ЖЭТФ, 2015, том 148, вып. 4 (10), стр. 819–830

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБМЕНА В СИСТЕМАХ ЧАСТИЦ С НЕПОПАРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

О. С. Ваулина[a,b], *И. И. Лисина*[a,b*], *Е. А. Лисин*[a]

[a] *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук 125412, Москва, Россия*

[b] *Московский физико-технический институт (государственный университет) 141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 апреля 2015 г.

Предложена модель, описывающая источники дополнительной кинетической энергии и ее перераспределение в системах частиц с непопарным взаимодействием. Показано, что предлагаемая модель позволяет объяснить качественные особенности динамики пылевых частиц в приэлектродном слое ВЧ-разряда. Основное внимание уделяется системам частиц с квазидиполь-дипольным взаимодействием, аналогичном взаимодействию, возникающему за счет эффектов ионной фокусировки в условиях экспериментов с лабораторной пылевой плазмой, а также с теневым взаимодействием за счет термофоретических сил и сил Лесажа.

DOI: 10.7868/S0044451015100193

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованию условий формирования неизотропных структур (таких как одномерные цепочечные или квазидвумерные слоистые структуры) уделяется значительное внимание в различных областях науки и техники [1–4]. Помимо фундаментальных аспектов, изучение таких систем представляет особый прикладной интерес в области нано- и микротехнологий [3–5].

Пылевая плазма газовых разрядов является хорошей экспериментальной моделью для изучения свойств неизотропных структур [3, 4]. Отдельные цепочки, состоящие из нескольких десятков пылевых частиц, часто наблюдаются в экспериментах с плазмой индукционного ВЧ-разряда и с плазмой тлеющего разряда постоянного тока [6, 7]. Протяженные монослойные и многослойные пылевые структуры обычно формируются в плазме емкостного ВЧ-разряда; при этом в вертикальном сечении многослойной структуры может наблюдаться как цепочечное упорядочивание пылевых частиц, так и их плотная гексагональная упаковка [3, 4, 8–10]. Пылевые частицы в лабораторной плазме могут приобретать стохастическую кинетическую энергию 1–5 эВ, что намного выше температуры окружающего их газа. Основные механизмы «аномального разогрева» пылевых частиц обычно связывают с различными временными и пространственными изменениями их зарядов [11–16].

Большинство работ, посвященных анализу условий формирования плазменно-пылевых систем, касаются исследований частиц с изотропным попарным взаимодействием. Так, например, на настоящий момент наиболее распространенной аппроксимацией для описания взаимодействия пылевых частиц в плазме является модель экранированного кулоновского потенциала:

$$U(l) = (eZ_p)^2 \exp(-l/\lambda_D)/l.$$

Здесь l — расстояние между частицами, eZ_p — заряд частиц, λ_D — дебаевская длина экранирования. Однако данная модель согласуется с экспериментальными и численными результатами только в том случае, когда расстояние между двумя отдельными пылевыми частицами в плазме мало: $l < 4\lambda_D$ [3, 4]. С увеличением расстояния l эффект экранирования ослабевает, и потенциал взаимодействия U для $l \gg \lambda_D$ может приобретать асимптотически степенной характер. Так, в приближении изотропной плазмы $U \propto l^{-2}$ без учета столкновений ионов с нейтральными частицами окружающего газа, $U \propto l^{-1}$

*E-mail: Irina.Lisina@mail.ru

в слабоионизованной плазме (в режиме сильных столкновений) [3, 4, 17]. В общем случае плазма вблизи макрочастицы является неравновесной, а в режиме сплошной среды на баланс ионов и электронов плазмы оказывают влияние объемные процессы их рождения и гибели. При этом экранирование заряда сферической макрочастицы описывается суперпозицией двух [17] или даже трех дебаевских экспонент с разными постоянными экранирования [18]. Модель экранированного потенциала может также оказаться неприемлемой как в плотном пылевом облаке, так и в приэлектродном слое лабораторных газовых разрядов; для случая сильно неизотропной плазмы $U \propto l^{-3}$ [4].

Значительная часть аналитических моделей, предлагаемых для условий лабораторной газоразрядной плазмы, опирается на согласованное решение уравнения Пуассона и кинетического уравнения для ионной компоненты [4]. Практически все многообразие потенциалов, полученных в результате такого решения, можно представить в виде простой аппроксимации:

$$U(l) = \sum_{i=1}^{3} \left\{ c_i l^{-1} \exp(-l/\lambda_i) + b_i l^{-i} \right\}, \qquad (1)$$

где c_i, b_i и λ_i — коэффициенты, зависящие от параметров частиц и окружающей их плазмы.

К причинам возникновения непопарного (или невзаимного) взаимодействия между пылевыми частицами в плазме, для которого в отличие от случая попарного взаимодействия третий закон Ньютона не выполняется, можно отнести кильватерное взаимодействие, вызванное эффектами ионной фокусировки [4, 19–21], а также взаимодействия за счет сил Лесажа, когда потоки нейтралов на одну пылевую частицу влияют на потоки плазмы на соседнюю пылевую частицу [22]. В обоих случаях непопарные взаимодействия могут иметь место даже для двух взаимодействующих частиц. Ранее модель непопарного взаимодействия рассматривалась в работах [19, 23–25] для объяснения аномального разогрева пылевых частиц и их цепочечного упорядочивания в многослойных пылевых структурах, формирующихся в приэлектродном слое емкостного ВЧ-разряда.

Однако существующие теоретические модели не всегда позволяют объяснить приобретение высоких кинетических энергий для типичных условий экспериментов, а также некоторые особенности перераспределения кинетической энергии пылевых частиц в наблюдаемых структурах, такие, например, как возрастание температуры пыли в направлении потока ионов и различие в перераспределении их кинетических энергий по степеням свободы [9, 10, 26, 27]. Таким образом, вопрос об источнике дополнительной кинетической энергии и особенностях ее перераспределения в системах с непопарным взаимодействием частиц на настоящее время остается открытым.

В настоящей работе особенности механизма разогрева и перераспределения кинетической энергии в системах частиц с непопарным взаимодействием подробно рассмотрены (численно и теоретически) на примере двух вертикально расположенных частиц с квазидиполь-дипольным взаимодействием, аналогичном взаимодействию, возникающему за счет эффектов ионной фокусировки. (Анализ системы из двух частиц позволяет получить и численно проверить аналитическое решение задачи, а также детально описать качественную картину динамики исследуемых систем.)

2. УСЛОВИЕ УСТОЙЧИВОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ДВУХ ЧАСТИЦ

Задача об устойчивой вертикальной (или горизонтальной) конфигурации двух идентичных частиц массой M и зарядами $Q = -eZ$, взаимодействующих с произвольной формой парного потенциала, находящихся на расстоянии l в поле тяжести и в линейном электрическом поле $E(r, z)$ цилиндрической ловушки с радиальной составляющей $E_r = \beta^r r$ и вертикальной составляющей $E_z = E_z^0 + \beta^z z$, рассматривалась в работах [28, 29]. Здесь $r \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ — радиальная координата, z — вертикальная координата по оси z в направлении поля тяжести, β^r и β^z — величины градиентов электрического поля, а значение E_z^0 определяется балансом сил, действующих в системе.

Было получено, что для изначально равновесной вертикальной конфигурации двух частиц диссипативная неустойчивость в рассматриваемой системе будет развиваться в случае, когда

$$eZ\beta^r - (F_{21} + F_{12})/l_p < 0, \qquad (2)$$

где l_p — среднее межчастичное расстояние, F_{21} — сила, действующая на первую частицу 1 со стороны второй частицы 2, F_{12} — сила, действующая на вторую частицу 2 со стороны первой частицы 1. Для попарного взаимодействия сила $F_{21} \equiv F_{12}$. Случай непопарного взаимодействия ($F_{21} \neq F_{12}$) может реализоваться, например, для вертикальной конфигурации макрочастиц в условиях приэлектродного слоя ВЧ-разряда, благодаря силам притяжения, связанным с эффектами ионной фокусировки [19–21], а также в случае взаимодействия за счет термофоретических сил (типа Лесажа) в системе пылевых частиц, имеющих разные температуры поверхности T_{ps} (отличающиеся от температуры окружающего их газа T_g) [22].

Условие (2) отвечает отсутствию возвращающей силы при радиальном смещении заряженной частицы и, соответственно, приводит к качественному переходу от вертикальной ориентации частиц к новому устойчивому состоянию системы (к их горизонтальному расположению). Если учесть, что в случае вертикальной конфигурации уравнения баланса электрических сил в поле сил тяжести дают величину расстояния между частицами

$$l_p = (F_{12} + F_{21})/\beta e Z,$$

то условие (2) примет вид

$$\beta^r < \beta^z. \tag{3}$$

Для случая изотропного парного взаимодействия условие устойчивого существования вертикальной цепочки, содержащей более двух частиц, может быть найдено путем сложения радиальных составляющих градиентов сил парного взаимодействия [30, 31].

3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В СИСТЕМАХ ЧАСТИЦ С НЕПОПАРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Рассмотрим линеаризованные уравнения движения, описывающие смещения двух вертикально расположенных частиц (1 и 2), от их положения равновесия в вертикальном $\xi^z_{1(2)}$ и радиальном $\xi^{x(y)}_{1(2)}$ направлениях под действием случайной силы $F_{b1(2)}$:

$$M\frac{d^2\xi_1^{z(x)}}{dt^2} = -M\nu_{fr}\frac{d\xi_1^{z(x)}}{dt} - Q\beta^{z(x)}\xi_1^{z(x)} - a_1^{z(x)}\left(\xi_1^{z(x)} - \xi_2^{z(x)}\right) + F_{b1}^{z(x)}, \tag{4a}$$

$$M\frac{d^2\xi_2^{z(x)}}{dt^2} = -M\nu_{fr}\frac{d\xi_2^{z(x)}}{dt} - Q\beta^{z(x)}\xi_2^{z(x)} - a_2^{z(x)}\left(\xi_2^{z(x)} - \xi_1^{z(x)}\right) + F_{b2}^{z(x)}, \tag{4b}$$

где ν_{fr} — коэффициент трения пылевых частиц из-за их столкновений с нейтральными частицами окружающего газа, $a_1^z = F_{12}^{(1)}$, $a_2^z = F_{21}^{(1)}$, $a_1^{x(y)} \approx F_{12}/l_p$, $a_2^{x(y)} \approx F_{21}/l_p$ [31]. Здесь $F_b = (F_b^z, F_b^x, F_b^y)$ — броуновская сила, которая является источником стохастического («теплового») движения частиц, соответствующего кинетической температуре T, $F_{kj}^{(1)}$ — первая производная силы F_{kj} в точке l_p, а $V_{1(2)} = d\xi_{1(2)}/dt$ — скорости частиц соответственно 1 и 2 на одну степень свободы.

Обозначим $MV_{1(2)}^2 \equiv T_{1(2)}$, а $\delta T_{1(2)} = T_{1(2)} - T$ — приращение кинетической температуры системы частиц. Учитывая корреляторы броуновской силы

$$\langle V_{1(2)}F_{b1(2)}\rangle = \nu_{fr}(T_{1(2)} - \delta T_{1(2)}), \quad \langle F_{b1}\rangle = \langle F_{b2}\rangle \equiv 0,$$
$$\langle F_{b1}F_{b2}\rangle = 0, \quad \langle F_{b1}V_2\rangle = \langle F_{b2}V_1\rangle \equiv 0,$$
$$\langle F_{b1}\xi_2\rangle = \langle F_{b2}\xi_1\rangle \equiv 0, \quad \langle F_{b1}\xi_1\rangle = \langle F_{b2}\xi_2\rangle \equiv 0,$$
$$\langle F_{b1}V_2\rangle = \langle F_{b2}V_1\rangle \equiv 0,$$

а также тот факт, что при движении частиц по замкнутым траекториям

$$\langle \xi_1 V_1\rangle = \langle \xi_2 V_2\rangle \equiv 0,$$

можно перейти к уравнениям, описывающим поведение корреляторов скоростей и смещений системы из двух частиц (здесь и далее угловые скобки $\langle\ \rangle$ обозначают усреднение по времени при $t \to \infty$):

$$-\left(Q\beta^{z(x)} + a_1^{z(x)}\right)\left\langle\left(\xi_1^{z(x)}\right)^2\right\rangle + a_1^{z(x)}\left\langle\xi_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle + T + \delta T_1^{z(x)} = 0, \tag{5a}$$

$$-\left(Q\beta^{z(x)} + a_2^{z(x)}\right)\left\langle\left(\xi_2^{z(x)}\right)^2\right\rangle + a_2^{z(x)}\left\langle\xi_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle + T + \delta T_2^{z(x)} = 0, \tag{5b}$$

$$-\left(2Q\beta^{z(x)} + a_2^{z(x)} + a_1^{z(x)}\right)\left\langle\xi_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle + a_1^{z(x)}\left\langle\left(\xi_2^{z(x)}\right)^2\right\rangle + a_2^{z(x)}\left\langle\left(\xi_1^{z(x)}\right)^2\right\rangle + 2\left\langle V_1^{z(x)}V_2^{z(x)}\right\rangle = 0, \tag{5c}$$

$$-\left(Q\beta^{z(x)} + a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)}\right) \times \left\{\left\langle\left(\xi_1^{z(x)}\right)^2\right\rangle - \left\langle\left(\xi_2^{z(x)}\right)^2\right\rangle\right\} + \delta T_2^{z(x)} - \delta T_1^{z(x)} = 0, \tag{5d}$$

$$-M\nu_{fr}\delta T_1^{z(x)} + a_1^{z(x)}\left\langle V_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle = 0, \quad (5e)$$

$$-M\nu_{fr}\delta T_2^{z(x)} - a_2^{z(x)}\left\langle V_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle = 0, \quad (5f)$$

$$-2M\nu_{fr}\left\langle V_1^{z(x)}V_2^{z(x)}\right\rangle + \left(a_1^{z(x)} - a_2^{z(x)}\right)\times \times\left\langle V_1^{z(x)}\xi_2^{z(x)}\right\rangle = 0. \quad (5g)$$

Решением этой системы является соотношение, описывающее «подкачку» дополнительной энергии,

$$\delta T^{z(x)} \equiv \frac{\delta T_1^{z(x)} + \delta T_2^{z(x)}}{2} = \frac{0.5T\left(a_1^{z(x)} - a_2^{z(x)}\right)^2}{0.5\left(a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)}\right)^2 + \left(a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)} + 2\beta^{z(x)}\right)M\nu_{fr}^2}, \quad (6)$$

и распределение энергии по степеням свободы,

$$\frac{T^z}{T^x} \equiv \frac{T + \delta T^z}{T + \delta T^x}.$$

При этом перераспределение энергии между частицами исследуемой системы подчиняется выражению

$$\frac{T_2^{z(x)}}{T_1^{z(x)}} \equiv \frac{T + \delta T_2^{z(x)}}{T + \delta T_1^{z(x)}} = \frac{1 + \delta T^{z(x)}/T + \Delta T^{z(x)}/T}{1 + \delta T^{z(x)}/T - \Delta T^{z(x)}/T}, \quad (7)$$

где

$$\frac{\Delta T^{z(x)}}{T} \equiv \frac{\delta T^{z(x)} - \delta T_1^{z(x)}}{T} = \frac{a_1^{z(x)} - a_2^{z(x)}}{a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)}} - \frac{2\delta T^{z(x)}}{T}\,\frac{\nu_{fr}^2 M\left(a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)} + 2\beta^{z(x)}\right)}{\left(a_1^{z(x)}\right)^2 - \left(a_2^{z(x)}\right)^2}. \quad (8)$$

Легко увидеть, что при

$$a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)} \to 0 \quad (9)$$

величина $\Delta T^{z(x)}/T \to \infty$. Таким образом, перераспределение энергий между двумя частицами становится невозможным (система полностью разрушается).

Причиной «раскачки» тепловых колебаний является непотенциальность системы частиц с непопарным взаимодействием. Работа сил в такой системе по замкнутому контуру не равна нулю. Например, работа сил в вертикальном направлении:

$$A = T(a_1^z - a_2^z)\langle\xi_1^z\xi_2^z\rangle \propto T(a_1^z - a_2^z)^2,$$

где T — заданная температура частиц, ξ_1^z (ξ_2^z) — их тепловые смещения, а $a_1^z = F_{12}^{(1)}$, $a_2^z = F_{21}^{(1)}$. При этом дополнительное приращение кинетической энергии частиц $\delta T^z \propto A$.

При $\nu_{fr} \to \infty$ величины $\Delta T^{z(x)} \to 0$ и $\partial T^{z(x)} \to 0$, а отношение $T_2^{z(x)}/T_1^{z(x)} \to 1$. Следовательно, в системах со значительной диссипацией (когда коэффициент трения $\nu_{fr} \gg \sqrt{|a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)}|/M}$) прирост температуры частиц будет незначительным, так же как и разница между кинетическими энергиями двух рассматриваемых частиц.

При $\nu_{fr} \to 0$ соотношение, описывающее «подкачку» дополнительной энергии (6) приобретает вид

$$\delta T^{z(x)} \equiv \frac{T\left(a_1^{z(x)} - a_2^{z(x)}\right)^2}{\left(a_1^{z(x)} + a_2^{z(x)}\right)^2},$$

удобный для простого качественного анализа поведения системы. В этом случае ограничение роста кинетической энергии (температуры) частиц происходит за счет их электростатических взаимодействий и случайных сил, которые приводят к рассогласованию фаз.

Следует особо подчеркнуть, что только в случае притяжения между двумя частицами рассматриваемой системы силы непопарного взаимодействия могут привести к ощутимому росту температуры частиц. Если непопарные силы являются силами отталкивания, температура системы не может повышаться более чем в два раза, см. (6).

4. МОДЕЛЬ АНИЗОТРОПНОГО КВАЗИДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Наиболее распространенные модели межчастичного взаимодействия (1) могут оказаться неприемлемыми в приэлектродном слое лабораторных газовых разрядов. В этом случае необходимо учитывать величину направленной скорости ионов по отношению к покоящимся пылевым частицам, поскольку происходит фокусировка ионов за пылевой частицей, т. е. частица, погруженная в такую плазму, создает за собой возмущенную область — кильватерный след. Первые теоретические работы по ионной фокусировке и «кильватерному» механизму притяжения частиц в потоке ионов в пылевой плазме появились в середине 1990-х гг. [19, 20, 32, 33]. Квазидиполь-дипольное приближение анизотропного кильватерного взаимодействия обычно привлекается для объяснения вертикальной упорядоченности пылевых частиц, наблюдаемой в приэлектродных слоях емкостных ВЧ-разрядов, за счет сил притяжения, вызванных эффектами ионной фокусировки [3, 4].

Взаимодействие пылевых частиц, вызванное фокусировкой потока ионов, можно моделировать при помощи «диполей». Для этого в направлении z на фиксированном расстоянии d под каждой частицей массой M с зарядом Q был размещен виртуальный заряд q с противоположным знаком и нулевой массой (см. рис. 1). В этом случае распределение электрического поля E_{dd} вокруг «диполя» может быть представлено в следующем виде [25]:

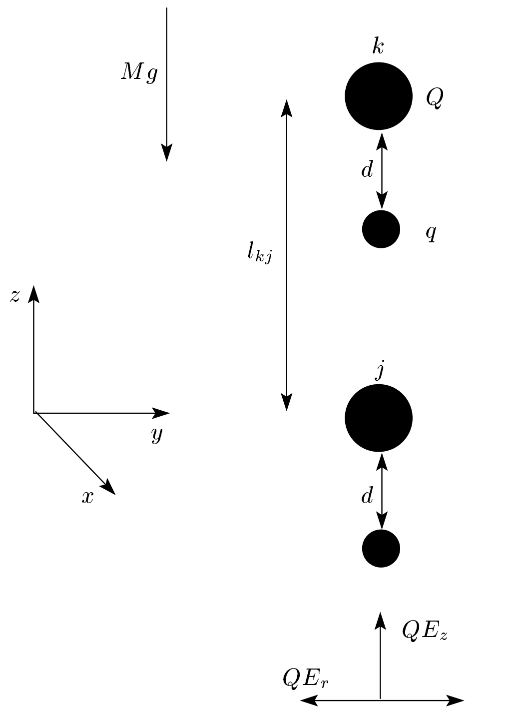

Рис. 1. Иллюстрация процедуры моделирования для двух вертикально расположенных частиц в электрическом поле $E = E(z, r)$

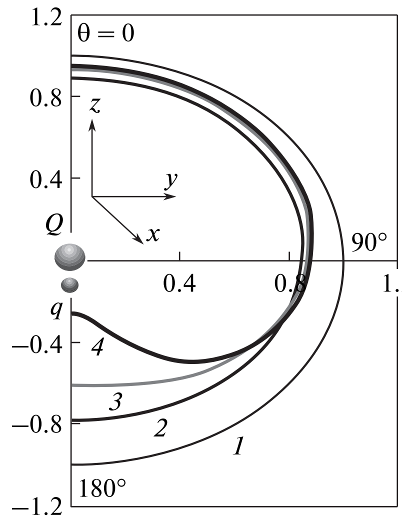

Рис. 2. Относительные распределения $E_{dd}(\theta)$ для изотропного взаимодействия (кривая *1*) и для анизотропного случая (10) при $q = -0.15Q$ и $\kappa_1 = \kappa_2 \equiv \kappa$: *2* — $d/l_p = 1/6$, $\kappa = 0$; *3* — $d/l_p = 1/3$, $\kappa = 1$; *4* — $d/l_p = 1/2$, $\kappa = 1$

$$E_{dd}(l_{kj}, l_{dj}) = \frac{Q}{l_{kj}} \exp\left(-\frac{\kappa_1 l_{kj}}{l_p}\right)\left(1 + \frac{\kappa_1 l_{kj}}{l_p}\right) + \\ + \frac{q}{l_{dj}} \exp\left(-\frac{\kappa_2 l_{dj}}{l_p}\right)\left(1 + \frac{\kappa_2 l_{dj}}{l_p}\right) \equiv \\ \equiv E_{dd1}(l_{kj}) + E_{dd2}(l_{dj}), \quad (10)$$

где

$$l_{kj} = |\mathbf{l}_k - \mathbf{l}_j| \equiv \left(z_{kj}^2 + x_{kj}^2 + y_{kj}^2\right)^{1/2}$$

— расстояние между k-й (зондовой) и j-й (пробной) взаимодействующими частицами ($l_{kj} > d$), $l_{dj} = |\mathbf{d}_k - \mathbf{l}_j|$ — расстояние между виртуальным зарядом q k-й частицы и основным зарядом Q j-й частицы, l_p — среднее межчастичное расстояние, κ_1 и κ_2 — некоторые параметры.

Основное преимущество такого подхода заключается в возможности конструировать различные анизотропные распределения электрического поля в окрестности точечного заряда, в том числе и сложные «кильватерные» распределения, предлагаемые в различных теоретических работах [19, 25, 31], просто за счет изменения параметров (d/l_p, q/Q, κ_1 и κ_2), входящих в соотношение (10). Так, на рис. 2 показана иллюстрация относительного распределения электрического поля $E_{dd}(\theta)$ на расстоянии $l_{kj} = l_p$ вокруг частицы с зарядом Q для функции (2) с различными параметрами q, d, κ_1 и κ_2; здесь θ — угол между направлениями оси z и электрического поля частицы; за единицу приняты значения $E_{dd}(\theta)$ для изотропного случая ($q \equiv 0$), изображенные полуокружностью.

Что касается анизотропного взаимодействия пылевых частиц, вызванного фокусировкой потока ионов, то параметры взаимодействия (10), $d^* = d/l_p$ и $q^* = |q/Q|$, будут зависеть от числа Маха, $M_s = V_0/V_s$, и эффективности процессов столкновения ионов с нейтральными частицами плазмы [25, 31, 34, 35]; здесь V_0 — направленная скорость ионов, $V_s = (T_e/m_i)^{1/2}$, T_e — температура электронов, m_i — масса иона. Так, при $M_s \approx 0.5$–2 максимум концентрации ионного облака располагается на расстояниях, меньших или сравнимых с электронной длиной экранирования λ_{De}, а оценка его объемного заряда составляет 5 %–35 % от заряда пылевой частицы и зависит от длины свободного пробега ионов l_{in} при их столкновениях с нейтральными частицами окружающего газа (уменьшается со снижением l_{in}) [25, 31, 34, 36]. Здесь следует напомнить, что длина экранирования пылевой частицы λ в общем случае может не соответствовать ни электронному λ_{De}, ни полному радиусу экранирования плазмы λ_D [4, 21, 37, 38]. Добавим также, что величина направленных скоростей ионов в приэлектродном слое ВЧ-разряда (в области левитации пылевых частиц) обычно не превышает их «бомовской» скорости, т. е. $M_s \leq 1$ [32].

Численные исследования пространственного распределения потенциала вокруг пылевой частицы в анизотропной плазме показывают, что расположение и плотность ионного облака в основном зависят от положения верхней по потоку частицы, и слабо зависят от положения нижней частицы [19, 33]. Для качественного анализа динамики таких систем силу взаимодействия между двумя частицами можно записать как [31]

$$F_{kj} = QE_{dd}(l_{kj}, l_{jd}). \tag{11}$$

Таким образом, если $q \neq 0$ и $z_{kj} \neq 0$, то величина $F_{jk} \neq F_{kj}$.

Зависимости T^z/T^x и T_2^z/T_1^z для различных параметров квазидиполь-дипольного взаимодействия (10) для случая $\nu_{fr} \to 0$ представлены на рис. 3.

Таким образом, отличительной чертой таких систем является возрастание температуры пыли в направлении потока ионов (см. рис. 3*б*), что полностью соответствует результатам экспериментов в лабораторной плазме ВЧ-разрядов [9, 10, 24, 27], а также различие распределений их кинетических энергий по степеням свободы (см. рис. 3*а*).

Еще раз отметим, что в реальных экспериментах в направлении потока ионов кинетическая энергия частиц зачастую выше ее радиальной составляющей: $T^z > T^x$ [9, 10]. В рамках представленных аналитических соотношений (6), (7) такая ситуация соответствует, например, случаю $\kappa_1 = \kappa_2 \equiv 0$ (см. рис. 3*а*). В том случае, когда $\kappa_1 \neq \kappa_2$, возможны разнообразные варианты в перераспределении энергии частиц по степеням свободы. Так, например, при $\kappa_1 \neq 0$, $\kappa_2 = 0$ и $\nu_{fr} \to 0$ радиальная составляющая кинетической энергии для системы из двух частиц будет больше ее вертикальной составляющей, $T^x > T^z$, уже при $\kappa_1 > 1$–2 (в зависимости от параметров d^* и q^*), см. рис. 3*а*. Это позволяет объяснить экспериментальные данные, представленные в работе [26], а также в недавней работе [27].

5. СИЛЫ ЛЕСАЖА И ТЕРМОФОРЕТИЧЕСКИЕ СИЛЫ

Рассмотрим взаимодействие пылевых частиц за счет сил Лесажа, возникающих при учете бомбардировки поверхности пылевых частиц потоками плазмы и нейтрального газа [22, 23]. (Впервые аналогичный механизм был предложен математиком Лесажем еще в XVIII веке в качестве попытки объяснить силы гравитации.)

Модель Лесажа была перенесена на случай пылевой плазмы в работе [39], где в предположении, что ионы плазмы зеркально отражаются от поверхности пылевой частицы, было предложено выражение для силы Лесажа, вызванной «затемнением» ионных потоков и описывающей притяжение между двумя пылевыми частицами:

$$F_L^i = \frac{3\pi}{4} n_i \frac{R_d^4}{l_p^2} T_i, \tag{12}$$

где n_i и T_i — концентрация и температура ионов, R_d — радиус пылевых частиц, l_p — расстояние между ними.

Притяжение (или отталкивание) между двумя пылевыми частицами может быть обусловлено и потоком нейтрального газа [40], концентрация которого n_g значительно превышает концентрацию ионов

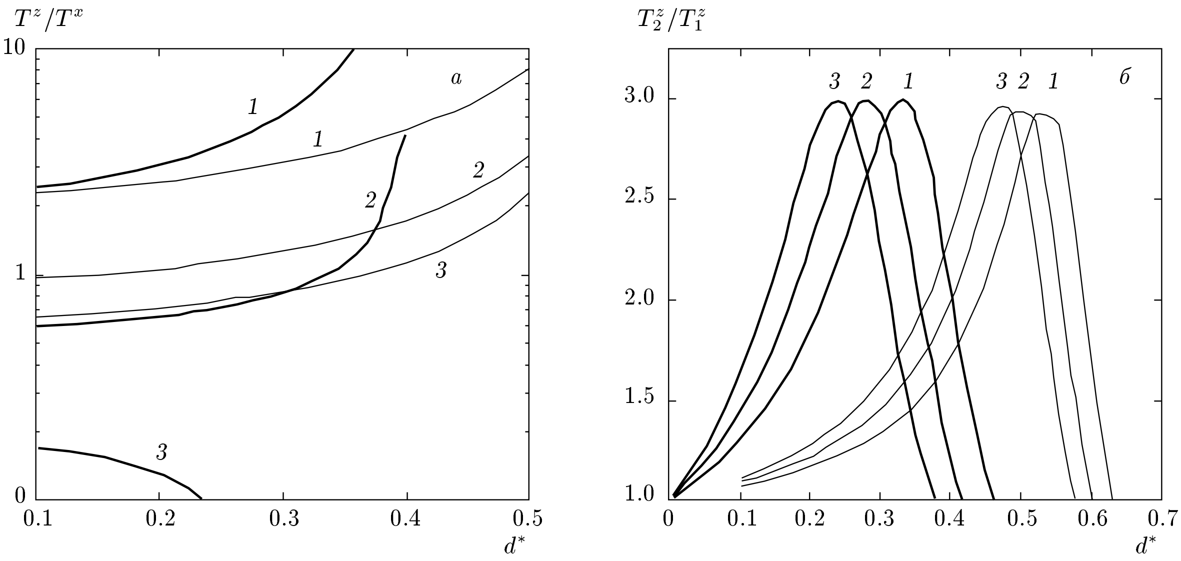

Рис. 3. Зависимости T^z/T^x (*а*) и T_2^z/T_1^z (*б*) при $\nu_{fr} \to 0$ для различных параметров взаимодействия (10). Тонкие линии для $q^* = 0.1$, жирные линии для $q^* = 0.3$ при различных κ_1 и κ_2: *1* — $\kappa_1 = \kappa_2 \equiv 0$; *2* — $\kappa_1 = 1.5$, $\kappa_2 = 0$; *3* — $\kappa_1 = 2$, $\kappa_2 = 0$

n_i. В предположении, что нейтральная частица, поглощенная поверхностью пылевой частицы, остается на ней в течение некоторого времени, достаточного для обмена энергией, и покидает пылинку с энергией близкой температуре ее поверхности, сила парного взаимодействия двух частиц за счет описанного эффекта (термофоретическая сила) может быть представлена в виде [40]

$$F_L^n = \frac{16}{15}\, n_g \frac{R_d^4}{l_p^2}\,(T_g - T_{ps}), \qquad (13)$$

где T_{ps} и T_g — температуры соответственно поверхности частиц и газа. Таким образом, при наличии разности температур нейтрального газа и поверхности пылинки может возникнуть теневая сила притяжения ($T_{ps} < T_g$) или сила отталкивания ($T_{ps} > T_g$). В случае, когда столкновения атомов с поверхностью пылинки являются абсолютно упругими, результирующая сила, связанная с затенением потока нейтральных атомов, будет равна нулю.

В обоих случаях (12), (13) непопарные взаимодействия могут иметь место даже для двух взаимодействующих частиц, например, при различии температур их поверхностей, или при различиях в температуре газа/ионов вблизи расположения рассматриваемых частиц.

Для качественного анализа влияния термофоретических сил (13) на перераспределение и подкачку кинетической энергии в систему из двух частиц при наличии их непопарного взаимодействия рассмотрим следующую задачу. Предположим, что температура поверхности одной из частиц равна температуре газа, а температура T_{ps} другой частицы меньше величины T_g. В этом случае силы взаимодействия между двумя частицами непопарны и присутствует сила притяжения за счет термофоретической силы (13). Зависимости T^z/T и T_2^z/T_1^z от параметра $c^* = |F_L^n/F_e|$ для случая $\nu_{fr} \to 0$ представлены на рис. 4; здесь F_e — сила электростатического отталкивания. (При $c^* \to 2$ система будет разрушаться, см. (9).)

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное исследование систем с непопарным взаимодействием (10), (11) выполнялось методом молекулярной динамики Ланжевена для двух вертикально ориентированных частиц, находящихся в электрическом поле ловушки с цилиндрической симметрией (см. рис. 1), ограниченном в радиальном направлении электрическим полем $E_r = \beta^r r$. В вертикальном направлении z частицы находились в поле тяжести $F_g = Mg$, скомпенсированном действием линейного электрического поля: $E_z = E_z^0 + \beta^z z$. Техника моделирования подробно описана в работах [3, 4]. Величина градиента радиального поля $\beta^r = \beta^x \equiv \beta^y$ составляла от $2\beta^z$ до $8\beta^z$, чтобы обес-

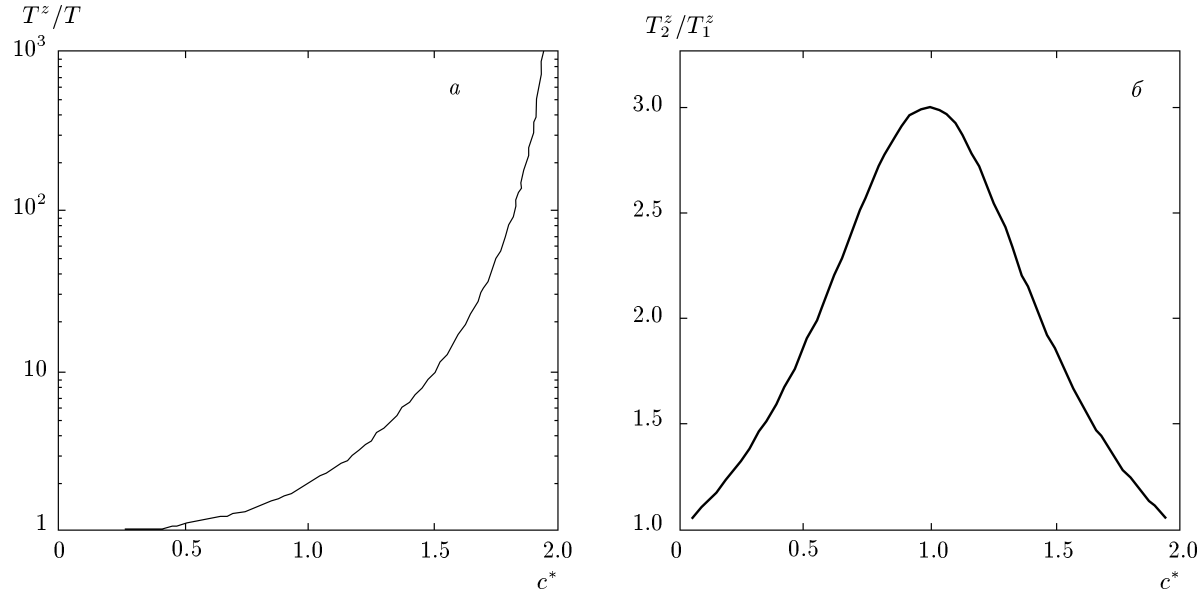

Рис. 4. Зависимости T^z/T (a) и T_2^z/T_1^z ($б$) от параметра $c^* = |F_L^n/F_e|$ для $\nu_{fr} \to 0$

печить устойчивое существование вертикальной конфигурации частиц: $\beta^r > \beta^z$, см. разд. 1.

Расчеты выполнялись для систем с $q \approx \approx -(0.05\text{–}0.5)Q$, $\kappa_1 = \kappa_2 \equiv \kappa = 0$. Температура T термостата Ланжевена для обеих частиц задавалась равной. Величина параметра масштабирования $\chi = = \omega^*/\nu_{fr}$ варьировалась в диапазоне от ~ 1 до ~ 10, типичном для условий лабораторных экспериментов в ВЧ-разряде [3, 4]; здесь $\omega^* = Q(E_{dd1}^{(1)}/2M)^{1/2}$, а $E_{dd1}^{(1)}$ — первая производная первого члена в выражении (10) в точке среднего межчастичного расстояния l_p. Иллюстрация траекторий движения частиц в численном эксперименте представлена на рис. 5.

Результаты численных исследований представлены на рис. 6–8. При определенных условиях в системе наблюдалось появление дополнительной кинетической энергии δK. При этом во всех случаях наблюдаемое распределение скоростей частиц было близко к максвелловскому: $\delta K = 2\delta T/3$, где $\delta T = = \delta T^z + \delta T^x + \delta T^y$ — приращение температуры системы, $\delta T^x = \delta T^y$, $\delta T^{z(x)} = T^{z(x)} - T$. Здесь $T^{z(x)}$ — кинетическая температура, найденная при численном моделировании задачи. Величина дополнительной (подкачиваемой) энергии была пропорциональна заданной температуре частиц $\delta K \propto T$. Таким образом, наблюдался «аномальный разогрев» системы $\delta T^{z(x)} > 0$, который сопровождался неравномерным распределением энергии по степеням свободы: $\delta T^z \geq \delta T^x = \delta T^y$, см. рис. 6*а,в*. Иначе говоря, в моделируемых системах происходило развитие стохастических автоколебаний, вызываемых тепловым движением частиц, см. разд. 3.

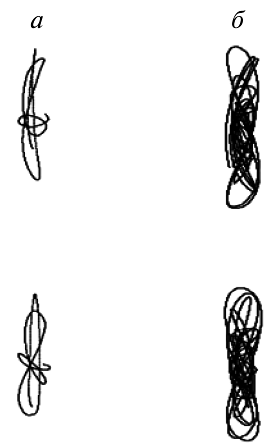

Рис. 5. Иллюстрация траекторий частиц в течение $t = (\omega^*)^{-1}$ (a), $10(\omega^*)^{-1}$ ($б$) для системы с параметрами: $|q^*| = 0.4$, $d^* = 0.38$, $\kappa = 0$, $\chi = = 3$, $T = 0.03$ эВ (вид сбоку). $T_1 \approx 0.62$ эВ, $T_2 \approx 0.685$ эВ

Величина фиксируемой кинетической температуры $T^{z(x)}$ для нижней «по потоку ионов» частицы 2 ($T_2^{z(x)}$) была больше, чем для верхней частицы 1 ($T_1^{z(x)}$); $T_2^z \geq T_1^z$, см. рис. 6*б*. С ростом кинетической энергии частиц фиксировалось разрушение систе-

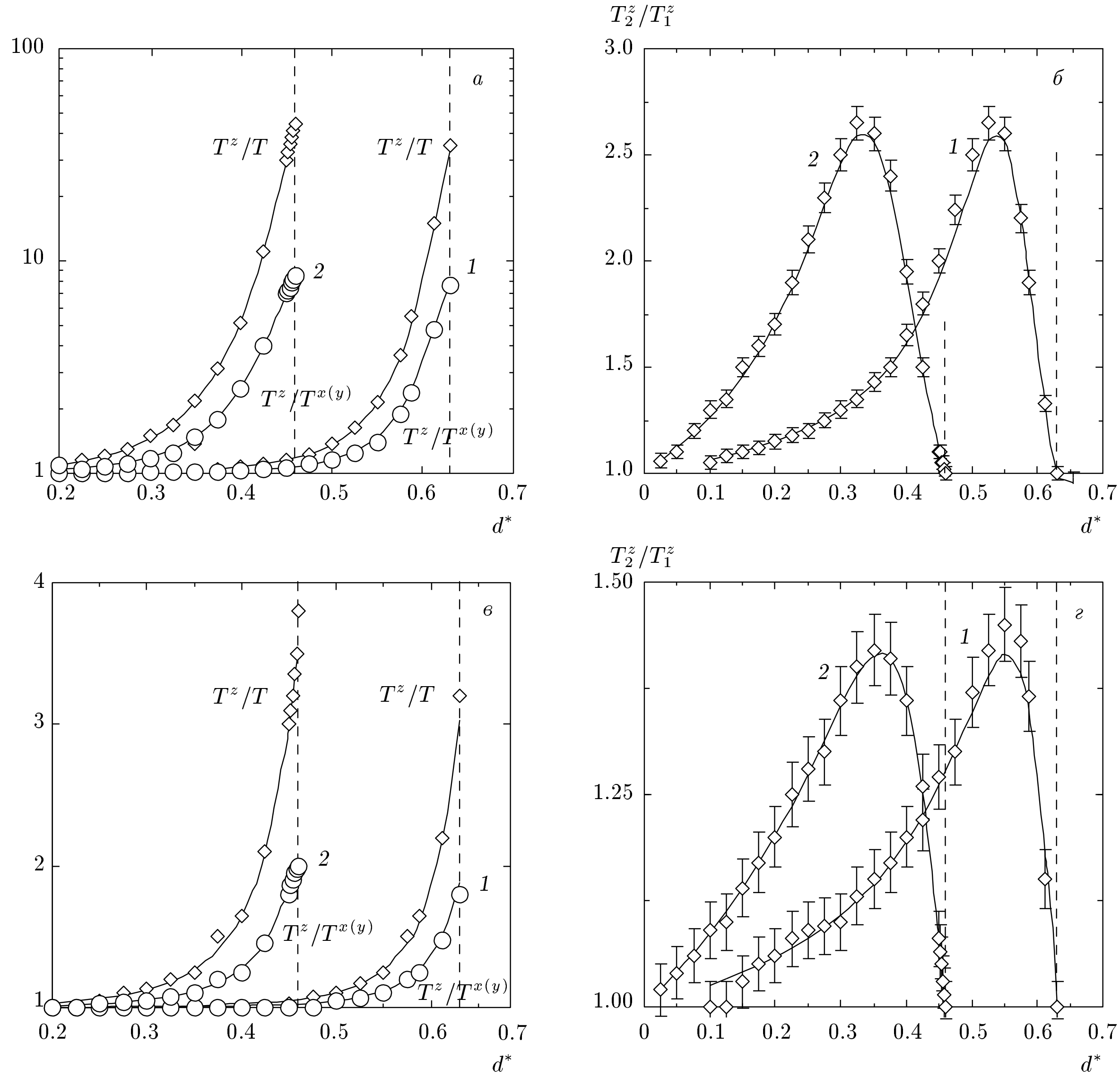

Рис. 6. Зависимости T^z/T (тонкие кривые) и $T^z/T^{x(y)}$ (жирные кривые) (*а*,*в*), T_2^z/T_1^z (*б*,*г*) от $d^* = d/l_p$ для системы с параметрами $q^* = 0.1$ (*1*), 0.3 (*2*) при $\beta^{x(y)}/\beta^z = 3.5$. $\chi \approx 3$ (*а*,*б*), 0.75 (*в*,*г*). Сплошные линии — аналитические кривые (6) и (7). Символы — результаты численного моделирования (обозначена ошибка 3 %). Штриховыми вертикальными кривыми обозначена величина d^* на линии разрушения структуры вследствие развития вертикальной неустойчивости (9)

мы вследствие формирования в ней вертикальной неустойчивости (см. рис. 6*б*,*г*) при условиях близких к критерию (9), см. разд. 3.

Некоторые из упомянутых эффектов уже наблюдались ранее в численных исследованиях [24, 25, 31]. Однако вопрос об источнике дополнительной кинетической энергии и об особенностях ее перераспределения в таких системах детально исследован не был.

Сравнение аналитических результатов с численными данными представлено на рис. 6–8 при различных параметрах расчета $q^* = |q/Q|$, $d^* = d/l_p$ и χ. Легко заметить хорошее согласие данных моделирования с предлагаемыми аналитическими соотношениями. Отметим еще раз, что аналитические соотношения, представленные в разд. 3, обеспечивают ограничение роста кинетической энергии (температуры) частиц при $\nu_{fr} \to 0$, см. рис. 8.

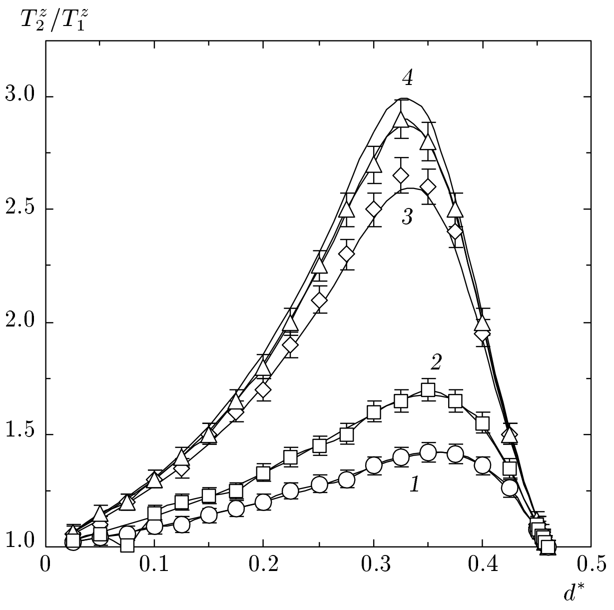

Рис. 7. Зависимости T_2^z/T_1^z от $d^* = d/l_p$ для системы при $q^* = 0.3$ и различных $\chi = 0.7$ (*1*), 1.5 (*2*), 3 (*3*), 6 (*4*). Жирные линии — аналитические кривые (7), тонкая линия — $\chi \to \infty$ ($\nu_{fr} = 0$). Символы — результаты численного моделирования (обозначена ошибка 3 %)

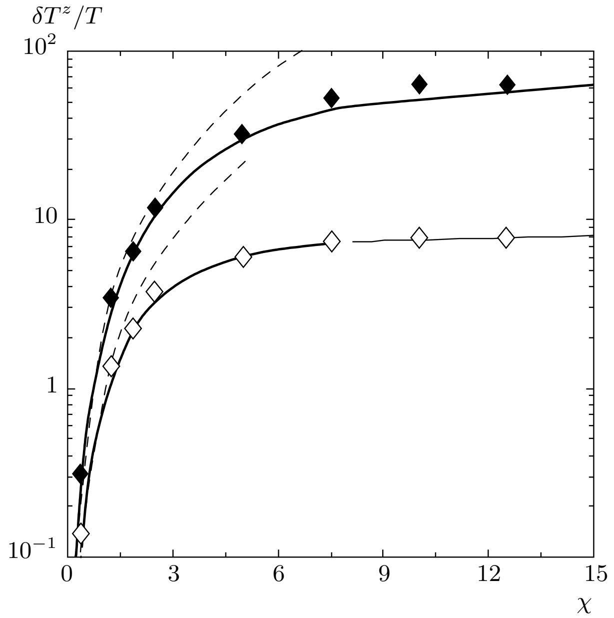

Рис. 8. Зависимости $\delta T^z/T$ от величины χ для системы из двух частиц с непопарным взаимодействием. Символы — результаты численного моделирования: ♦ — $q^* = 0.275$, $d^* \approx 0.45$; ◊ — $q^* = 0.2$, $d \approx 0.45$; Сплошные линии — формула (6). Штриховые линии — функции пропорциональные χ^2

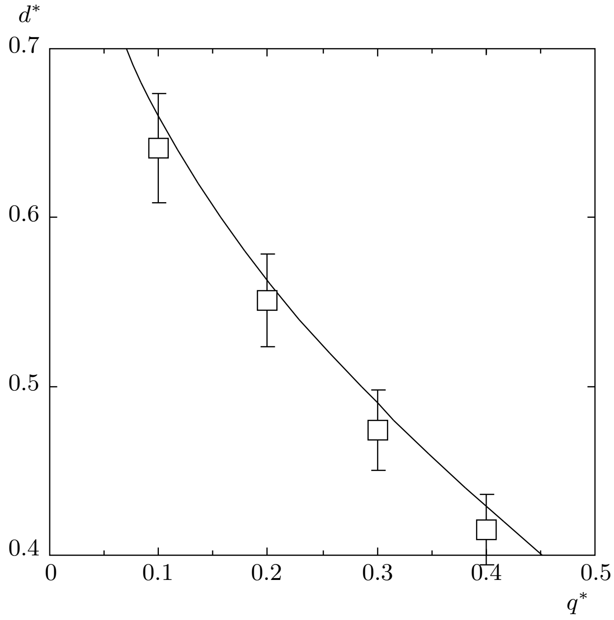

Рис. 9. Область устойчивого существования вертикальной конфигурации двух частиц (полуплоскость ниже кривой). Сплошная линия — формула (9) для случая $\kappa_1 = \kappa_2 \equiv 0$; символы — результаты моделирования (при $T = 0.03$ эВ), где указана погрешность (5 %) для различных параметров численной задачи

Расхождения между теоретическими и численными кривыми составляли менее 5 %, за исключением параметров $d^* = d_c^*$, лежащих вблизи точки разрушения системы частиц (9). Так, для $d^* \geq 0.95 d_c^*$ расхождение между теоретическими и численными кривыми достигало 20–35 %. Данное обстоятельство может быть связано с влиянием нелинейности процессов на результаты расчетов. Анализ линеаризованных уравнений движения (4a), (4b) позволяет определить область устойчивого существования для вертикальной конфигурации двух частиц согласно формуле (9), описывающей условие возникновения вертикальной неустойчивости в системе. Сравнение аналитического соотношения (9) с результатами численного моделирования задачи представлено на рис. 9. Легко увидеть, что влияние нелинейности на положение равновесной кривой находится в пределах ±5 % даже в том случае, когда приращение температуры δT намного превышает ее заданное значение T (см. рис. 6*а*,*в*).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что в настоящей работе представлены результаты теоретических и численных исследований динамики двух вертикально расположенных частиц с непопарным взаимодействием, аналогичным взаимодействию, возникающему за счет эффектов ионной фокусировки в условиях экспериментов с лабораторной пылевой плазмой. Представленные результаты позволяют объяснить приобретение высоких кинетических энергий пылевыми частицами в лабораторных экспериментах в ВЧ-разряде, в том числе рост кинетической энергии стохастического движения (т. е. температуры) пылевых частиц в направлении потока ионов, а также различия в перераспределении кинетических энергий пылевых частиц по степеням свободы.

Предложены аналитические соотношения, позволяющие описать механизм разогрева и перераспределения кинетической энергии в системах частиц с непопарным взаимодействием. Полученные соотношения будут полезны для анализа динамики систем с различными непопарными силами, которые вводятся в различных системах отсчета с целью формальной возможности записи уравнений динамики в виде более простых уравнений статики.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты №№ 13-08-00263, 15-32-21159), Министерством образования и науки Российской Федерации (СП-4993.2015.1, МК-7932.2015.8), а также Программой Президиума РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*, ed. by H. Z. Cummins and E. R. Pike, Plenum, New York (1974).

2. А. А. Овчинников, С. Ф. Тимашев, А. А. Белый, *Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов*, Химия, Москва (1986).

3. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, *Пылевая плазма (эксперимент и теория)*, Физматлит, Москва (2009).

4. *Complex and Dusty Plasmas*, ed. by V. E. Fortov and G. E. Morfill, CRC Press (2010).

5. R. Senga, H.-P. Komsa, Zh. Liu, K. Hirose-Takai, A. V. Krasheninnikov, and K. Suenaga, Nature Materials **13**, 1050 (2014).

6. Ю. В. Герасимов, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортов, Письма в ЖТФ **24**, 62 (1998).

7. V. E. Fortov, E. A. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, A. D. Usachev, and A. V. Zobnin, Phys. Lett. A **267**, 179 (2000).

8. *Advances in Dusty Plasma*, ed. by P. K. Shukla, D. A. Mendis, and T. Desai, World Sci. Publ., Singapore (1997), pp. 99–142, 153–162.

9. O. S. Vaulina, E. V. Vasilieva, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Phys. Scripta **84**, 025503 (2011).

10. A. Aschinger and J. Winter, New J. Phys. **14**, 093036 (2012).

11. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, O. F. Petrov, and A. P. Nefedov, Phys. Rev. E **60**, 5959 (1999).

12. R. A. Quinn and J. Goree, Phys. Rev. E **61**, 3033 (2000).

13. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **118**, 1319 (2000).

14. В. Е. Фортов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров и др., ЖЭТФ **123**, 798 (2003).

15. О. С. Ваулина, А. А. Самарян, О. Ф. Петров, Б. Джеймс, Ф. Меландсо, Физика плазмы **30**, 698 (2004).

16. Г. Е. Норман, В. В. Стегайлов, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ **140**, 1017 (2011).

17. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. И. Момот, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **131**, 164 (2007).

18. И. Н. Дербенев, А. В. Филиппов, Физика плазмы **36**, 121 (2010).

19. V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **54**, 4155 (1996).

20. S. V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).

21. M. Lampe, G. Joyce, G. Gunguli, and V. Gavrishchaka, Phys. Plasmas **7**, 3851 (2000).

22. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).

23. G. Joyce, M. Lampe, and G. Ganguli, Phys. Rev. Lett. **88**, 5006 (2002).

24. V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. Lett. **80**, 5345 (1998).

25. I. I. Lisina and O. S. Vaulina, Europhys. Lett. **103**, 55002 (2013).

26. J. B. Pieper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).

27. A. K. Mukhopadhyay and J. Goree, Phys. Rev. E **90**, 013102 (2014).

28. О. С. Ваулина, К. Г. Адамович, И. Е. Дранжевский, Физика плазмы **31**, 562 (2005).

29. O. S. Vaulina, X. G. Adamovich, and S. V. Vladimirov, Phys. Scripta **79**, 035501 (2009).

30. О. С. Ваулина, И. И. Лисина, К. Г. Косс, Физика плазмы **39**, 455 (2013).

31. О. С. Ваулина, И. И. Лисина, Физика плазмы **40**, 815 (2014).

32. E. A. Lisin, O. S. Vaulina, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Phys. Rev. E **97**, 55003 (2012).

33. F. Melandso and J. Goree, Phys. Rev. E **52**, 5312 (1995).

34. W. J. Miloch, J. Trulsen, and H. L. Pecseli, Phys. Rev. E **77**, 056408 (2008).

35. С. А. Майоров, Р. И. Голятина, С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, Н. Х. Бастыкова, Прикл. физ. **1**, 24 (2015).

36. S. V. Vladimirov and S. A. Maiorov, Phys. Rev. E **67**, 016407 (2003).

37. W. J. Miloch and D. Block, Phys. Plasmas **19**, 123703 (2012).

38. I. H. Hutchinson, Phys. Rev. E **85**, 066409 (2012).

39. А. М. Игнатов, Физика плазмы **31**, 52 (2005).

40. Y. K. Khodataev, E. G. Morfill, and V. N. Tsytovich, J. Plasma Phys. **65**, 257 (2001).