

РОЛЬ СТОХАСТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров*, С. А. Храпак

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

Поступила в редакцию 11 декабря 1998 г.

Токи, заряжающие помещенную в плазму макрочастицу, состоят из дискретных зарядов, благодаря чему заряд может совершать случайные флуктуации около своего равновесного значения. Эти случайные флуктуации могут быть описаны с помощью простой модели, позволяющей при известных механизмах зарядки макрочастицы определить зависимость временных и амплитудных характеристик флуктуаций от параметров плазмы. Представленная модель может быть использована для исследования влияния флуктуаций заряда на динамику макрочастиц. В качестве примера рассмотрен случай так называемого «плазменно-пылевого кристалла» (т. е. сильно упорядоченных структур, формирующихся за счет сильного взаимодействия между макрочастицами) в условиях лабораторной газоразрядной плазмы. Методом молекулярной динамики показано, что при некоторых условиях случайные флуктуации заряда могут эффективно «разогреть» систему макрочастиц, тем самым затрудняя процесс упорядочения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Макрочастица, помещенная в газоразрядную плазму, приобретает электрический заряд благодаря поглощению электронов и ионов плазмы. Равновесный потенциал (заряд) определяется при этом равенством нулю полного тока на макрочастицу. Он отрицателен благодаря большей подвижности электронов, чем ионов и может быть очень велик (порядка 10^3 – 10^5 элементарных зарядов для частиц микронных размеров). Такая большая величина зарядов приводит к тому, что часто система макрочастиц оказывается сильно неидеальной, т. е. потенциальная энергия взаимодействия между макрочастицами значительно превышает их среднюю кинетическую энергию. В этом случае оказывается возможным образование сильноупорядоченных структур макрочастиц, получивших название «плазменно-пылевые кристаллы» [1]. В 1994 г. появились первые сообщения о создании кристаллов из пылевых частиц в плазме ВЧ-разряда низкого давления в инертных газах [2–5]. Несколько позднее упорядоченные структуры наблюдались и в других типах плазмы: в термической плазме атмосферного давления [6], а также в стратифицированном тлеющем разряде [7] (подробный обзор этих экспериментов можно найти также в [8]). Системы, состоящие из плазмы и заряженных макрочастиц, также широко распространены в космосе и в установках по плазменной обработке материалов. Этим объясняется значительный интерес, проявляемый в настоящее время к таким системам.

*E-mail: ipdustpl@redline.ru

Теоретическое описание пылевой плазмы часто проводится в приближении постоянного заряда макрочастиц, поскольку интересные времена, как правило, значительно превышают время установления равновесного заряда. В этом случае пылевая плазма может рассматриваться как многокомпонентная плазма, причем макрочастицы представляют собой ионы с аномально большими зарядами и массами. Этот подход, однако, не учитывает существенной особенности системы. Дело в том, что заряд макрочастиц определяется локальными параметрами плазмы (потенциалом, концентрацией и температурой ионов и электронов, токами и т. д.). Поэтому его следует рассматривать как одну из набора динамических переменных, определяющих поведение системы. Так, например, возмущения заряда макрочастиц при распространении электрических колебаний в пылевой плазме могут приводить к новым механизмам диссипации и неустойчивости [9].

Однако даже в изотропной, пространственно однородной невозмущенной плазме заряд макрочастиц будет испытывать случайные флуктуации около своего равновесного значения. Это связано с тем, что ионы и электроны поглощаются поверхностью макрочастиц в случайные моменты времени и в случайной последовательности. В данной работе рассматривается именно этот тип флуктуаций зарядов макрочастиц в плазме и предлагается модель, позволяющая получить их количественные характеристики. Модель применена к исследованию влияния случайных флуктуаций заряда на динамическое поведение системы макрочастиц. В качестве примера такой системы рассмотрены образования пылевых частиц, удерживаемых в приэлектродной области газового разряда, где сила тяжести, действующая на макрочастицы, уравнивается электрическим полем.

Прежде чем перейти к описанию модели стохастических флуктуаций, сформулируем кратко результаты, полученные ранее. В работе Морфилла с соавт. [10] было впервые указано на необходимость учета случайных флуктуаций заряда, при этом предполагалось, что амплитуда флуктуаций определяется выражением $\Delta Z \equiv \sqrt{\langle \delta Z^2 \rangle} = \sqrt{\langle |Z| \rangle}$, где $\langle Z \rangle$ — равновесный заряд макрочастицы в единицах заряда электрона. Кюи и Гори [11] с помощью численного моделирования смогли получить временные последовательности значений заряда макрочастиц при отсутствии эмиссионных процессов (использовалось приближение орбитального движения и максвелловские распределения электронов и ионов для определения тока на макрочастицу). Основным полученным в [11] результатом заключается в том, что $\Delta Z = 0.5\sqrt{\langle |Z| \rangle}$ для широкого диапазона параметров плазмы и макрочастиц при условии, что $\langle |Z| \rangle \gg 1$. Наконец, Матсукас и Рассел [12] представили аналитическую модель, разработанную для тех же условий, позволяющую получить распределение макрочастиц по зарядам (и, следовательно, характерную амплитуду флуктуаций). Наша работа отличается от [10–12] тем, что нас в первую очередь интересуют не статические, а динамические свойства случайных флуктуаций заряда, поскольку именно они определяют влияние флуктуаций на динамику системы макрочастиц.

2. МОДЕЛЬ СТОХАСТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА МАКРОЧАСТИЦ

Рассмотрим изолированную макрочастицу, несущую заряд Z . Для простоты предположим, что все отрицательные заряды в системе переносятся электронами, а положительные ионы имеют единичный заряд. Уравнение, описывающее стохастические флуктуации заряда может быть записано в виде аналогичном уравнению Ланжевена

движения свободной броуновской частицы в одном измерении с той лишь разницей, что движение происходит не в пространстве скоростей, а в одномерном пространстве заряда. Для малых отклонений заряда $\delta Z(t)$ от равновесного значения ($|\langle Z \rangle| \gg |\delta Z(t)|$) можем записать

$$\frac{d\delta Z}{dt} + \beta\delta Z = F(t), \quad (1)$$

где $\beta = -\partial I / \partial Z|_{z=\langle Z \rangle}$, I — ток на макрочастицу (в с^{-1}),

$$F(t) = \sum_j \delta(t - t_j)(\pm 1)_j$$

— случайный член, представляющий собой источник флуктуаций и описывающий поглощение единичного электрона (знак « \leftarrow ») или иона (знак « \rightarrow ») плазмы в случайный момент времени t_j . При сделанных выше предположениях ток на макрочастицу записывается в виде $I = I^+ - I^-$, где I^+ — ток, определяемый поглощением ионов плазмы, а I^- — ток, определяемый поглощением электронов. Слагаемое $\beta\delta Z$ ($\beta > 0$) действует как возвращающая сила, стремящаяся вернуть заряд к равновесному значению $\langle Z \rangle$, определяемому условием $I = 0$. Нетрудно проверить, что слагаемое $F(t)$ удовлетворяет соотношениям

$$\langle F(t) \rangle = 0, \quad \langle F(t)F(t') \rangle = \frac{1}{t_0} \delta(t - t'), \quad (2)$$

где $1/t_0$ характеризует частоту поглощения ионов и электронов, так что $t_0^{-1} = I^+ + I^- = 2I^-$. Интегрирование (1) с использованием соотношений (2) позволяет получить временную автокорреляционную функцию флуктуаций заряда в виде

$$\langle \delta Z(t)\delta Z(t') \rangle = \frac{1}{2t_0\beta} \exp(-\beta|t - t'|). \quad (3)$$

Соотношение (3) является важным результатом и будет использовано нами для изучения влияния случайных флуктуаций заряда на динамическое поведение макрочастиц. Оно содержит информацию как об амплитуде $\Delta Z = (2t_0\beta)^{-1/2}$, так и о времени корреляции флуктуаций $\tau_c = 1/\beta$. Определим теперь величины ΔZ и τ_c для практически важного случая зарядки макрочастиц в лабораторной газоразрядной плазме, характерного для условий экспериментов [2–5, 7] (другие механизмы зарядки, включая термоэмиссию электронов, присущую термической плазме [6], а также фотоэмиссионную зарядку макрочастиц, играющую большую роль в космосе [13], рассмотрены нами в [14]). Для этого воспользуемся стандартными уравнениями для потоков электронов и ионов на поверхность отрицательно заряженной макрочастицы [15]:

$$I^- = I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_{Te} \exp\left(\frac{Ze^2}{aT_e}\right), \quad (4)$$

$$I^+ = I_i = \sqrt{8\pi} a^2 n_i v_{Ti} \left(1 - \frac{Ze^2}{aT_i}\right), \quad (5)$$

где a — радиус частицы, $n_{e(i)}$, $m_{e(i)}$ и $T_{e(i)}$ — концентрация, масса и температура электронов (ионов) соответственно, e — заряд электрона. Мы также использовали обозначения $v_{Te(i)} = (T_{e(i)}/m_{e(i)})^{1/2}$ для тепловой скорости электронов и ионов. Если концентрация макрочастиц не слишком велика, так что $n_e \approx n_i$, равновесный заряд можно

представить в виде

$$\langle Z \rangle = -\gamma \left(\frac{T_i}{T_e}, \frac{m_i}{m_e} \right) \frac{aT_e}{e^2}.$$

Здесь $\gamma > 0$ — коэффициент, равный единице по порядку величины и определяемый уравнением $\exp(-\gamma) = (1 + \gamma T_e/T_i)v_{Ti}/v_{Te}$. Используя (4) и (5), нетрудно получить

$$\beta = - \left. \frac{\partial I}{\partial Z} \right|_{z=\langle z \rangle} = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_{Te} \frac{e^2}{aT_e} \left[\sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{T_e}{T_i}} + \exp(-\gamma) \right], \quad (6)$$

$$\Delta Z = \sqrt{\frac{1 + \gamma\theta}{\gamma(1 + \theta + \gamma\theta)}} \sqrt{\langle |Z| \rangle} = \alpha \sqrt{\langle |Z| \rangle}, \quad (7)$$

где $\theta = T_e/T_i$. Такое же выражение для ΔZ было получено несколько иным путем в работе [12]. Численный расчет [11] показал, что $\alpha \approx 0.5$ для широкого диапазона параметров плазмы и самих макрочастиц. В таблице представлены значения α (определенные с помощью (7)) для параметров плазмы, использованных при вычислениях в [11], и значения β (6) для макрочастицы диаметром 1 мкм при следующих условиях: $n_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 4 \text{ эВ}$. Видно, что α слабо зависит от параметров плазмы и все значения близки к 0.5; в то же время частота флуктуаций β меняется более чем на порядок при изменении параметров плазмы.

Значения γ , α , β (см. текст) для различных параметров плазмы m_i и T_i/T_e

| m_i , ат.ед. | T_i/T_e | γ | α | β , с ⁻¹ |
|----------------|-----------|----------|----------|---------------------------|
| 1 | 0.05 | 1.698 | 0.61 | $1.1 \cdot 10^5$ |
| 1 | 1 | 2.501 | 0.56 | $4.0 \cdot 10^4$ |
| 40 | 0.05 | 2.989 | 0.50 | $2.5 \cdot 10^4$ |
| 40 | 1 | 3.952 | 0.46 | $8.7 \cdot 10^3$ |

В случае, если имеется направленный поток ионов, скорость которого v_0 значительно превышает тепловую скорость ионов v_{Ti} , что реализуется, например, в приэлектродных областях разрядов, вместо (5) следует использовать выражение

$$I^+ = I_i = \pi a^2 n_i v_0 \left(1 - \frac{2Ze^2}{m_i v_0^2} \right).$$

При этом вместо (6) мы получим

$$\beta = - \left. \frac{\partial I}{\partial Z} \right|_{z=\langle z \rangle} = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_{Te} \frac{e^2}{aT_e} \left[\frac{v_0}{v_{Te}} \frac{2T_e}{m_i v_0^2} + \exp(-\gamma) \right]. \quad (8)$$

Выражение (7) остается справедливым, если переопределить величину θ как отношение температуры электронов и кинетической энергии направленного движения ионов: $\theta = = 2T_e/m_i v_0^2$.

3. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА НА ДИНАМИКУ МАКРОЧАСТИЦ

Перейдем к рассмотрению влияния стохастических флуктуаций заряда на динамические процессы в системе макрочастиц. В качестве первого простого примера, рассмотрим макрочастицу, удерживаемую в приэлектродной области разряда, где сила тяжести $F_g = m_d g$ уравнивается электростатической силой $F_{el} = ZeE$. Здесь m_d — масса макрочастицы, E — электрическое поле, направленное и возрастающее к катоду (рис. 1). Эта ситуация соответствует условиям экспериментов [2–5], где отрицательно заряженные макрочастицы, удерживаемые вблизи нижнего электрода (катода) формировали упорядоченные структуры. Благодаря случайным флуктуациям заряда макрочастицы последняя будет совершать случайные колебания в направлении поля. Нетрудно убедиться, что при таких колебаниях электрическое поле будет совершать положительную работу над макрочастицей, увеличивая ее кинетическую энергию. При отсутствии диссипации энергия будет неограниченно возрастать. Наличие трения о нейтральный газ в слабоионизованной плазме приводит к тому, что энергия случайных колебаний макрочастицы принимает некоторое установившееся значение. В предположении линейности электрического поля вблизи положения равновесия x_0 сила, действующая на макрочастицу, с учетом флуктуаций заряда есть $F_{el} + m_d g = -m_d \omega^2 \delta x + e E_0 \delta Z$, где δx — малое смещение, $E_0 = E(x_0)$ — электрическое поле в положении равновесия ($m_d g + \langle Z \rangle e E_0 = 0$), а

$$\omega^2 = - \left. \frac{\langle Z \rangle e}{m_d} \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{x_0}$$

— константа, характеризующая жесткость удержания макрочастицы (коэффициент жесткости) в потенциальной яме, обусловленной действием электростатической силы и силы тяжести (напомним, что $\langle Z \rangle < 0$). Результаты предыдущего раздела позволяют

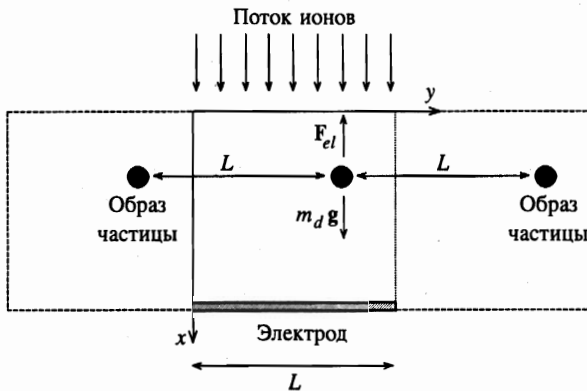


Рис. 1. Уединенная макрочастица, удерживаемая вблизи электрода благодаря равновесию силы тяжести $m_d g$ и электростатической силы $F_{el} = ZeE$. Ионы имеют боровскую скорость $v_0 = \sqrt{T_e/m_i}$. Два образа макрочастицы являются следствием использования периодических граничных условий в направлении y . Электрическое поле возрастает от границы приэлектродной области $E(x=0) \approx 0$ до $E = E_s$ на поверхности электрода

определить среднюю кинетическую энергию уединенной макрочастицы в направлении поля [16]:

$$K_x = \frac{T_n}{2} + \frac{m_d g^2 \alpha^2}{2 \langle |Z| \rangle} \frac{\beta}{\nu [\omega^2 + \beta(\beta + \nu)]} \approx \frac{T_n}{2} + \frac{m_d g^2}{2 \langle |Z| \rangle \xi}, \quad (9)$$

где кинетическая энергия вводится соотношением $K_x = m_d \langle \delta \dot{x}^2 \rangle / 2$, ν — коэффициент трения о нейтральный газ (в с^{-1}), T_n — температура нейтрального газа, $\xi = \nu \beta / \alpha^2$, а последняя оценка сделана в предположении $\omega \ll \beta$ и $\nu \ll \beta$ (как правило, такое предположение вполне обосновано). Первое слагаемое в правой части (9) соответствует тепловой энергии, приходящейся на одну степень свободы макрочастицы (при равновесии с окружающим газом). Добавка к кинетической энергии, связанная с флуктуациями, определяется вторым слагаемым в правой части (9). Далее в целях простоты мы отвлечемся от наличия броуновского движения, тем самым, исследуя только добавку, обусловленную случайными флуктуациями заряда. Поскольку движение макрочастиц под действием случайных флуктуаций заряда является хаотическим, мы можем также рассматривать эффективную температуру макрочастицы $K_x = T_{dx,eff} / 2$. Отметим, что в рассматриваемом случае уединенной частицы флуктуации могут «разогреть» макрочастицу только в направлении поля и не меняют кинетической энергии макрочастицы в направлении перпендикулярном последнему, так что $K_y = T_n / 2$. При этом имеет место неравновесность: $T_{dx,eff} > T_{dy} = T_n$.

Выражение (9) получено нами в предположении изолированности макрочастицы, что соответствует слабому взаимодействию между ними. Как правило, однако, система макрочастиц в рассматриваемых условиях оказывается сильно неидеальной. Влияние взаимодействия на полученные результаты будет рассмотрено ниже, при численном моделировании системы. Здесь обратим внимание еще на один эффект. В работе [11] было отмечено, что в системе взаимодействующих заряженных частиц флуктуации зарядов приводят к флуктуациям потенциала межчастичного взаимодействия, что должно приводить к хаотичному движению макрочастиц, дополнительному к тепловому движению. Мы оценим величину этого эффекта в рамках подхода, представленного в [17], где изучалось влияние зависимости заряда от пространственных координат на динамику макрочастиц. А именно, разделим силу, действующую на пробный заряд со стороны остальных зарядов, на постоянную и флуктуирующую составляющие. Последняя определяется в нашем случае стохастическими флуктуациями зарядов макрочастиц, а не изменением зарядов при движении макрочастиц. Следуя [17], получим для дополнительной к тепловой кинетической энергии макрочастиц оценку (пренебрегая экранировкой):

$$K_{ad} \sim \frac{\langle Z \rangle^2 \langle \delta Z^2 \rangle e^4}{m_d \nu l^4} \tau_c \sim \frac{\langle |Z| \rangle^3 e^4}{m_d l^4} \frac{1}{\xi},$$

где l — среднее расстояние между макрочастицами, τ_c — время корреляции случайной силы, определяемое в нашем случае как время корреляции флуктуаций. Таким образом, благодаря флуктуациям заряда эффективная температура системы макрочастиц всегда несколько больше тепловой. Причиной этой неравновесности является открытость системы пылевых частиц, так что она может обмениваться зарядом и энергией с газоразрядной плазмой.

В случае системы взаимодействующих макрочастиц, находящихся в приэлектродном слое газового разряда, имеют место оба вышеописанных эффекта. Оценим отно-

сительную роль каждого из них:

$$\frac{K_x}{K_{ad}} \sim \left(\frac{m_d g}{\langle Z^2 \rangle e^2 / l^2} \right)^2. \quad (10)$$

Таким образом, относительная роль каждого из них определяется квадратом отношения силы тяжести к кулоновской силе межчастичного взаимодействия. Для обычных в экспериментах с пылевой плазмой параметров — $a = 1$ мкм, плотность материала частиц $\rho = 5$ г/см³ ($m_d \approx 2 \cdot 10^{-11}$ г), $\langle Z \rangle = a\phi_s \approx 3 \cdot 10^3$ ($\phi_s \approx 5$ В — плавающий потенциал), $l \approx 500$ мкм — мы получаем $K_x/K_{ad} \approx 600$. Для макрочастиц большего радиуса это отношение будет еще больше, поскольку $K_x/K_{ad} \sim a^2 l^4$. Таким образом, можно сделать вывод, что при характерных для экспериментов [2–5] условиях большой вклад в неравновесность вносит первый эффект, величина которого определяется выражением (9).

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для учета взаимодействия между макрочастицами нами было проведено молекулярно-динамическое моделирование системы макрочастиц с флуктуирующими зарядами, находящихся в приэлектродном слое разряда. Вычислительная область представляла собой квадрат со стороной, длина которой L равнялась 50 средним межчастичным расстояниям. Периодические граничные условия накладывались в направлении y , перпендикулярном направлению внешней силы F_{ext} (см. рис. 1). Количество частиц при моделировании варьировалось от 50 до 300. Для каждой макрочастицы решалось двумерное уравнение движения с учетом парного взаимодействия F_{int} между частицами, силы трения, суммарной внешней силы в гравитационном и электрическом полях F_{ext} и случайных флуктуаций зарядов макрочастиц:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_j F_{int}(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - m_d \nu \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_{ext}.$$

При этом парное взаимодействие между макрочастицами определяется силой

$$F_{int}(r) = -eZ(t) \frac{\partial \phi_D}{\partial r},$$

где

$$\phi_D = \frac{eZ(t)}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)$$

— экранированный кулоновский потенциал с длиной экранировки λ , определяемой соответствующим радиусом Дебая (для однородной изотропной плазмы $\lambda^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} \approx \lambda_{Di}^{-2}$). Отметим, что сила взаимодействия оказывается зависящей от времени, как отмечено в конце предыдущего раздела. При этом зависимость от времени проявляется только через зависимость заряда от времени. Так можно считать, если характерное время флуктуации заряда τ_c много больше обратной плазменной частоты (ω_{pi} для однородной изотропной плазмы), так что электроны и ионы плазмы успевают «подстраиваться» под флуктуации зарядов.

В численном моделировании электрическое поле в приэлектродной области задавалось линейной функцией координаты x , так что $E(x) = E_s x/L$. При этом внешняя сила зависит как от координаты, так и от времени и действует только в направлении x : $F_{ext}(t, x) = m_{ad} + eZ(t)E(x)$.

Случайные флуктуации зарядов макрочастиц считаются некоррелированными. При этом случайные флуктуации моделировались с помощью гауссовой случайной переменной, так что на каждом шаге интегрирования приращение заряда определялось как

$$Z_{i+1} = \langle Z \rangle + [(Z_i - \langle Z \rangle) + \delta Z_t \zeta] (1 - \beta \Delta t),$$

где $Z_i = Z(t_i)$, $t_{i+1} = t_i + \Delta t$, $\delta Z_t = \Delta Z \sqrt{2\beta \Delta t}$, $\zeta = \sin(2\pi\chi_1) \sqrt{2 \ln(1/\chi_2)}$, χ_1 и χ_2 — случайные числа, распределенные равномерно на отрезке $[0, 1]$. Шаг интегрирования Δt составлял при моделировании $\Delta t = \tau_c/20$ (отметим, что в наших вычислениях $\tau_c \ll \nu^{-1}$). Для простоты при моделировании мы не учитывали случайную броуновскую силу, действующую со стороны окружающего газа, так что движение макрочастиц определялось только зарядовыми флуктуациями.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Мы обнаружили, что макрочастицы образуют слои (до шести слоев в наших расчетах) в потенциальной яме, создаваемой для них внешней силой (суммой электростатической силы и силы тяжести) в направлении x (см. рис. 2а). Слои перпендикулярны направлению внешней силы и их количество определяется параметрами системы: числом частиц, длиной экранирования λ и характеристикой потенциальной ямы ω . При постоянном значении ω увеличение числа частиц или длины экранирования приводит к увеличению числа слоев, поскольку взаимное отталкивание возрастает. Образование слоев макрочастиц имеет место также и в экспериментах [2–5], где наблюдается

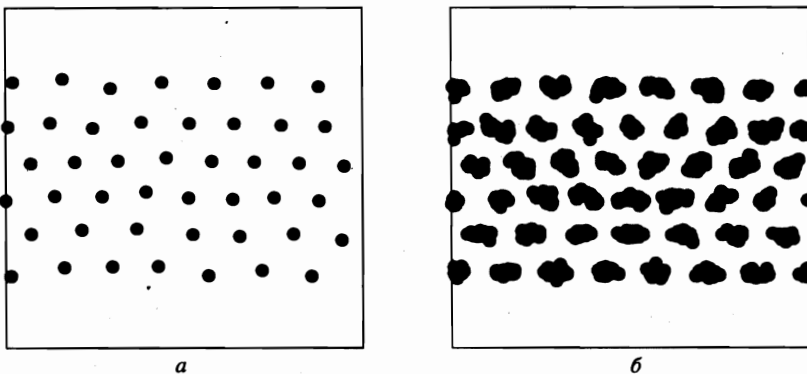


Рис. 2. Фрагмент вычислительной области. Макрочастицы радиусом $a = 25$ мкм формируют шесть слоев ($\xi \approx 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-2}$): а — мгновенное расположение макрочастиц, б — последовательные положения макрочастиц, разделенные временным интервалом ν^{-1} (время экспозиции $20\nu^{-1}$)

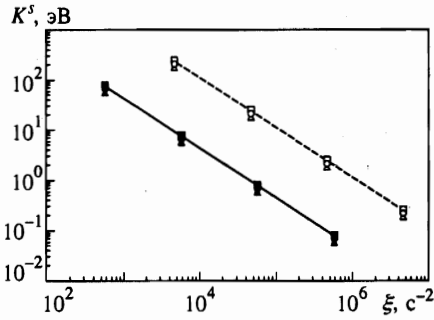


Рис. 3. Зависимость полной кинетической энергии макрочастиц $K^s = K_x^s + K_y^s$ от параметра ξ для макрочастиц с $a = 25 \mu\text{м}$ (светлые точки) и с $a = 5 \mu\text{м}$ (темные точки): \square, \blacksquare — один слой, \circ, \bullet — три слоя; Δ, \blacktriangle — шесть слоев. Сплошная и штриховая линии — результат вычисления по формуле (9) для $a = 5 \mu\text{м}$ и $a = 25 \mu\text{м}$ соответственно

~ 10 слоев. Мы наблюдали также, что образование слоев носит дискретный характер, а именно, при некоторых критических значениях параметров ω и λ добавление новой частицы приводит к увеличению числа слоев на единицу. В целом процесс формирования слоев в наших расчетах аналогичен формированию слоев при трехмерном моделировании пылевой плазмы в одномерном поле внешней силы [18].

Основные результаты моделирования получены для двух типов макрочастиц различного радиуса: $a = 5 \mu\text{м}$ и $a = 25 \mu\text{м}$. Плотность материала макрочастиц была принята равной $\rho = 5 \text{ г/см}^3$. Частота трения составляла $\nu = 1 \text{ с}^{-1}$ (для $a = 25 \mu\text{м}$) и $\nu = 5 \text{ с}^{-1}$ (для $a = 5 \mu\text{м}$). Эти значения соответствуют давлению примерно 0.5 Торр в гелии при комнатной температуре. Равновесный поверхностный потенциал макрочастиц ϕ_s полагался равным 5 В, что соответствует заряду макрочастиц $\langle Z \rangle \approx 1.7 \cdot 10^4$ для $a = 5 \mu\text{м}$ и $\langle Z \rangle \approx 8.7 \cdot 10^4$ для $a = 25 \mu\text{м}$. Длина экранирования полагалась равной $\lambda = 450 \mu\text{м}$. Для каждого сорта макрочастиц мы определяли зависимость динамических характеристик от параметра ξ (фактически от параметра β/α^2 , поскольку значение ν должно быть фиксировано для решения уравнений движения), входящего в приближенное выражение (9).

Мы обнаружили, что распределения частиц по скоростям являются анизотропными максвелловскими распределениями, характеризующимися двумя температурами (которые соответствуют двум различным направлениям): $T_{d,x} = 2K_x^s$ и $T_{d,y} = 2K_y^s$, где $K_{x(y)}^s = m_d \langle v_{x(y)}^2 \rangle / 2$ определены с использованием данных моделирования (что и обозначает символ s). Необходимо отметить, что K_y^s оказывается всегда меньше, чем K_x^s . Это связано с тем, что энергия поступает в систему только в направлении внешней силы x . Однако благодаря взаимодействию между макрочастицами их кинетическая энергия в направлении перпендикулярном внешней силе не равна нулю (напомним оценку (10) и неучет броуновского движения в наших расчетах). На рис. 2а представлено мгновенное расположение макрочастиц радиусом 25 мкм, образующих шесть слоев. Среднее расстояние между макрочастицами (определенное по положению первого максимума парной корреляционной функции) составляет 330 мкм. Средняя суммарная кинетическая энергия макрочастиц равна $K^s \equiv K_x^s + K_y^s = 11 \text{ эВ}$ ($K_x^s = 7 \text{ эВ}$, $K_y^s = 4 \text{ эВ}$). На рис. 2б показана область отклонений частиц за время $t = 20/\nu$. Отметим, что среднеквадратичное смещение частиц по оси y превышает смещение по оси x , несмотря на разницу в кинетических энергиях частиц, $K_x^s > K_y^s$. Это связано с наличием потенциального барьера для макрочастиц в направлении x .

Зависимость суммарной кинетической энергии K^s от параметра ξ для макрочастиц обоих размеров и различного числа слоев приведена на рис. 3. Для сравнения аналити-

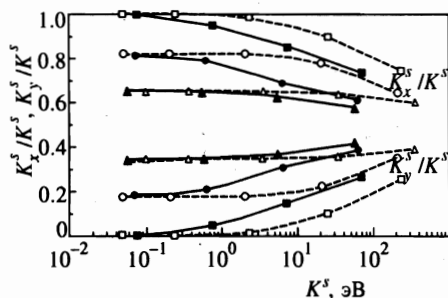


Рис. 4

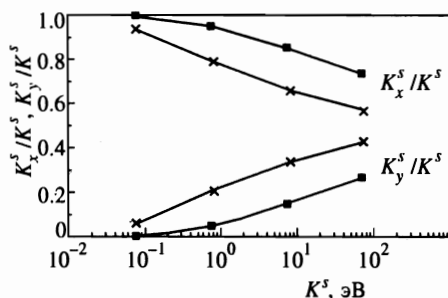


Рис. 5

Рис. 4. Зависимости отношений K_x^s/K^s и K_y^s/K^s от K^s , показывающие распределение кинетической энергии по степеням свободы. Обозначения соответствуют рис. 3

Рис. 5. Зависимости отношений K_x^s/K^s и K_y^s/K^s от K^s для значений вязкости $\nu = 5 \text{ c}^{-1}$ (■) и $\nu = 0.5 \text{ c}^{-1}$ (×). Макрочастицы с $a = 5 \text{ мкм}$ формируют один слой

ческий результат для уединенной частицы также представлен на графике (линии соответствуют формуле (9)). Как видно, полная энергия близка к аналитическому значению для K_x . Отклонение $\delta = (K_x - K^s)/K^s$ максимально для шести слоев (сильновзаимодействующая система) и составляет примерно 25%. Можно найти параметр неидеальности Γ , который определяется как отношение кулоновской энергии взаимодействия между соседними макрочастицами к их средней кинетической энергии: $\Gamma = Z^2 e^2 / l K^s$. Для шести слоев ($l \approx 330 \text{ мкм}$) Γ изменяется от 13 ($\xi \approx 5 \cdot 10^2 \text{ c}^{-2}$) до $1.3 \cdot 10^4$ ($\xi \approx 5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-2}$) для частиц радиусом $a = 5 \text{ мкм}$ и от 140 ($\xi \approx 5 \cdot 10^3 \text{ c}^{-2}$) до $1.4 \cdot 10^5$ ($\xi \approx 5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-2}$) для частиц радиусом $a = 25 \text{ мкм}$. Это позволяет предположить, что выражение (9) может быть использовано в качестве оценки и для системы сильновзаимодействующих макрочастиц (если трактовать K_x как полную кинетическую энергию макрочастиц), хотя при его выводе мы и рассматривали изолированную макрочастицу. Кроме того, полученные результаты позволяют качественно объяснить некоторые экспериментально наблюдаемые явления. В частности, во многих экспериментах наблюдается плавление плазменного кристалла при уменьшении давления нейтрального газа [1, 19, 20]. С точки зрения флуктуаций заряда это легко объяснить. Действительно, уменьшение давления приводит к уменьшению коэффициента трения ν и, следовательно, уменьшению параметра ξ . При этом кинетическая энергия макрочастиц возрастает (см. рис. 3), а параметр неидеальности Γ убывает, что и может являться причиной плавления. Сложность количественных оценок состоит здесь в том, что с изменением давления могут меняться и другие параметры плазмы (концентрация и температура электронов и ионов, и как следствие — заряд макрочастиц, длина экранирования и т. д.).

На рис. 4 представлены зависимости от K^s отношений K_x^s/K^s и K_y^s/K^s , характеризующие долю энергии K_x , перераспределенную в направлении y . Это перераспределение связано в нашем случае исключительно с взаимодействием (столкновениями) между макрочастицами. Ясно, что чем сильнее взаимодействие между макрочастицами, тем ярче должен проявляться эффект перераспределения кинетической энергии по направлениям. Так, например, для случая шести слоев полная энергия K^s при больших значениях K^s практически поровну распределена между направлениями x и y . Нам

представляется, что этот результат не зависит от природы случайного движения, т. е. взаимодействие перераспределяет случайное движение, вызываемое в одном направлении, по остальным направлениям. Моделирование показало также, что коэффициент перераспределения энергии не зависит от отношения β/α^2 , а определяется коэффициентом трения ν . Для иллюстрации этого факта на рис. 5 представлены зависимости отношений K_x^s/K^s и K_y^s/K^s от K^s для одного слоя частиц радиусом $a = 5$ мкм, при различных значениях ν .

Сделаем численную оценку рассмотренного эффекта для условий характерных для прикатодной области разряда. Положим $T_e \approx 4$ эВ, $m_e/m_i \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$, $n_e \approx n_i \approx 10^8$ см $^{-3}$. Ионы движутся к катоду с бомовской скоростью $v_0 \sim \sqrt{T_e/m_i} \sim \nu T_e \sqrt{m_e/m_i}$. При этом из уравнений зарядки получаем $\gamma = -e\phi_s/T_e \approx 3$ и, используя (7), имеем $\alpha \approx 0.51$ независимо от размера макрочастиц и $\xi \approx 1.1 \cdot 10^6$ с $^{-2}$ также вне зависимости от размера макрочастиц, поскольку $\beta \propto a$ и $\nu \propto a^{-1}$. Теперь для кинетической энергии макрочастиц из (9) получаем $K_x \approx 0.04$ эВ при $a = 5$ мкм и $K_x \approx 1$ эВ при $a = 25$ мкм. Эти энергии выше тепловой энергии ($T_n \approx 0.025$ эВ при комнатной температуре). Следовательно, случайные флуктуации могут приводить к существенной неравновесности между пылевой и нейтральной компонентами. В то же время энергии, наблюдаемые в экспериментах с плазменно-пылевыми образованиями, при некоторых условиях оказываются еще выше [19–21]. Поэтому нельзя однозначно утверждать, что предложенный механизм неравновесности является наиболее существенным в газоразрядной плазме. В частности, в такой анизотропной области, какой является приэлектродная область разряда, по-видимому, нужно учитывать не только случайные временные флуктуации зарядов макрочастиц, но и зависимость зарядов от координат, что также может являться причиной неравновесности [17].

В заключение этого раздела остановимся кратко на тех упрощающих предположениях, которые мы явно или неявно использовали при исследовании влияния случайных флуктуаций заряда на динамические свойства системы макрочастиц. Мы считали, что равновесный заряд макрочастиц не зависит от координаты x . Вообще говоря, это не соответствует действительности, поскольку с приближением к электроду концентрация электронов убывает быстрее, чем концентрация ионов, а ионы ускоряются электрическим полем, направленным к электроду. Рассмотренное нами приближение соответствует ситуации, когда равновесное положение макрочастиц близко к границе приэлектродного слоя, так что отличием скорости ионов от бомовской можно пренебречь, а электрическое поле зависит от координаты x значительно сильнее, чем величина равновесного заряда. Сюда же следует добавить приближение линейной зависимости электрического поля от координаты, использованное при численном моделировании. В общем случае должна решаться самосогласованная задача, позволяющая определить распределения $E(x)$ и $\langle Z(x) \rangle$, причем следует учитывать и влияние самих макрочастиц на распределение поля в приэлектродной области. Далее, флуктуации зарядов различных макрочастиц считались некоррелированными. Это справедливо при выполнении условия

$$\frac{Ze^2 n_p^{1/3}}{\min\{T_e, T_i\}} \ll 1,$$

так что эффективная длина взаимодействия макрочастицы с электронами и ионами плазмы оказывается много меньше среднего расстояния между макрочастицами. Рассматривались только две силы, действующие на макрочастицу в приэлектродном слое:

электростатическая сила и сила тяжести. В то же время известно, что для частиц малого радиуса сила увлечения потоком ионов может оказаться больше, чем сила тяжести [22]. В этом случае равновесное положение будет определяться равенством силы увлечения ионами и электростатической силы. Наконец, взаимодействие между макрочастицами описывалось экранированным кулоновским потенциалом. В настоящее время в литературе исследуются и другие возможные механизмы взаимодействия между пылевыми частицами, например притяжение из-за непосредственной бомбардировки электронами и ионами плазмы [1], взаимодействие в потоке ионов, связанное с их фокусировкой в области между частицами [23, 24], дипольное взаимодействие между макрочастицами [24]. Анализ влияния флуктуаций зарядов в этих случаях может быть проведен аналогично вышеизложенному и лежит за рамками данной публикации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Смысл полученных результатов состоит в том, что стохастические флуктуации заряда макрочастиц в плазме могут существенно влиять на динамические свойства системы макрочастиц. Для определения величины эффекта в каждом конкретном случае необходимо знание характерных величин амплитуды и времени корреляции флуктуаций. Предложенная в данной работе модель позволяет аналитически определить обе характеристики флуктуаций, если известны выражения для токов, заряжающих макрочастицу.

В качестве примера были рассмотрены условия, характерные для экспериментов в газоразрядной плазме, где макрочастицы заряжаются, поглощая электроны и ионы из плазмы, и формируют упорядоченные структуры вблизи нижнего электрода [2–5, 19, 20]. Аналитические оценки и численное моделирование показали, что в этом случае стохастические флуктуации заряда макрочастиц могут служить источником кинетической энергии, дополнительной к тепловой, приводя тем самым к неравновесности между системой макрочастиц и нейтральным газом. Таким образом, стохастические флуктуации накладывают ограничение на минимальную кинетическую энергию макрочастиц, а при определенных условиях могут способствовать плавлению плазменного кристалла, значительно уменьшая величину параметра неидеальности Γ по сравнению с равновесным случаем. Численные оценки, сделанные для параметров плазмы, характерных для условий экспериментов, показывают, что кинетическая энергия макрочастиц может достигать единиц эВ. Несмотря на то что наш подход использовал значительное упрощение физической картины, он дает простую и наглядную иллюстрацию важности стохастических флуктуаций заряда макрочастиц в пылевой плазме.

Данная работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 97-02-17565 и 98-02-16825).

Литература

1. В. Н. Цытович, УФН 167, 57 (1997).
2. J. Chu and Lin I, Phys. Rev. Lett. 72, 4009 (1994).

3. H. Thomas, G. Morfill, V. Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
4. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
5. Y. Hayashi and K. Tachibana, Jap. J. Appl. Phys. **33**, 804 (1994).
6. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
7. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
8. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, УФН **167**, 1215 (1997).
9. M. Jana, A. Sen, and P. Kaw, Phys. Rev. E **48**, 3930 (1993).
10. G. Morfill, E. Grun, and T. Johnson, Planet Space Sci. **28**, 1087 (1980).
11. C. Cui and J. Goree, IEEE Trans. on Plasma Sci. **22**, 151 (1994).
12. T. Matsoukas and M. Russell, J. Appl. Phys. **77**, 4285 (1995).
13. M. Rosenberg, D. Mendis, and D. Sheenan, IEEE Trans. on Plasma Sci. **24**, 1422 (1996).
14. S. Khrapak, A. Nefedov, O. Petrov, and O. Vaulina, submitted to Phys. Rev. E (1999).
15. J. Goree, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 400 (1994).
16. О. Ваулина, С. Храпак, в сб. *Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы*, Изд. Петрозаводского университета, Петрозаводск (1998), с. 675.
17. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, А. Г. Храпак, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **66**, 392 (1997).
18. H. Totsuji, T. Kishimoto, Y. Inoue et al., Phys. Lett. A **221**, 215 (1996).
19. H. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
20. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
21. J. V. Pieper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
22. M. Barnes, J. Keller, J. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
23. S. V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).
24. F. Melandso and J. Goree, Phys. Rev. E **52**, 5312 (1995).