Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

С. А. Майоров, О распределении ионов и электронов вокруг заряженной макрочастицы в плазме,
ТВТ, 2001, том 39, выпуск 6, 858–864

https://www.mathnet.ru/tvt1988

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.14.81
16 января 2026 г., 13:16:41

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2001, том 39, № 6, с. 858–864

УДК 533.9

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ВОКРУГ ЗАРЯЖЕННОЙ МАКРОЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

© 2001 г. С. А. Майоров

Институт общей физики РАН, Москва

Поступила в редакцию 15.11.2000 г.

Получено аналитическое выражение для парных электрон-ионной и ион-ионной радиальных функций распределения в приближении бинарного взаимодействия подвижных частиц с заряженным центром. Методом молекулярной динамики и частиц в ячейке проведены расчеты плотностей распределения ионов и электронов вокруг неподвижной заряженной макрочастицы.

Введение. Пылевая плазма является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований последних лет [1–9]. Вопрос о распределении ионов и электронов вокруг пылинки важен для правильного описания свойств пылевой плазмы, плазменно-пылевых кристаллов, капель и облаков. Перенос обычно используемых в плазме подходов [10–12] на пылевую плазму не всегда оправдан из-за сильной неидеальности пылевой компоненты, открытости системы. Для объяснения наблюдаемых в экспериментах упорядоченных структур, образующихся из пылевых частиц микронных размеров, необходимо знание закона электростатического взаимодействия между пылинками. При этом важную роль играет также взаимодействие пылинок с буферным газом (степень ионизации в экспериментах обычно не превышает 10^{-2}). Например, сила притяжения между пылинками может объясняться эффектом тени при свободно-молекулярном режиме обтекания пылинок буферным газом [5, 6].

В данной работе на основе решения динамической задачи рассмотрена парная корреляционная функция распределения между неподвижной и подвижной заряженными частицами в приближении бинарного взаимодействия. Такое приближение оправдано либо в случае близких расстояний между частицами, когда на динамику частицы влияет лишь ближайшая частица, либо когда одна из частиц имеет большой заряд (случай пылевой плазмы) и сила взаимодействия с ней значительно превышает влияние остальных частиц. Полученная парная корреляционная функция сравнивается с результатами компьютерного моделирования.

Приближение Дебая для парной корреляционной функции. Рассмотрим полностью ионизованную плазму, состоящую из ионов с массой M, положительным зарядом ze и электронов с массой m, зарядом $-e$. Пусть в плазме также имеется неподвижный точечный заряд $Z_0e > 0$. Отметим, что в пылевой плазме макрочастица обычно имеет отрицательный заряд, хотя в случае сильной термоэмиссии он может быть положительным. Этот заряд создает вокруг себя сферически симметричное заряженное облако ионов и электронов, плотность в котором зависит только от расстояния r до него. Уравнение Пуассона для среднего потенциала $\varphi(r)$ иона имеет вид

$$-\Delta\varphi = 4\pi e[Z_0\delta(r) + zN_i(r) - N_e(r)]. \qquad (1)$$

Для определения плотности частиц сорта a вокруг неподвижного заряда обычно используется распределение Больцмана [10]

$$N_a(r) = N_{a0}\exp(-z_a e\varphi/T_a), \qquad (2)$$

где N_{a0} – средняя по объему плотность частиц, T_a – температура, φ – средний потенциал поля вокруг неподвижного заряда, $z_a = -1$ или z для электронов и ионов соответственно. В приближении слабого взаимодействия $z_a e\varphi/T_a \ll 1$ экспонента в распределении (2) разлагается в ряд и уравнение Пуассона (1) при учете поправок первого порядка малости имеет решение типа потенциала Юкавы

$$\varphi(r) = \frac{Z_0 e}{r}\exp-\frac{r}{r_D}. \qquad (3)$$

Здесь радиус Дебая $r_D = (4\pi\sum_a z_a^2 e^2 N_{a0}/T_a)^{-1/2}$ задает длину экранирования кулоновского поля неподвижного заряда [10]. Корреляционная функция g_{ab} между подвижными частицами сорта a и неподвижными частицами сорта b с зарядом Z_0e для потенциала (3) имеет вид [10–12]

$$g_{ab}(r) = -\frac{z_a Z_0 e^2}{rT_a}\exp-\frac{r}{r_D} = -\frac{r_w}{r}\exp-\frac{r}{r_D}, \qquad (4)$$

где $r_w = zZ_0e^2/T$ обозначает классический радиус взаимодействия (длина Ландау). Выражение (4) справедливо при выполнении условий малости парных

корреляций и малости тройных корреляций по сравнению с парными

$$g_{ab} \ll 1, \quad g_{abc} \ll g_{ab}. \tag{5}$$

Линеаризация экспоненциальных функций в (2) и (4) дает физически разумный результат для потенциала взаимодействия между частицами также и в области малых расстояний, где условия (5) не выполняются. Более того, учет в разложении членов более высокого порядка не имеет смысла. Согласно [12] линеаризация экспоненциальных функций не только допустима, но только она в действительности имеет смысл. Любые попытки улучшить теорию за счет членов разложения более высокого порядка несовместимы с используемым приближением парных корреляций (подробнее см. [12]).

Отметим, что вокруг пылинки из-за поглощения ею ионов, электронов и разреженности плазмы распределение Больцмана при характерных параметрах пылевой плазмы не устанавливается. Кроме того, в пылевой плазме вблизи макрочастицы условия (5) обычно не выполняются. В этом случае необходимо дополнительное исследование, поскольку, как показывает дальнейший анализ, отличия корреляций разноименно заряженных частиц как от дебаевского распределения (4), так и от распределения Больцмана (2) весьма значительны.

Электрон-ионная корреляционная функция в бинарном приближении. В идеальной плазме характерная длина релаксации импульса и энергии частиц много больше среднего расстояния между ними $N_a^{-1/3}$, поэтому в малой окрестности вблизи неподвижного заряда можно пренебречь силами со стороны всех других частиц. Траектории частиц и их плотность в достаточно малой окрестности неподвижной частицы определяются уравнениями движения в центральном поле.

Учитывая взаимодействие электронов только с неподвижным точечным зарядом $Z_0e > 0$, получим распределение плотности электронов вокруг него. Положим, что электроны на бесконечном удалении от этого заряда имеют одинаковый модуль скорости V_0 и среднюю плотность N_{e0}. Поток электронов, имеющих прицельные параметры в интервале $\rho, \rho + \Delta\rho$, равен $2\pi\rho\Delta\rho N_{e0}V_0$. Выделим вокруг неподвижного заряда шаровой слой $r, r + \Delta r$ с объемом $4\pi r^2\Delta r$. Радиальная скорость электронов в шаровом слое зависит только от его радиуса и определяется из решения задачи Кеплера [13]

$$V_r = V_0\left(1 + \frac{2Z_0e^2}{mV_0^2r} - \frac{\rho^2}{r^2}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

Каждый электрон, попадающий в шаровой слой, будет дважды пересекать его и находиться в нем в течение промежутка времени $\Delta t = 2\Delta r/V_r$. Плотность электронов $\Delta N_e(r, \rho, \Delta\rho)$, создаваемая в шаровом слое потоком $N_{e0}V_0$ с прицельными параметрами в интервале $\rho, \rho + \Delta\rho$, определяется числом частиц, попадающих в этот слой за единицу времени, временем нахождения частиц в нем и его объемом: $\Delta N_e(r, \rho, \Delta\rho) = N_{e0}V_0\rho\Delta\rho/r^2V_r$. Интегрируя $\Delta N_e(r, \rho, \Delta\rho)$ по всем возможным прицельным параметрам в интервале $0 < \rho < \rho_{max}$, где (max определено условием $V_r = 0$, получаем

$$N_w(r, V_0) = \frac{N_{e0}}{r^2}\int_0^{\rho_{max}} \rho\left(1 + \frac{2Z_0e^2}{mV_0^2r} - \frac{\rho^2}{r^2}\right)^{-1/2} d\rho = N_{e0}\left(1 + \frac{2Z_0e^2}{mV_0^2r}\right)^{1/2}. \tag{7}$$

Это распределение задает также парную корреляционную функцию для электронов, имеющих скорость V_0 на бесконечном удалении от заряда. Если скорости электронов на большом расстоянии от заряда имеют максвелловское распределение с температурой T, то (7) следует усреднить по скоростям. В результате такого усреднения получаем

$$N_e(r, T) = \frac{2N_{e0}}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\left(x + \frac{Z_0e^2}{rT}\right)^{1/2} e^{-x}dx = N_{e0}I\left(\frac{Z_0e^2}{rT}\right). \tag{8}$$

Аппроксимацию (8) с погрешностью менее 1% можно получить, заменив в (7) кинетическую энергию $1/2mV_0^2$ на $0.78T$

$$N_e(e, T) \simeq N_{e0}\left(1 + \frac{Z_0e^2}{0.78rT}\right)^{1/2}. \tag{9}$$

Интеграл $I(x)$ в (8) выражается через неполную гамма-функцию и имеет следующие асимптотики: $I(x) \simeq 1 + x$ при $x \ll 1$, $I(x) \simeq \sqrt{x}$ при $x \gg 1$. Соответственно для парной корреляционной функции получаем

$$g_{ab}(r) = \sqrt{r_w/r} - 1 \text{ при } r \ll r_w, \quad g_{ab}(r) = r_w/r \text{ при } r \gg r_w. \tag{10}$$

Данное распределение зависит только от характерной длины взаимодействия – длины Ландау. Полученные распределения (7), (8) будут давать завышенные значения из-за экранирования или при рассмотрении системы, состоящей из небольшого количества частиц (например, при компьютерном моделировании). Для получения более точного решения при интегрировании необходимо

вырезать соответствующую область прицельных параметров.

Ион-ионная корреляционная функция. Аналогично для плотности ионов с одинаковой скоростью V_0 получаем

$$N_i(r, V_0) = N_{i0}\left(1 - \frac{2zZ_0e^2}{MV_0^2 r}\right)^{1/2},$$

$$\text{если } r > \frac{2zZ_0e^2}{MV_0^2},$$

$$N_i(r, V_0) = 0, \text{ если } r < \frac{2zZ_0e^2}{MV_0^2}.$$

При максвелловском распределении ионов по скоростям их плотность вокруг заряженного центра равна

$$N_i(r, T) = \frac{4N_{i0}}{\sqrt{\pi}}\int_{x_{\min}}^{\infty} x\left(x^2 - \frac{zZ_0e^2}{rT}\right)^{1/2} e^{-x^2}dx = \tag{11}$$

$$= N_{i0}\exp\left(-\frac{zZ_0e^2}{rT}\right),$$

т.е. в точности совпадает с распределением Больцмана. Область интегрирования в (11) определяется из условия положительности подкоренного выражения. Для парной ион-ионной корреляционной функции имеем

$$g_{ab}(r) = \exp\left(\frac{-zZ_0e^2}{rT}\right) - 1 = \exp\left(-\frac{r_w}{r}\right) - 1.$$

Задача о столкновении двух частиц сводится к задаче о рассеянии в центральном поле путем замены массы одной частицы на приведенную массу двух частиц [10]. Таким образом, полученные корреляционные функции могут быть использованы для расчета корреляций между подвижными частицами на близких расстояниях. Аналогичный результат другим способом получен в [14, 15].

Плотности электронов (8) и ионов (11) вокруг неподвижного заряда, а также парные корреляционные функции имеют дебаевские асимптотики на расстояниях, больших радиуса взаимодействия (длины Ландау) $r_w = zZ_0e^2/T$ и меньших радиуса Дебая. На расстояниях порядка и меньше длины Ландау они радикально отличаются от дебаевских. Для корреляций разноименно заряженных частиц происходит переход от закона (4) $g_{ab} \simeq r_w/r$ к корневой зависимости от расстояния $g_{ab} \simeq (r_w/r)^{1/2}$.

Результаты моделирования методом молекулярной динамики (МД). Рассмотрим полностью ионизованную плазму, состоящую из ионов с массой m_i, положительным зарядом e и электронов с массой m_e, зарядом $-e$. Исследуем временную эволюцию системы из n_e электронов и n_i ионов, заключенных в куб, в центре которого находится точечный неподвижный отрицательный заряд $Q = Z_0e < 0$, являющийся также и центром координат. Число ионов, электронов и заряд макрочастицы выбираются такими, чтобы в целом система являлась электронейтральной: $n_i - n_e + Z_0 = 0$. Используются как периодические, так и зеркальные граничные условия. Траектории ионов и электронов определяются с помощью решения уравнений Ньютона

$$d^2\mathbf{r}_k/dt^2 = \frac{\mathbf{F}_k}{m_k}, \quad \mathbf{F}_k = \frac{q_kQ\mathbf{r}_k}{\mathbf{r}_k^3} + \sum_{l\neq k}^{n_p}\mathbf{f}_{kl}, \tag{12}$$

$$k = 1, 2, \ldots, n_p,$$

в котором $\mathbf{r}_k(t)$ – радиус-вектор k-й частицы с массой m_k и зарядом q_k; n_p – общее число подвижных частиц. Сила кулоновского взаимодействия $\mathbf{f}_{kl}$ между частицами на расстояниях между частицами менее r_0 принималась соответствующей взаимодействию однородно заряженных взаимно проницаемых сфер диаметром r_0 [16]. Такая модификация кулоновской силы на близких расстояниях устраняет особенность потенциала в нуле и уменьшает жесткость уравнений, обусловленную близкими соударениями. Значение r_0 выбиралось много меньше среднего межчастичного расстояния: $r_0 \ll N^{-1/3}$, в приведенном расчете полагалось $r_0 = 0.025N^{-1/3}$. Проводились дополнительные расчеты для оценки влияния r_0 на характеристики кулоновской системы [17]. Уравнения Ньютона (12) решались прямым методом типа частица–частица. Для повышения точности численного интегрирования использовалась оригинальная вычислительная схема с выделением ближайших соседей [17, 18].

Для расчета методом молекулярной динамики (МД) была выбрана плазма гелия с $z = 1$, $N_i = 2 \times 10^{12}$ см$^{-3}$ с начальной температурой электронов $T_e = 1$ эВ и ионов $T_i = 0.025$ эВ. Для получения лучшей статистики за ограниченное время расчета масса электронов выбиралось в 100 раз больше реальной. Время расчета было равно $t_0 = 3.5 \times 10^{-8}$ с, что значительно больше времени ионного ленгмюровского периода 6.8×10^{-9} с. Ионный дебаевский радиус при таких параметрах плазмы в единицах характерного межионного расстояния равен $r_{\mathrm{D}i}N_i^{1/3} = 1.06$, электронный – $r_{\mathrm{D}e}N_i^{1/3} = 6.6$.

На рис. 1 приведен результат расчета плотности распределения электронов и ионов вокруг неподвижной частицы бесконечно малого размера с отрицательным зарядом $Q = -300e$. Число ионов в системе равно 1500, электронов – 1200, т.е. с учетом заряженного центра система была нейтраль-

ной. Штриховыми линиями на рисунке показаны распределения Дебая для ионов и электронов, сплошными кривыми – зависимость (8) для ионов и распределение Больцмана (11), точки – результат численного эксперимента. Отметим, что полученные аналитические распределения приведены для положительно заряженного центра, расчеты же выполнены для более часто встречающегося в экспериментальной ситуации случая отрицательно заряженной макрочастицы. При этом зависимости для электронов и ионов меняются местами. Для удобства анализа асимптотик распределений выбран логарифмический масштаб как по радиусу, нормированному на характерное межионное расстояние, так и для плотности частиц, нормированной на среднюю плотность. МД-расчет показывает очень хорошее совпадение плотности отталкивающихся от заряженного центра частиц (электронов) с распределением Больцмана. Для притягивающихся к отрицательно заряженному центру частиц (ионов) имеется очень хорошее совпадение наклона кривой, полученной в МД-расчете с бинарным приближением (8) и (9). Однако само значение плотности ионов примерно в 3 раза ниже, чем следует из бинарной теории (8). Причина заключается не столько во влиянии экранирования, сколько в вырезании (из-за ограниченности системы при моделировании) столкновений с большими прицельными параметрами. Более подробно это влияние граничных условий будет рассмотрено ниже.

Результаты моделирования методом частиц в ячейке. Учет поглощения и конечного размера макрочастицы. В пылевой плазме важную роль играют процессы зарядки макрочастиц и их конечный размер. Для оценки влияния этих факторов на плотность распределения ионов и электронов вокруг макрочастицы можно использовать менее трудоемкий с точки зрения вычислительных затрат метод частиц в ячейке [16]. Его отличие от описанного выше метода молекулярной динамики состоит в более экономном способе вычисления сил, действующих на частицы (естественно, за счет их огрубления). Вследствие этого появляется возможность проводить расчеты с большим числом частиц и рассматривать эволюцию системы в течение более длительного промежутка времени.

Траектории электронов и ионов определялись решением уравнений Ньютона с вычислением силы в двух модификациях

$$d^2\mathbf{r}_k/dt^2 = F_k/m_k, \quad \mathbf{F}_k = q_k Q\mathbf{r}_k/\mathbf{r}_k^3, \quad k = 1, 2, \ldots, n_p, \tag{13}$$

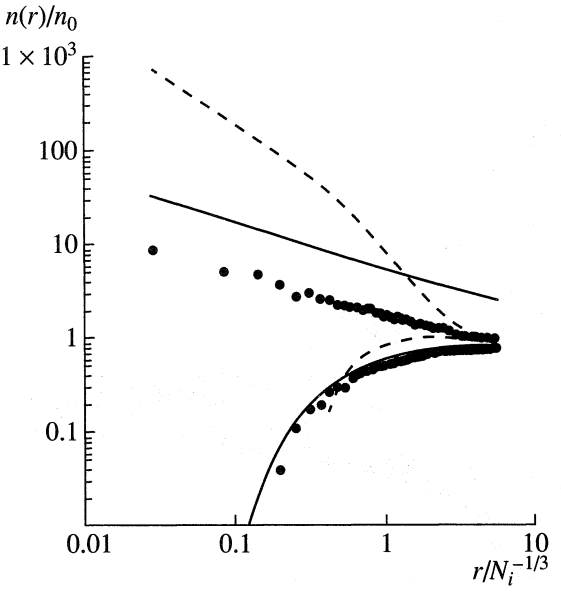

Рис. 1. Плотность ионов и электронов вокруг неподвижного отрицательного точечного заряда. Штриховые кривые – распределения Дебая для ионов и электронов; сплошные кривые – зависимость (8), моделирование методом МД и распределение Больцмана; точки – результат численного эксперимента.

$$\frac{d^2\mathbf{r}_k}{dt^2} = \frac{\mathbf{F}_k}{m_k}, \quad \mathbf{F}_k = \frac{q_k Q\mathbf{r}_k}{\mathbf{r}_k^3} + q_k\frac{\mathbf{r}_k}{\mathbf{r}_k^3}\sum_{r_l < r_k}^{n_p} q_l, \quad k = 1, 2, \ldots, n_p. \tag{14}$$

В первой модификации (13) учитываются только силы взаимодействия подвижных частиц с макрочастицей; фактически вычисляемое при такой силе распределение соответствует бинарному приближению, полученному для ограниченной системы. Во-второй модификации (14) дополнительно учитывается экранирующее влияние ион-электронного облака, окружающего макрочастицу. В центре куба находится неподвижная макрочастица заданного размера, поглощающая все падающие на нее частицы плазмы. Взамен поглощенной частицы в объем вбрасывалась другая частица. При отражении от стенок куба использовались термостатирующие граничные условия. Такая постановка задачи позволяет самосогласованно учитывать флуктуации заряда макрочастицы и ее конечный размер.

Исследовалась плазма гелия с теми же параметрами, что и в приведенном выше МД-расчете. Менялось число частиц в системе, ставились различные граничные условия. Для проверки влияния вычислительных характеристик на окончательный результат вначале приведем результаты моделирования такой же системы, как и в предыдущем МД-расчете. На рис. 2 представлены результаты расчетов для системы из 1500 ионов,

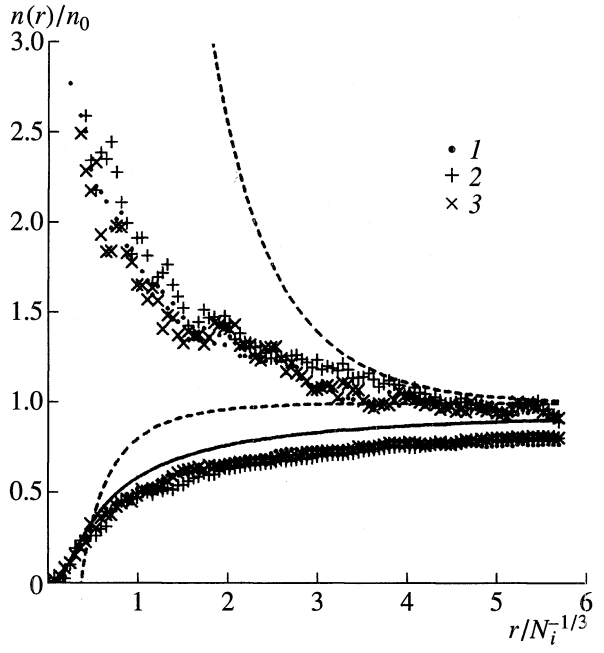

Рис. 2. Плотность ионов и электронов вокруг неподвижного отрицательного точечного заряда. Штриховые кривые – распределения Дебая для ионов и электронов, сплошная кривая – распределение Больцмана. *1* – результат МД-расчета; *2*, *3* – решение методом частиц; *2* – с вычислением силы по (13); *3* – по (14).

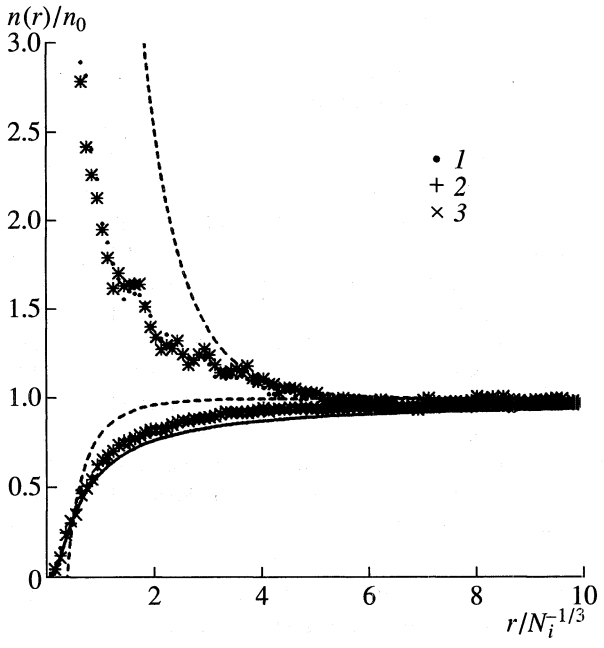

Рис. 3. Результаты расчетов методом частиц с различными граничными условиями для большей системы. Штриховые и сплошная кривые – то же, что на рис. 2. *1–3* – результаты расчета методом частиц; *1* – с термостатирующими стенками, *2* – с зеркально отражающими граничными условиями, *3* – с периодическими граничными условиями.

1200 электронов, помещенных в куб с зеркально отражающими стенками и точечным зарядом в центре $Q = -300e$. Аналогично рис. 1 приведены плотности распределений притягивающихся к заряженному центру частиц – ионов и отталкивающихся от него электронов, в зависимости от расстояния до него. Точками *1* обозначен результат МД-расчета, того же, что и на рис. 1, *2* – решение методом частиц с вычислением силы в виде (13), *3* – решение методом частиц с вычислением силы в виде (14). Масштаб на этом рисунке в отличие от рис. 1 линейный, радиус попрежнему нормирован на характерное межчастичное расстояние, плотности нормированы на среднюю плотность.

В случае взаимодействия частиц только с заряженным центром не учитывается его экранирование. Это приводит к незначительному повышению плотности ионов в таком расчете по сравнению с двумя другими приведенными на рис. 2. Но во всех трех случаях наблюдается радикальное отклонение от дебаевского распределения ионов. Распределения электронов менее отличаются друг от друга и обладают теми же особенностями, а именно: вычисление плотности электронов в случае взаимодействия только с заряженным центром не учитывает экранирования неподвижного заряда и приводит к незначительному понижению плотности по сравнению с расчетами МД и с учетом экранирования. Для сравнения на рис. 2 нанесены дебаевская зависимость (штриховые кривые) и распределение Больцмана (сплошная кривая). Результаты расчетов хорошо совпадают с больцмановским распределением для малых расстояний и начинают от него отличаться на больших расстояниях из-за влияния граничных условий. Отметим, что дебаевское приближение не описывает распределения электронов и в случае малости кулоновских поправок (5) из-за отклонения в распределении ионов. Конечно, в условиях примерного равенства размера области моделирования с электронным радиусом Дебая картина экранирования будет отличаться от случая бесконечной плазмы, но тем не менее можно говорить о качественно правильной зависимости.

На рис. 3 представлены результаты расчетов с учетом экранирования для системы из 8000 ионов и 7700 электронов, помещенных в куб с различными условиями отражения на стенках и точечным зарядом в центре $Q = -300e$. Точками *1* обозначен результат расчета с термостатирующими стенками, *2* – с зеркально отражающими граничными условиями, 3 – с периодическими граничными условиями. Размеры системы в приведенных расчетах больше электронного дебаевского радиуса, и различные граничные условия не оказывают существенного влияния на результат.

Результаты моделирования методом частиц в ячейке с учетом конечного размера макрочастицы. Обычно полагается, что все электроны и ионы, попадающие на поверхность макрочастицы, поглощаются ею. Заряд макрочастицы формируется при этом самосогласованно, в результате равенства в среднем по времени потоков электронов и ионов. Основные особенности распределения ионов и электронов вокруг заряженного точечного центра сохраняются и для макрочастицы конечного размера.

На рис. 4 представлены результаты двух расчетов с учетом и без учета экранирования для системы из 8000 ионов и 7400 электронов, помещенных в куб с термостатирующими условиями отражения на стенках и поглощающими граничными условиями на сфере радиуса $rN_i^{1/3} = 1$. Начальный заряд макрочастицы полагался равным нулю. Обозначения те же, что и на предыдущих рисунках.

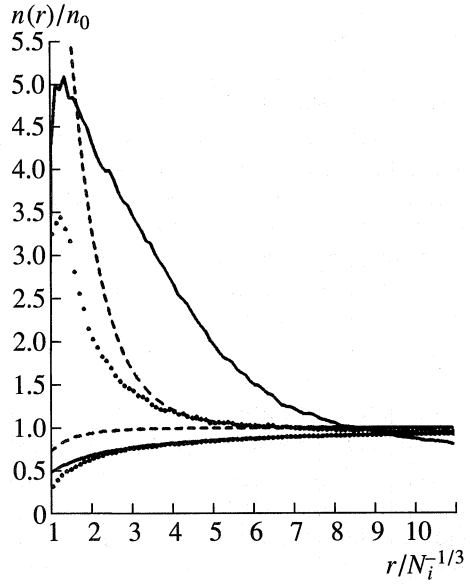

Рис. 4. Результаты расчета плотности ионов и электронов вокруг поглощающей сферы методом частиц в ячейке. Обозначения, как на рис. 1.

Обсуждение результатов. Макрочастица в плазме обычно имеет отрицательный заряд, который может быть очень большим $Z_0 \sim -10^4$ [1, 2], а при сильной термоэмиссии он может быть и положителен. В том и в другом случае область сильной корреляции между частицами плазмы и макрочастицей может в существенной мере определять характеристики плазмы. Полученные в настоящей работе результаты (аналитические и численные) свидетельствуют о значительном отклонении распределений ионов и электронов вблизи макрочастицы от распределения Дебая и тем более распределения Больцмана (для притягивающихся частиц). Однако при анализе процессов в пылевой плазме в ряде работ для описания распределения подвижных частиц вблизи пылинок безосновательно используется распределение Больцмана как для отталкивающихся, так и для притягивающихся частиц.

В работе [7], посвященной анализу экспериментов с положительно заряженными пылинками [3], получены поправки к дебаевскому потенциалу взаимодействия путем учета членов третьего порядка в разложении больцмановской экспоненты (2). Как уже отмечалось, распределение притягивающихся к пылинке носителей (в данном случае электронов) неравновесно, т.е. не удовлетворяет распределению Больцмана. Наличие обратного тока (термоэмиссии) может несколько уменьшать степень неравновесности, и этот вопрос требует отдельного изучения. Хотя в работе [7] рассматривается потенциал взаимодействия макрочастиц (пылинок), таким способом можно найти только средний потенциал вокруг частицы. Полученные в [7] поправки к дебаевскому распределению, как уже отмечалось выше, не имеют смысла и не дают даже правильного знака отклонения реального распределения от дебаевского закона экранирования. В работе [7] получено уменьшение поверхностного потенциала по сравнению с дебаевским, т.е. наблюдается более сильное экранирование, чем дебаевское. Но из бинарного распределения (8), подтвержденного результатами численных экспериментов, следует, что учет динамики приводит к меньшему по сравнению с дебаевским экранированию.

В работах [8, 9] для описания пылевой плазмы численно решалось уравнение Пуассона с больцмановским распределением плотности электронов вокруг положительно заряженной пылинки. Проведены расчеты структур такого "дебаевского атома" (одна положительно заряженная пылинка, окруженная электронным облаком) и "дебаевской квазимолекулы" (в терминологии авторов [8, 9]). Такую модель правильнее назвать больцмановской, а не дебаевской. Дебаевское приближение, как уже отмечалось выше, основано на линеаризации больцмановской экспоненты и дает физически разумную асимптотику также и для близких расстояний. Для условий экспериментов [3] в работе [8, 9] получено только притяжение между пылинками, обусловленное завышенным экранированием и поляризацией электронных оболочек. Отметим, что в целой серии работ по моделированию процесса экстракции ионов из бесстолкновительной плазмы при лазерном разделениии изотопов (ссылки см. в [8, 9]) безосновательно используются столкновительные модели (распределение плотности по Больцману, гидродинамическая модель). Более подробно методика моделирования бесстолкновительной плазмы в задаче лазерного разделения изотопов рассмотрена в работе [18]. Аналогичный подход с исполь-

зованием решения уравнения Пуассона–Больцмана для определения силы между пылинками применяется в [19], где также получено притяжение между ними за счет поляризации электронных облаков.

В экспериментах [3] существенное отличие функций распределения падающих на пылинку и испускаемых при термоэмиссии электронов может привести к сильному отличию реального распределения от полученного в данной работе распределения вокруг точечного заряда. Очевидно, что оно применимо для пылинки конечного размера только в случае равенства функций распределения падающих и испускаемых пылинкой частиц. При их сильном отличии необходима коррекция полученных для точечного заряда результатов.

В работах [20] исследовалась задача обтекания ионным потоком пылинок. Среди прочих характеристик рассчитывались также и парные корреляционные функции, которые очень хорошо совпадают с распределением (7), полученным для частиц с одинаковой кинетической энергией на бесконечности.

Экранированный потенциал описывает только отталкивание макрочастиц. Для описания наблюдаемых в экспериментах пылевых кристаллов и облаков необходим потенциал, при котором отталкивание макрочастиц на близких расстояниях (но больших по сравнению с дебаевским радиусом) сменяется притяжением на далеких расстояниях. Такое притяжение может вызываться упоминавшейся уже гравитацией Лессажа [5, 6], обусловленной эффектом тени при бомбардировке нейтральными частицами. Выявленное в настоящей работе значительное ослабление экранирования позволяет предложить следующий механизм притяжения между макрочастицами. Пылинки движутся по заряженному фону, знак которого противоположен их заряду. Этот фон не усредняется по всей плазме, а присутствует только в той части, где сгруппированы пылинки, которые соответственно притягиваются к центру области пространственного заряда. Слипнуться пылинкам не дает кулоновское отталкивание друг от друга. Более последовательным, конечно, является решение задачи о взаимодействии пылинок, окруженных электронным облаком, но эта задача выходит за рамки данной статьи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В условиях пылевой плазмы распределение электронов и ионов вокруг заряженной макрочастицы может радикально отличаться от дебаевского распределения, причем в сторону ослабления экранирования по сравнению с распределением Дебая. Аппроксимация на основе бинарного приближения, учитывающего движение электронов и ионов в неэкранированном поле макрочастицы, дает хорошее согласие с результатами численного моделирования.

Автор признателен С.В. Владимирову, А.М. Игнатову и В.Н. Цытовичу, а также участникам семинара под руководством А.А. Рухадзе за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Цытович В.Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57.
2. *Цытович В.Н., Винтер Дж.* Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН. 1998. Т. 168. № 8. С. 899.
3. *Фортов В.Е., Нефедов А.П., Торчинский В.М. и др.* Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. С. 86.
4. *Фортов В.Е., Нефедов А.П., Петров О.Ф. и др.* Сильнонеидеальная классическая термическая плазма: экспериментальное изучение упорядоченных структур макрочастиц // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 2. С. 467.
5. *Игнатов А.М.* Гравитация Лессажа в пылевой плазме // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 648.
6. *Игнатов А.М.* Простейшая модель плазменно-пылевого облака // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 8. С. 731.
7. *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Храпак С.А.* Потенциал электростатического взаимодействия в термической плазме с макрочастицами // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 12. С. 1109.
8. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Об электронных облаках заряженных микрочастиц // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 1. С. 53.
9. *Яковленко С.И.* О взаимодействии заряженных пылинок. Дебаевская квазимолекула // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 16. С. 83.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
11. *Климонтович Ю.Л.* Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
12. *Эккер Г.* Теория полностью ионизованной плазмы. М.: Мир, 1974.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988.
14. *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.
15. *Алексеев Б.В., Котельников Б.А.* Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988.
16. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
17. *Майоров С.А.* Расходимость фазовых траекторий кулоновской системы. Краткие сообщения по физике. ФИАН. 1999. № 1. С. 33.
18. *Майоров С.А.* О методике моделирования бесстолкновительной плазмы в задаче экстракции ионов при лазерном разделении изотопов. Краткие сообщения по физике. ФИАН. 1999. № 4. С. 47.
19. *Герасимов Д.Н., Синкевич О.А.* Образование упорядоченных структур в термической пылевой плазме // ТВТ. 1999. Т. 37. № 6. С. 853.
20. *Maiorov S.A., Vladimirov S.V., Cramer N.F.* Plasma Kinetics Around a Dust Grain in an Ion Flow / Phys. Rev. E. 2001. V. 63. № 1. P. 017501.