

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.9

Распределение электрических микрополей в неидеальной электрон-позитронной плазме.

Молекулярно-динамическое моделирование

С. П. Садыкова, В. Эбелинг, И. М. Соколов
И. А. Валуйев

Рассмотрена симметричная модель двухкомпонентной плазмы и рассчитаны распределения электрических микрополей, действующих на заряженные и нейтральные частицы с помощью метода молекулярной динамики при фиксированной температуре $T = 30\,000$ К, и различных величин параметра неидеальности $0,2 \leq \Gamma \leq 1,2$. Обсуждены изменения этих распределений в зависимости от Γ . Особое внимание уделено поведению хвостов распределений. Показано, что поведение этих хвостов в нейтральной точке согласуется с хвостами распределения Хольцмарка, тогда как хвосты распределений на заряде значительно толще и характеризуются степенным показателем, изменяющимся в пределах от $-2,2$ до $-1,8$ с увеличением Γ .

PACS: 52.25.-b

Ключевые слова: двухкомпонентная плазма, электрическое микрополе, параметр, неидеальность, распределение, молекулярная динамика.

Введение

Распределение электрических микрополей влияет на многие элементарные процессы в плазме (ионизация, рекомбинация и диссоциация) и определяет ряд ее оптических свойств. В частности, оно определяет так называемое штарковское уширение спектральных линий, т. е. эффект, который чрезвычайно широко используется в диагностике плазмы для оценки ее плотности в звездной атмосфере или в лабораторных экспериментах [1]. В недавних работах утверждается, что низкочастотная (в масштабе обратного времени ионной релаксации) компонента электрического поля определяет скорости термоядерной реакции синтеза и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации в плотной плазме [2—5]. Дж. Хольцмарк первый, кто

в 1919 г. исследовал распределения электрического микрополя (РЭМ) в плазме, а также соответствующее штарковское уширение спектральных линий [6]. Он рассматривал однокомпонентную модель (ОКМ) и полностью пренебрегал корреляциями между частицами. Распределение электрического микрополя определяется суммой элементарных полей $\vec{E} = \sum_{i=1}^N \frac{e_i}{r_i^3} \vec{r}_i$, создаваемых очень

большим числом элементарных точечных зарядов e_i в некоторой фиксированной нейтральной точке внутри объема Ω , и выражается в виде

$$P(\beta) = 2\beta / \pi \int_0^\infty l^* T(l^*) \sin(\beta l^*) dl^*.$$

В случае распределения Хольцмарка, предполагая абсолютно случайное распределение зарядов, имеем:

$$T(l^*) = \exp(-l^{*3/2}), \tag{1}$$

где $\beta = E / E_0$; $l^* = lE_0$ и $E_0 = e / (4\pi\epsilon_0 r_a^2) = en^{2/3} / ((36\pi)^{1/3} \epsilon_0)$;

$n \equiv n_e = N / \Omega$ — плотность плазмы (в модели ОКП);

r_a — усредненное расстояние между частицами.

Садыкова Салтанат Полатовна, аспирант.
Эбелинг Вернер, профессор.
Соколов Игорь Михайлович, профессор.
Университет им. Гумбольдта, Германия, 12489, Берлин, Ньютонштрассе, 15.
Тел. +4930 2093 7876. E-mail: saltanat@physik.hu-berlin.de.
Валуйев Илья Александрович, научный сотрудник.
Объединенный институт высоких температур РАН.
Россия, 125412, Москва, Ижорская ул., 13/19.
Тел. (495) 485-85-45, E-mail: oivtran@ivtran.ru.

Статья поступила в редакцию 19 июня 2009 г.

Распределение Хольцмарка определяет плотность вероятности нахождения данного значения E электрического поля в некоторой фиксированной области в идеальной плазме. В общем случае, когда пространственная однородность не гарантирована, $T(l)$ определяется через соответствующие корреляционные функции частиц.

Характерной чертой распределения Хольцмарка является его длинный "хвост" с асимптотическим спаданием, пропорциональным $E^{-5/2}$ и приводящим к отсутствию второго момента в распределении. Позднее, в 1943 г., Чандрасекар и Нейман рассмотрели вероятность стационарной силы в бесконечной однородной гравитационной системе, которая также описывается распределением Хольцмарка [7]. Чандрасекар показал аналитически, что поведение этого распределения при $E \rightarrow \infty$ совпадает с распределением поля ближайшего соседа Галактики. Это указывает на то, что возможная нехаотическая структура системы могла бы очень сильно влиять на РЭМ.

Начиная с ранних работ Хольцмарка, много усилий было затрачено на то, чтобы учесть коллективные эффекты в теории распределения микрополей. Первый значительный успех был достигнут Баранжером и Мозером [8, 9] для высокотемпературной плазмы малой плотности. Первой теорией, дающей надежные численные результаты для сильно связанной плазмы, оказался метод экспоненциальной аппроксимации с регулируемым параметром (АРЕХ), развитым Иглесиасом, Лебовицем и др. [10—12]. Этот метод базируется на формализме, введенном Иглесиасом. Он выражает характеристическую функцию $T(l)$ из уравнения (1) через парную корреляционную функцию $g(\vec{r}, \lambda)$ [13] и не требует каких-либо знаний многочастичных корреляционных функций, использованных в работах [8, 9, 14, 15]:

$$\ln T(l) = n \int_0^l d\lambda \int_0^\infty \phi(\vec{r}) \left[g(\vec{r}; \lambda) - 1 \right] d\vec{r}. \quad (2)$$

Парная корреляционная функция зависит от межчастичных взаимодействий, которые могут быть учтены с помощью псевдопотенциалов (так называемые потенциалы Келбга или Дебая—Хюкеля).

Другой интересный момент связан с включением в рассмотрение квантово-механических эффектов (принципов Гейзенберга и Паули), когда длина Ландау $\frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon_0 k_B T}$ меньше длины волны де Бройля для тепловых электронов. Это также может быть выполнено с помощью соответствующих псевдопотенциалов. Подобный метод был предложен

Келбгом, Данном, Бройлем, Дойчем, Хелдом и развит в работах [16—24]. Псевдопотенциалы, учитывающие как квантово-механические, так и экранирующие эффекты, были разработаны и предложены в [25—30].

Модели, обсужденные выше, и их улучшенные варианты [8, 9, 31, 32] оказались неспособны адекватно учесть корреляцию между электронными и ионными подсистемами, что является весьма важным для модели двухкомпонентной плазмы (ДКП).

Электрические микрополя в ДКП были изучены Яном и Ишимару [34] и другими авторами [2—4, 27, 33].

Для случая ДКП уравнение (2) преобразуется в следующее выражение:

$$\ln T_b(l) = \frac{ne_b}{2} \int_0^l d\tilde{\lambda} \int_0^\infty \phi(\vec{r}) \left[g_{ba}(\vec{r}, \tilde{\lambda}) - g_{bb}(\vec{r}, \tilde{\lambda}) \right] d\vec{r},$$

где $n = n_e + n_i = 2n_e$.

Этот результат относится к микрополю в точке, где расположены либо электрон, либо ион, при этом не делается различия между свободным и связанным электронами.

Еще раз подчеркнем, что включение обеих компонент в теорию и правильный учет близких электрон-ионных взаимодействий являются очень важными для понимания "хвостов" (область сильных полей) распределений электрических микрополей в плазме.

Теоретическое рассмотрение и молекулярно-динамическое моделирование в работах [27, 33] выявило, что распределения полного электрического поля (электронного и ионного) подобны по своей форме распределению Хольцмарка. Отклонения от результатов Хольцмарка в основном наблюдаются в области больших полей, ведущих к "толстому хвосту". В случае ДКП второй момент распределения микрополей, образуемых дискретными положительными и отрицательными компонентами, расходится. Эта область сильного поля и есть та область, где квантовые эффекты, учитываемые в потенциале Келбга на малых расстояниях, играют заметную роль.

Распределение электрического микрополя, определенное для двухкомпонентной плазмы, позволяет достичь хорошего согласия с экспериментом [35, 36], в частности, для формы крыльев атомных линий. Однако подчеркнем, что квантовые эффекты могут привести к эффективному обрезанию в "дальнем хвосте" распределения, исключающему таким образом расходимость второго момента [33]. Как можно видеть, аналитическая теория РЭМ для ДКП еще очень далека от завершения.

Молекулярно-динамическое моделирование

Все вышесказанное делает интересным попытку рассчитать РЭМ без введения дополнительных упрощений с помощью достаточно мощных компьютеров, используя методы молекулярной динамики (МД) или Монте-Карло. Молекулярная динамика позволяет отслеживать временную эволюцию системы в областях с различающимися плазменными параметрами. В дальнейшем будут изложены результаты МД-моделирования РЭМ для нескольких значений параметра неидеальности $\Gamma = e^2 / (4\pi\epsilon_0 r_a k_B T)$ и при фиксированной температуре.

В нашем случае мы рассматриваем ДКП, которая антисимметрична по отношению к зарядам $e^- = e^+$ и симметрична по отношению к массам $m_e = m_i$ и плотностям $n^+ = n_i = n^- = n_e$. Именно такая модель дает возможность более эффективно провести компьютерное моделирование и одновременно представляет собой наиболее простой случай для дальнейших теоретических исследований.

В данной работе рассчитываются распределения электрического микрополя, действующего на электроны и на нейтральные частицы, причем уделяется особое внимание поведению "хвостов" по сравнению с соответствующим случаем ОКП.

Свободные заряды (электроны и легкие ионы, или "позитроны") моделируются законами классической динамики, основанной на скорректированном псевдопотенциале Келбга, учитывающем квантовые эффекты в квазиклассическом приближении [37, 38].

Потенциал Келбга [16], следуя теории возмущения, можно записать в виде

$$u_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon_0} F(r), \tag{3}$$

где $F(r) = \frac{1 - e^{-r^2/\lambda_{ab}^2}}{r} + \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda_{ab}} (1 - \text{erf}(r/\lambda_{ab}))$.

Здесь $\lambda_{ab} = \hbar / \sqrt{2m_{ab}T}$ — длина волны де Бройля для относительного движения;

$m_{ab}^{-1} = m_a^{-1} + m_b^{-1}$, $a = e, i$; m_e и m_i — массы электрона и позитрона, соответственно.

Потенциал Келбга может быть использован в случае малых параметров взаимодействия $\xi_{ab} = -e_a e_b / (4\pi\epsilon_0 k_B T \lambda_{ab})$ и является хорошей аппроксимацией, когда межчастичное расстояние r достаточно велико. Чтобы достичь адекватного описания и на малых расстояниях, необходимо использовать скорректированный потенциал Келбга, определенный в работах [37, 38], т. е.

$$u_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon_0} F(r) - k_B T \tilde{A}_{ab}(\xi_{ab}) \exp(-(r/\lambda_{ab})^2). \tag{4}$$

Соответствующие коэффициенты для электрон-электронного и электрон-позитронного взаимодействия взяты из работы [38]:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{ee} &= \sqrt{\pi} |\xi_{ee}| + \ln \left[2\sqrt{\pi} |\xi_{ee}| \int_0^\infty \frac{dy y \exp(-y^2)}{\exp(\pi |\xi_{ee}|/y) - 1} \right]; \\ \tilde{A}_{ei} &= -\sqrt{\pi} |\xi_{ei}| + \ln \times \\ &\times \left[\sqrt{\pi} \xi_{ei}^3 (\zeta(3) + \zeta(5) \xi_{ei}^2) + 4\sqrt{\pi} \xi_{ei} \int_0^\infty \frac{dy y \exp(-y^2)}{1 - \exp(\pi \xi_{ei}/y)} \right], \end{aligned}$$

где $\xi(x)$ — zeta-функция Римана.

Сравнения между исходными и скорректированными моделями Келбга при температуре $T = 30\,000$ К показаны на рис. 1. Заметим, что при этой температуре псевдопотенциалы u_{ei} относительно близки друг к другу. Корректировка для потенциалов u_{ee} и u_{ii} даже меньше, чем для u_{ei} . В пределах точности рис. 1 скорректированные потенциалы для одинаково заряженных частиц совпадают с $-u_{ei}$ для модели Келбга, которая является антисимметричной для случая электрон-позитронной плазмы.

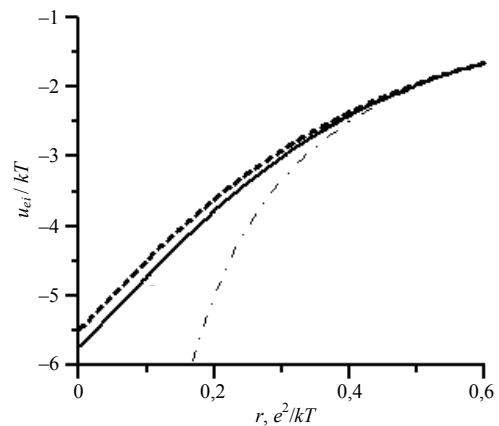


Рис. 1. Псевдопотенциалы для взаимодействий противоположно заряженных частиц:
 — уравнение (3) Келбга; ---- скорректированное уравнение (4) Келбга; ···· кулоновский электростатический потенциал (показан для сравнения)

Выполнена целая серия молекулярно-динамических расчетов. Вариант алгоритма Верлета с прыжком (Verlet's leap-frog algorithm) был использован для того, чтобы проинтегрировать численно уравнения движения в поле эффективного потенциала, выраженного уравнением (4).

Моделирование было произведено для системы из 200 электронов и позитронов с периодическими граничными условиями. Температура системы была выбрана равной $T = 30\,000$ К, параметр не-

идеальности варьировался от слабой связанности ($\Gamma = 0,2$) вплоть до промежуточных значений связанности ($\Gamma = 2$), т. е. концентрация менялась в пределах $n = (0,01 - 10) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

В исследованном диапазоне плазменных параметров размер ячейки моделирования был значительно больше дебаевского радиуса. Поэтому дальнедействующие кулоновские силы экранировались внутри каждой ячейки и не требовалось никакой специальной процедуры (типа суммирования Эвальда) для их расчета. Для установления теплового равновесия в плазме были использованы как МД с источником Ланжевена, так и процедуры Монте-Карло, причем оба метода приводили к одинаковым результатам [39, 40]. Результаты моделирования показаны на рис. 2, а для РЭМ на электроде и на рис. 2, б — для РЭМ в нейтральной точке.

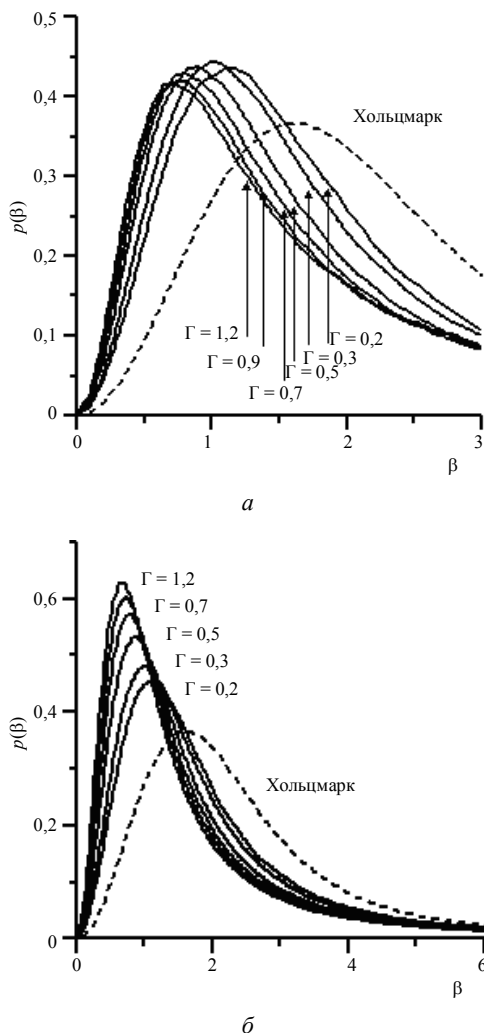


Рис. 2. Сопоставления РЭМ при $T = 30\,000 \text{ К}$ и различных Γ , изменяющихся от 0,2 до 1,2: а — на электроде; б — в нейтральной точке

Во всех случаях распределения значительно отличаются от распределения Хольцмарка для поля как на электроде, так и в нейтральной точке.

Кривые имеют более острые пики, а положения максимума смещены в сторону более слабых полей. Более того, результаты моделирования показывают, что с увеличением параметра неидеальности положение пика в обоих случаях, т. е. РЭМ на электроде и в нейтральной точке (на нейтральной частице), смещается в сторону более слабых полей.

Величина пика РЭМ на нейтральной точке возрастает монотонно с увеличением Γ . Для случая РЭМ на электроде эта монотонность наблюдается только для $\Gamma > 0,3$, максимум кривой лежит ниже максимума для $\Gamma = 0,3$, что указывает на отсутствие масштабирования кривых, т. е. вся форма кривой изменяется с изменением Γ .

Подобные результаты для несимметричной плазмы были отмечены еще в работе [36]. В сравнении с результатами работы [36] в нашем случае РЭМ на электроде имеет намного более острый пик (пики выше, чем пики в распределении Хольцмарка), тогда как пики в работе [36] для подобных же величин Γ ниже, чем пики в распределении Хольцмарка.

Приведенная ниже таблица иллюстрирует поведение распределений электрического микрополя, фиксируя как положение пиков, так и степенные аппроксимации спадающих их "хвостов".

Значения параметра неидеальности Γ	Нейтральная частица		Заряженная частица (электрон)	
	$\beta P_{\max}(\beta)$	α_n	$\beta P_{\max}(\beta)$	α_e
0,2	1,094	-2,565	1,094	-2,229
0,3	1,003	-2,538	1,003	-1,939
0,4	0,912	-2,498	0,912	-1,741
0,5	0,912	-2,497	0,912	-1,652
0,6	0,820	-2,461	0,820	-1,624
0,7	0,747	-2,444	0,820	-1,661
0,8	0,729	-2,446	0,820	-1,696
0,9	0,729	-2,407	0,820	-1,739
1	0,729	-2,409	0,729	-1,761
1,1	0,729	-2,402	0,729	-1,802
1,2	0,638	-2,380	0,729	-1,856

Примечание. Столбцы таблицы означают параметр неидеальности Γ , величину наиболее вероятного значения электрического поля, измеренного на электроде или в нейтральной точке (на нейтральной частице) и степень асимптотики "хвоста" распределения $\sim \beta^\alpha$.

Теперь обратимся к поведению "хвостов" РЭМ. На рис. 3 представлены "хвосты" распределений, соответствующие $\Gamma = 0,9$, в двойном логарифмическом масштабе. Можно сделать вывод, что поведение РЭМ для сильных полей соответствует степенному закону $P(\beta) \propto \beta^{-\alpha}$ с параметром α , зависящим от того, измеряется ли поле на заряде (α_e) или на нейтральной точке (α_n).

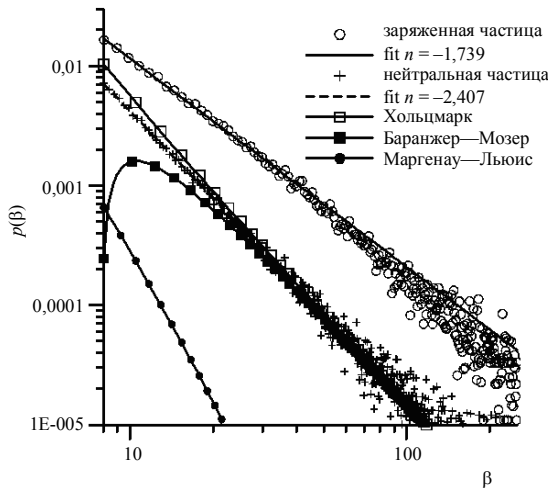


Рис. 3. Сравнения "хвостов" распределений электрических микрополей на электроде и в нейтральной точке с учетом приближений Маргенау—Льюиса, Баранжер—Мозера и Хольцмарка

Поведение поля в нейтральной точке согласуется со значением $\alpha = -5/2$, которое характеризует распределение Хольцмарка. Поле на заряде имеет другой показатель спада, характеризуемый значением $\alpha_e \approx -1,7$, т. е. соответствует распределению со значительно более толстым "хвостом", чем распределение Хольцмарка, и не имеющим не только второго, но и первого момента распределения. Эта особенность, вероятно, относится только к промежуточной области РЭМ и при больших полях, возможно, исчезает.

Значения α_e и α_n для других величин Γ перечислены в таблице. В случае нейтральной точки все значения α_n очень близки к значению $\alpha = -5/2$ из распределения Хольцмарка и медленно уменьшаются с ростом Γ . Значения α_e демонстрируют немонотонное поведение: они сначала уменьшаются, а затем начинают увеличиваться с ростом Γ .

Данные рис. 3 дают также возможность провести сравнение с результатами асимптотических распределений поля, следующими из других моделей, отличных от модели Хольцмарка: модель Льюиса—Маргенау [41], предполагающая

$$P(\beta) \approx 1,496\beta^{-5/2} \exp[-\Gamma\beta^{1/2}], \text{ при } \beta \gg \Gamma, \\ \Gamma\sqrt{\beta} \approx 1,$$

и модель Баранжер—Мозера [8, 9], принимающая значение

$$P(\beta) \approx P_0 - (r_a/\lambda)\beta^{-7/2} \times \\ \times [0,5453(r_a/\lambda) + 11,78\beta^{-1} + 114,6\beta^{-5/2} + \dots],$$

причем

$$P_0 \approx 1,496\beta^{-5/2} + 7,639\beta^{-4} + 21,6\beta^{-11/2} + \dots$$

Сравнение показывает, что распределения как Хольцмарка, так и Баранжер—Мозера разумно описывают спад "хвоста" РЭМ в нейтральной точке, тогда как распределение Маргенау—Льюиса неудовлетворительно, по крайней мере, для больших величин используемых значений Γ . Однако ни одно из этих распределений не описывает адекватно EMD на электроде.

Качественное объяснение таких выводов относительно положения пика РЭМ согласуется с аргументами работы [36]: это может быть связано с тем, что при увеличении взаимодействия между частицами величина среднего поля на заряде уменьшается благодаря силам отталкивания между одноименно заряженными частицами.

Объяснение поведения поля в нейтральной точке более сложно, так как оно зависит от трехчастичной корреляции [36]. В случае РЭМ на электроде вероятность проявления очень сильного поля увеличивается благодаря притяжению противоположно заряженных частиц, приводящему к появлению более толстого "хвоста" в сравнении с распределением Хольцмарка. Количественное теоретическое описание этих эффектов еще не проведено и будет целью следующей работы.

Заключение

Проведено молекулярно-динамическое моделирование неидеальной симметричной плазмы и изучены распределения электрических микрополей на электроде и в нейтральной точке в зависимости от параметра неидеальности Γ в диапазоне значений $0,2 \leq \Gamma \leq 1,2$. Показано, что с увеличением Γ значение наиболее вероятного поля смещается в сторону слабых полей. Высота пика соответствующей плотности вероятности РЭМ на электроде уменьшается с ростом Γ для $\Gamma > 0,3$. В случае РЭМ в нейтральной точке высота пика соответствующей плотности вероятности увеличивается монотонно с ростом Γ . В результате МД-исследования оказалось, что "хвосты" РЭМ подчиняются степенному закону. Поведение "хвостов" распределения РЭМ в нейтральной точке согласуется с поведением "хвостов" распределения Хольцмарка, в то время как "хвосты" РЭМ на электроде значительно толще. Эти результаты могут служить в качестве ориентира для нашей следующей теоретической работы.

Литература

1. Griem H. R. Spectral Line Broadening by Plasmas. — N.Y.: Academic Press, 1974.
2. Romanovsky M. Yu., Ebeling W.//J. Physica A. 1998. V. 252. P. 488—504.
3. Romanovsky M. Yu., Ebeling W.//J. Laser Physics. 2004. V. 850.

4. Romanovsky M. Yu., Ebeling W.//J. Contrib. Plasma Phys. 2006. V. 46. P. 195.
5. Thompson W. B.//Proc. Phys. Soc. London Sect. B. 1957. V. 70. P. 1.
6. Holtsmark J.//J. Ann. Phys. 1919. V. 58. P. 577.
7. Chandrasekhar S.//J. Phys. Rev. 1943. V. 15.
8. Baranger M., Mozer B.//Ibid. 1959. V. 115. P. 521.
9. Mozer B., Baranger M.//Ibid. 1960. V. 118. P. 626.
10. Iglesias C. A., Lebowitz J. L., MacGowan D.//J. Phys. Rev. A. 1983. V. 28. P. 1667.
11. Iglesias C. A., Lebowitz J. L.//Ibid. 1984. V. 30. P. 2001.
12. Iglesias C. A., DeWitt H. E., Lebowitz J. L., MacGowan D., Hubbard W. B.//Ibid. 1985. V. 31. P. 1698.
13. Iglesias C. A.//Ibid. 1983. V. 27. P. 2705.
14. Hooper C. F.//J. Phys. Rev. 1966. V. 149. P. 77.
15. Tighe H. J., Hooper C. F.//J. Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 1773.
16. Kelbg G.//J. Ann. Physik 1964. V. 13. P. 354; V. 14. P. 394.
17. Dunn T., Broyles A.//J. Phys. Rev. 1967. V. 157. P. 156.
18. Deutsch C.//J. Phys. Lett. A. 1977. V. 60. P. 317.
19. Held B., Deutsch C., Gombert M.-M.//J. Phys. Rev. A. 1982. V. 15. P. 3845.
20. Held B., Deutsch C., Gombert M.-M.//Ibid. V. 25. P. 585.
21. Held B., Deutsch C., Gombert M.-M.//Ibid. V. 31. P. 921.
22. Boercker D. B., Dufty J. W. Spectral Line shapes-B. V. 2: de Gruyter, 1983.
23. Filinov A. V., Bonitz M., Ebeling W.//J. Phys. A.: Math. Gen. 2003. V. 36. P. 5957.
24. Wagenknecht H., Ebeling W., Foerster A.//J. Contrib. Plasma Phys. 2001. V. 41. No. 1. P. 15.
25. Falkenhagen H. Theorie der Elektrolyte.-Leipzig.: S. Hirzel Verlag, 1971.
26. Arkhipov Yu. V., Davletov A. E.//J. Phys. Lett. A. 1998. V. 247. P.339.
27. Sadykova S.P., Ebeling W.//J. Contr. Plasma Phys. 2007. V. 47. No. 10. P. 659.
28. Садыкова С. П., Архипов Ю. В., Баймбетов Ф. Б.// Журнал проблем эволюции открытых систем. 2003. Т 1. С. 101.
29. Садыкова С. П., Архипов Ю. В., Баймбетов Ф.Б.// Известия НАН РК. Сер. физика. 2004. Т. 6. С. 43.
30. Садыкова С. П., Архипов Ю. В., Баймбетов Ф. Б.// Proc. Intern. Confer. Organ. Struc. Open Sys. Ay. Kz. 2002. [in russ.].
31. Ecker G.//J. Z. Physik. 1957. V. 148. P. 593.
32. Ecker G., Mueller K. G.// Ibid. 1958. V. 153. P. 317.
33. Ortner J., Valuev I., Ebeling W.// J. Contrib. Plasma Phys. 2000. V. 40. P. 555.
34. Yan X.-Z., Ichimaru S.// J. Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 2167.
35. Klimontovich Yu. L. The kinetic theory of electromagnetic processes. — В.Н.Нью.: Springer, 1983.
36. Куриленков Ю. К., Филинов В. С.// Теплофизика высоких температур. 1976. Т. 14. С. 886.; 1980. Т. 18. С. 657.
37. Ebeling W., Norman G. E., Valuev A. A., Valuev I.// J. Contr. Plasma Phys. 1999. V. 39. P. 61.
38. Ortner J., Valuev I., Ebeling W.// Ibid. P. 311.
39. Замалин В. М., Норманн Г. Е., Филинов В. С. Метод Монте-Карло в статистической механике. — М.: Наука, 1977.
40. Hansen J.-P., Mc. Donald I. R.// J. Phys. Rev. A. 1981. V. 23. P. 2041.
41. Lebowitz M., Margenau H.// J. Phys. Rev. 1958. V. 109. No. 3. P. 842.

Electric microfield distributions in nonideal electron-positron plasma. Molecular dynamics simulations

S. P. Sadykova, W. Ebeling, I. M. Sokolov

Humboldt-Universität zu Berlin, 15 Newtonstr., 12489-Berlin, Germany

E-mail: saltanat@physik.hu-berlin.de

I. Valuev

Joint Institute for High Temperatures of RAS, 13 Izhorskaya str., bld.2, 125412, Moscow, Russia

E-mail: oivtran@ivtran.ru

We consider a symmetric model of two-component plasma and calculate the distributions of electric microfields acting on a charged and on a neutral particle using the molecular dynamics simulation method for fixed temperature $T = 30\,000\text{ K}$ and different values of nonideality parameter $0.2 \leq \Gamma \leq 1.2$. We discuss the changes of these distributions with Γ . We pay a special attention to the behaviour of the distribution tails. We show that the behaviour of the tails of the field distributions at a neutral point is compatible with those of the Holtsmark distribution while the tails of the distribution at a charge are considerably fatter and characterised by the decay exponents changing from -2.2 to -1.8 with increasing Γ .

PACS: 52.25.-b

Keywords: two-componental plasma, electric microfield, parameter, imperfection, distribution, molecular dynamics.

Bibliography — 41 references.

Received 19 June 2009