ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2020, том 46, № 8, с. 721–729

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В АНСАМБЛЯХ НЕИДЕНТИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

О. С. Ваулина[a, b], *, С.В. Кауфман[a]

[a] *Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия*

[b] *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

**e-mail: olga.vaulina@bk.ru*

Поступила в редакцию 16.01.2020 г.
После доработки 25.02.2020 г.
Принята к публикации 20.03.2020 г.

Исследуются процессы энергетического обмена в системах неидентичных взаимодействующих частиц (имеющих различные размеры, массы и заряды) с пространственно-неоднородным распределением источников стохастической кинетической энергии. Рассмотрена теоретическая модель для анализа энергетического баланса в таких системах. Представлены аналитические соотношения, описывающие перераспределение стохастической кинетической энергии между двумя заряженными частицами. Предложенные соотношения проверены путем численного моделирования задачи для частиц с кулоновским взаимодействием. Выполнен численный анализ процессов перераспределения стохастической энергии в двумерных ансамблях с разделенными фракциями частиц разных размеров и температур. Результаты настоящей работы применимы для систем с любым типом попарных взаимодействий и могут быть полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике плазмы, физике полимеров и коллоидных систем.

Ключевые слова: комплексная плазма, процессы энергетического обмена, стохастическая кинетическая энергия, неидентичные заряженные частицы

DOI: 10.31857/S0367292120080107

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования процессов энергетического обмена в неоднородных системах взаимодействующих частиц вызывает значительный интерес в различных областях науки и техники (физике плазмы, биологии, физике полимеров и т.д.) [1–5]. Ряд актуальных вопросов касается особенностей физических характеристик в ансамблях неидентичных частиц, имеющих различный характер парного взаимодействия, заряды, размеры, диэлектрическую проницаемость и т.д. [1–8].

Пылевая (комплексная) плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы вещества микронных размеров (пыль). Такая плазма широко распространена в природе и образуется в ряде технологических процессов [1–3]. Большинство теоретических и численных работ, посвященных исследованию свойств пылевой плазмы, имеют дело с идентичными пылевыми частицами, поскольку такие системы легче поддаются математическому описанию и более просты для понимания. Тем не менее, в реальных условиях пылевые структуры редко содержат идентичные частицы. Даже в случае лабораторных исследований монодисперсные пылевые частицы могут иметь различную величину заряда и/или стохастической кинетической энергии в зависимости от их пространственного положения [1, 2].

Большинство лабораторных исследований пылевой плазмы проводится в газовых разрядах различных типов [9–12]. Обычно, в центре газоразрядных камер наблюдается некоторое превышение концентрации ионов плазмы над концентрацией ее электронной компоненты [13]. Данное обстоятельство приводит к формированию эффективных ловушек для отрицательно заряженных частиц пыли [1, 2]. Стохастическая кинетическая энергия пылевых частиц (их “кинетическая температура”) в таких условиях может достигать ~0.2–5 эВ, что значительно выше температуры окружающего их газа. Механизмы такого “аномального разогрева” пылевых частиц обычно связывают с временными и/или пространственными изменениями их зарядов, или положения в объеме неоднородной плазмы [14–19]. Так как заряд пылевой частицы определяется локальными параметрами плазмы в ее окрестности, мощность источников подкачки энергии, а, соответственно, и “кинетическая температура” частицы могут существенно изменяться в пространстве [1, 2]. Источниками неравномерного нагрева системы частиц также могут являться неоднородное распределение температуры окружающего газа, лазерное излучение, используемое для диагностики и т.д.

Флуктуации зарядов пылевых частиц, вызванные случайной природой ионных и электронных токов, заряжающих эти частицы, присущи любым типам плазмы [1, 2]. В условиях лабораторной газоразрядной плазмы дополнительная стохастическая кинетическая энергия, ΔT_f, для отдельной пылевой частицы, связанная с этими флуктуациями может быть записана в виде [1, 14–16]

$$\Delta T_f \approx eQ\alpha^2E^2/(2M\nu\upsilon). \qquad (1)$$

Здесь Q, M и ν – заряд, масса и коэффициент трения частицы, $\alpha \approx 0.5$ – параметр, отвечающий за амплитуду флуктуаций их зарядов, $\upsilon \propto a_d$ – характерная частота этих флуктуаций для частицы радиусом a_d, а E – напряженность электрического поля в анализируемой системе, необходимая для равновесного положения пылевой частицы в поле действующих сил. В условиях микрогравитации величина ΔT_f определяется флуктуациями зарядов окружающих частиц пылевого облака, $E \cong E_{int} \sim Q/d^2$, где d – среднее расстояние между пылевыми частицами. Для наземных лабораторных экспериментов, где основной внешней неэлектрической силой является сила тяжести: $E \cong E_{int} + E_{ext}$, где $E_{ext} \cong gM/Q$.

Отсутствие простых теоретических моделей для описания энергетического баланса в системах неидентичных заряженных частиц с неоднородным распределением тепловых источников (источников их стохастической кинетической энергии) затрудняет анализ процессов передачи тепла в реальных системах.

В настоящей работе речь пойдет о механизме переноса тепла, который не связан с процессами массопереноса, и возникает за счет передачи стохастических колебаний отдельных частиц вблизи их равновесного положения, что не возможно без взаимодействия между частицами системы. Особенности энергетического обмена в ансамблях неидентичных частиц рассматриваются для условий близких к условиям лабораторных экспериментов в газоразрядной плазме. Представлены аналитические соотношения для случая двух взаимодействующих частиц, которые могут быть полезны для анализа качественной картины энергетического обмена между частицами в протяженных системах.

Рассмотрены условия перераспределения стохастической кинетической энергии в двумерных ансамблях с двумя разделенными фракциями неидентичных частиц разных размеров и температур. Причины формирования раздельных фракций для частиц разных размеров обычно связывают с наличием термофоретических сил, $F_T = C_T a_d^2 \nabla T_n$, или сил ионного увлечения, $F_I = C_I a_d^2 u_i$. Здесь a_d – радиус частицы, ∇T_n – градиент температуры нейтрального газа (который направлен в сторону уменьшения T_n), u_i – дрейфовая скорость ионов (которая направлена по внешнему электрическому полю), а коэффициенты C_T и C_I зависят от внешних условий и параметров окружающей плазмы [1, 20–22]. Указанные силы (F_I, F_T) зависят от размера частицы иным образом, чем сила электрического поля, $F_E \approx QE \propto a_d$, действующая на заряженную пылевую частицу. За счет направления электрических полей и градиентов температур газа в обычных условиях газоразрядных камер обе упомянутых силы (F_I, F_T) будут давать дополнительный вклад в баланс сил, ослабляющий воздействие внешних электрических сил F_E на пылевую частицу [13]. И этот вклад будет тем больше, чем больше размер пылевых частиц. Таким образом, в случае системы, состоящей из двух фракций частиц, более крупные частицы будут располагаться на оболочке пылевого облака.

В настоящей работе внешнее электрическое поле полагалось линейным. Для представленных здесь теоретических и численных расчетов мы полагали, что плотность материала, ρ, одинакова для различных фракций частиц, $\rho_1 = \rho_2$, т.е. отношение их масс $M_1/M_2 \propto (a_{d1}/a_{d2})^3$. Заряды частиц задавались согласно приближению ограниченных орбит (Orbit Motion Limited): $Q_i \propto a_{di}$ [1, 2]; а их коэффициенты трения согласно свободномолекулярному приближению: $\nu_i \propto a_{di}^2/M_i$ [23]. С учетом принятых приближений отношение величин дополнительной энергии (1) за счет флуктуаций зарядов пылевых частиц разного размера (a_{d1}, a_{d2}) можно оценить как: $\Delta T_f^1/\Delta T_f^2 \sim (d_2/d_1)^4$ для $E_{int} \gg E_{ext}$; или $\Delta T_f^1/\Delta T_f^2 \sim (a_{d1}/a_{d2})^2$ для $E_{int} \ll E_{ext}$, если основной действующей неэлектрической силой в системе является сила тяжести.

2. ДВЕ ЧАСТИЦЫ (ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ)

Рассмотрим систему линеаризованных уравнений движения, описывающих отклонения двух частиц (с зарядами $Q_{1(2)}$, массой $M_{1(2)}$ и попарным взаимодействием) от их положения равновесия (ξ_1, ξ_2) в поле внешних сил под действием случайной силы $F_{b1(2)}$, которая является источником стохастической (тепловой) энергии частиц:

$$M_1\frac{d^2\xi_1}{dt^2} = -\nu_1 M_1\frac{d\xi_1}{dt} + a_1\xi_1 + b\xi_2 + F_{b1}, \qquad (2a)$$

$$M_2\frac{d^2\xi_2}{dt^2} = -\nu_2 M_2\frac{d\xi_2}{dt} + a_2\xi_2 + b\xi_1 + F_{b2}, \quad (2б)$$

где $\nu_{1(2)}$ – коэффициенты трения частиц за счет их столкновений с нейтралами окружающего газа, а коэффициенты $a_{1(2)}$, b зависят от физики решаемой задачи и рассматриваемой степени свободы.

Остановимся на случае вертикальной конфигурации частиц, см. рис. 1. Тогда для их вертикальных смещений $\xi_{1(2)} = z_{1(2)}$: коэффициент $a_{1(2)} = -(Q_{1(2)}\beta_z - F')$ и $b = -F'$. Для радиальных смещений $\xi_{1(2)} = r_{1(2)}$: $a_{1(2)} = -(Q_{1(2)}\beta_r - F/d)$ и $b = F/d$. Здесь β_r и β_z – величины градиентов электрического поля в радиальном и вертикальном направлении, соответственно, d – расстояние между частицами, F – сила взаимодействия между частицами, а F' ее производная в направлении **z**. Для кулоновского взаимодействия: $F = Q_1Q_2/d^2$; $F' = -2Q_1Q_2/d^3$.

Задача об устойчивой конфигурации двух идентичных частиц, взаимодействующих с различными типами потенциалов, рассматривалась в работах [24–27]. Было показано, что устойчивость их вертикальной конфигурации определяется соотношением $\beta_r > \beta_z$, в обратном случае ($\beta_r < \beta_z$) – формируется горизонтальная конфигурация частиц. Для двух частиц с разной массой для условий наземных экспериментов (где нельзя пренебречь силой тяжести) условия баланса сил дают [8]

$$g(M_1Q_2 - M_2Q_1) + Q_1Q_2b_zd = (Q_1 + Q_2)F. \quad (3)$$

При этом условие формирования неустойчивости в такой системе можно записать как [8]:

$$\begin{gathered} Q_1Q_2\beta_r < (Q_1+Q_2)F/d = \\ = Q_1Q_2\beta_z + g(M_1Q_2 - M_2Q_1)/d. \end{gathered} \quad (4)$$

Для $M_{1(2)} \equiv M$ и $Q_{1(2)} \equiv Q$ данное условие приобретает вид $\beta_r < \beta_z$, в соответствие с критерием, изложенным выше. Исследование условий развития неустойчивостей (4) для различных параметров задачи представлены в работе [8].

Для поиска корреляторов скоростей и смещений частиц в системе (2а)–(2б) отметим, что корреляторы случайной силы $F_{b1(2)}$ подчиняются уравнениям: $\langle F_{b1}\rangle = \langle F_{b2}\rangle \equiv 0$, $\langle F_{b1}F_{b2}\rangle = 0$, $\langle F_{b1}V_2\rangle = \langle F_{b2}V_1\rangle \equiv 0$, $\langle F_{b1}\xi_2\rangle = \langle F_{b2}\xi_1\rangle \equiv 0$, $\langle F_{b1}\xi_1\rangle = \langle F_{b2}\xi_2\rangle \equiv 0$, $\langle F_{b1}V_2\rangle = \langle F_{b2}V_1\rangle \equiv 0$. Здесь и далее угловые скобки $\langle\ \rangle$ обозначают усреднение по времени при $t \to \infty$. При движении частиц по ограниченным траекториям: $\langle\xi_1V_1\rangle = \langle\xi_2V_2\rangle \equiv 0$, а $\langle V_{1(2)}F_{b1(2)}\rangle = \nu T^0_{1(2)}$, где $T^0_{1(2)}$ – температура тепловых источников [28–31]. Тогда уравнения для корреляторов можно представить в виде [30, 31]

$$a_{1(2)}\langle\xi^2_{1(2)}\rangle + b\langle\xi_2\xi_1\rangle + T^0_{1(2)} + \delta T_{1(2)} = 0, \quad (5а)$$

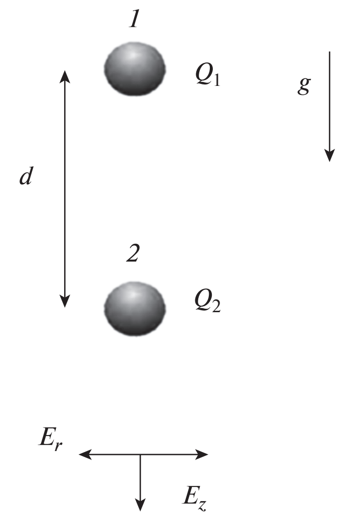

Рис. 1. Вертикальная конфигурация двух взаимодействующих частиц в электрическом поле ловушки $E = E(z,r)$ с цилиндрической симметрией.

$$\begin{gathered} -\nu_{1(2)}M_{1(2)}\langle\xi_{2(1)}V_{1(2)}\rangle + a_{1(2)}\langle\xi_2\xi_1\rangle + \\ + b\langle\xi^2_{2(1)}\rangle + M_{1(2)}\langle V_1V_2\rangle = 0, \end{gathered} \quad (5б)$$

$$\nu_{1(2)}\delta T_{1(2)} = b\langle\xi_{2(1)}V_{1(2)}\rangle, \quad (5в)$$

$$\begin{gathered} -\nu_1M_1\langle V_1V_2\rangle - \nu_2M_2\langle V_1V_2\rangle + \\ + a_1\langle\xi_1V_2\rangle + a_2\langle\xi_2V_1\rangle = 0, \end{gathered} \quad (5г)$$

$$\langle\xi_2V_1\rangle + \langle\xi_1V_2\rangle = 0. \quad (5д)$$

Здесь $T_1 = T^0_1 + \delta T_1$, $T_2 = T^0_2 + \delta T_2$, где T_1, T_2 – температура частиц для равновесного состояния системы, T^0_1, T^0_2 – энергия источников (которая при численном моделировании задачи соответствует их заданной/начальной температуре), а δT_1, δT_2 – приращение температуры в процессе установления равновесия.

Обозначим $\Delta T = T^0_2 - T^0_1$, тогда

$$\delta T_1 = b^2\Delta T/(C\nu_1), \quad (6а)$$

$$\delta T_2 = -b^2\Delta T/(C\nu_2), \quad (6б)$$

где

$$\begin{gathered} C = (a_2M_1 - a_1M_2)^2/(\nu_1M_1M_2 + \nu_2M_2M_1) + \\ + b^2(\nu_1+\nu_2)/(\nu_1\nu_2) - (a_2\nu_1M_1 + a_1\nu_2M_2). \end{gathered} \quad (7)$$

Для двух идентичных частиц ($Q_{1(2)} = Q$, $M_{1(2)} = M$, $\nu_{1(2)} = \nu$, $a_{1(2)} = a$) решение системы уравнений (5а)–(5д) для их вертикальной конфигурации можно записать как [8]

$$\delta T_{1(2)} = \pm b^2\Delta T/(2\{b^2 - \nu^2Ma\}). \quad (8)$$

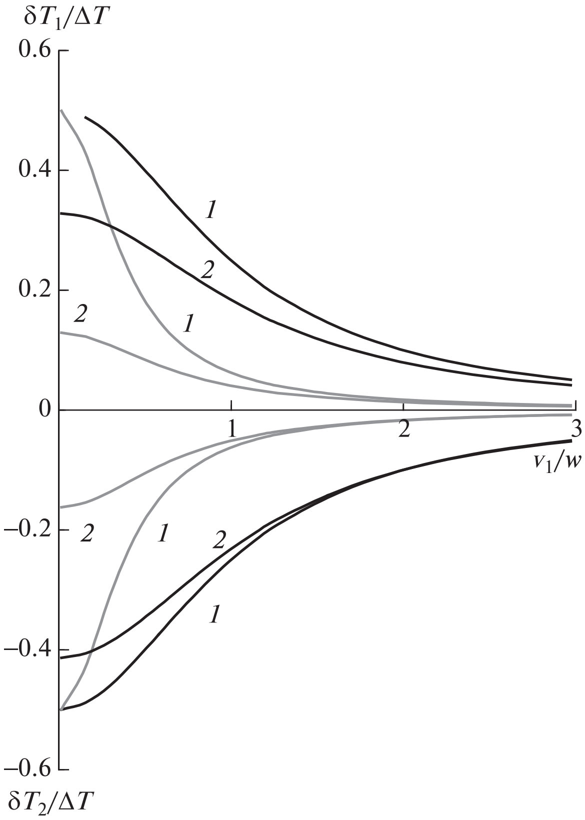

Рис. 2. Зависимости $\delta T_1/\Delta T$ и $\delta T_2/\Delta T$ от ν_1/ω в вертикальном (черные линии) и радиальном (серые линии) направлениях для двух частиц с кулоновским взаимодействием при $\beta_r/\beta_z = 4$, $T_1^0 < T_2^0$ для: *1* – $M_1 = M_2$, $d = 0.1$ см; *2* – $M_2 = 2M_1$, $d \cong 0.105$ см.

В этом случае $\delta T_1 = -\delta T_2$, а при $b^2 \gg -\nu^2 Ma$ величина $|\delta T_{1(2)}| \to |\triangle T|/2$, т.е. энергия равномерно распределяется между частицами системы, а при $\nu \to \infty$ величина $|\delta T_{1(2)}| \to 0$.

Иллюстрация зависимостей $\delta T_1/\Delta T$ и $\delta T_2/\Delta T$ от ν_1/ω, где $\omega = (Q_1^2/d^3 M_1)^{1/2}$, описывающая перераспределение энергии в вертикальном и радиальном направлениях, для двух частиц с кулоновским взаимодействием при $g = 0$, $\beta_r/\beta_z = 4$, $T_1^0 < T_2^0$ показана на рис. 2.

В заключение данного раздела рассмотрим два частных случая для частиц равной массы $M_{1(2)} = M$ при $T_2^0 \neq T_1^0$: (*i*) $\nu_{1(2)} = \nu$, $a_1 \neq a_2$; (*ii*) $\nu_1 \neq \nu_2$, $a_{1(2)} = a$.

В первом случае ($\nu_{1(2)} = \nu$, $a_1 \neq a_2$) получим следующее уравнение баланса:

$$\delta T_{1(2)} = \pm b^2 \Delta T / (2\{b^2 - \nu^2 M(a_1 + a_2)/2 + (a_1 - a_2)^2/4\}). \tag{9}$$

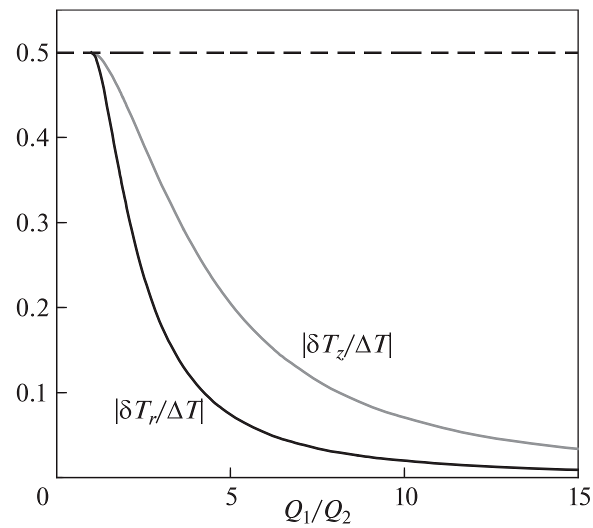

Рис. 3. Отношения $|\delta T_z/\Delta T|$ и $|\delta T_r/\Delta T|$ в зависимости от Q_1/Q_2 для частиц с кулоновским взаимодействием, расположенными на расстоянии $d \approx 0.1$ см.

При этом общая энергия системы будет сохраняться, $\delta T_1 + \delta T_2 = 0$, а при $b^2 \gg -\nu^2 M(a_1 + a_2)$, величина $|\delta T_{1(2)}/\triangle T| \to (2 + (a_1 - a_2)^2/2b^2)^{-1}$.

Отметим, что случай $a_1 \neq a_2$ может реализоваться для пылевых частиц в плазме даже в случае их попарного взаимодействия, например, за счет разницы в зарядах частиц, или отличия градиентов внешнего поля в точке их равновесного положения. Данные обстоятельства определяются возможными пространственными изменениями параметров окружающей их плазмы (например, концентраций и температур ионов/электронов).

Учтем уравнение баланса сил (3) для двух частиц при $Q_1 \neq Q_2$ и $M_{1(2)} = M$ (для $g = 0$). Тогда величина $|\delta T_{1(2)}/\Delta T| \to 0$ при $(Q_1/Q_2 - Q_2/Q_1)^2 \to \infty$. Это связано с уменьшением сил взаимодействия в рассматриваемой системе с увеличением разницы между Q_1 и Q_2, что является следствием условия баланса сил (3), необходимого для равновесного состояния системы. На рис. 3 показаны отношения $\delta T_z/\Delta T$ и $\delta T_r/\Delta T$ в зависимости от Q_1/Q_2, описывающие перераспределение энергии в вертикальном и радиальном направлениях, соответственно. Расчеты были выполнены при $\beta_r/\beta_z = 4$ для частиц с кулоновским взаимодействием, расположенными на расстоянии $d \approx 0.1$ см.

Рассмотрим второй случай: $M_{1(2)} = M$, $a_{1(2)} = a$, $T_2^0 \neq T_1^0$, $\nu_1 \neq \nu_2$. Неравная величина коэффициентов трения, $\nu_1 \neq \nu_2$, в этом случае может возникать, например, за счет градиентов температур и/или давлений окружающего буферного газа.

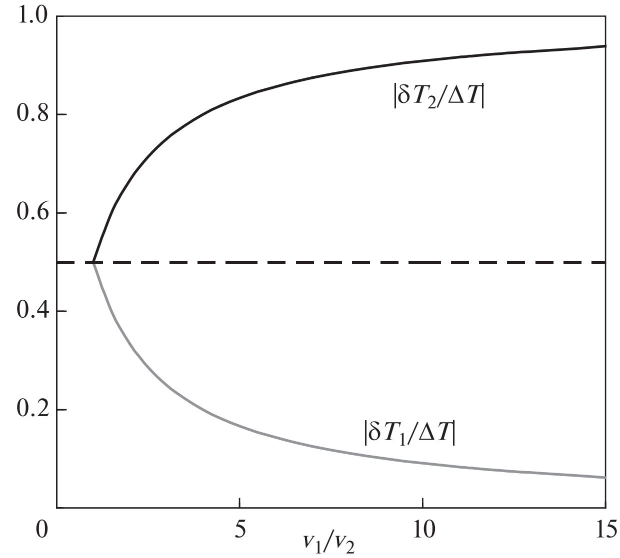

Рис. 4. Зависимость $|\delta T_1/\Delta T|$ и $|\delta T_2/\Delta T|$ от ν_1/ν_2 в вертикальном направлении для частиц с кулоновским взаимодействием, расположенными на расстоянии $d \approx 0.1$ см.

Тогда для частиц с равными зарядами $Q_{1(2)} \equiv Q$ получим уравнения баланса в виде

$$\delta T_1 = b^2\nu_2\Delta T/(\nu_1+\nu_2)\{b^2-\nu_1\nu_2 Ma\}\,, \qquad (10а)$$

$$\delta T_2 = -b^2\nu_1\Delta T/(\nu_1+\nu_2)\{b^2-\nu_1\nu_2 Ma\}\,. \qquad (10б)$$

Общая энергия системы не сохраняется: $\delta T_1 + \delta T_2 \neq 0$. При $b^2 \gg -\nu_1\nu_2$ Ma: $\delta T_1 + \delta T_2 \to \Delta T(\nu_2 - \nu_1)/(\nu_1+\nu_2)$. Поскольку $\Delta T = T_2^0 - T_1^0$, это означает, что при $T_2^0 > T_1^0$ и $\nu_1 > \nu_2$ – система будет терять энергию, в случае $T_2^0 < T_1^0$ и $\nu_1 > \nu_2$ – будет приобретать ее. Это связано с тем, что при меньших коэффициентах трения одной из частиц в рассматриваемой системе, она менее активно обменивается энергией с другой частицей. Легко увидеть, что диапазон изменений кинетической температуры всей системы при любых ν_1 и ν_2 будет варьироваться в пределах от T_2^0 до T_1^0.

Зависимость $|\delta T_1/\Delta T|$ и $|\delta T_2/\Delta T|$ от ν_1/ν_2 при $\beta_r/\beta_z = 4$ для частиц с кулоновским взаимодействием, расположенными на расстоянии $d \approx 0.1$ см, показана на рис. 4.

Предельные случаи для двух последних из рассмотренных задач ($Q_1/Q_2 \gg 1$ и $\nu_1/\nu_2 \gg 1$) не могут реализоваться в лабораторной практике. Тем не менее, иллюстрации, представленные на рис. 3, 4 качественно демонстрируют изменения величины перераспределяемой энергии в зависимости от параметров задачи.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численное исследование процессов энергетического обмена выполнялось методом молекулярной динамики Ланжевена для частиц, взаимодействующих с кулоновским потенциалом, в анизотропном электрическом поле ловушки с цилиндрической симметрией. Техника моделирования подробно описана в работах [1, 2].

Моделирование проводилось для двух отдельных частиц и для двумерных ансамблей с разделенными фракциями частиц разных размеров и температур (при $g = 0$). Отношения масс, M_2/M_1, и отношения температур тепловых источников, T_2^0/T_1^0 (или T_2^0/T_1^0), для частиц различных фракций изменялись от одного до десяти. Заряды и коэффициенты трения задавались как $Q_i \propto a_{di}$ и $\nu_i \propto a_{di}^{-1}$, соответственно; $i = 1, 2$. Отношение $\omega_{1(2)}/\nu_{1(2)}$ варьировалось от ~0.7 до ~7, где $\omega_{1(2)} = (Q_{1(2)}^2/d^3M_{1(2)})^{1/2}$. Здесь для двумерных бинарных систем: d – среднее расстояние между частицами отдельной фракции. Число частиц в каждой из фракций (N_1, N_2) менялось от 50 до 400.

Температура тепловых источников $T_{1(2)}^0$ варьировалась в пределах от ~0.2 эВ до ~2 эВ и задавалась одинаковой по степеням свободы: $T_z^0 = T_x^0 = T_y^0$. В процессе моделирования начальная стохастическая кинетическая энергия (энергия источников) перераспределялась от более “горячих” частиц к менее “горячим”. Во всех случаях наблюдаемые распределения скоростей частиц были близки к Максвелловским функциям. При этом для случая двух частиц фиксировалось неравномерное перераспределение энергий по степеням свободы $T_z \neq T_x = T_y$.

Иллюстрации отдельных результатов численных исследований для двух частиц при $\beta_r/\beta_z = 4$, $\omega_1/\nu_1 \approx 1.4$ и $d \approx 0.1$ см представлены на рис. 5–7 совместно с аналитическими решениями задачи. Так на рис. 5 показаны функции распределения скоростей для двух идентичных частиц $f_1(V_1)$ и $f_2(V_2)$ в вертикальном и в радиальном направлениях для при $T_1^0/T_2^0 = 10$. Согласно результатам, представленным в разд. 2, полная энергия моделируемой системы не менялась $(T_2 + T_1) = (T_2^0 + T_1^0)$, $(\delta T_1 + \delta T_2) = 0$.

На рис. 6, 7 оказаны функции $f_1(V_1)$ и $f_2(V_2)$ для $M_2 = 2M_1$, $Q_2/Q_1 = 2^{1/3}$, $\nu_1/\nu_2 = 2^{1/3}$ при $T_2^0/T_1^0 = 10$ и $T_1^0/T_2^0 = 10$, соответственно. В обоих случаях $(\delta T_1 + \delta T_2) \neq 0$. При этом для $T_2^0/T_1^0 = 10$, см. рис. 6, приращение энергии было отрицательным

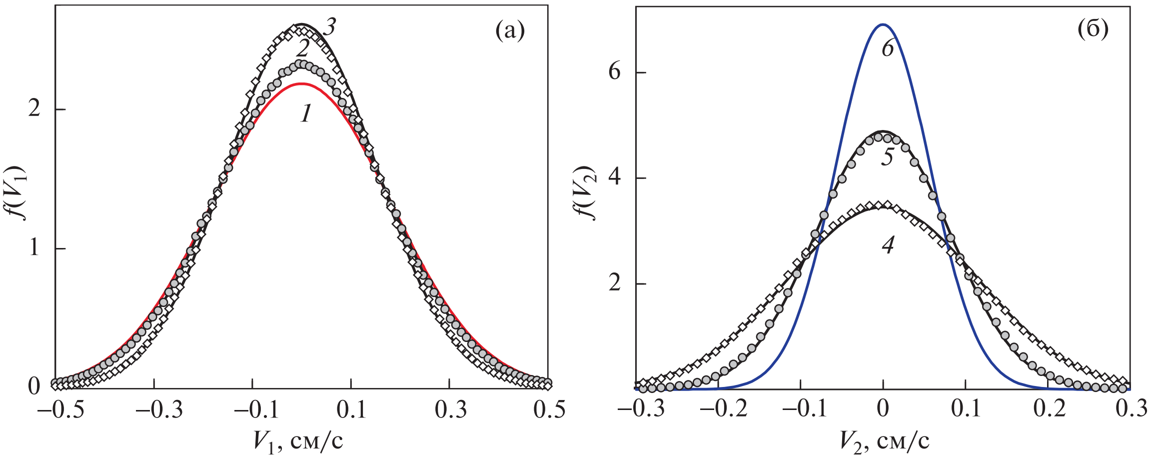

Рис. 5. Функции распределения скоростей для двух частиц системы $f_1(V_1)$ (а) и $f_2(V_2)$ (б) в вертикальном и в радиальном направлениях при $\beta_r/\beta_z = 4$ и $M_1 = M_2$. Символами обозначены результат численного моделирования, сплошными линиями функции Максвелла с температурами: *1* – $T_1^0 = 2.08$ эВ; 2 – $T_1^r \cong 1.87$ эВ; 3 – $T_1^z \cong 1.46$ эВ; *4* – $T_2^z \cong 0.83$ эВ; *5* – $T_2^r \cong 0.416$ эВ; *6* – $T_2^0 = 0.208$ эВ.

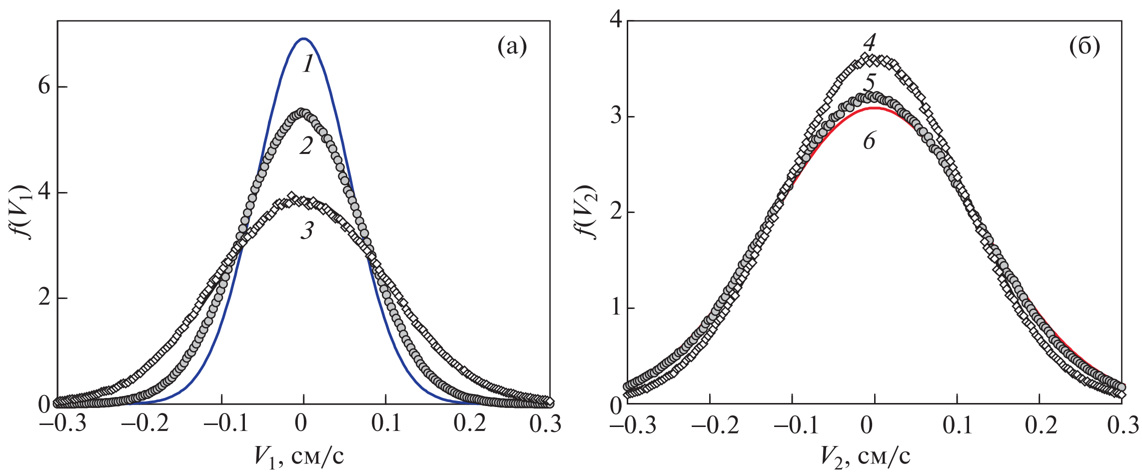

Рис. 6. Функции $f_1(V_1)$ (а) и $f_2(V_2)$ (б) в вертикальном и в радиальном направлениях при $\beta_r/\beta_z = 4$ и $M_2 = 2M_1$. Символами обозначены результат численного моделирования, сплошными линиями функции Максвелла с температурами: *1* – T_1^0 =0.208 эВ; *2* – $T_1^r \cong 0.33$ эВ; *3* – $T_1^z \cong 0.66$ эВ; *4* – $T_2^z \cong 1.53$ эВ; *5* – $T_2^r \cong 1.94$ эВ; *6* – $T_2^0 = 2.08$ эВ.

$(\delta T_1 + \delta T_2) < 0$, а $(T_2 + T_1)/(T_2^0 + T_1^0) \approx 0.97$. Для случая $T_1^0/T_2^0 = 10$, см. рис. 7, приращение энергии было положительным $(\delta T_1 + \delta T_2) > 0$, а $(T_2 + T_1)/(T_2^0 + T_1^0) \approx 1.02$. Величина $|\delta T_1/\delta T_2| \cong \cong \nu_2/\nu_1$, см. формулы (10а), (10б).

Таким образом, результаты численного моделирования для двух частиц согласуются выводами, представленными в разд. 2. Функции распределения скоростей $f_1(V_1)$ и $f_2(V_2)$ полностью соответствовали их температурам, найденным из аналитических соотношений.

Перейдем к двумерным ансамблям, состоящим из двух разделенных фракций частиц разного размера. Частицы в моделируемых системах находились под воздействием электрических сил ловушки, $F_E \propto a_d$, и сторонних сил $F_{T(I)} \propto a_d^2$, направленных противоположно силе F_E. Здесь мы рассматриваем упомянутые силы только в первом (линейном) приближении. Поскольку основным предметом исследований является баланс энергии, а подробный анализ природы сил, механизмов и условий разделения частиц по размерам выходит за рамки настоящей работы.

Расчеты проводились для различных отношений $|F_{T(I)}/F_E|$, которые варьировались от 5% до 25% для мелких частиц, и от 10% до ~30% для крупных частиц, соответственно, в зависимости

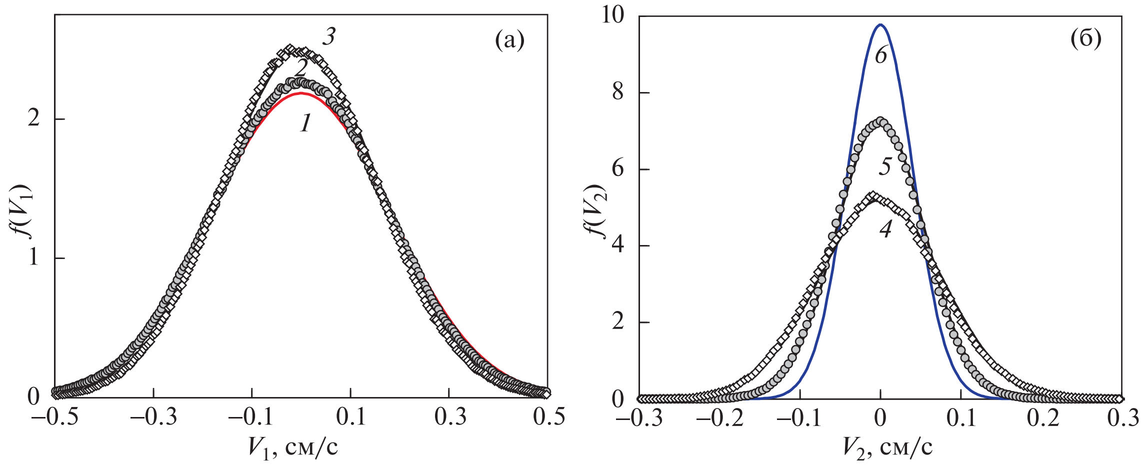

Рис. 7. Функции $f_1(V_1)$ (а) и $f_2(V_2)$ (б) в вертикальном и в радиальном направлениях при $\beta_r/\beta_z = 4$ и $M_2 = 2M_1$. Символами обозначены результат численного моделирования, сплошными линиями функции Максвелла с температурами: *1* – $T_1^0 = 2.08$ эВ; *2* – $T_1^r \cong 1.93$ эВ; *3* – $T_1^z \cong 1.6$ эВ; *4* – $T_2^z \cong 0.735$ эВ; *5* – $T_2^r \cong 0.38$ эВ; *6* – $T_2^0 = 0.208$ эВ.

от отношения размеров крупных и мелких частиц. При этом отношение градиентов $\nabla F_1/\nabla F_2$ суммарных сил, $F_{1(2)}$, действующих на частицы изменялось от ~1.05 до ~1.2. Во всех случаях наблюдалось заметное разделение системы по фракциям и более крупные частицы находились на оболочке двумерного облака, см. рис. 8.

На рис. 9, 10 показаны результаты численного моделирования для частиц с параметрами, близкими к параметрам экспериментов в условиях микрогравитации [21, 22]: $M_2/M_1 = 8$, $Q_2/Q_1 = 2$, $\nu_1/\nu_2 = 2$, $T_1^0 + T_2^0 = 4$ при $\nabla F_1/\nabla F_2 \sim 1.1$. Средние расстояния между частицами крупной фракции составляли $d \approx 0.07$ см, между легкими частицами – $d \approx 0.035$ см. Отношение $\omega_1/\nu_1 \sim 6.8$, $\omega_2/\nu_2 \sim 3.4$, где $\omega_{1(2)} = (Q_{1(2)}^2/d^3 M_{1(2)})^{1/2}$. На рис. 9 показана вероятность, $f(r)$, нахождения частиц различной массы $M_{1(2)}$ на расстояниях, r, от центра ловушки, а на рис. 10 представлена радиальная зависимость их кинетических температур, $T(r)$.

Результаты исследования баланса энергии в системе частиц, состоящей из двух фракций, представлены на рис. 11–14 для случая $M_2/M_1 = 2$, $Q_2/Q_1 = 2^{1/3}$, $\nabla F_1/\nabla F_2 \sim 1.1$, $\nu_1/\nu_2 = 2^{1/3}$ при $\nu_1 = 5$ с$^{-1}$ ($\omega_1/\nu_1 \sim 5.6$, $\omega_2/\nu_2 \sim 4.5$) и $\nu_1 = 10$ с$^{-1}$ ($\omega_1/\nu_1 \sim 2.8$, $\omega_2/\nu_2 \sim 2.25$).

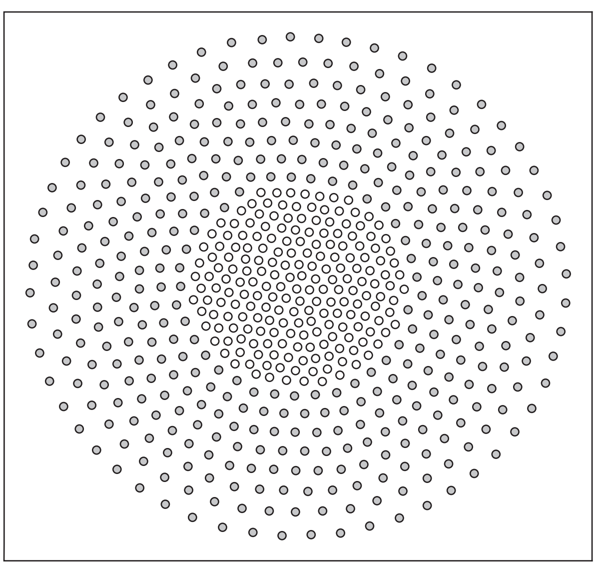

Рис. 8. Иллюстрация положений частиц в двумерной системе при $N = 600$ ($N_1 = 200$, $N_2 = 400$). Белыми символами показаны частицы массой M_1, серыми – массой $M_2 = 2M_1$.

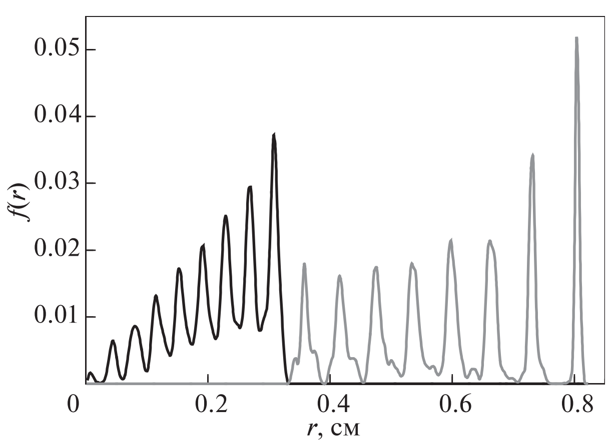

Рис. 9. Вероятность нахождения частиц $f(r)$ разной массы M_1 (черная линия) и M_2 (серая линия) на разных расстояниях, r, от центра ловушки ($M_2/M_1 = 8$, $T_1/T_2 = 4$).

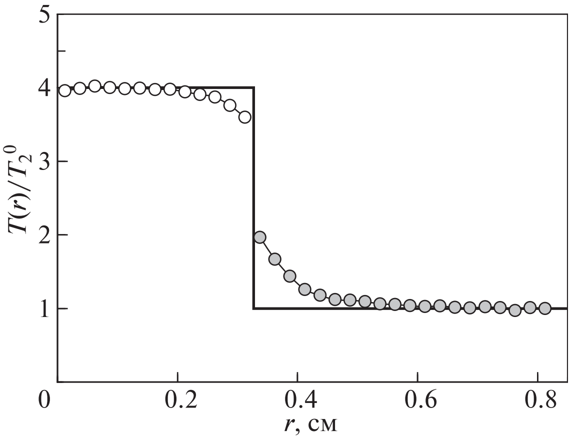

Рис. 10. Зависимость отношения кинетических температур $T(r)/T_2^0$ для частиц разной массы M_1 (белые символы – $T_1(r)/T_2^0$) и M_2 (серые символы – $T_2(r)/T_2^0$) от расстояния, r, до центра ловушки ($M_2/M_1 = 8$, $T_1^0/T_2^0 = 4$, $\nu_1/\nu_2 = 2$). Сплошная черная линия показывает заданные температуры частиц и границу раздела фракций.

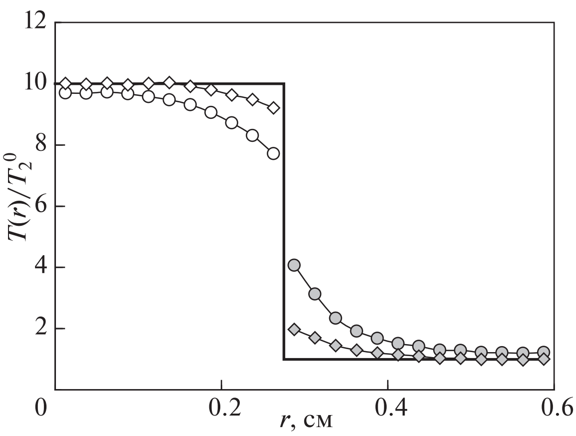

Рис. 12. Функция $T(r)/T_2^0$ для частиц разной массы при $M_2/M_1 = 2$, $T_1^0/T_2^0 = 10$, $\nu_1/\nu_2 = 2^{1/3}$: белые символы – $T_1(r)/T_2^0$; серые символы – $T_2(r)/T_2^0$. (Кружки – $\nu_1 = 5\ с^{-1}$; ромбы – $\nu_1 = 10\ с^{-1}$.) Сплошная черная линия показывает заданные температуры частиц и границу раздела фракций.

Так на рис. 11, 12 показана вероятность, $f(r)$, нахождения частиц различной массы на разных расстояниях, r, от центра ловушки и радиальная зависимость их кинетических температур, $T(r)$, при $T_1^0 - T_2^0 = 10$. А на рис. 13, 14 представлены функции $f(r)$ и $T(r)$ для случая $T_2^0 - T_1^0 = 10$.

Анализ результатов численного моделирования для двумерных ансамблей частиц показал, что вдоль линий раздела двух фракций, когда

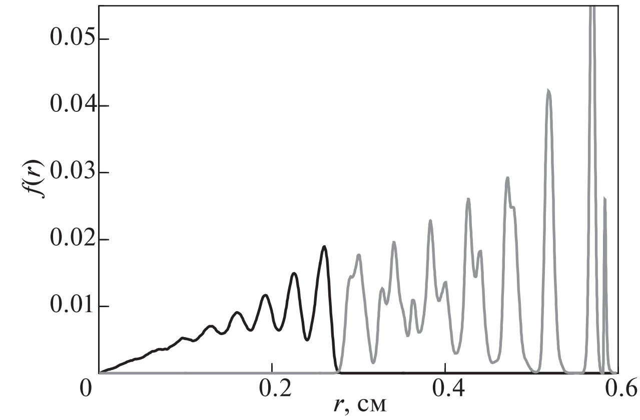

Рис. 11. Функция $f(r)$ для частиц разной массы M_1 (черная линия) и M_2 (серая линия) при $M_2/M_1 = 2$, $T_1/T_2 = 10$.

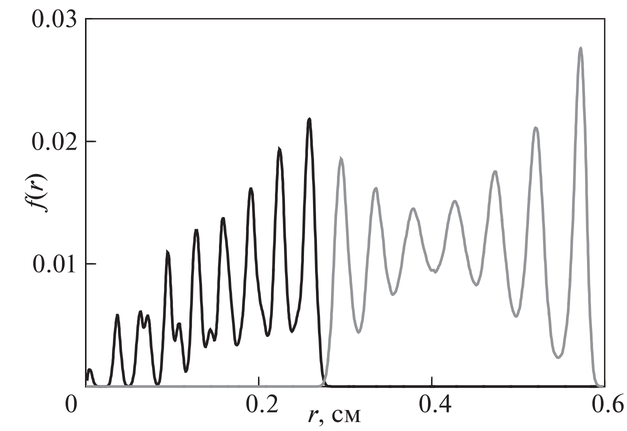

Рис. 13. Функция $f(r)$ для частиц разной массы M_1 (черная линия) и M_2 (серая линия) при $M_2/M_1 = 2$, $T_2/T_1 = 10$.

$|\delta T_{1(2)}/T_{1(2)}| > 3\%$ (т.е. ошибок численного эксперимента), величина отношения $|\delta T_1(r)/\delta T_2(r)| = |(T_1(r) - T_1^0)/(T_2(r) - T_2^0)| \approx \nu_2/\nu_1$, см. рис. 10, 12, 14; где r – расстояние до центра ловушки. При этом дополнительная энергия $\delta T_{1(2)} \propto \Delta T = T_2^0 - T_1^0$, и уменьшалась с ростом $\nu_{1(2)}$, см. рис. 12, 14.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование процессов энергетического обмена в диссипативных системах неидентичных взаимодействующих частиц (имеющих различные массы, размеры, заряды) с неоднородным распределением источников тепла и/или любых других источников стохастической кинетической энергии. Рассмотрены теоретиче-

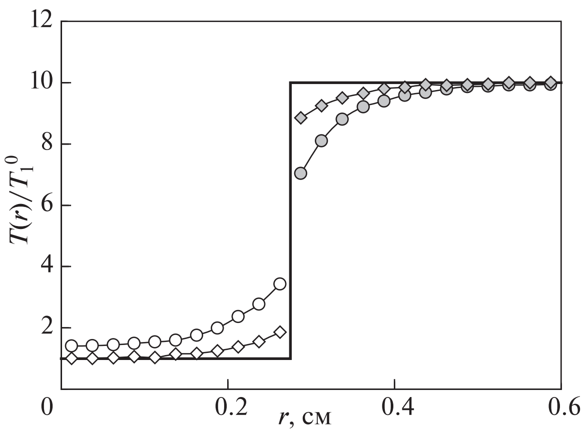

Рис.14. Функция $T(r)/T_1^0$ для частиц разной массы при $M_2/M_1 = 2$, $T_2^0/T_1^0 = 10$, $\nu_1/\nu_2 = 2^{1/3}$: белые символы – $T_1(r)/T_1^0$; серые символы – $T_2(r)/T_1^0$. (Кружки – $\nu_1 = 5$ с$^{-1}$; ромбы – $\nu_1 = 10$ с$^{-1}$.) Сплошная черная линия показывает заданные температуры частиц и границу раздела фракций.

ская модель для анализа энергетического баланса в таких системах и аналитические соотношения, описывающие перераспределение стохастической кинетической энергии между двумя неидентичными частицами. Предложенные соотношения проверены путем численного моделирования задачи для систем из двух частиц с кулоновским взаимодействием.

Выполнен численный анализ процессов перераспределения энергии в двумерных ансамблях неидентичных частиц, состоящих из двух раздельных фракций, формирующихся в электрических полях ловушки ($F_{\mathrm{E}} \propto a_d$) под воздействием дополнительных сил пропорциональных квадрату радиуса частиц ($F_{\mathrm{T(I)}} \propto a_d^2$), например, термофоретических сил, или сил ионного увлечения.

Результаты настоящей работы применимы для систем с любым типом попарных (взаимных) взаимодействий и могут быть полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике плазмы, физике полимеров и коллоидных систем.

Данная работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 18-38-20175), а также Программой Президиума РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* Пылевая плазма (эксперимент и теория). М.: Физматлит, 2009.
2. Complex and Dusty Plasmas / Ed. by *Fortov V.E. and Morfill G.E.*, CRC Press (2010).
3. *Ivlev A., Morfill G., Lowen H., Royall C.P.* Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids. Singapore: World Scientific, 2012.
4. Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy / Edited by *H. Z. Cummins and E. R. Pike*, Plenum, New York (1974).
5. *Овчинников А.А., Тимашев С.Ф., Белый А.А.* Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов. М.: Химия, 1986.
6. *Филиппов А.В., Дербенев И.Н.* // ЖЭТФ 2016. Т. 150. С. 1262.
7. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ 2016. Т. 149. С. 218.
8. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ 2017. Т. 151. С. 982.
9. *Герасимов Ю.В., Нефедов А.П., Синельщиков В.А., Фортов В.Е.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 62.
10. *Fortov V.E., Nefedov E.A., Sinel'shchikov V.A., Usachev A.D., Zobnin A.V.* // Phys. Lett. A. 2000. V. 267. P. 179.
11. *Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Physica Scripta 2011. V. 84. P. 025503.
12. *Aschinger A., Winter J.* // New Journal of Physics 2012. V. 14. P. 093036.
13. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
14. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5959.
15. *Quinn R.A. and Goree J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 3033.
16. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Samarian A.A., Petrov O.F.* // Phys. Scripta 2000. T84. P. 229.
17. *Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 1319.
18. *Ваулина О.С., Самарян А.А., Петров О.Ф., Джеймс Б., Меландсо Ф.* // Физика плазмы 2004. Т. 30. С. 698.
19. *Vaulina O.S.* // EPL 2016. V. 115. P. 10007.
20. *Псахье С.Г., Зольников К.П.* // Физическая мезомеханика 2008. Т. 11. С. 39.
21. *Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Rothermel H., Zuzic M., Ivlev A., Goree J.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1598.
22. *Thomas H.M. and Morfill G.E.* // Contrib. Plasma Phys. 2001. V. 41. P. 255.
23. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
24. *Ваулина О.С., Лисина И.И., Косс К.Г.* // Физика плазмы 2013. Т. 39. С. 455.
25. *Lisina I.I., Vaulina O.S.* // EPL. 2003. V. 103. P. 55002.
26. *Ваулина О.С., Адамович К.Г., Дранжевский И.Е.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 562.
27. *Vaulina O.S., Adamovich X.G., Vladimirov S.V.* // Phys. Scr. 2009. V. 79. P. 035501.
28. *Саметов Э.А., Лисин Е.А., Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2020.
29. *Саметов Э.А., Лисин Е.А., Ваулина О.С.* // Вестник ОИВТ. 2019. Т. 2. С. 33.
30. *Vaulina O.S.* // Physics of Plasmas. 2017. V. 24. P. 023705.
31. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 982.