ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 1, с. 36–40

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ТРЕХМЕРНЫХ ОБЛАКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

© 2022 г. О. С. Ваулина[a, b, *]

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

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

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

Поступила в редакцию 01.06.2021 г.
После доработки 08.07.2021 г.
Принята к публикации 01.08.2021 г.

Выполнено численное исследование условий энергетического обмена в трёхмерных облаках заряженных частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование процессов перераспределения стохастической кинетической энергии по степеням свободы проводилось для структур, содержащих до тысячи частиц, которые формируются в электрических полях ловушки. Предложена полуэмпирическая аппроксимация, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Ключевые слова: физика плазмы, пылевые частицы, численное моделирование, перераспределение кинетической энергии

DOI: 10.31857/S0367292122010140

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство лабораторных экспериментов по изучению свойств пылевой плазмы проводится в газовых разрядах различных типов [1–9]. Образование квазидвумерных структур, состоящих из нескольких протяженных слоев пылевых частиц, часто наблюдается в условиях лабораторной плазмы емкостного ВЧ-разряда; формирование объемных трехмерных пылевых облаков – в плазме тлеющего разряда постоянного тока и индукционного ВЧ-разряда.

Стохастическая кинетическая энергия (кинетическая температура) пылевых частиц в условиях газоразрядной плазмы может быть значительно выше температуры окружающего их газа, а также изменяться в зависимости от их положения в объеме неоднородной плазмы [1–9]. Источниками высоких кинетических температур и неравномерного разогрева системы пылевых частиц в такой плазме являются флуктуации их зарядов, вызванные случайной природой ионных и электронных токов зарядки [10–12], и/или пространственные изменения зарядов пыли [13–16].

Основной причиной неравномерного распределения источников стохастической энергии по степеням свободы в условиях наземных экспериментов являются флуктуации зарядов частиц во внешнем электрическом поле [10–12]. Дополнительная стохастическая кинетическая энергия, приобретаемая отдельной пылевой частицей благодаря таким флуктуациями: $\Delta T_f^{(z);(r)} \approx T^{0(z);(r)} \propto E^2$, где E – величина напряженности электрического поля, необходимая для равновесного положения пылевой частицы. Здесь $T^{0(z)}$ – температура тепловых источников для частиц при их смещениях в направлении **z** (вдоль силы тяжести), а $T^{0(r)}$ – температура тепловых источников частиц при их смещениях в радиальном направлении (поперек силы тяжести). Эффективность относительного вклада таких источников можно оценить как $T^{0(z)}/T^{0(r)} \sim (Mgl_p{}^2/Q^2)^2$, где M – масса частицы, Q – ее заряд, а l_p – величина среднего расстояния между частицами [1, 10–12]. Таким образом, в общем случае отношение $T^{0(z)}/T^{0(r)} \neq 1$ и зависит от параметров частиц в пылевом облаке. Однако большинство методов анализа лабораторных измерений базируются на сопоставлении экспериментальных данных с численными расчетами транспортных и структурных свойств для однородных систем (т.е. для случая однородных тепловых источников: $T^{0(x)} = T^{0(y)} = T^{0(z)}$).

Для ансамбля из N идентичных частиц с попарным взаимодействием полная кинетическая энергия системы будет сохраняться [17–20]:

$$\sum_{i=1}^{N}(T_i^{(z)} + T_i^{(x)} + T_i^{(y)}) = N(T^{0(x)} + T^{0(y)} + T^{0(z)}), \quad (1а)$$

$$\sum_{i=1}^{N}(\delta T_i^{(z)} + \delta T_i^{(x)} + \delta T_i^{(y)}) = 0, \quad (1б)$$

где $T_i^{(x)}, T_i^{(y)}, T_i^{(z)}$ – установившаяся (равновесная) температура частицы i на каждую степень свободы. Здесь $T_i = T_i^0 + \delta T_i$ – температура частицы для равновесного состояния системы, а δT_i – приращение температуры в процессе установления равновесия.

Простая аналитическая модель для анализа энергетического баланса в плоских и цепочечных кластерных структурах, основанная на механизме переноса тепла, возникающем за счет передачи стохастических колебаний отдельных заряженных частиц вблизи их равновесного положения, была рассмотрена в работах [17–20]. Однако предлагаемая модель не учитывает возможности передачи энергии по степеням свободы и влияние тепловой диффузии частиц на перераспределение кинетической энергии в протяженных системах.

В настоящей работе представлены результаты численного исследования процессов перераспределения стохастической кинетической энергии по степеням свободы в трёхмерных облаках заряженных частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование проводилось в широком диапазоне параметров близких к условиям лабораторных экспериментов с пылевой плазмой в газовых разрядах.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численное исследование процессов энергетического обмена в трехмерных облаках заряженных частиц выполнялось для систем, состоящих из N идентичных частиц, где N варьировалось от 30 до 1000. Заряженные частицы находились в линейном электрическом поле $E(r, z)$ цилиндрической ловушки с радиальной составляющей $E^r = \beta^r r$ и вертикальной составляющей $E^z = E_0^z + \beta^z z$, см. рис. 1. Здесь $r \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ – радиальная координата, z – вертикальная координата в направлении силы тяжести, $\beta^r = \beta^x = \beta^y$ и β^z – величины градиентов электрического поля, а значение E_0^z определяется балансом сил, действующих в системе. Отношение β^r/β^z варьировалось от 0.25 до 4.

Коэффициенты трения частиц, ν, изменялись от 10 до ~0.25 с$^{-1}$.

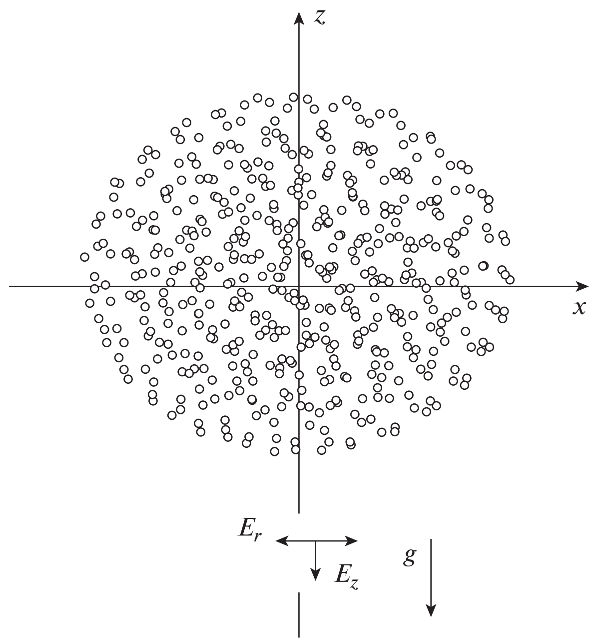

Рис. 1. Иллюстрация положений частиц (вид сбоку) в электрическом поле ловушки $E = E(z, r)$ с цилиндрической симметрией для трехмерной структуры: $N = 500$, $\beta_z = \beta_r$.

Моделирование проводилось методом молекулярной динамики Ланжевена, где температура тепловых источников частиц для разных степеней свободы ($T^{0(x)} = T^{0(y)} \equiv T^{0(r)}$ и $T^{0(z)}$) обеспечивалась воздействием разной случайной силы ($F_b^{(x)} = F_b^{(y)} \equiv F_b^{(r)}$ и $F_b^{(z)}$). Техника моделирования подробно описана в работах [1, 2].

В начале счета частицы располагались случайным образом в кубе со стороной ~1 см, центр положения которого находился при $x = y \equiv 0$ для величины z, соответствующей условию баланса сил ($E_0^z \cong gM/Q$). Шаг интегрирования Δt уравнений движения задавался от ~$1/(40\Omega_{\max})$ до ~$1/(100\Omega_{\max})$, где $\Omega_{\max} = \max\{\nu;\ \omega_z;\ \omega_r\}$, $\omega_z = (Q\beta^z/M)^{1/2}$, and $\omega_r = (Q\beta^r/M)^{1/2}$. Полученные результаты усреднялись по достижению равновесных температур частиц на временах расчета больших, чем t ~ $1500/(\Omega_{\min})$, где $\Omega_{\min} = \min\{\nu;\ \omega_z;\ \omega_r\}$.

Между собой частицы взаимодействовали посредством экранированного кулоновского потенциала (типа Юкавы): $\varphi(l) = Q\exp(-l/\lambda)/l$, l – расстояние между двумя частицами, а λ – длина экранирования. При выбранных параметрах численного моделирования величина среднего расстояния между частицами l_p составляла от

~0.025 см до 0.1 см. При этом, параметр экранирования, $\kappa = l_p/\lambda$, менялся от 0 до ~ 2.5.

Учитывая цилиндрическую симметрию задачи, температура тепловых источников задавалась разной по степеням свободы как: $T^{0(x)} = T^{0(y)} \equiv T^{0(r)}$ и $T^{0(z)}$, где отношения температур $T^{0(z)}/T^{0(r)}$ составляло от 0.25 до 4. Температура тепловых источников ($T^{0(z)}$, $T^{0(r)}$) для каждой из степеней свободы варьировалась в пределах от ~0.1 до ~5 эВ; при этом эффективный параметр неидеальности $\Gamma^{*(z);(r)} = Q^2\exp(-\kappa)(1 + \kappa + 0.5\kappa^2)/(T^{0(z);(r)}l_p)$ менялся от ~500 до ~10. Отметим, что при $\Gamma^{*(z);(r)} >$ > 110 отклонения частиц от их равновесного положения малы и влияние процессов диффузии частиц на перераспределение энергии в системе незначительно [1, 2, 21]. Парные корреляционные функции, $g(l)$, для облака из $N = 500$ частиц с кулоновским взаимодействием, $\kappa = 0$, при различных значениях эффективных параметров неидеальности ($\Gamma^{*(z)}$ и $\Gamma^{*(r)}$) показаны на рис. 2.

В процессе моделирования начальная стохастическая кинетическая энергия (энергия источников) перераспределялась от более "горячих" частиц к менее "горячим". Во всех рассмотренных случаях наблюдаемые распределения скоростей ($f(V^{(x)}) \cong f(V^{(y)})$, $f(V^{(z)})$) частиц были близки к максвелловским функциям. При этом величина перераспределяемой энергии (значения $\delta T^{(z)}$ и $\delta T^{(x)} = \delta T^{(y)}$) была пропорциональна разнице температур $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$ и определялась параметром $\xi = \omega^*/\nu$, где $\omega^* =$ $= \{Q^2\exp(-\kappa)(1 + \kappa + 0.5\kappa^2)/l_p^3 M\}^{1/2}$. (Значение $\delta T^{(z)} \cong -(\delta T^{(x)} + \delta T^{(y)})$ с точностью до 2.5%.)

Аппроксимация полученных численных данных может быть найдена по аналогии с аналитическими формулами для отдельных частиц или с численными расчетами для протяженных слоистых систем частиц с кулоновским взаимодействием в виде [22]

$$\delta T/\Delta T = (n + cx^{-a})^{-1}, \qquad (2)$$

где параметр ξ является отношением характерных частот в рассматриваемых системах и отвечает за передачу энергии, α и c – некоторые коэффициенты, которые при заданном потенциале взаимодействия между частицами зависят от конфигурации рассматриваемой структуры, а n – суммарное число "источников" и "стоков" тепловой энергии. Так $\alpha \cong 0.8$ для протяженных слоистых систем и $\alpha \cong 2$ для случая двух отдельных частиц [22]. Отметим, что отношение $\Delta T/n$ соответствует количеству перераспределяемой кинетической энергии, которая необходима для установления равномерного распределения температур в анализируемой системе (в том числе и по степеням свободы). Так, например, для случая двух частиц с равномерными распределениями температур по степеням свободы, более "горячая" частица является "источником", а вторая – "стоком" ($n = 2$). Для случая системы частиц при $T^{0(z)} > T^{0(x)} \equiv T^{0(y)}$ энергия распределяется от "источника", $T^{0(z)}$, по двум другим направлениям ("стокам") и $n = 3$.

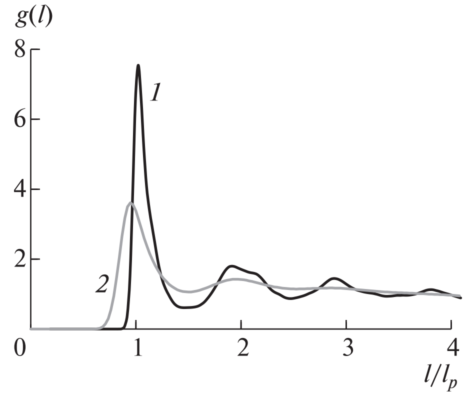

Рис. 2. Парные корреляционные функции $g(l)$ для облака, состоящего из $N = 500$ частиц, при разных параметрах неидеальности: *1* – $\Gamma^{*(r)} \cong 200$, $\Gamma^{(z)} \cong 150$; *2* – $\Gamma^{(r)} \cong 20$, $\Gamma^{(z)} \cong 10$.

Аппроксимация (2) является полуэмпирической, однако позволяет достаточно точно описать условия энергетического баланса, полученные в результате численного моделирования, даже для двухфракционных систем, а также отслеживает основные черты процессов энергетического обмена. Так, с ростом ξ кинетическая энергия частиц выравнивается и распределяется равномерно между частицами системы при $\xi \to \infty$, когда значения температур отдельных частиц $T_i = T_i^{(x)} \cong T_i^{(y)} \cong T_i^{(z)}$ стремятся к величине $(T^{0(x)} + T^{0(y)} + T^{0(z)})/3$, равной средней температуре источников рассматриваемой системы.

Анализ численных данных для облаков заряженных частиц в широком диапазоне параметров, представленных выше, позволил получить следующую аппроксимацию для анализа перераспределения стохастической энергии по степеням свободы:

$$\delta T/\Delta T = (3 + cx^{-0.8})^{-1}. \qquad (3)$$

Усредненные результаты численных расчетов $|\delta T/\Delta T|$ в зависимости от ξ, которые иллюстрируют перераспределение стохастической энергии по степеням свободы, показаны для $\Gamma^{*(r)} > \Gamma^{*(z)} >$ > 110 на рис. 3. Там же представлены результаты для высоких температур ($100 > \Gamma^{*(r)} > \Gamma^{*(z)} \cong 10$) и аппроксимация (3) с различными коэффициентами $c \cong 4.9$, $c \cong 2.8$. Легко увидеть, что при боль-

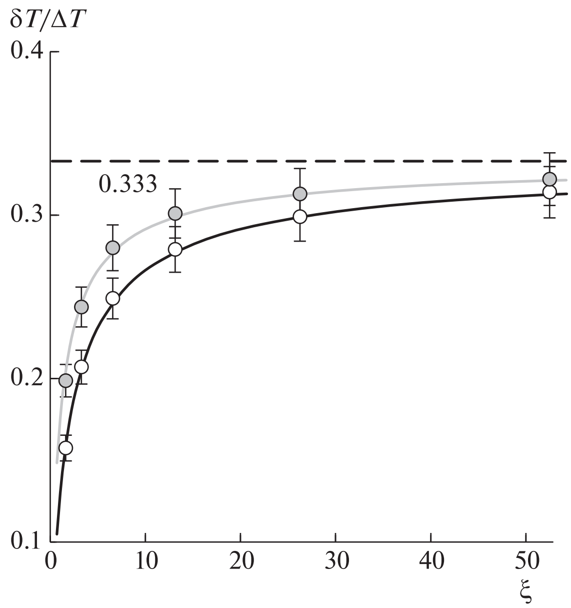

Рис. 3. Зависимости $|\delta T/\Delta T|$ от ξ; $\delta T = T^{(z)} - T^{0(z)}$, $\Delta T = 2\,(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$. Белые символы – усредненные результаты численных расчетов для $\Gamma^{*(z)} > 110$; серые символы – для $\Gamma^{*(r)} \cong 20$, $\Gamma^{*(z)} \cong 10$; черная линия – аппроксимация (3) для $c = 4.9$; серая линия – (3) для $c = 2.8$. Отмечено отклонение расчетов (±5%) при различных значениях $\Delta T = 2\,(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$, κ, N и β^z/β^r.

ших параметрах неидеальности результаты расчетов практически не изменяются (их отклонения соответствуют ошибке менее ±5%), а с ростом температуры частиц перераспределение стохастической энергии по степеням свободы становится несколько более интенсивным, что особенно заметно при малых ξ.

В заключение данного раздела отметим, что в условиях типичных экспериментов в газоразрядной плазме при давлениях буферного газа (такого как аргон, или неон) больше 10^{-2} Тор, параметр ξ находится в диапазоне от ~1 до ~30 [1–9]. Тем не менее выполненное моделирование показывает, что эффективное выравнивание температур частиц по их степеням свободы возможно только для $\xi > 5$ даже при низких значениях эффективного параметра неидеальности, см. рис. 3.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное исследование процессов энергетического обмена в диссипативных системах заряженных частиц с неоднородным распределением источников тепла и/или любых других источников стохастической кинетической энергии по степеням свободы. Изучены условия энергетического обмена в трехмерных ансамблях частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование проводилось для облаков, состоящих от тридцати до тысячи заряженных частиц во внешнем электрическом поле ловушки с различными градиентами. Рассмотрено влияние высоких температур (т.е. влияние относительно небольших параметров неидеальности систем ~10) на условия энергетического баланса в анализируемых системах.

Был получено, что величина перераспределяемой энергии полностью определяется разницей температур тепловых источников и величиной характерных частот системы (коэффициентом трения и частотой, отвечающей за взаимодействие между заряженными частицами). Предложена полуэмпирическая аппроксимация, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Результаты настоящей работы могут быть адаптированы для систем с любым типом взаимодействий между частицами и будут полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике пылевой плазмы, включая лабораторные эксперименты с пылевыми частицами в плазме газовых разрядов.

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 / Eds. Fortov V.E., 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. *Fortov V.E., Nefedov E.A., Sinel'shchikov V.A., Usachev A.D., Zobnin A.V.* // Phys. Lett. A. 2000. V. 267. P. 179.
5. *Hebner G.A., Riley M.E. and Greenberg K.E.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046407.
6. *Thomas H., Morfill G., Demmel V.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652.
7. *Pieper J.B., Goree J. and Quinn R.A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 5636.
8. *Melzer A., Homann A. and Piel A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2757.
9. *Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Physica Scripta. 2011. V. 84. P. 025503.
10. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5959.
11. *Quinn R.A. and Goree J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 3033.

12. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Samarian A.A., Petrov O.F.* // Phys. Scripta. 2000. V. 84. P. 229.
13. *Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ 2000. Т. 118. С. 1319.
14. *Vaulina O.S.* // EPL. 2016. V. 115. P. 10007.
15. *Ваулина О.С.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 293.
16. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 218.
17. *Ваулина О.С., Кауфман С.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 11.
18. *Vaulina O.S.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 023705.
19. *Ваулина О.С., Кауфман С.В., Лисина И.И.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. С. 1181.
20. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 982.
21. *Vaulina O.S., Koss X.G., Khrustalyov Yu.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. P. 056411.
22. *Ваулина О.С., Кауфман С.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 748.