ [11]. Поэтому для дальнейших оценок будем полагать, что величина концентрации $n_{e(i)}^0$ электронов (ионов) в отсутствие частиц изменялась в пределах от 10^8 см⁻³ до $3 \cdot 10^8$ см⁻³ при изменении плотности тока от 12 до 96 мкА/см².

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Определение пылевых зарядов по скорости дрейфа макрочастиц

На рис. 3 представлены результаты измерения средней скорости V_p дрейфа частиц из области положительного столба (поле А, рис. 2б) к сеточному электроду при различных значениях разрядного тока I . Так как скорость движения частиц в измерительном объеме сохранялась практически постоянной, величина их зарядов eZ_p может быть получена из уравнения движения [8]:

$$m_p dV_p/dt = -\nu_{fr} m_p V_p + E e Z_p \equiv 0, \quad (2)$$

где m_p — масса частицы, а ν_{fr} — коэффициент трения пылевых частиц, который определяет частоту их столкновений с нейтралами окружающего газа [12, 13]:

$$m_p \nu_{fr} = 6\pi a_p \eta (1 - l_g (1 - \exp(-2a_p/l_g)) / 2a_p). \quad (3)$$

Здесь l_g [мкм/Торр] $\approx 125/P$ — длина свободного пробега нейтралов неона, а $\eta \approx 3.17 \cdot 10^{-4}$ г/см·с — вязкость неона для случая $l_g \ll a_p$. Полагая E [В/см] = $1.5\sqrt{j}$ [мкА/см²]/12 и $\langle a_p \rangle = 62.5$ мкм, получим из (2), (3), что заряд частиц $Z_p \approx 10^6$ практически не зависит от разрядного тока (кривая 1, рис. 4) и соответствует достаточно высоким поверхностным потенциалам $\varphi_s = eZ_p/a_p \approx 35$ –37 В. Ошибки в определении φ_s данным методом определяются наличием априорной информации о величине поля и коэффициента трения в уравнении (2).

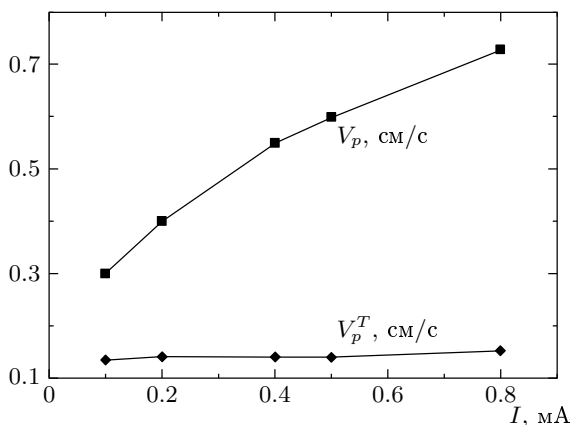


Рис. 3. Средние тепловые V_p^T скорости и скорости V_p дрейфа частиц из области положительного столба (поле А, рис. 2б) к сеточным электродам при различных значениях разрядного тока I

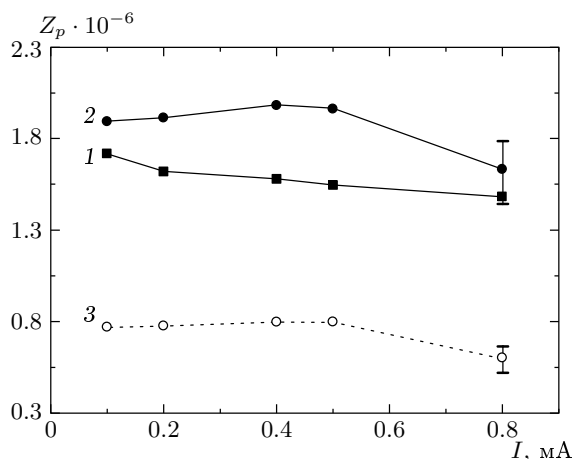


Рис. 4. Величина зарядов частиц Z_p в зависимости от величины разрядного тока I , полученная на основе различных оценок для $\langle a_p \rangle = 62.5$ мкм: 1 — из уравнения движения (2); 2 — из измерений диффузии (5), (6) для $a_p = 62.5$ мкм; 3 — из измерений диффузии для $a_p = 35$ мкм

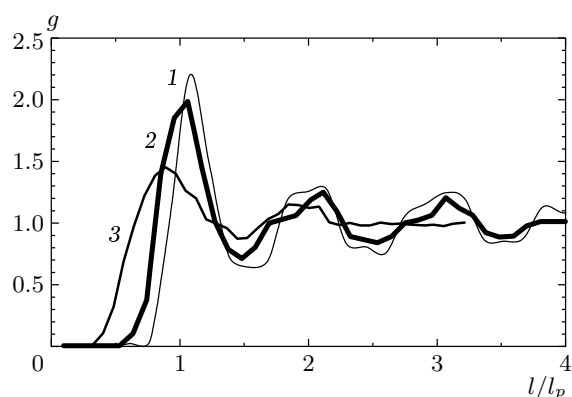


Рис. 5. Парные корреляционные функции g от l/l_p для пылевых структур, формирующихся вблизи сеточных электродов (поле В, рис. 2б), при различных разрядных токах $I = 0.1$ (1), 0.4 (2), 0.8 мА (3)

3.2. Формирование жидкостных пылевых структур

Характерные размеры пылевых облаков, формирующихся вблизи сеточного электрода (поле В, рис. 2б), составляли около 2 см в радиальном направлении и около 0.7–1.3 см в направлении от края сетки по оси трубки. Парные корреляционные функции $g(r)$ для различных разрядных токов I приведены на рис. 5. Легко увидеть, что с уменьшением I степень упорядоченности частиц в пылевом облаке

растет вместе с ростом их концентрации n_p . Увеличение n_p сопровождается снижением величины

$$l_{max} \approx l_p = n_p^{-1/3},$$

где l_{max} — положение главного максимума $g(r)$, а l_p — среднее межчастичное расстояние. Из-за недостаточного числа частиц, регистрируемых в плоскости лазерного ножа, количественный анализ измеренных функций $g(r)$ практически невозможен. Тем не менее наличие достаточно выраженных вторичных максимумов $g(r)$ свидетельствует о сильном межчастичном взаимодействии и слабой экранировке частиц (параметр экранирования $\kappa = l_p/\lambda < 1$, λ — длина экранирования).

Согласно критерию Линдемана, твердая фаза плавится, если отношение корня среднеквадратичного смещения Δ_0 частицы от ее положения равновесия к среднему межчастичному расстоянию l_p достигает порядка 0.15 [14]. Поскольку в экспериментах смещение частиц обычно регистрируется относительно центра масс системы $\Delta = \sqrt{2} \Delta_0$, параметр Линдемана на линии плавления равен $\delta_c = \Delta/l_p \approx 0.21$. Зависимость параметра $\delta_c(t) = \Delta_N(t)/l_p$ (здесь $\Delta_N(t) = \sqrt{\langle l(t) - l(0) \rangle_N^2}$, $l(t)$ — смещение отдельной частицы, $\langle \rangle_N$ — усреднение по ансамблю из N частиц) от времени t для 16 частиц ($N_p = 16$), находящихся в поле зрения видеосистемы около 4.5 с, показано на рис. 6а. Отметим, что отношение $\Delta_N(t)/l_p$ для некоторых временных отрезков сохраняется постоянным и соответствует критерию Линдемана. С уменьшением времени наблюдения приблизительно до 1 с число идентифицируемых траекторий увеличивалось до $N_p = 70-120$ за счет частиц, совершающих переходы между «оседлыми» состояниями из одной части облака в другую. При этом усреднение $\Delta_N(t)$ частиц по ансамблю становилось близким к усреднению по времени

$$\Delta_N^t = \sqrt{\langle \langle l(t) - l(0) \rangle_N^2 \rangle_t}$$

(рис. 6а), здесь $\langle \rangle_{N,t}$ — усреднение, соответственно, по ансамблю N_p и по времени t . Похожая картина наблюдалась при численном моделировании динамики макрочастиц, взаимодействующих с потенциалом Юкавы $\varphi = eZ_p \exp(-l/\lambda)/l$ в сильнонеидеальной пылевой жидкости [15]. Иллюстрация «скачков», наблюдаемых в моделируемых системах, представлена на рис. 6б, где показана разница между усреднением по ансамблю $\Delta_N(t)/l_p$ и по времени Δ_N^t/l_p вблизи линии кристаллизации системы, где величина нормированного параметра неидеальности

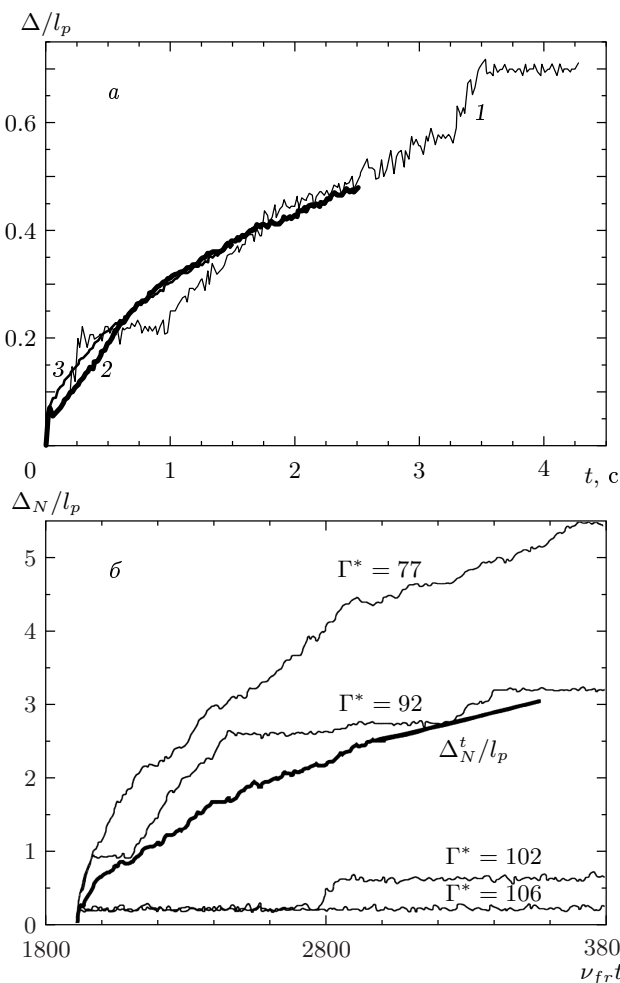


Рис. 6. Измеренная зависимость параметра Линдемана $\delta_c = \Delta(t)/l_p$ (а) от времени t ($I = 0.4$ мА) для различных случаев усреднения: 1 — $\Delta(t) \equiv \Delta_N(t)$, $N_p = 16$; 2 — $\Delta(t) \equiv \Delta_N^t(t)$, $N_p = 16$; 3 — $\Delta(t) \equiv \Delta_N^t(t)$, $N_p = 96$ и иллюстрация «скачков» (б) в моделируемых системах Юкавы (жирная линия $\Delta_N^t(t)$ для $\Gamma^* = 92$)

$\Gamma^* \rightarrow 102$. С уменьшением Γ^* эта разница исчезает, исследуемая система становится эргодической.

Величина нормированного параметра Γ^* определяет степень упорядочивания и динамику частиц в неидеальных системах Юкавы [15, 16]

$$\Gamma^* = (1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa)\Gamma, \quad (4)$$

где

$$\Gamma = \frac{(eZ)^2 n_p^{1/3}}{T_p},$$

T_p — температура макрочастиц в энергетических единицах.

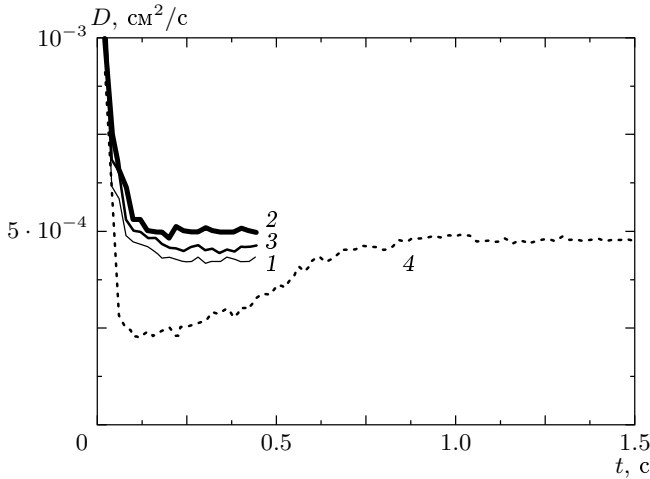


Рис. 7. Зависимости $D_p(t)$ в разряде с $I = 0.4$ мА для частиц, находящихся в поле зрения видеосистемы в течение первой (1), второй (2) и третьей (3) секунд наблюдений, а также для 16 частиц (4), находящихся в поле зрения в течение 4.5 с

3.3. Диффузия макрочастиц

Коэффициент самодиффузии макрочастиц D_p может быть получен из измерений среднеквадратичных смещений Δ_N^t

$$D_p = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t) = \langle (l(t) - l(0))^2_N \rangle_t / 6t. \quad (5)$$

Иллюстрация измерений $D_p(t)$ в разряде с $I = 0.4$ мА приведена на рис. 7 для различного числа частиц $N_p = 70-120$, находящихся в поле зрения видеосистемы в течение первой, второй и третьей секунд наблюдений. Там же показана зависимость $D_p(t)$ для 16 частиц, находящихся в поле зрения в течение 4.5 с. Легко увидеть, что коэффициент $D_p = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t)$ практически не зависит от выборки частиц (N_p), несмотря на различное поведение исследуемых систем в начальные моменты времени.

Связь коэффициента самодиффузии D_p (5) с величиной Γ^* (4) в сильнокоррелированных ($\Gamma^* > 30$) жидкостных системах Юкавы можно представить в виде

$$D_p \approx \frac{T_p \Gamma^*}{12\pi(\omega_l + \nu_{fr})m_p} \exp\left(-3\frac{\Gamma^*}{\Gamma_c}\right), \quad (6)$$

где $\Gamma^* \approx 102$ — значение параметра Γ^* в точке кристаллизации [16],

$$\omega_l = eZ \sqrt{\frac{n_p}{\pi m_p}} \sqrt{1 + \kappa + \kappa^2/2} \exp\left(-\frac{\kappa}{2}\right) \equiv \sqrt{\frac{\Gamma^* T_p}{\pi l_p^2 m_p}}$$

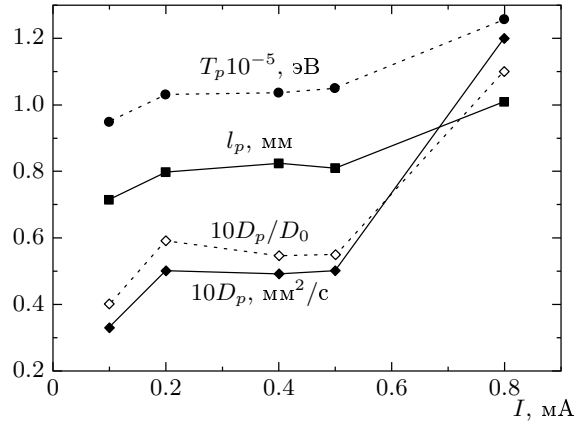


Рис. 8. Среднее межчастичное расстояние l_p , температура T_p и коэффициенты D_p диффузии макрочастиц, а также отношение коэффициента D_p к коэффициенту диффузии невзаимодействующих частиц D_0 , измеренные при различных разрядных токах I

— нормированная пылевая частота. Погрешность аппроксимации (6) резко уменьшается с ростом Γ^* и составляет около 30 % для $\Gamma^* \approx 30$ и менее 3 % для $\Gamma^* > 50$ [15]. Соотношение (6) позволяет достаточно легко определять величину Γ^* по результатам измерений среднего межчастичного расстояния l_p , температуры T_p и коэффициента D_p диффузии макрочастиц. На рис. 8 показаны результаты измерений этих параметров (l_p, T_p, D_p) при различных разрядных токах, а также приведено отношение D_p к коэффициенту диффузии невзаимодействующих частиц $D_0 = T_p/m_p \nu_{fr}$, который оказывается более чем на порядок выше измеренной величины D_p (5). Температура макрочастиц определялась путем наилучшей подгонки регистрируемого спектра мгновенных скоростей частиц под распределение Максвелла, полученных в результате анализа видеозаписей эксперимента. Аналогичная процедура определения описана в работах [2, 7]. Средние скорости хаотического движения частиц были около 1 мм/с (см. рис. 3). Следует отметить, что данная процедура может приводить к уменьшению регистрируемой средней хаотической энергии частиц (кинетической температуры), если частота кадров w (в нашем случае 50 с^{-1}) не удовлетворяет условию $w \gg \nu_{fr}$ [2].

3.4. Параметр неидеальности и заряды макрочастиц

Значения нормированных параметров Γ^* , восстановленные из измерений коэффициентов диффузии

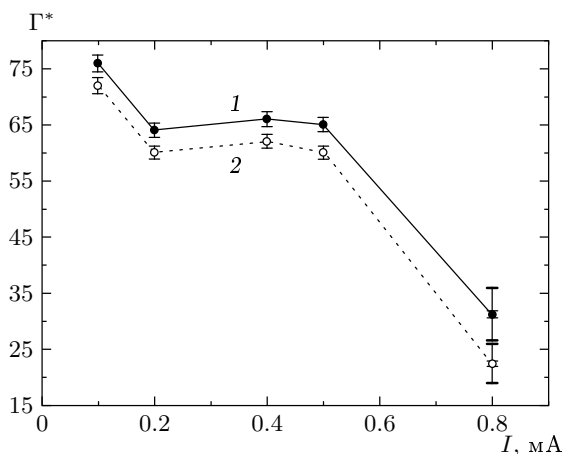


Рис. 9. Значения нормированных параметров неидеальности Γ^* , восстановленные из измерений коэффициентов диффузии для различных размеров частиц: 1 — $\langle a_p \rangle = 62.5 \mu\text{м}$; 2 — $(a_p)_{\text{min}} = 35 \mu\text{м}$. На рисунке указан интервал ошибок восстановления Γ^* по формуле (4)

по формуле (6), приведены на рис. 9 для среднего $\langle a_p \rangle = 62.5 \mu\text{м}$ и минимального $(a_p)_{\text{min}} = 35 \mu\text{м}$ размеров частиц. Отметим, что определение Γ^* опирается только на результаты измерений. Значение коэффициента трения ν_{fr} зависит от радиуса частиц, однако не оказывает существенного влияния на величину Γ^* , поскольку в условиях эксперимента $\nu_{fr} < \omega_l$.

Если эффекты экранирования макрочастиц в плазменно-пылевой системе являются существенными, анализ диффузии макрочастиц в предположении пренебрежимо малого экранирования ($\Gamma^* \approx \Gamma$, $\kappa < 1$) даст минимальную оценку заряда Z_p пылевых частиц вне зависимости от вида потенциала межчастичного взаимодействия. Используя измерения параметра $\Gamma^* \approx \Gamma$ для случая $\kappa = 0$, можно найти значения поверхностных потенциалов при $I \leq 0.5 \text{ мА}$: $\varphi_s \approx 42 \text{ В}$ для средних размеров $\langle a_p \rangle = 62.5 \mu\text{м}$ частиц и $\varphi_s \approx 30 \text{ В}$ для частиц с радиусом $(a_p)_{\text{min}} = 35 \mu\text{м}$ (см. рис. 4). Для случая $I = 0.8 \text{ мА}$ регистрируемая величина поверхностного потенциала будет примерно на 30% ниже. Погрешность определения заряда макрочастиц в этом случае существенно больше, поскольку для малых величин $\Gamma^* < 35$ соотношение (6) не обладает достаточной точностью (см. рис. 9). Полученные оценки зарядов макрочастиц согласуются с результатами определения Z_p из уравнения движения (2). Таким образом, можно надеяться, что значения поверхностных потенциалов $\varphi_s \approx 30\text{--}42 \text{ В}$ ($I \leq 0.5 \text{ мА}$)

и $\varphi_s \approx 22\text{--}30 \text{ В}$ ($I = 0.8 \text{ мА}$) передают реальную величину зарядов Z_p , а соответственно, предположение слабого экранирования ($\kappa < 1$) макрочастиц вполне соответствует условиям в анализируемой пылевой системе.

3.5. Экранировка макрочастиц

Предположение слабого экранирования ($\kappa < 1$) пылевых зарядов в нашем эксперименте косвенно подтверждается поведением корреляционных функций (рис. 5) и согласуется с результатами численного моделирования. Так, например, в работе [17] было показано, что экранировка уединенных частиц с размерами $a_p \approx 2\lambda_i - \lambda_e$ (где $\lambda_{i(e)}$ — ионный (электронный) радиус Дебая) определяется величиной λ_e на расстояниях

$$l < l_D \approx (5\text{--}7)\lambda_i$$

от поверхности частицы. А с ростом размера частиц, $a_p > \lambda_e$, эффективная длина экранирования λ может значительно превышать величину λ_e .

Согласно условию электронейтральности плазменно-пылевой системы

$$Z_p n_p + n_e = n_i, \tag{7}$$

где $n_{e(i)}$ — концентрация электронов (ионов) в пылевом облаке. Отметим, что условие (7) является необходимым для удержания отрицательно заряженных частиц в отсутствие других неэлектростатических сил, способных компенсировать взаимное отталкивание пылинок. Поэтому величину концентрации $n_{e(i)}$ электронов (ионов) в пылевом облаке для условий эксперимента можно оценить как

$$n_e < Z_p n_p \approx (2\text{--}4) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} < n_i.$$

Откуда получим $\lambda_i < 20\text{--}30 \mu\text{м}$, и $\lambda_e > 200\text{--}300 \mu\text{м}$ для ионов с температурой $T_i \approx 0.03 \text{ эВ}$ и электронов с $T_e > 3 \text{ эВ}$. Величина λ_e в этом случае может быть сильно занижена как вследствие возможного увеличения температуры электронов в пылевом облаке, так и благодаря закону сохранения плотности тока в газоразрядной трубке: $j = \text{const}$ (см. (1)). Тогда, в пренебрежении изменением электрического поля, средняя концентрация электронов n_e в пылевом облаке должна быть по порядку величины сопоставима с концентрацией n^0 плазмы в отсутствие частиц: $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$. В этом случае величина параметра экранирования $\kappa = l_p/\lambda \lesssim 1$, поскольку $l_p \approx 7200\text{--}1000 \mu\text{м}$. Отметим также, что с удалением от макрочастицы

на расстоянии $l > l_D \approx (5-7)\lambda_i \approx 100-200$ мкм вследствие эффективной электрон-ионной рекомбинации на ее поверхности потенциал перестает подчиняться экспоненциальному закону, а зависит от l степенным образом [17, 18]. Данный эффект приводит к ослаблению экранировки крупных частиц в пылевом облаке, когда среднее межчастичное расстояние $l_p > l_D$ [19].

3.6. Кинетика зарядки пылевых частиц

Равновесный заряд Z_p пылевых частиц в плазме определяется уравнением

$$\frac{dZ_p}{dt} = \sum_j I_j \equiv 0, \quad (8)$$

где суммирование проводится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмиттируемых пылевой частицей. В основе большинства теоретических моделей зарядки частиц размерами $a < l_{e(i)}$ ($l_{e(i)}$ — длина свободного пробега электронов (ионов)) в плазме лежит приближение ограниченных орбит (ОМЛ-теория). В плазме газовых разрядов, где эмиссионные процессы незначительны, заряд макрочастицы оказывается отрицательным вследствие более высокой подвижности электронов. Расчет потоков $I_{e(i)}$ электронов (ионов) на отрицательно заряженную сферическую частицу в рамках ОМЛ-теории дает [20]

$$I_e = \pi a_p^2 n_e v_{Te} \exp(e\varphi_s/T_e), \quad (9)$$

$$I_i = \pi a_p^2 n_i v_i \left(1 - \frac{2e\varphi_s}{m_i v_i^2}\right), \quad (10)$$

где $T_{e(i)}$, $m_{ie(i)}$, $n_{e(i)}$ — соответственно, температура, масса и концентрация электронов (ионов) в пылевом облаке, $v_{Te} = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов, v_i — скорость ионов, которая в зависимости от условий может быть принята равной тепловой, $v_i \equiv \sqrt{8T_i/\pi m_i}$, или направленной, $v_i \equiv v_s$. Совместное решение (7)–(10) дает для равновесного заряда частиц

$$\exp(-z) = \frac{v_i}{v_{Te}} \left(1 + z \frac{2T_e}{v_i^2 m_i}\right) (1 + z\chi), \quad (11)$$

где

$$\chi = \frac{Z_p n_p}{z n_e}, \quad (12)$$

а параметр z пропорционален отношению потенциала поверхности φ_s пылевой частицы к температуре электронов:

$$z = \frac{e\varphi_s}{T_e} \equiv \frac{|Z_p|e^2}{a_p T_e}. \quad (13)$$

Величина z определяется ионами буферного газа. Для инертных газов, таких как неон или аргон, $z \approx 2-4$ для большинства условий экспериментов в тлеющем разряде постоянного тока [21, 22]. Отметим, что в случае крупных частиц с размерами $a_p > 10-20$ мкм длина l_i свободного пробега ионов (Ar, Ne) при комнатной температуре становится сравнима или меньше a_p [11] при типичных значениях давления буферного газа $P \approx 1$ Торр. Это приводит к уменьшению потока ионов I_i (10) на поверхность пылевой частицы, а следовательно, к росту φ_s и z (13). Данный эффект наблюдается экспериментально. Так, в работе [8] показано, что в неоне с давлением $P \approx 0.5-1.5$ Торр с ростом радиуса частицы от 2 до 7 мкм потенциал на ее поверхности растет приблизительно от 9 до 30 В, что соответствует изменению z примерно от 3 до 10 при $T_e = 3$ эВ. Поскольку в нашем случае средние размеры частиц $\langle a_p \rangle = 62.5$ мкм много больше, чем в экспериментах [8], можно ожидать, что величина z будет близка к 10. Таким образом, полученные значения $\varphi_s \approx 30-42$ В хорошо согласуются с измерениями [8]. Тем не менее следует учесть, что в плотном пылевом облаке с $\chi > 1$ (см. (12)) происходит снижение величин z и φ_s [22], которое может быть частично компенсировано за счет повышения электронной температуры в условиях изменения процессов равновесной ионизации, рассмотренных ниже.

Отметим также, что высокие заряды $Z_p \approx 10^6$ макрочастиц при их концентрациях $n_p \approx 10^3$ см⁻³ не соответствуют предположению электронейтральности системы (7), если считать, что присутствие пылевых частиц не оказывает существенного влияния на условия протекания разряда, а концентрация ионов в пылевом облаке сравнима с их концентрацией в отсутствие макрочастиц, $n_i \approx n_i^0 \approx 10^8$ см⁻³. Подобное несоответствие уже наблюдалось в лабораторных условиях Земли. Так, например, в работе [19] тяжелые стеклянные частицы зависали в слабых полях (порядка 1–12 В/см) страт и положительного столба тлеющего разряда в неоне, что заставляло предполагать либо наличие более высоких зарядов Z_p , либо резкое увеличение величины электрического поля E за счет изменения режима протекания разряда в пылевом облаке.

3.7. Влияние макрочастиц на процессы равновесной ионизации

Влияние макрочастиц на кинетические процессы в тлеющем разряде может оказаться существенным, поскольку значительное снижение концентрации n_e

электронов вследствие их эффективных потерь на частицах пылевого облака приводит к росту электрического поля ($j = \text{const} \rightarrow En_e = \text{const}$). Средняя энергия электронов при этом растет, что вызывает увеличение частоты ионизации ν_i , которая в свою очередь приводит к росту концентрации все тех же электронов до ее равновесного значения.

Поскольку тлеющие разряды в инертных газах обычно контролируются процессом амбиполярной диффузии (рекомбинацией плазмы на стенках газоразрядной трубки), данная последовательность имеет место только в том случае, если частота потерь электронов ν_{ep} на частицах в пылевом облаке сопоставима или много выше частоты ν_{ab} диффузионных потерь электронов [11]:

$$\nu_{ab} \approx (2.4)^2 D_a / R_{tr}^2, \quad (14)$$

где $D_a \approx \mu_i T_e / e$ — коэффициент амбиполярной диффузии при $T_e \gg T_i$, а $\mu_i \approx 3200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ — подвижность однозарядных ионов в неоне с давлением $P = 1$ Торр.

Частоту ν_{ep} потерь электронов на частицах в пылевом облаке можно оценить как

$$\nu_{ep} \approx \sqrt{8\pi T_e / m_e} n_p a_p^2 \exp(-z). \quad (15)$$

Откуда для условий эксперимента ($a_p \equiv \langle a_p \rangle = 62.5 \text{ мкм}$, $n_p \approx (1-3) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$) при $z = 3-4$ получим, что частота ν_{ep} потерь электронов на частицах в пылевом облаке значительно превышает частоту ν_{ab} диффузионных потерь ($\nu_{ep} / \nu_{ab} > 10$ при $T_e < 15 \text{ эВ}$). Таким образом, можно предположить, что протекание разряда в рассматриваемых экспериментах будет контролироваться рекомбинацией плазмы на поверхности частиц.

В стационарных условиях скорость ухода электронов должна компенсироваться скоростью рождения частиц, а, соответственно, частота ионизации ν_i должна совпадать с частотой потерь электронов. Если форма спектра скоростей электронов близка к распределению Максвелла, связь электронной температуры с частотой ионизации можно записать в виде [11]

$$\nu_i \approx \gamma C_i n_g \sqrt{8T_e / \pi m_e} (W + 2T_e) \exp(-W/T_e), \quad (16)$$

где $W \approx 21.6 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации неона, $C_i \approx 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{эВ}$ — экспериментальная константа ионизации неона, а γ — коэффициент, учитывающий обеднение спектра быстрых электронов с энергиями $\varepsilon > I$, принадлежащих «хвосту» максвелловского спектра, за счет их потерь на возбуждение

атомов (для неона $\gamma < 0.1$). Предположение максвелловского спектра электронных скоростей имеет место, когда частота $\nu_u \approx \delta \nu \nu_{T_e} / l_e$ потерь энергии электронов за счет столкновений с нейтралами меньше частоты их столкновений между собой ($\nu_u < \nu_{ee}$). Здесь δ — коэффициент эффективности столкновений (для неона $\delta \approx 10^{-4}$) [11]. Соотношение (16) используется также для оценок температуры T_e электронов в слабоионизованной плазме тлеющего разряда, когда длина положительного столба L больше характерной длины релаксации энергии $\Lambda = 0.8 l_e \delta^{1/2}$. Для неона с давлением $P = 1$ Торр величина $\Lambda \approx 9.7 \text{ см}$ [11] меньше длины $L \approx 20 \text{ см}$, наблюдаемой в эксперименте. Поэтому температура электронов в отсутствие пылевых частиц может быть получена из уравнения $\nu_i = \nu_{ep}$, решение которого дает величину $T_e \approx 3.1 \text{ эВ}$, которая хорошо согласуется с результатами измерений T_e для трубок радиусом 1–2 см [11].

Определение спектра скоростей электронов в плотном пылевом облаке при наличии дополнительных источников ионизации является сложной самостоятельной задачей. Поэтому для качественных оценок средних электронных энергий в пылевом облаке мы будем также использовать соотношение (16), принимая во внимание, что в условиях эксперимента частота ν_u потерь энергии электронов за счет столкновений с нейтралами много меньше частоты $\nu_{ed} \approx \pi a_p^2 \nu_{T_e} n_p$ случайных столкновений электронов с макрочастицами пылевого облака ($\nu_u \ll \nu_{ed}$). Поскольку в этом случае спектр скоростей электронов в электрическом поле макрочастиц, имеющих потенциал поверхности, сравнимый с энергией электронов ε_e , может быть достаточно близок к гауссову с дисперсией, пропорциональной $\varepsilon_e \approx T_e$ [23], оценка температуры электронов может быть получена из равенства $\nu_i = \nu_{ep}$ путем совместного решения уравнений (15), (16). Тогда для $\gamma = 0.1$ и $z = 3-4$ получим $T_e \approx 8-10 \text{ эВ}$ и $\varphi_s \approx 30-32 \text{ В}$ в случае $n_p \approx (2-3) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, а с уменьшением концентрации до $n_p \approx 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ($I = 0.8 \text{ мА}$) найдем $T_e \approx 6-8 \text{ эВ}$, $\varphi_s \approx 24 \text{ В}$. Для меньших значений коэффициента γ величины T_e и φ_s будут выше.

Величину напряженности электрического поля E , необходимую для приобретения электронами средней энергии порядка T_e можно оценить, если принять, что $T_e \propto \tau^{1/2} E$, где τ — характерное время, за которое электрон приобретает свою среднюю энергию [11]. Для разряда, контролируемого диффузией, частота диффузионных уходов ν_{ab} (14) много меньше частоты потерь энергии электронов за счет их столкновений с нейтралами $\nu_u \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$

($P = 1$ Торр) и время $\tau \approx \nu_u^{-1}$. В условиях плотного пылевого облака характерная величина τ будет определяться частотой ν_{ep} (15) потерь электронов на макрочастицах: $\tau \approx \nu_{ep}^{-1}$ ($\nu_{ep} > \nu_u$). Тогда изменение поля E^p в пылевом облаке относительно поля E^0 положительного столба будет по порядку величины соответствовать отношению

$$\frac{E^p}{E^0} \approx \sqrt{\frac{\nu_{ep}}{\nu_u}} \frac{T_e^p}{T_e^0} = (\pi a_p^2 n_p \exp(-z) l_e / \delta)^{0.5} \left(\frac{T_e^p}{T_e^0} \right)^{1.25},$$

где T_e^p, T_e^0 — температуры электронов соответственно в пылевом облаке и в положительном столбе. Тогда для $a_p = 62.5$ мкм, $n_p \approx (1-2) \cdot 10^3$ см $^{-3}$, $z = 3$ и $T_e^p / T_e^0 = 3$ получим, что величина поля в пылевом облаке вырастет примерно в 15–20 раз, а при $E^0 = 1.5$ В/см составит $E^p \approx 22-30$ В/см, которая сопоставима с величиной $e Z_p n_p^{2/3} \approx 14-45$ В/см двухчастичного взаимодействия в рассматриваемой системе ($Z_p \approx (1-2) \cdot 10^6$).

Примем во внимание, что в положительном столбе без частиц ионизационное равновесие достигается за счет равенства скоростей ионизации ($n_e^0 \nu_i$) и рекомбинации ($\beta_{ab} n_e^0 n_i^0$) плазмы на стенках трубки:

$$n_e^0 \nu_i \equiv n_e^0 \nu_{ab} = \beta_{ab} n_e^0 n_i^0,$$

а для ионизационного равновесия в пылевом облаке необходимо:

$$n_e \nu_i \equiv n_e \nu_{ep} = \beta_{ep} n_e n_i,$$

где β_{ab} и β_{ep} — соответствующие коэффициенты рекомбинации. Тогда, если предположить, что коэффициенты рекомбинации плазмы на стенках трубки и на поверхности пылевых частиц примерно равны, $\beta_{ab} \approx \beta_{ep}$, то отношение концентрации n_i^p ионов в пылевом облаке к концентрации n_i^0 ионов в плазме без макрочастиц будет определяться как

$$n_i / n_i^0 \equiv \nu_{ep} / \nu_{ab}, \quad (17)$$

где величина $n_i^0 \approx (1-3) \cdot 10^8$ см $^{-3}$ соответствует плотностям измеряемого тока. Оценка n_i из соотношения (17) с учетом (14) и (15) дает

$$n_i \approx (5-7.5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$$

для случая различных разрядных токов уже при $z = 4$. Для $z = 3$ величина n_i будет примерно в три раза выше. Таким образом, условие $Z_p n_p < n_i$ (см. (7)), необходимое для удержания отрицательно заряженных частиц, вполне достижимо в рассматриваемой плазменно-пылевой системе. В заключение отметим, что оценки параметров плазмы, рассмотренные в настоящем разделе, приводятся для анализа качественной картины влияния частиц на процессы ионизации в условиях плотного пылевого облака.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования динамики макрочастиц бронзы в плазме тлеющего разряда постоянного тока в условиях микрогравитации. Измерены температуры, концентрации, парные корреляционные функции, коэффициенты самодиффузии и заряды макрочастиц при различных разрядных токах. Анализ полученных результатов показывает, что наблюдаемые структуры макрочастиц являются сильнонеидеальной пылевой жидкостью ($\Gamma^* \approx 60-75$), а их динамика хорошо согласуется с результатами моделирования систем Юкавы со слабым экранированием ($\kappa < 1$). Регистрируемая зависимость среднеквадратичного отклонения для отдельных макрочастиц от времени (рис. 6) была характерна для поведения системы вблизи линии фазового перехода жидкость–кристалл. При этом нормированный параметр неидеальности был заметно ниже его величины $\Gamma_c \approx 102$ на линии кристаллизации системы. Данное обстоятельство может быть связано как с полидисперсностью исследуемых частиц, так и с возможным снижением критической величины Γ_c вследствие конечных размеров пылевого облака.

Экспериментальные оценки зарядов макрочастиц соответствовали поверхностным потенциалам порядка 30–40 В, что значительно выше величин, прогнозируемых ОМЛ-теорией. Данное отличие может быть связано как с уменьшением эффективного ионного потока на частицы с радиусом больше длины свободного пробега ионов, так и с увеличением электронной температуры в пылевом облаке. Показано, что изменение процессов равновесной ионизации в плотных пылевых облаках может приводить к значительному увеличению средних энергий электронов и концентрации плазменной компоненты.

В заключение еще раз отметим, что эксперименты по исследованию потенциалов взаимодействия и процессов зарядки для крупных стомикронных частиц в пылевой плазме практически неосуществимы в условиях силы тяжести Земли.

Авторы выражают глубокую благодарность летчикам-космонавтам С. В. Авдееву, Ю. М. Батурину, Т. А. Мусабаеву и Г. И. Падалка за большую работу по подготовке космического эксперимента «Плазменный кристалл-2» на борту орбитальной станции «Мир».

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 01-02-16658,

00-02-81036, 00-02-17520) и INTAS (проект № 2000-0522).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
2. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **53**, 2757 (1996).
3. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 392 (1997).
4. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno, and S. Takamura, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
5. O. Vaulina, S. Khrapak, A. Nefedov et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
6. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. С. Ваулина и др., *ЖЭТФ* **114**, 2004 (1998).
7. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **119**, 1129 (2001).
8. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Molotkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 205002 (2001).
9. G. Morfill, H. Thomas, U. Konopka et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
10. T. Stuffer, G. Schmitt, H. Pfeuffer et al., *Proc. 52nd Int. Astronautical Congress 1-5 Oct 2001/Toulouse, France, IAF-01-J.6.02.*
11. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
12. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
13. N. A. Fuchs, *The Mechanics of Aerosols*, Dover, New York (1964).
14. F. A. Lindemann, *Z. Phys.* **11**, 609 (1910).
15. O. S. Vaulina and S. V. Vladimirov, *Plasma Phys.* **9**, 835 (2002).
16. О. С. Ваулина, С. А. Храпак, *ЖЭТФ* **119**, 264 (2001).
17. J. E. Daugherty, R. K. Porteos, M. D. Kilgore et al., *J. Appl. Phys.* **72**, 3934 (1992).
18. J. E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497 (1992).
19. А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *ЖЭТФ* **112**, 2030 (1997).
20. T. Nitter, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 93 (1996).
21. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. A. Samarian, and O. F. Petrov, *Physica Scripta* **84**, (2000).
22. J. Goree, *Plasma Sources Sci Technol.* **3**, 400 (1994).
23. А. А. Овчинников, С. Ф. Тимашев, А. А. Белый, *Кинетика диффузионно-контролируемых процессов*, Химия, Москва (1986).