

УДК 533.9

ОБ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБЛАКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Проведено моделирование из первопринципов динамики многих электронов, движущихся вокруг неподвижного заряженного центра. Показано, что в такой системе устанавливается метастабильное состояние, релаксирующее, по крайней мере, в тысячу раз медленнее, чем это следует из кинетической теории. Расчеты показывают, что в этом метастабильном состоянии (далеком от термодинамического равновесия) имеет место детальный баланс переходов электронов из состояния с одной энергией в другое. Получено распределение потенциала вокруг неподвижного заряда в метастабильной плазме, заметно отличающееся от того, которое следует из дебаевской модели.

Плазма, в которой существенную роль играют заряженные частицы микронных размеров (так называемая пылевая плазма), интересна с точки зрения как фундаментальных, так и прикладных исследований [1, 2]. Такая плазма может быть получена и поддерживаться в неравновесном состоянии сравнительно простыми средствами (например, с помощью газовой горелки или ВЧ разряда). Ввиду большого заряда, который могут приобретать макрочастицы, пылевая плазма становится существенно неидеальной уже при сравнительно малой плотности этих частиц. При этом могут образовываться плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака.

В первую очередь, объектом исследования в пылевой плазме должны быть пылинки, окруженные облаками электронов. Одна пылинка, окруженная облаком электронов, является аналогом атома в кинетике газов. В этой работе с помощью моделирования динамики многих частиц (ДМЧ) из первопринципов (обзоры [3 – 5]) мы рассмотрим

некоторые вопросы, связанные со структурой электронных облаков вокруг частиц большого заряда. При этом рассмотрение будет ограничено простым случаем, когда в плазме практически нет других положительно заряженных ионов, кроме микрочастиц [6]. Результаты моделирования ДМЧ сопоставлены с рассмотрением электронного облака на основе дебаевской модели ("дебаевского атома", подробнее см. [7]).

Метастабильное состояние. Для моделирования плазмы микрочастиц рассматривалось численное решение уравнений Ньютона для $n = 256$ электронов, помещенных в куб с длиной ребра a . В центр куба была помещена одна бесконечно тяжелая частица зарядом $Z = n$. Полагалось, что это заряженная проницаемая сфера радиусом $r_0 = 0.05a/n^{1/3} = 10^{-6}$ см. Считалось, что стенки куба отражают электроны зеркально. Начальное распределение электронов по скоростям задавалось максвелловским с температурой $T_0 = 0.03$ эВ. Далее время измеряется в ленгмюровских периодах $T_L = 2\pi/(4\pi e^2 N_e/m_e)^{1/2}$.

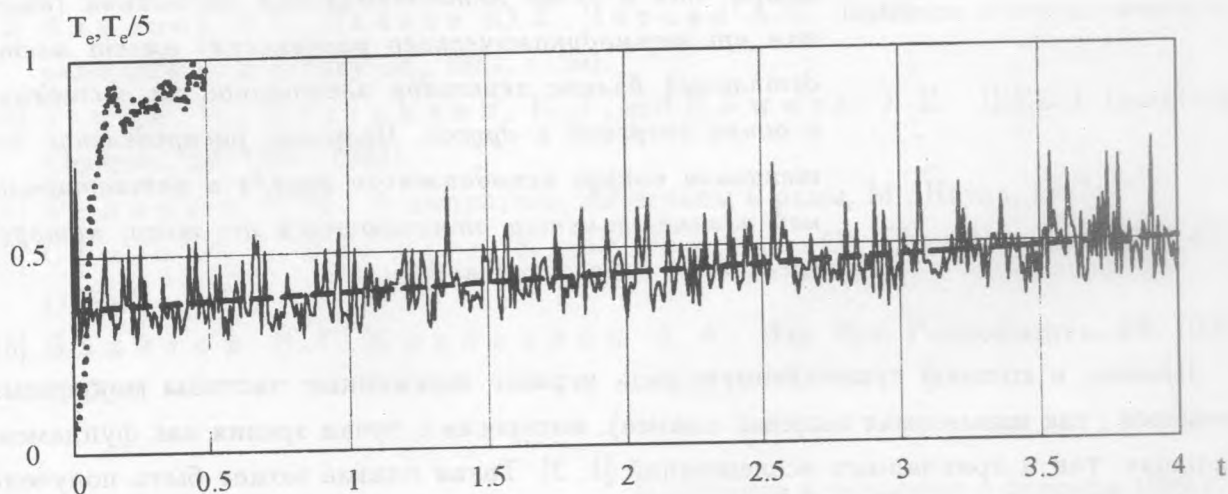


Рис. 1. Зависимость температуры электронов (в эВ) от времени (в ленгмюровских периодах). Сплошная кривая – обычный расчет; пунктирная – расчет с перестановкой скоростей различных электронов через интервалы $tf = 0.01$ (для этой кривой масштаб температуры увеличен в 5 раз). Пунктирная прямая: $0.3662 \pm 0.0344 t$.

Как и ранее [5], расчеты показали, что за время ~ 0.1 устанавливается метастабильное состояние. Электроны в этом состоянии распределены по Максвеллу с температурой несколько выше начальной T_0 . Метастабильное состояние характеризуется почти

постоянной температурой $T_e = 0.42 \text{ эВ}$ (рис. 1), определяемой здесь как две трети кинетической энергии. Распределение электронов в области отрицательных полных энергий не растет, как это должно было бы иметь место при больцмановском распределении, а падает (рис. 2а). Для плазмы частиц одинакового заряда ранее нами было найдено выражение, хорошо описывающее результаты всех численных расчетов (микророльное распределение [3 – 5]).

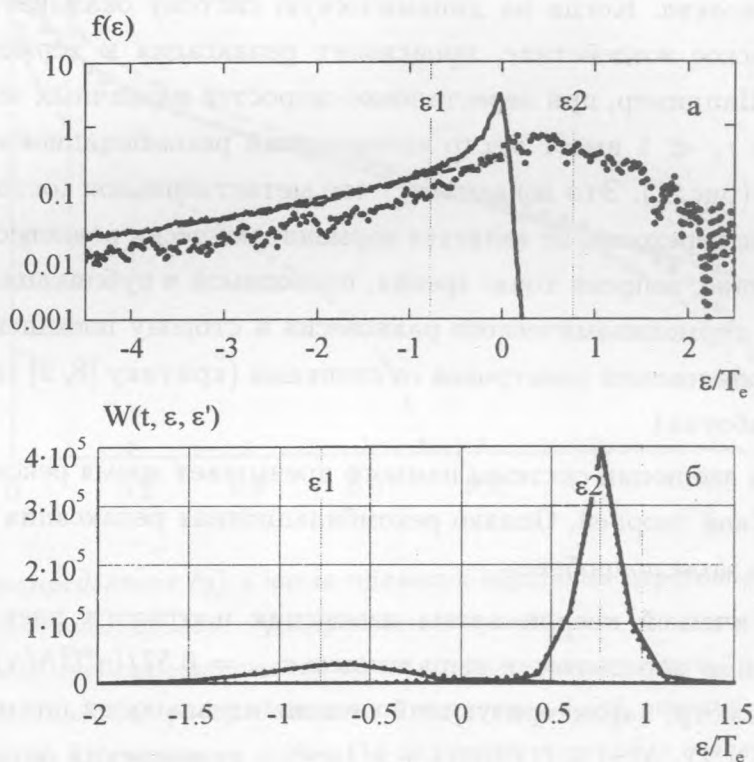


Рис. 2.

Для демонстрации метастабильности установившегося состояния была вычислена матрица $W(t, \epsilon, \epsilon')$, дающая среднее по расчету число переходов из энергетической точки ϵ в энергетическую точку ϵ' за временной интервал t . Расчеты показывают, что в установившемся состоянии она симметрична (рис. 2б). Иначе говоря, в этом состоянии (далеком от термодинамического равновесия) имеет место детальный баланс переходов. Этот факт, наряду с фактом сильной заморозки релаксационных процессов (см. далее), позволяет считать установившееся состояние метастабильным. Аналогичный результат был получен ранее для плазмы однозарядных ионов [5].

Наличие метастабильного состояния нельзя объяснить предположением, что эффективность обмена энергией при столкновениях электронов по каким-либо причинам оказывается намного ниже, чем это принято в кинетической энергии. Переходы из одного энергетического интервала в другой происходят достаточно часто. Однако переходы "вниз" по энергии компенсируются не дальнейшими переходами "вниз", как это следует из кинетической теории рекомбинации, а обратными переходами "вверх" (подробное обсуждение этого вопроса см. в [5]).

О времени релаксации. Когда на динамическую систему оказывается достаточно сильное стохастическое воздействие, происходит релаксация к термодинамическому равновесию [3 – 5]. Например, при перестановке скоростей различных электронов через интервалы времени $\tau_f \ll 1$ имеет место интенсивный рекомбинационный нагрев свободных электронов (рис. 1). Это доказывает, что метастабильное состояние, несмотря на детальный баланс переходов, не является термодинамически равновесным. В частности, его существование, вопреки точке зрения, проводимой в публикациях [8, 9], нельзя объяснить сдвигом термодинамического равновесия в сторону повышенной ионизации за счет упругих столкновений электронов со стенками (критику [8, 9] см. в [3, 10, 11] и цитируемых там работах).

Расчетное время эволюции системы намного превышает время рекомбинации, определяемое кинетической теорией. Однако рекомбинационная релаксация почти незаметна. Остановимся на этом подробнее.

Согласно кинетической теории время изменения плотности электронов за счет тройной рекомбинации определяется выражением $\tau_{rec} = 0.57/(\gamma^{9/2}\Lambda(\gamma)Z^3)$. Здесь $\gamma = (2e^6 N_e)^{1/3}/T_e$ – параметр, характеризующий степень идеальности плазмы; время измеряется, как и выше в T_L ; $\Lambda(\gamma) = (1/2)\ln(1 + 9/4\pi\gamma^3)$ – кулоновский логарифм.

Кроме того, при тройной рекомбинации должен иметь место нагрев электронов, и скорость этого рекомбинационного нагрева определяется характерным временем $\tau_{Te} = \tau_{rec}/(1+b)$, где $b = \epsilon^*/T_e(0)$, ϵ^* – энергия, выделяющаяся на акт рекомбинации (подробнее см. [11, 12]).

Из результатов ДМЧ моделирования следует, что время увеличения температуры электронов вдвое составляет $\tau_2 = 11$, в то время как время рекомбинации $\tau_{rec} = 0.146$, т.е. в 75 раз меньше. На самом деле отличие результатов ДМЧ расчетов от кинетической теории (заморозка рекомбинации) еще существеннее, поскольку $\tau_{Te} \ll \tau_{rec}$. Если, например, взять в качестве энерговыделения на акт рекомбинации энергию, соответствующую радиусу частицы и равную $\epsilon^* = 34 \text{ эВ}$ (соответственно, $b = 92$), получаем отличие вре-

мени нагрева в ДМЧ расчетах от результата кинетической теории $\tau_2/\tau_{Te} = 7 \cdot 10^3$. Если исходить из вида распределения по полной энергии на рис. 2а и положить $\epsilon^* \sim 10T_e(0)$, то имеем $\tau_2/\tau_{Te} = 8 \cdot 10^2$.

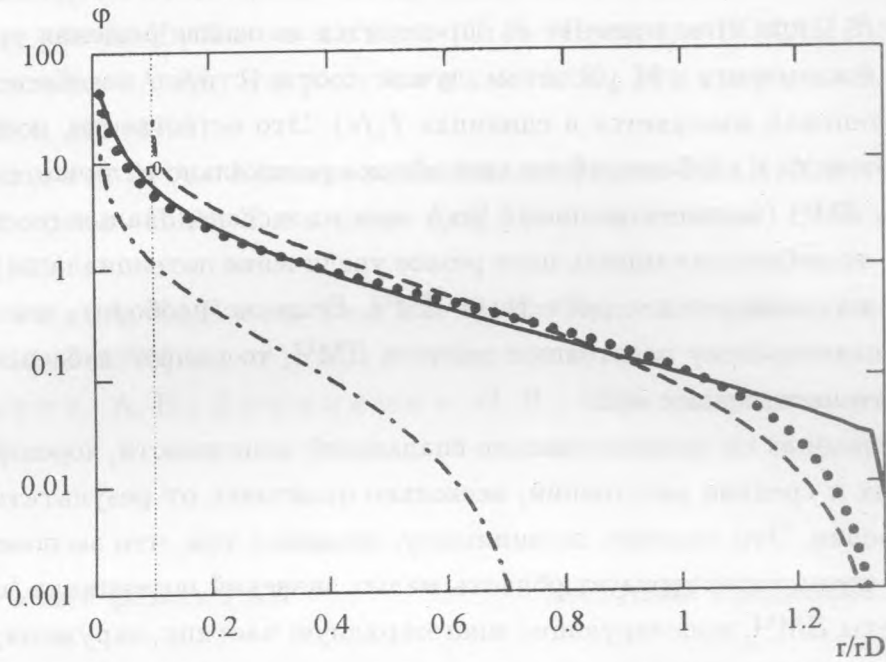


Рис. 3. Функция распределения (а) и числа прямых и обратных переходов (б) в зависимости от энергии: а – сплошная кривая – распределение электронов по потенциальной энергии, пунктир – по полной энергии, штриховая кривая – экспоненциальная функция $C \exp(0.23x)$, аппроксимирующая спадание распределения по потенциальной энергии; б – число прямых переходов $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$, $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_1$ (сплошные кривые) и обратных переходов в зависимости от энергии $\epsilon \rightarrow \epsilon_1$, $\epsilon \rightarrow \epsilon_2$, точки $\epsilon_1 = -0.77T_e$ и $\epsilon_2 = 0.77T_e$ отмечены вертикальными прямыми, переходы рассмотрены за интервал $\Delta t = 0.5$ и усреднены по всему времени расчета.

Сопоставление моделирования ДМЧ с дебаевской и недебаевской моделями. Распределение электрического потенциала по радиусу, полученное в результате моделирования ДМЧ, сопоставлялось с потенциалами, вытекающими из двух моделей электронного облака (подробнее см. препринт [7]). Потенциалы моделей φ находились численным решением уравнения Пуассона $\Delta\varphi = -4\pi\rho(\varphi)$. В дебаевской модели плотность электронов вокруг неподвижного заряда полагалась бoльцмановской $N_e = N_{e0} \exp(-e\varphi/T_e)$. Во второй (недебаевской) модели вместо бoльцмановского распределения использовалась

экспоненциально спадающая зависимость $N_e = N_{e0} \exp(-e\varphi/\epsilon_0)$, где ϵ_0 характеризует скорость спадания (см. рис. 2а; ср. также с микрополевым распределением [3 – 5]). Граничные условия выбирались так, чтобы на границе распределения плотности (при некотором $r = a_0$) напряженность поля и потенциал обратились в нуль. Можно также задать напряженность поля E_0 или потенциал φ_0 на "поверхности микрочастицы" (при некотором $r = R_0$), при этом значение a_0 определится на основе решения уравнения.

Сравнение показывает, что расчетам лучше соответствует недебаевская модель (рис. 3, где потенциал измеряется в единицах T_e/e). Это естественно, поскольку распределение плотности в глубине дебаевского облака радикально отличается от результатов расчетов ДМЧ (экспоненциальный рост вместо экспоненциального спада). Если взять $a_0 = a/2$, то дебаевская модель дает резкое увеличение потенциала на расстоянии $R_0 = 0.1$, что не согласуется с расчетами ДМЧ. Если же наоборот, взять R_0 соответствующим наименьшему расстоянию расчета ДМЧ, то радиус дебаевского облака окажется значительно меньше $a/2$.

Модель, основанная на экспоненциально спадающей зависимости, хорошо описывает область близких и средних расстояний, несколько отличаясь от результатов расчетов ДМЧ на периферии. Это отличие, по-видимому, связано с тем, что экспоненциальный спад не совсем точно характеризует область малых значений потенциала (ср. рис. 2а).

Итак, расчеты ДМЧ, моделирующие многозарядную частицу, окруженную облаком электронов, показывают, что в такой системе формируется метастабильное состояние, далекое от термодинамического равновесия. Аналогичное состояние было обнаружено нами ранее для плазмы однозарядных ионов [3 – 5]. Однако для многозарядной частицы заморозка рекомбинации выражена намного сильнее. Особый интерес представляет то, что в метастабильном состоянии, далеком от термодинамического равновесия, имеет место детальное равновесие переходов электронов между состояниями с различными значениями энергии. Возможно, формирование плазменно-пылевых кристаллов, капель и облаков имеет место именно для такого метастабильного состояния.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ф о р т о в В. Е., Я к у б о в И. Т. Неидеальная плазма. М., Энергоатомиздат, 1994.
- [2] Ц ы т о в и ч Н. Н. УФН, **167**, N 1, 57 (1997).
- [3] М а й о р о в С. А., Т к а ч е в А. Н., Я к о в л е н к о С. И. УФН, **164**, N 3, 297 (1994).

- [4] Мауогов С. А., Ткачев А. Н., and Яковленко С. И. Phys. Scripta, **51**, 498 (1995).
- [5] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН N 7, М., 1997.
- [6] Фортгов В. Е., Нефедов А. П., Петров О. Ф. и др. ЖЭТФ, **111**, N 2, 467 (1997).
- [7] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН N 8, М., 1997.
- [8] Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П. и др. УФН, **165**, N 1, 113 (1995).
- [9] Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 40 (1995).
- [10] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **165**, N 1, 117 (1995).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 3 (1996).
- [12] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Квантовая электроника, **20**, N 2, 111 (1993).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 3 марта 1999 г.