УДК 533.9

О ПРЕДЕЛЬНОЙ НЕИДЕАЛЬНОСТИ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

На основе развитых ранее теоретических представлений получено предельное выражение для степени неидеальности плазмы в метастабильном состоянии в отсутствие внешних стохастических воздействий. Результаты подтверждаются прямым моделированием.

В цикле работ, подытоженных в обзорах [1, 2], было показано, что в классической кулоновской плазме рекомбинационные процессы замораживаются, если на движение заряженных частиц не оказывается внешнее воздействие стохастического характера. При этом формируется метастабильное, переохлажденное по степени ионизации состояние, характеризуемое распределением частиц по энергии, радикально отличающимся как от равновесного больцмановского распределения, так и от распределения, имеющего место в стадии рекомбинации. В работе [3] было показано, что релаксация стохастически изолированной плазмы из начального, сильно неидеального состояния в метастабильное характеризуется универсальной временной зависимостью средней энергии кулоновского взаимодействия частиц (измеренного в единицах средней кинетической энергии) от времени (измеренного в обратных ленгмюровских частотах). При этом установившемуся метастабильному состоянию соответствует некоторое универсальное значение безразмерной средней энергии кулоновского взаимодействия. Иначе говоря, степень неидеальности (кулоновская связь частиц) плазмы в метастабильном состоянии не может быть сколь угодно большой.

В данной работе на основе развитых нами ранее теоретических представлений (см. литературу в [1, 2]) получено выражение для предельной степени неидеальности в метастабильном состоянии в отсутствие внешних стохастических воздействий. Результаты подтверждаются прямым моделированием.

О численном моделировании. Как и ранее (подробнее см. [1, 2]), численно решались уравнения Ньютона для системы из n электронов и n ионов, заключенных в куб с абсолютно жесткими стенками, ограничивающими движение частиц. Длина ребра куба a бралась такой, чтобы обеспечить задаваемую плотность заряженных частиц: $N_e = N_i = n/a^3$. Начальные условия задавались с помощью генератора псевдослучайных чисел в соответствии с однородным распределением электронов и ионов по пространству и в соответствии с максвелловским распределением по скоростям с начальной температурой T_0; граничные условия соответствовали зеркально отражающим стенкам.

Степень идеальности (или неидеальности) плазмы характеризовалась величинами $\gamma = \delta^{1/3} = \frac{e^2(2N_e)^{1/3}}{T_e}$. Температура электронов вычислялась как две трети их кинетической энергии: $T_e = \frac{2}{3}\sum\limits_{k=1}^{k=n}\frac{m_e v_k^2}{2}$, где v_k – скорость k-й частицы.

В отличие от работы [3] при численном моделировании здесь рассматривался случай равных масс положительно и отрицательно заряженных частиц: $m_i = m_e$. Дело в том, что представленное ниже теоретическое рассмотрение можно построить лишь для полностью установившегося метастабильного состояния. В случае же сильно отличающихся масс нет возможности проследить релаксацию до той стадии, когда температуры электронов и ионов выровняются. Поэтому для проверки теоретических представлений было целесообразно промоделировать установление метастабильного состояния для системы кулоновских частиц с равными массами.

Теоретическое вычисление предельного параметра неидеальности. В работе [4] (см. также [1, 2, 5, 6]) из представлений о том, что диффузия и дрейф частиц по энергетической оси в области отрицательных энергий определяются микрополями, получено следующее выражение для функции распределения частиц по полной энергии $y = \epsilon/T_e$:

$$f(y) = \frac{2C}{\sqrt{\pi}}\begin{cases} \sqrt{y}\exp(-y), & y > \alpha\gamma, \\ C_3\exp(C_1 y + C_2 y^2/2), & |y| \le \alpha\gamma, \\ C_4\exp(\beta y/\gamma), & y < -\alpha\gamma. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь

$$C_1 = [-1 + 1/(2\alpha\gamma) + \beta/\gamma + \beta/\gamma]/2,\ C_2 = [-1 + 1/(2\alpha\gamma) + \beta/\gamma - \beta/\gamma]/(2\alpha\gamma),$$

$$C_3 = \alpha^{1/2}\sqrt{\gamma}\exp[-\alpha\gamma(1 + C_1 + C_2\alpha\gamma/2)],\ C_4 = \alpha^{1/2}\sqrt{\gamma}\exp[\alpha\beta - \alpha\gamma(1 + 2C_1)],$$

$$C^{-1} = 1-(2/\sqrt{\pi})\cdot F(3/2,\alpha\gamma)+(2C_3/\sqrt{\pi})\int\limits_{-\alpha\gamma}^{\alpha\gamma}\exp(C_1 y+C_2 y^2/2)dy+(2C_4\gamma/\sqrt{\pi}\cdot\beta)\exp(-\alpha\beta),$$

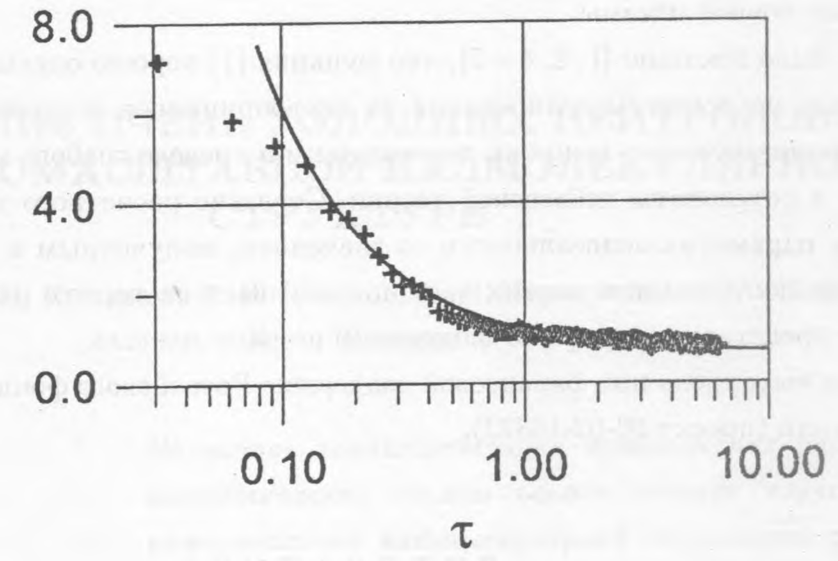

Рис. 1. *Релаксация степени идеальности плазмы γ (обратной кинетической энергии электронов) к квазистационарному значению.* $N_i = N_e = 10^{17}$ *см*$^{-3}$, $T_0 = 0,01$ *эВ*, $2n = 1024$. *Сплошная кривая* – $\gamma = 0,55/\tau + 0,64$.

где $\alpha = 1,5$, $\beta = 0,4$; $F(a,x) = \int\limits_0^x e^{-t}t^{a-1}dt = \gamma(a,x)$ – неполная гамма-функция.

С помощью функции (1) можно найти полную энергию системы, приходящуюся на одну частицу: $< y >= 3/2 + 2 < u >$ (подробнее см. [7]). Здесь $< x >= \int\limits_{-\infty}^{\infty} dyx(y)f(y)$ – среднее значение величины x; u – потенциальная энергия, приходящаяся на одну частицу и измеренная в единицах T_e.

Полагая, что в начальный момент времени как кинетическая, так и потенциальная энергия близки к нулю (это соответствует однородному по пространству начальному распределению с малой температурой), и учитывая, что при зеркальном отражении от стенок энергия сохраняется, получаем в этом случае для метастабильного состояния $< u >= 3/4$. Зависимость величины $< u >$ от δ протабулирована в работе [7]. Согласно расчетам, этому значению энергии соответствует $\delta = 0,26$ и, следовательно, $\gamma = 0,64$.

Сопоставление с результатами моделирования. Как показано в [3], результаты численного моделирования хорошо описываются функцией вида $\gamma = a/\tau + b$. Здесь a и b – подгоночные параметры, а время $\tau = \omega_L t$ измеряется в обратных ленгмюровских частотах: $\omega_L^{-1} = \sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2 N_e}}$. Если взять для параметра идеальности вычисленное выше значение $\gamma = 0,64$, то при $a = 0,55$ согласие с результатами расчетов будет очень хорошим. Более того, величина $a = 0,55$ согласуется с соответствующей величиной для электронно-ионной плазмы.

Ранее было показано [1, 2, 4 – 7], что функция (1) хорошо описывает распределения, полученные на основе моделирования из первопринципов и приводит к выражениям для термодинамических величин, переходящим в пределе слабого кулоновского взаимодействия в результаты дебаевской теории. Согласие расчетного значения предельной величины параметра неидеальности со значением, полученным в результате прямого моделирования динамики многих частиц, указывает на то, что развитые ранее теоретические представления хорошо описывают и новые данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-16872).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **164**, N 3, 298 (1994).

[2] Mayorov S. A., Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Phys. Scripta, **51**, 498 (1994).

[3] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщение по физике ФИАН, N 9-10, 28 (1995).

[4] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 18 (1990).

[5] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **34**, N 11, 3 (1991).

[6] Неравновесная плазма многозарядных ионов, М., Наука, 1992. (Тр. ИОФАН, т. 40. Под. ред. С. И. Яковленко).

[7] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **37**, N 1, 8 (1994).

Институт общей физики РАН Поступила в редакцию 1 декабря 1995 г.