

01;04
©1995

О ПРЕДЕЛЬНОЙ НЕИДЕАЛЬНОСТИ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ КЛАССИЧЕСКОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко

1. Результаты прямого моделирования динамики многих кулоновских частиц привели к выводу о том, что классическая кулоновская плазма может находиться в метастабильном состоянии, переохлажденном по степени ионизации (см. обзоры [1,2] и цитируемую там литературу). В этом состоянии имеет место заморозка рекомбинационной релаксации электронов по энергетической оси и формируется квазистационарная функция распределения электронов по полной энергии, радикально отличающаяся в области отрицательных энергий как от больцмановского распределения, так и от распределения, имеющего место при рекомбинационной релаксации. При этом распределение электронов по скоростям сохраняет максвелловский вид, что позволяет пользоваться понятием температуры электронов для этого неравновесного метастабильного состояния.

Температура электронов T_e в метастабильной переохлажденной плазме оказывается выше ее начального значения T_0 , в соответствии с которым в расчетах выбираются начальные значения скоростей частиц (начальные координаты электронов и ионов по пространству здесь задаются в соответствии с однородным распределением). При этом, если даже начальные скорости выбрать близкими к нулю ($T_0 \rightarrow 0$), то на стадии формирования метастабильного состояния происходит разогрев, препятствующий созданию сильно неидеальной метастабильной плазмы.

Данная работа посвящена рассмотрению релаксации кинетической энергии электронов в стадии формирования метастабильного состояния плазмы. Оказывается, что эта стадия может характеризоваться универсальной безразмерной функцией, в частности имеет место предельное значение степени неидеальности плазмы, которое может быть достигнуто в метастабильном состоянии, в отсутствие внешнего воздействия.

2. Рассматривалась временная эволюция n электронов и n ионов, заключенных в кубе с абсолютно жесткими стенками, ограничивающими движение частиц (подробнее см. [1,2]). Длина ребра куба a бралась такой, чтобы обеспечить задаваемую плотность заряженных частиц: $N_e = N_i = n/a^3$.

Далее будем измерять величины, имеющие размерность длины, в единицах межчастичного расстояния $N_e^{-1/3}$, а величины, имеющие размерность времени, — в единицах обратной ленгмюровской частоты $\omega_L^{-1} = \sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2 N_e}}$ (m_e — масса электрона, e — его заряд). При этом безразмерная система уравнений Ньютона для электронов и ионов имеет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{x}_k}{d\tau^2} = \frac{1}{4\pi} \sum_{l \neq k} \frac{(-1)^m (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l)}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l|^3} \cdot G\left(\frac{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l|}{x_0}\right), \quad (1e)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{x}_k}{d\tau^2} = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{l \neq k} \frac{(-1)^m (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l)}{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l|^3} \cdot G\left(\frac{|\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_l|}{x_0}\right). \quad (1i)$$

Здесь $\mathbf{x}_k = \mathbf{r}_k N_e^{1/3}$ — безразмерный радиус-вектор k -й частицы; $\tau = \omega_L t$ — безразмерное время; $\mu = m_e/m_i$ — отношение массы электрона к массе иона; $m = 1$ для частиц с разными знаками зарядов, $m = 2$ для частиц с одинаковыми знаками зарядов; $G(x) = 1$ при $x > x_0$, $G(x) = 8 - 9x + 2x^2$ при $x \leq x_0$ — функция, ограничивающая кулоновский потенциал на близких расстояниях. Суммирование ведется по всем $2n$ частицам; индекс k -й частицы пробегает в уравнениях для электронов (1e) и ионов (1i) значения от 1 до n .

Степень идеальности (или неидеальности) плазмы характеризуется величинами

$$\delta = \frac{2e^6 N_e}{T_e^3}, \quad \gamma = \delta^{1/3} = \frac{e^2 (2N_e)^{1/3}}{T_e}.$$

При этом величина $e^2 N_e^{1/3}$ может служить естественной единицей измерения энергии.

В данной работе температура электронов вычислялась как две трети их кинетической энергии

$$T_e = -\frac{2}{3} \sum_{k=1}^{k=n} \frac{m_e v_k^2}{2},$$

где $\mathbf{v}_k = d\mathbf{r}_k/dt$ — скорость k -го электрона. Опыт предыдущих расчетов показывает, что эта величина близка к той, которая вычисляется на основе получаемого распределения по скоростям.

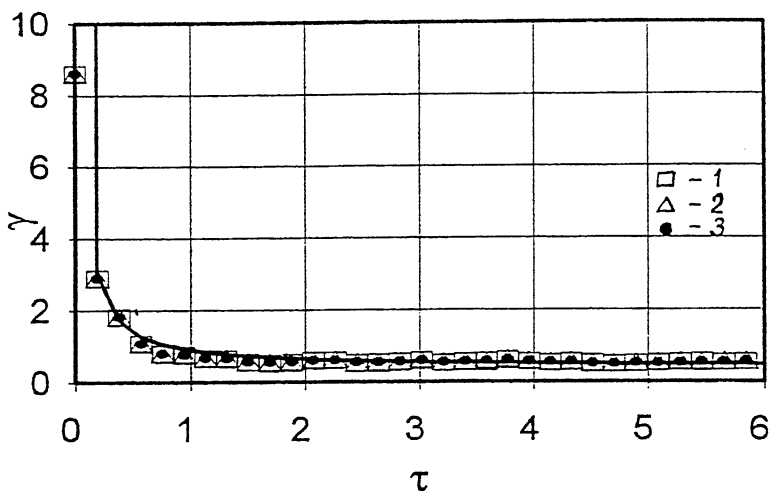


Рис. 1. Релаксация степени идеальности плазмы γ (обратной кинетической энергии электронов) к квазистационарному значению при разной плотности электронов и разных значениях начальной температуры T_0 : 1 — $N_i = N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$; $T_0 = 0.001$ эВ; 2 — $N_i = N_e = 10^{17}$ см $^{-3}$; $T_0 = 0.01$ эВ; 3 — $N_i = N_e = 10^{20}$ см $^{-3}$; $T_0 = 0.1$ эВ. Сплошная кривая — $\gamma = 0.5/\tau + 0.4$. Полное число частиц $2n = 1000$; отношение массы электронов к массе ионов $\mu = m_e/m_i = 3 \cdot 10^{-7}$ (массы ионов взяты достаточно большими, чтобы ионное движение было незаметным).

3. Если рассматривать достаточно большое число частиц, то степень идеальности плазмы будет функцией только безразмерного времени. Это подтверждается численными расчетами (см. рис. 1), проведенными для разных значений плотностей N_e и разных значений начальных температур T_0 , выбранных такими, чтобы начальное значение параметра идеальности для этой серии расчетов совпадало. При этом рассматривалась ситуация, когда ионы можно считать неподвижными ($\mu \rightarrow 0$), а начальная средняя энергия электронов мала ($T_0 \rightarrow 0$). Едва заметное различие результатов расчетов для разных значений плотности определяется, по-видимому, точностью вычислений.

Результаты численных расчетов релаксации средней кинетической энергии хорошо аппроксимируются простым выражением:

$$\gamma = \frac{0.5}{\tau} + 0.4.$$

Были также проведены расчеты для разных ионных конфигураций (они определялись заданием разных начальных значений в генераторе псевдослучайных чисел). И результатов, представленных на рис. 2, видно, что для разных ион-

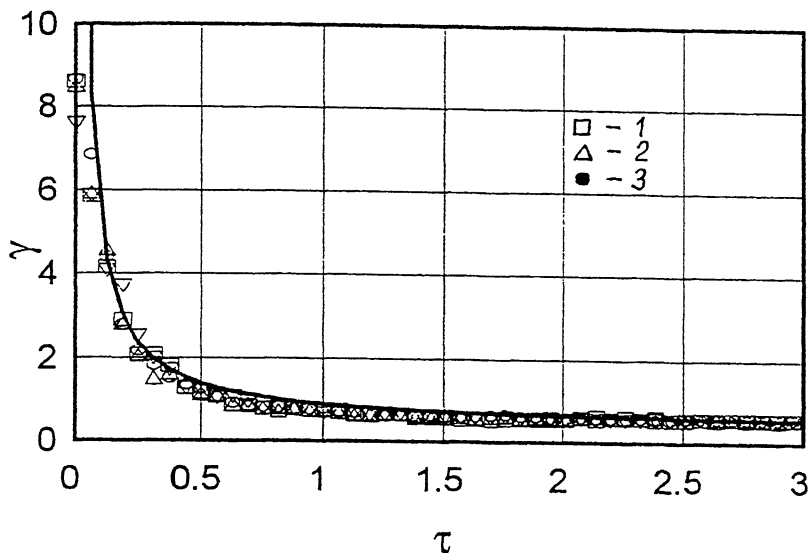


Рис. 2. Релаксация степени идеальности плазмы γ к квазистационарному значению при четырех разных конфигурациях ионов для $N_i = N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 0.01 \text{ эВ}$. Остальные величины те же, что и на рис. 1.

ных конфигураций временная зависимость степени идеальности хорошо описывается тем же простым выражением.

4. Из приведенных выше результатов следует, что, даже если начальное состояние классической кулоновской плазмы сильно неидеально ($\gamma \gg 1$), через сравнительно короткий промежуток времени, равный половине обратной ленгмюровской частоты, происходит нагрев электронов и плазма становится ближе к идеальной. Предельные значения параметров, характеризующих степень идеальности установившегося метастабильного состояния, составляют: $\gamma = 0.4 \pm 0.1$; $\delta = 0.076 \pm 0.05$. Например, для плотности электронов $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ нижняя граница температуры электронов составляет $T_e \approx 0.2 \text{ эВ}$.

Разумеется, этот результат относится к изолированной плазме, не подвергающейся внешнему воздействию (подробнее см. [1,2]). Можно было бы попытаться создать более неидеальную плазму, охлаждая ее за счет внешнего воздействия, например, помещая в термостат с холодными стенками или моделируя охлаждающие неупругие столкновения. Однако, как было показано ранее [1-3], внешнее стохастическое воздействие с обменом энергии разрушает метастабильное состояние и стимулирует релаксационные процессы, в частности рекомбинацию.

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

Список литературы

- [1] *Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Усп. физич. наук. 1994. Т. 164. № 3. С. 298-307.
- [2] *Mayorov S.A., Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* Physica Scripta. 1994. V. 51. P. 498-516.
- [3] *Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 23. С. 33-37.

Поступило в Редакцию
13 сентября 1995 г.
