

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОФОРЕТИЧЕСКИХ СИЛ НА ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР МАКРОЧАСТИЦ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

*В. Е. Фортков, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров**,

А. А. Самарян, Я. К. Ходатаев, А. В. Чернышев

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

Поступила в редакцию 2 апреля 1999 г.

Изучалось термофоретическое взаимодействие макрочастиц и его влияние на формирование упорядоченных структур макрочастиц в плазме. Показано, что для термической плазмы с сильным взаимодействием макрочастиц характерно сосуществование областей с хаотическим расположением частиц и областей упорядоченных структур. Проведено компьютерное моделирование системы сильно взаимодействующих макрочастиц с учетом термофоретического взаимодействия частиц, которое показало, что термофоретические силы притяжения объясняют вид пространственной неоднородности, связанный с группировкой частиц в небольшие домены. Экспериментально найденная корреляционная функция оказалась очень близка к корреляционной функции, полученной в компьютерном моделировании.

PACS: 52.25.-b, 52.30.-q, 64.70.-p

1. ВВЕДЕНИЕ

Термическая плазма с макроскопическими частицами представляет собой низкотемпературную плазму, содержащую жидкие или твердые частицы вещества малых размеров. Макрочастицы эффективно взаимодействуют с заряженными компонентами плазмы и поэтому существенно влияют на свойства плазмы. Так, частицы, эмитирующие электроны, могут повысить концентрацию электронов в газовой фазе и ее электропроводность. Если же частицы захватывают электроны, то возникает противоположный эффект. В предельном случае неионизованного газа наличие макрочастиц полностью определяет электрофизические свойства плазмы. Эффекты, связанные с присутствием частиц, наблюдались еще в ранних экспериментах [1, 2] при исследовании плазмы углеводородного пламени.

Одной из интересных особенностей такой плазмы является то, что благодаря относительно большим размерам частиц (от сотых долей микрона до нескольких десятков микрон), их заряд также может иметь чрезвычайно большие величины (порядка 10^2 – 10^5 зарядов электрона). В результате при определенных условиях сильная межчастичная корреляция приводит к фазовым переходам типа газ—жидкость—твердое тело и возникновению пространственно-упорядоченных структур в расположении макроскопических частиц, аналогичных структурам в жидкости или твердом теле [3–7]. Такие

*E-mail: ipdustpl@redline.ru

структуры также наблюдались для частиц CeO_2 в термической плазме при атмосферном давлении [8–10]. Плазменное образование характеризовалось достаточно большими размерами (его объем около 30 см^3 , что соответствовало числу частиц порядка 10^8 при их концентрации (10^7 см^{-3}), однородностью, отсутствием внешних электрических и магнитных полей.

Данные исследования носили, в основном, феноменологический характер, оставив ряд вопросов, касающихся как механизма взаимодействия частиц, так и аномальной величины их кинетической энергии [7, 11]. Взаимодействие между макрочастицами играет существенную роль в динамике формирования упорядоченных структур в пылевой системе, например, при образовании структур с ярко выраженным ближним порядком за сравнительно небольшие времена существования (порядка нескольких миллисекунд) термической плазмы в лабораторной установке [9].

Цель настоящей работы — изучение неэлектрического (термофоретического) взаимодействия макрочастиц и его влияния на формирование упорядоченных структур в термической плазме. Такой механизм взаимодействия частиц связан с отрывом их температуры от температуры окружающего газа. В данной работе выполнены экспериментальные измерения температуры газа и макрочастиц в термической плазме и численное моделирование взаимодействия макрочастиц в термической плазме с учетом термофоретических сил притяжения. Обсуждаются результаты аналитических расчетов взаимодействия между макрочастицами и данные численного моделирования формирования пылевых структур при различном характере взаимодействия макрочастиц. Проведено сравнение корреляционных функций, полученных в лаборатории и при численном моделировании.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

В плазме обычно предполагают парное взаимодействие макрочастиц по дебаевскому закону [12–14]:

$$\Phi(r) = \Phi_D(r) = -Z_d e \frac{\partial \phi_D}{\partial r}, \quad (1)$$

где

$$\phi_D = \frac{Z_d e}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right). \quad (2)$$

Здесь r_D — радиус Дебая, ϕ_D — дебаевский потенциал, e — элементарный заряд, Z_d — заряд макрочастицы в единицах элементарного заряда. Выражение для ϕ_D записано для интересующего нас случая $R_d \ll r_D$ (R_d — радиус макрочастицы).

На малых расстояниях сила электрического взаимодействия равна кулоновской силе, а на больших (по сравнению с r_D) она экспоненциально уменьшается вследствие плазменной экранировки, являясь, таким образом, короткодействующей силой.

Как недавно установлено, кроме электрического взаимодействия макрочастиц существует также неэлектрическое, вызванное потоками микрочастиц [15]. Обычно этот тип взаимодействия возникает из-за нарушения термодинамического равновесия на поверхности макрочастиц. В частности, в наиболее часто встречающемся на практике случае отрицательно заряженных частиц каждая макрочастица вызывает поток плазмы

(положительных ионов) на себя. Соседние частицы взаимодействуют посредством сил трения, вызванных этими потоками, которые приводят к эффективному притяжению макрочастиц. Было показано, что такое незлектрическое притяжение может быть достаточно сильным, для того чтобы конкурировать с электростатическим отталкиванием и вызывать формирование молекул макрочастиц, а также кристаллов макрочастиц со свободной границей, существующих независимо от внешних сил.

В рассматриваемом случае этот механизм, обусловленный бомбардировкой поверхности макрочастиц, неэффективен, так как частицы заряжены положительно и, следовательно, поток положительных ионов на их поверхность относительно мал. Однако в этом случае, если температуры газа и поверхности частицы не равны, может возникнуть другой механизм, вызванный потоками нейтральных молекул газа. Одной из причин разности температур может быть радиационное охлаждение материала макрочастицы. Будучи холоднее газа, частица вызывает поток тепла на свою поверхность и градиент температуры в окружающем газе. Соседняя частица, испытывая действие термофоретической силы, будет двигаться в область меньшей температуры, т. е. притягиваться. Таким образом, возникает особый механизм притяжения. Ниже будет вычислена соответствующая сила взаимодействия.

Рассмотрим две макрочастицы радиуса R_d с температурой поверхности T_{ds} , находящиеся в нейтральном газе. Температура и плотность газа вдали от частиц соответственно T_g и n_g . Пусть выполнено условие

$$R_d \ll \lambda \ll l, \quad (3)$$

где λ — средняя длина свободного пробега нейтральных молекул в газе, l — расстояние между частицами. При вычислении потока тепла на частицу влиянием другой частицы можно пренебречь. Тогда, предполагая, что имеет место абсолютная аккомодация, легко можно найти распределение молекул газа на поверхности частицы:

$$f_s = \begin{cases} \frac{n_g m^{3/2}}{(2\pi T_g)^{3/2}} \exp\left(-\frac{mV^2}{2T_g}\right), & \mathbf{Ve}_n < 0, \\ \frac{n_{ds} m^{3/2}}{(2\pi T_{ds})^{3/2}} \exp\left(-\frac{mV^2}{2T_{ds}}\right), & \mathbf{Ve}_n > 0, \end{cases} \quad (4)$$

где \mathbf{e}_n — нормаль к поверхности макрочастицы, m — масса молекулы газа. Так как частицы не поглощают молекулы газа в рассматриваемом случае, параметр n_{ds} определяется требованием равенства нулю общего потока нейтральных молекул на поверхность частицы, что дает

$$n_{ds} = n_g \sqrt{\frac{T_g}{T_{ds}}}. \quad (5)$$

Тепловой поток на поверхность макрочастицы, соответствующий распределению (4), определяется формулой

$$\mathbf{q}_s = \int f_s \frac{mV^2}{2} (\mathbf{Ve}_n) \mathbf{e}_n d^3V = \mathbf{e}_n \frac{n_g}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{T_g}{2\pi}} (T_{ds} - T_g). \quad (6)$$

Так как уравнение теплопроводности линейно, тепловой поток в газе будет простой суммой потоков тепла, произведенных каждой частицей. Для величины температурного

градиента, вызванного одной частицей, в стационарном случае можно записать

$$q = q_s \frac{R_d^2}{r^2} = \frac{R_d^2}{r^2} \frac{n_g}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{T_g}{m}} (T_{ds} - T_g). \quad (7)$$

Соответствующий температурный градиент

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{q}{\kappa}, \quad (8)$$

где κ — коэффициент теплопроводности. Соседняя частица воздействует с термофоретической силой, равной в случае $R_d \ll \lambda$

$$\Phi = -\frac{32}{15} \sqrt{\frac{\pi m}{8T_g}} R_d^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (9)$$

Подставляя (7) и (8) в (9), мы получим силу парного взаимодействия макрочастиц:

$$\Phi_T = \frac{16}{15} n_g \frac{R_d^4}{l^2} (T_{ds} - T_g). \quad (10)$$

С-достаточным основанием можно предположить, что эта сила действительно парная, так как в силу линейности уравнения теплопроводности, потоки тепла, вызванные разными частицами, и соответствующие термофоретические силы могут вычисляться независимо. Величина этой силы обратно пропорциональна квадрату расстояния, т. е. она аналогична гравитационной силе, и прямо пропорциональна разности температур ΔT . Таким образом, если $T_{ds} < T_g$, то макрочастицы притягиваются друг к другу, в противном случае они отталкиваются.

Относительная роль электрического и термофоретического механизмов может быть охарактеризована параметром ξ :

$$\xi \equiv \left| \frac{\Phi_T(l)}{\Phi_C(l)} \right| = \frac{16}{15} n_g \frac{R_d^4}{Z_d^2} (T_{ds} - T_g). \quad (11)$$

В работах [8–10] проводилось исследование упорядоченных структур макрочастиц в термической плазме. При анализе происходящих при этом процессов термофоретическое взаимодействие не рассматривалось, так как разница температур газовой и дисперсной фаз оказалась небольшой и вполне могла быть объяснена погрешностью измерений температуры ($\sim 2\%$). Если же учесть полученную разницу температур (около 50 К), то в условиях эксперимента параметр ξ оказывается равным 0.9.

Таким образом, учитывая, что термофоретическая сила — дальнедействующая, очевидно, что она оказывает существенное влияние на процессы формирования упорядоченных структур. Для проверки этого предположения необходимо с хорошей точностью измерять разность между температурой газа и макрочастиц.

3. ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧАСТИЦ И ГАЗА

Экспериментальный стенд для изучения термической плазмы включал генератор плазмы и средства диагностики для определения параметров частиц и газа. Источник

плазмы состоял из горелки, системы газоснабжения и системы ввода частиц. Частицы вводились во внутренний факел горелки с помощью специального устройства на основе циклона с «кипящим слоем». Такая конструкция горелки позволяла создать ламинарную струю плазмы с однородными распределениями ее параметров — температуры, концентрации электронов и ионов. В экспериментах использовались полидисперсные частицы CeO_2 с полушириной распределения, как показали наши измерения, не более 30%. Средний заутеровский диаметр частиц составлял около 0.8 мкм. В рабочем режиме скорость плазменной струи V_g изменялась в пределах 4–6 м/с, концентрация электронов и ионов — в пределах 10^9 – 10^{12} см $^{-3}$; давление газа — атмосферное. Температуры электронов и ионов при этом были равны и варьировались в диапазоне $T_i = T_e = T_g = 1700$ – 2200 К. Более подробное описание экспериментального стенда приведено в [10, 17]. Здесь мы подробно остановимся лишь на модифицированных методиках измерения температуры газа и частиц и созданном на их базе диагностическом инструменте, позволяющем определять разность температур с точностью до 10%.

Традиционным методом определения температуры в пламенах является обобщенный метод обращения, однако присутствие частиц дисперсной фазы в газовых потоках может значительно повлиять на их оптические и радиационные характеристики и, как следствие, привести к существенному искажению величины температуры при использовании в двухфазной среде традиционных оптических методов. В работе [17] показано, что с хорошей точностью температура газовой фазы в пылевой термической плазме может быть получена из измерений трех сигналов на двух длинах волн: λ_0 (в пределах контура линии) и λ (рядом со спектральной линией) — сигнала S_P от плазмы с макрочастицами, сигнала S_L от эталонной лампы с температурой T_L и сигнала S_{LP} от излучения лампы, прошедшего через плазму:

$$T_g = \left(\frac{1}{T_L} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{k_0(\tau_0 F_0 - \tau F)}{\tau_0 - \tau} \right) \right)^{-1}, \quad F = \frac{S_P}{S_L + S_P - S_{LP}}, \quad (12)$$

где τ — оптическая плотность плазмы с частицами, индекс «0» соответствует параметрам, определенным в пределах контура спектральной линии (атомов натрия).

Для определения температуры частиц обычно используются методы цветовой пирометрии [18]. Измерения спектральных отношений интенсивностей излучения дисперсной среды на двух или более длинах волн позволяют определить цветовую температуру частиц:

$$\frac{S_P(\lambda_1)}{S_P(\lambda_2)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1) I^B(T_P, \lambda_1)}{\varepsilon(\lambda_2) I^B(T_P, \lambda_2)}, \quad (13)$$

где $I^B(T, \lambda)$ — функция Планка, $\varepsilon(\lambda_j)$ — излучательная способность дисперсной фазы. В простейшем случае «серых» частиц, когда излучательная способность дисперсной фазы не зависит от длины волны ($\varepsilon(\lambda_j) = \varepsilon$), эти температуры равны. В других случаях для определения истинной температуры частиц необходимо знать вид спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$. Во многих практически важных случаях, когда процессами многократного рассеяния можно пренебречь, направленная излучательная способность дисперсной среды определяется выражением [19]

$$\varepsilon(\lambda) = (1 - \omega(\lambda)) (1 - \exp\{-\tau(\lambda)\}), \quad (14)$$

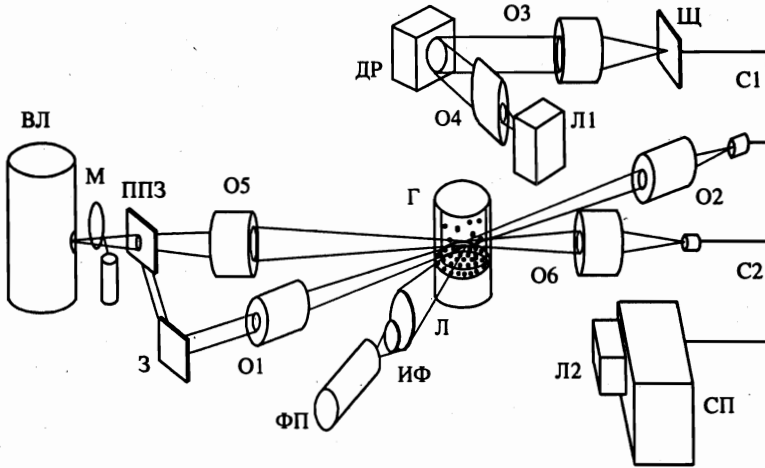


Рис. 1. Оптическая схема диагностического инструмента. ВЛ — вольфрамовая лампа, М — модулятор, О1, О2, О3, О4, О5, О6 — объективы, ФП — фотоприемник, Л — линза, Л1, Л2 — ПЗС-линейки, С1, С2 — световоды, ДР — дифракционная решетка, Щ — щель, Г — генератор плазмы, З — зеркало, ППЗ — полупрозрачное зеркало, СП — спектральный прибор, ИФ — интерференционный фильтр

где $\omega(\lambda)$ — вероятность выживания кванта. В этом случае, принимая во внимание, что величину оптической плотности можно вычислить по формуле

$$\tau(\lambda) = -\ln \{ (S_{LP}(\lambda) - S_P(\lambda)) / S_L(\lambda) \}, \tag{15}$$

задачу об определении температуры частиц можно свести к выбору адекватной аппроксимации спектральной зависимости вероятности выживания кванта. В наших экспериментах для определения температуры частиц использовалась аппроксимационная зависимость вида

$$\omega(\lambda) = 1 - \text{const} / \tau \lambda^{0.2}, \tag{16}$$

предложенная в работе [20].

Оптическая схема диагностического устройства, реализующего методы определения температуры газа и частиц, приведена на рис. 1. В качестве источника излучения используется эталонная вольфрамовая лампа ВЛ (СИ-10-300), излучение которой прерывается модулятором М и разделяется полупрозрачным зеркалом ППЗ.

Особенность устройства для определения температуры газа заключается в применении спектрального прибора СП большой разрешающей силы (типа спектрографа ДФС-452) и использовании в качестве регистрирующего элемента ПЗС-линейки, одному элементу которой соответствует спектральный интервал в 0.06 \AA . Тем самым можно регистрировать не интегральное излучение газа в атомарных линиях, а получать контур линии. Малый спектральный интервал, приходящийся на линейку Л2, не позволяет исследовать характеристики частиц (но учесть влияние частиц на спектральные линии возможно). Преимущество состоит в возможности хорошего разрешения линий (в нашем случае это дублет натрия), а следовательно, и более точного нахождения температуры газовой фазы.

Оптическая схема метода определения температуры частиц дисперсной фазы состоит (см. рис. 1) из вольфрамовой лампы ВЛ, модулятора М, полупрозрачного зеркала ППЗ, зеркала З, объективов О1 и О2, световода С1. Эта схема аналогична используемой для диагностики газовой фазы и отличается от нее углом сходимости зондирующего пучка и применением в качестве спектрального прибора оригинального спектрофотометра, состоящего из щели Щ, системы объективов О3 и О4 и дифракционной решетки ДР (300 штрихов/мм). В этой схеме также использовалась ПЗС-линейка Л1. Такая система позволила проводить спектральный анализ собранного излучения в диапазоне длин волн 450–900 нм, что достаточно для определения таких параметров макрочастиц, как их размеры, показатель поглощения, температура и концентрация.

Основные каналы предназначены для спектральных измерений интенсивности излучения слоя плазмы S_P , эталонной лампы S_L и сигнала от лампы, прошедшего через среду S_{LP} . Для измерения сигналов S_P и S_{LP} в схему введен модулятор М. Измерения проводились в автоматическом режиме, сигналы с линеек обрабатывались компьютером, а сигналы с фотоприемника ФП поступали на плату АЦП L-1250 и затем обрабатывались компьютером.

Для компенсации ошибки измерений оптической плотности и интенсивности собственного излучения слоя макрочастиц за счет флуктуаций концентрации частиц в схему введен опорный канал. Опорный канал состоит из линзы Л, интерференционного фильтра ИФ и фотоприемника ФП (ФЭУ-84). Излучение из измерительного объема направляется на фотоприемник ФП (сигнал S_{LP}). Измерение сигналов S_{LP}^0 и S_{LP} одновременно с сигналами S_P и S_L позволяет контролировать концентрацию частиц в течение эксперимента и либо отбраковывать неудачные измерения, либо корректировать сигнал от плазмы:

$$S_P^* = S_P S_{LP} / S_{LP}^0.$$

Систематические погрешности определения излучательной способности из относительных измерений сигналов S_P/S_L компенсировались предварительной калибровкой инструмента.

Наблюдение упорядоченных структур с одновременной диагностикой плазмы проводилось в зоне стабилизации температуры плазменной струи на высоте $h = 25\text{--}40$ мм над крышкой горелки при различной температуре плазмы и концентрации частиц. Температура плазмы изменялась варьированием соотношения пропан/воздух в пределах 0.95–1.47. В измерениях с частицами CeO_2 концентрация частиц n_p варьировалась в пределах $(0.2\text{--}5.0) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, температура плазмы T_g — в пределах 1700–2200 К, разность температур газа и макрочастиц ΔT — от 20 до 70 К, концентрация ионов n_i изменялась от $0.42 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $4.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация электронов n_e — в пределах $(2.5\text{--}7.2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. На основе этих данных из соотношения квазинейтральности $Z_p n_p + n_i = n_e$ было получено, что частицы CeO_2 заряжены положительно и имеют заряд около $10^3 e$ с точностью до коэффициента 2. Анализ упорядоченных структур проводился с помощью бинарной корреляционной функции $R(r)$. Полученные параметры плазмы использовались при проведении численного эксперимента.

4. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Для исследования влияния термофоретического взаимодействия макрочастиц на формирование упорядоченных структур в термической плазме было проведено компьютерное моделирование поведения ансамбля макрочастиц в термической плазме. Параметры моделирования соответствовали экспериментальным условиям плазмы с частицами CeO_2 , при которых наблюдалась структура типа жидкости. Численный эксперимент был выполнен в системе Mathcad методом молекулярной динамики в $2D$ -геометрии. Он представлял собой решение уравнения движения для каждой макрочастицы в предположении закона парного взаимодействия. Учитывались также силы трения и броуновское движение:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_j \Phi(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - m_d \nu_{fr} \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_{br}, \quad (17)$$

где m_d — масса частицы, ν_{fr} — декремент трения, \mathbf{F}_{br} — случайная сила, вызывающая броуновское движение.

Число макрочастиц равнялось $N = 200$, в качестве области моделирования брался квадрат с наложенными на него периодическими граничными условиями. Последние означали, что, во-первых, при выходе какой-нибудь макрочастицы за границы области моделирования на противоположной стороне квадрата возникает такая же, а во-вторых, принимаются во внимание взаимодействия с периодическими образами частиц. Толщина полосы вокруг квадрата, в которой строятся эти образы — $L_0/2$ (L_0 — сторона квадрата). Такие периодические граничные условия позволяют избежать граничных эффектов и фиксировать среднюю концентрацию макрочастиц.

В начальный момент частицы занимают случайные положения внутри области моделирования, после чего начинается процесс формирования упорядоченной структуры. Здесь возникает проблема, присущая $2D$ -моделированию поведения реальной $3D$ -системы макрочастиц. Среднее межчастичное расстояние l для $2D$ -системы макрочастиц равно вычисленному по концентрации в реальном эксперименте:

$$l = (4\pi n_d/3)^{-1/3}.$$

В этом случае можно ожидать, что моделирование процессов, обусловленных короткодействующими электрическими силами, будет корректным. Однако влияние длиннодействующего неэлектрического взаимодействия не может быть совершенно адекватно учтено в $2D$ -геометрии. Для корректного моделирования структуры макрочастиц с длиннодействующим взаимодействием необходимо проведение $3D$ -моделирования. Тем не менее $2D$ -моделирование в случае длиннодействующего взаимодействия полезно для демонстрации действия притяжения частиц.

В численном эксперименте изучались две системы.

1. Моделирование системы макрочастиц с учетом только электрического взаимодействия.

2. Моделирование, включающее как электростатическое отталкивание, так и термофоретическое притяжение. Оно имело целью продемонстрировать влияние дальнедействующих сил притяжения.

На практике необходимо ограничить реальный закон взаимодействия на очень малых и очень больших расстояниях. Ясно, что в начальный момент времени некоторые

макрочастицы могут оказаться очень близко друг к другу, а начальная сила взаимодействия будет очень большой, что потребует очень малого временного шага. Для того чтобы избежать этой проблемы, сила взаимодействия была ограничена на расстояниях меньших $l_0 = 0.4l$. Это не влияет на процесс упорядочения макрочастиц, так как соседние частицы, разделенные расстоянием меньшим l_0 , достаточно быстро разлетаются, после чего, по-видимому, уже не будет частиц, разделенных столь малым расстоянием.

С другой стороны, дальнедействующее взаимодействие частиц может вызвать нереальные эффекты, касающиеся периодических граничных условий. Поэтому взаимодействие макрочастиц на расстояниях, больших ширины полосы периодических образов (т.е. $L_0/2$), постепенно обрезается. Это не влияет на интересующие нас локальные процессы, что гарантирует корректность моделирования. Таким образом, вместо реального закона взаимодействия в численном эксперименте был использован следующий:

$$\bar{\Phi}(l) = \begin{cases} \Phi(l_0), & l < l_0, \\ \Phi(l), & l_0 < l < 0.5L_0, \\ \Phi(l) \frac{L_0 - l}{0.1L_0}, & 0.5L_0 < l < L_0, \\ 0, & l > L_0. \end{cases} \quad (18)$$

Параметры численного моделирования представлены в таблице. Некоторые замечания относительно этой таблицы сделаны ниже. Для нескольких параметров в таблице приведены две величины, в моделировании использовались величины, отмеченные тильдой.

Таблица

Параметры, использованные при моделировании

$T_g = 1700 \text{ К}$	$\Delta T = 50 \text{ К}$	$n_d = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$
$P_g = 1 \text{ бар}$	$m_d = 1.16 \cdot 10^{-12} \text{ г}$	$\Gamma_S = 30$
$n_e = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$\tilde{m}_d = 3.2 \cdot 10^{-10} \text{ г}$	$\gamma_p = 150$
$n_i = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$	$l = 17 \text{ мкм}$	$N = 200$
$r_D = 11 \text{ мкм}$	$Q = 500e$	$\tau = 0.3 \text{ мс}$
$R_d = 0.4 \text{ мкм}$	$\nu_{fr} = 1.14 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	$\tilde{\nu}_{fr} = 570 \text{ с}^{-1}$

Масса макрочастицы равна $m_d = (4\pi/3)\rho_d R_d^3$, где ρ_d [г/см³] — плотность вещества CeO₂. Для ν_{fr} использовалась следующая аппроксимация

$$\nu_{fr} = \frac{6\pi\eta R_d}{m_d \{1 - (\lambda/R_d) (1.257 + 0.400 \exp(-1.10R_d/\lambda))\}}, \quad (19)$$

где η — вязкость газа. Такое сложное выражение необходимо, потому что экспериментальные условия соответствуют переходному режиму, когда ни формула Стокса, ни выражения для бесстолкновительного режима не являются точными.

Для вязкости и средней длины свободного пробега были взяты следующие величины: $\lambda = 1.56 \text{ мкм}$, $\eta = 1.73 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}\cdot\text{с}$. Подстановка этих значений в (19) дает $\nu_{fr} = 1.14 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Это очень большая величина, учитывая, что характерное время

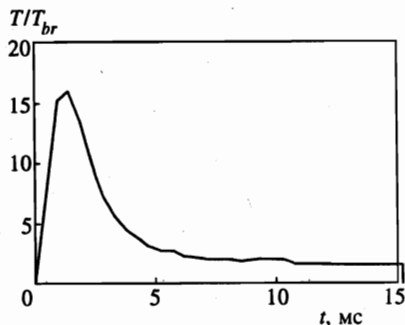


Рис. 2. Временная зависимость температуры системы макрочастиц при моделировании с чисто электростатическим взаимодействием

образования упорядоченной структуры t_f составляет десятки секунд. Это означает, что инерция частиц практически не влияет на их регулярное движение, определяемое силами взаимодействия. К сожалению, невозможно исключить инерционный член из уравнения (17), в силу того что броуновское движение невозможно без него.

Временной шаг τ должен быть меньше $1/\nu_{fr}$. Для того чтобы избежать численной неустойчивости, на практике принималось $\tau \approx 0.15/\nu_{fr}$. По этой причине моделирование с реальной величиной m_d потребовало бы слишком много временных шагов. Однако можно использовать гораздо большую величину массы частицы, в частности, использовалось $\tilde{m}_d = 200m_d$. Регулярное движение макрочастиц остается безынерционным при условии

$$\tilde{\nu}_{fr} t_f \ll 1. \quad (20)$$

Здесь $\tilde{\nu}_{fr}$ вычислен из (19) подстановкой \tilde{m}_d вместо m_d в него. Следовательно, регулярное движение макрочастиц нечувствительно к такому увеличению их массы. Это приводит, однако, к начальному росту температуры макрочастиц (рис. 2). Этот не имеющий места в действительности эффект связан с быстрой либерализацией тепла на начальной стадии эволюции структуры от беспорядка к порядку. На самом деле T_d остается постоянной, так как трение достаточно велико, для того чтобы диссипировать высвобождающуюся энергию и предотвратить рост температуры. Тем не менее можно заметить, что время роста T_d мало по сравнению с t_f , а это значит, что этим эффектом можно пренебречь.

Как видно из таблицы, ионная концентрация мала по сравнению с электронной. Необходимо отметить, что нет ясности в вопросе определения длины Дебая в плазме с такой большой концентрацией макрочастиц. Эта проблема требует специального анализа, который не является предметом данной работы. В этой работе τ_D вычислялся в пренебрежении ионным экранированием:

$$\tau_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_e}.$$

Первое моделирование с чисто электростатическим взаимодействием макрочастиц показало, что после некоторого релаксационного процесса система приходит в конечное, статистически стационарное состояние, соответствующее жидкостной структуре. Это находится в согласии с величинами параметров неидеальности Γ_s, γ_p .

Рисунок 3 показывает динамику изменения корреляционной функции $R(r)$, вычисленной по положениям макрочастиц на текущий момент. Расположение макрочастиц

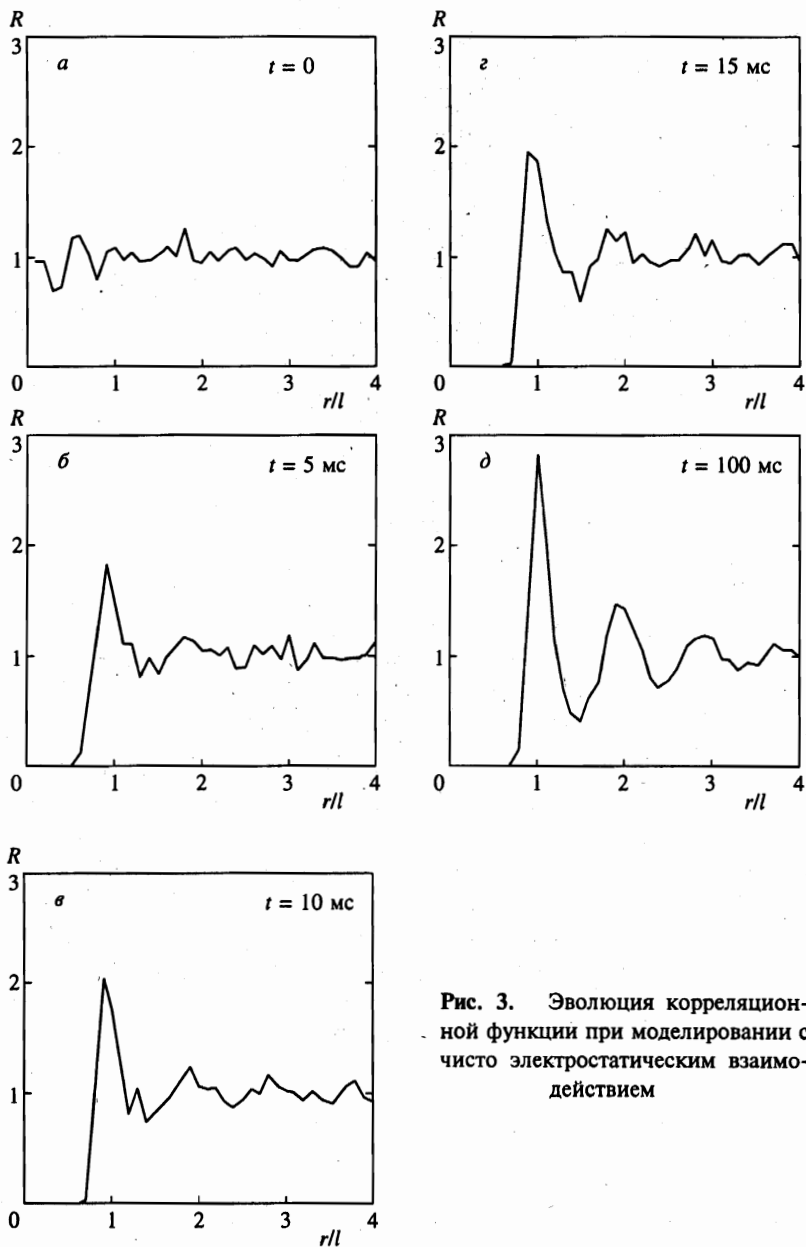


Рис. 3. Эволюция корреляционной функции при моделировании с чисто электростатическим взаимодействием

в области моделирования в конце эксперимента представлено на рис. 4. Из рис. 3 видно, что исчезают частицы, дающие вклад в корреляционную функцию при малых r . Этот процесс происходит очень быстро вследствие больших величин сил электрического отталкивания, возникающих на малых расстояниях. Затем появляется и растет ярко выраженный первый пик при $t = 10$ мс. В дальнейшем этот пик продолжает расти и одновременно появляются пики высших порядков. Окончательная корреляционная

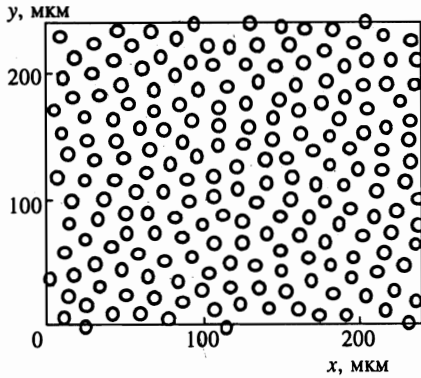


Рис. 4

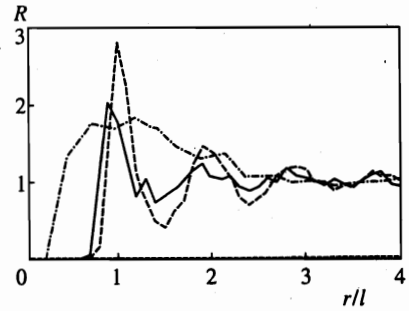


Рис. 5

Рис. 4. Конечный вид системы макрочастиц, полученный при моделировании с чисто электростатическим взаимодействием, $t = 100$ мс

Рис. 5. Сравнение полученных в численном эксперименте с чисто электрическим взаимодействием макрочастиц и измеренной в эксперименте корреляционных функций: сплошная линия — моделирование, $t = 10$ мс (соответствует пролетному времени плазмы через экспериментальную установку), штрихи — моделирование, конечное стационарное состояние, штрих-пунктир — эксперимент

функция характеризуется большим числом острых осцилляций. Время формирования структуры t_f является неопределенной величиной, так как оно зависит от диапазона расстояний, в котором изучается эволюция корреляционной функции. Чем больше это расстояние, тем большее время требуется для установления корреляционной функции на этом расстоянии.

На практике можно рассматривать диапазон расстояний, где осцилляции конечной корреляционной функции имеют заметную величину. Мы будем рассматривать первые пять пиков и в таком случае $t_f \approx 50$ мс. Также удобно ввести время появления первого пика t_1 . Фактически это время, необходимое для появления в системе порядка любого типа. Из проведенного моделирования $t_1 \approx 10$ мс. Эта величина согласуется с аналитической оценкой:

$$t_1 \approx \frac{lm_d \nu_{fr}}{\Phi(l)}, \tag{21}$$

которая дает $t_1 = 28$ мс. Как отмечалось выше, в эксперименте время пролета макро-частиц $t_{exp} = 10$ мс. Это означает, что измеренная в эксперименте корреляционная функция соответствует моменту формирования структуры. Реальное время пролета достаточно для появления ближнего порядка, но недостаточно для того, чтобы на корреляционной функции появилось много осцилляций.

На рис. 5 приведена экспериментальная корреляционная функция в сравнении с двумя корреляционными функциями, полученными численным моделированием, одна из которых соответствует реальному времени пролета, а другая — конечной стадии. Экспериментальную корреляционную функцию отличают две характерных черты. Во-первых, она имеет только один пик, во-вторых, этот пик очень широкий. Отсутствие пиков

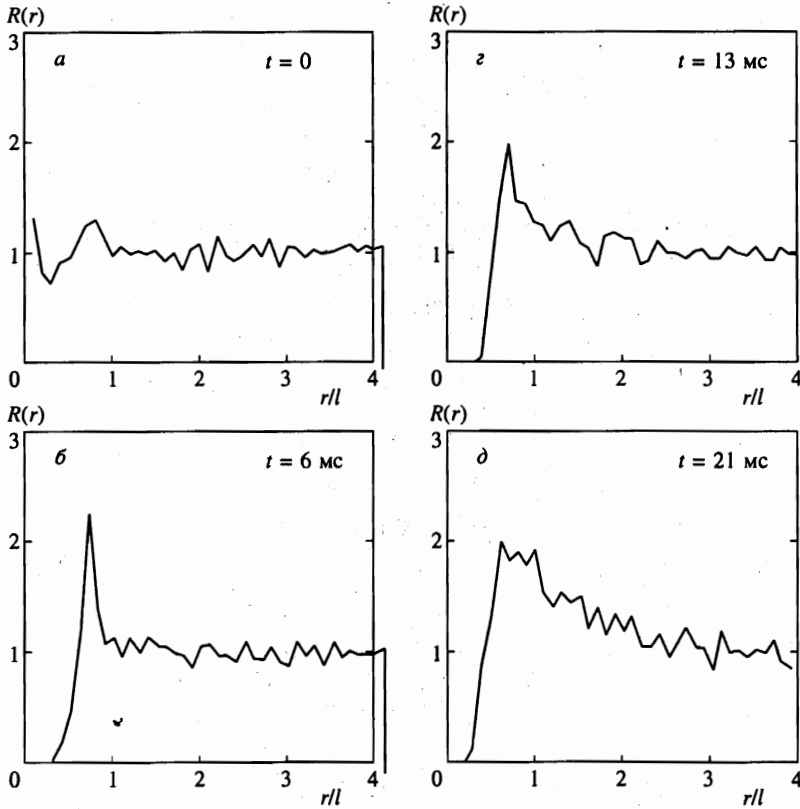


Рис. 6. Временная эволюция корреляционной функции при моделировании, учитывающем термофоретическое притяжение

дальнего порядка неудивительно, так как в соответствии со сказанным выше реальное время пролета недостаточно для их развития. Уширение главного пика, по-видимому, объясняется локальными неоднородностями структуры макрочастиц. Один из возможных механизмов формирования этих неоднородностей — термофоретическое притяжение частиц.

Этот механизм рассматривается во втором моделировании, где в закон взаимодействия включено дальнедействующее термофоретическое притяжение макрочастиц. Оказывается, что притяжение макрочастиц приводит к появлению неперiodической неустойчивости типа неустойчивости Джинса. На рис. 6 представлена эволюция корреляционной функции во втором численном моделировании, причем конечное расположение макрочастиц в квадрате моделирования приведено на рис. 7.

Из последнего рисунка можно видеть, что макрочастицы стремятся собраться в облака. Таким образом, притяжение макрочастиц может явиться причиной развития сильных локальных неоднородностей, обнаруженных в лабораторном эксперименте. На рис. 8 приведены экспериментальная корреляционная функция и корреляционная функция, полученная при моделировании нелинейной стадии неустойчивости. Видно, что наблюдается их хорошее согласие.

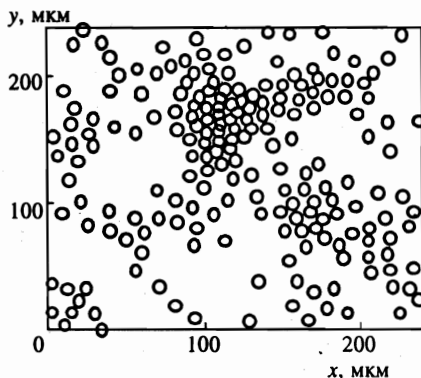


Рис. 7

Рис. 7. Система макрочастиц в численном эксперименте, учитывающем термофоретическое притяжение, $t = 21$ мс

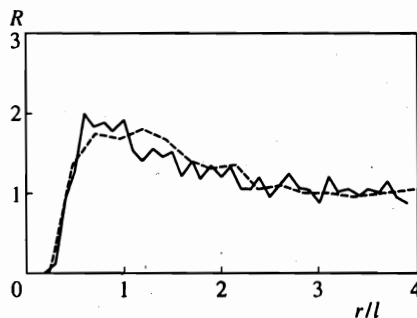


Рис. 8

Рис. 8. Сравнение полученной в численном эксперименте с учетом термофоретического взаимодействия макрочастиц и измеренной в эксперименте корреляционных функций: сплошная линия — моделирование, $t = 16$ мс, штрихи — эксперимент

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведено определение величины термофоретической силы и ее влияния на формирование упорядоченных структур при различных параметрах плазмы. Было показано, что для термической плазмы с сильным взаимодействием макрочастиц характерно сосуществование областей с хаотическим расположением частиц и областей упорядоченных структур (доменов). В последних частицы могут располагаться на расстояниях, меньших среднего. Было проведено компьютерное моделирование системы сильно взаимодействующих макрочастиц с учетом термофоретического взаимодействия частиц, которое показало, что термофоретические силы притяжения объясняют вид пространственной неоднородности, связанный с группировкой частиц в небольшие домены (размер порядка среднего расстояния). При этом измеренная экспериментально корреляционная функция оказалась очень близка к корреляционной функции, полученной в компьютерном моделировании.

Литература

1. Т. М. Sugden and B. A. Thrush, *Nature* **168**, 703 (1951).
2. К. Е. Shuler and J. Weber, *J. Chem. Phys.* **22**, 491 (1954).
3. В. Е. Фортвов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994), с. 282.
4. S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
5. H. Ikezi, *Phys. Fluids* **29**, 1764 (1986).
6. J. H. Chu and Lin I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
7. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).

8. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
9. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., ЖЭТФ **111**, 467 (1997).
10. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., Phys. Lett. A **219**, 89 (1996).
11. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
12. M. O. Robbins, K. Kremer, and G. S. Grest, J. Chem. Phys. **88**, 3286 (1988).
13. M. J. Stevens and M. O. Robbins, J. Chem. Phys. **98**, 2319 (1992).
14. R. T. Farouki and S. Hamaguchi, Appl. Phys. Lett. **61**, 2973 (1992).
15. V. Tsytovich, Ya. Khodataev, and R. Bingham, Comments Pl. Phys. Contr. Fus. **17**, 249 (1996).
16. А. М. Игнатов, Физика плазмы **22**, 648 (1996).
17. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, А. В. Чернышев, Физика плазмы **24** (1998).
18. Д. Я. Свет, *Оптические методы измерения истинных температур*, Наука, Москва (1982).
19. A. P. Nefedov, O. F. Petrov, and O. S. Vaulina, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **54**, 453 (1995).
20. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, А. В. Чернышев, Тепл. выс. темп. **35**(6), (1997).