Краткие сообщения по физике № 2-1990 г.

УДК 533.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ В ТЕРМОИЗОЛИРОВАННОЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Показано, что в классической неидеальной плазме возможно термодинамически равновесное состояние.

Статистический интеграл для классической плазмы расходится из-за большого вклада конфигураций, соответствующих малым расстояниям между притягивающимися зарядами /1, 2/. Из этого факта обычно делают вывод о неустойчивости плазмы: считается, что "в тепловом равновесии электроны должны были бы "упасть" на ядро" /2/, с. 153. Проведенное нами методом динамики многих частиц моделирование термоизолированной классической кулоновской плазмы не подтверждает этот вывод. Качественное обсуждение результатов моделирования позволяет выдвинуть непротиворечивую гипотезу об устойчивости классической плазмы.

Общая постановка задачи аналогична /3–6/. Решались уравнения Ньютона для n электронов и n протонов (в расчетах n = 512). Частицы считались равномерно заряженными сферами диаметром $d = 0{,}01\, N^{-1/3}$. Движение частиц рассматривалось внутри куба с идеально отражающими стенками. Длина ребра куба a выбиралась такой, чтобы обеспечить нужную плотность электронов и ионов $N_i = N_e = N = n/d^3$. Начальные условия задавались с помощью генератора псевдослучайных чисел: координаты и направления скоростей – случайными; кинетические энергии частиц – в соответствии с распределением Максвелла при температуре T_0.

Задержка рекомбинации. Как показано в /6/, за время порядка времени пролета электроном среднего межионного расстояния $\tau_{ei} = N_i^{-1/3}\sqrt{m_e/2T_e}$ происходит нагрев плазмы. Функции распределения электронов и ионов по кинетической энергии остаются максвелловскими, но температуры T_i, T_e возрастают по сравнению с начальной T_0, поскольку в распределении по полной энергии E увеличивается количество частиц с $E < 0$.

Основное недоумение вызывает то обстоятельство, что даже при весьма длительных расчетах термоизолированная кулоновская плазма не обнаруживает тенденции к рекомбинации. Поясним это. Функцию распределения электронов для плазмы, рекомбинирующей безызлучательно (за счет e-e-i столкновений), можно представить в виде (/7/, с. 31): $f_{ФП}(E) = f_Б(E)\,[1 - \xi(|E|/T_e)]$, где $f_Б(E) = g(E)\cdot\exp(-E/T_e^*)$ – больцмановское распределение; $g(E) = \mathrm{const}\cdot 2(E/\pi T_e)^{1/2}$ при $E/T_e \gg \delta_e^{1/3}$, $g(E) = \mathrm{const}\cdot(\pi^{3/2}/2)\,\delta_e\,|E|^{-5/2}$ при $E < 0$, $|E/T_e| \gg \delta_e^{1/3}$ – плотность энергетических состояний (/8/, с. 270), $\delta_e = 2e^6 N/T_e^3$ – параметр неидеальности $\xi(x) = (8/15\pi)\int_0^x z^{3/2}\exp(-z)\,dz$.

Результаты расчета функции распределения f(E) показывают (рис. 1), что в отличие от принятых теоретических представлений f(E) падает экспоненциально при $E \to -\infty$. Электроны не скапливаются в области отрицательных энергий, которым соответствуют большие значения статистического интеграла: падения на ядро не происходит. Непосредственные расчеты потока частиц по энергетической оси показали, что в среднем он равен нулю.

Можно предположить, что для наблюдения рекомбинации не хватает времени счета. Однако в ряде расчетов эволюция системы прослеживалась за времена сравнимые и даже превышающие τ_{rec} (согласно /7–9/, $\tau_{rec} \cong 1{,}3\,\delta_e^{-5/3}\tau_{ei}$), тем не менее какой-либо тенденции к падению электронов на ионы обнаружить не удалось. Во всех расчетах время наблюдения за системой превышало время установления рекомбинационного потока τ_j, что позволяет сделать вывод о стационарности достигнутого состояния плазмы (сог-

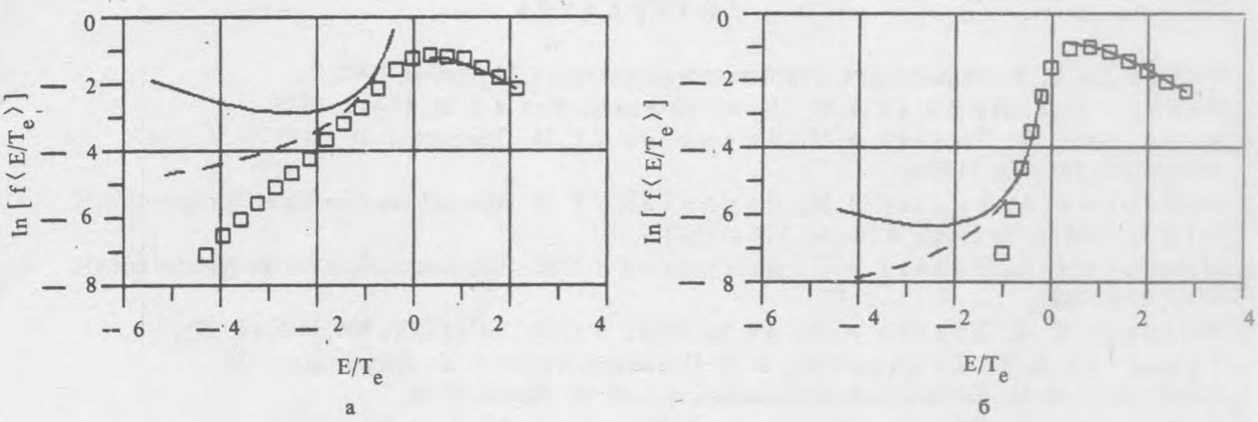

Рис. 1. **Результаты расчета функций распределения электронов по полной энергии для различных параметров плазмы водорода: а) $N = 10^{17}$ см$^{-3}$, $T_0 = 0{,}2$ эВ, $T_e = 0{,}28$ эВ, $T_i = 0{,}2$ эВ, $\delta_e \cong 0{,}03$; б) $N = 10^{14}$ см$^{-3}$, $T_0 = 0{,}1$ эВ, $T_e = 0{,}1$ эВ, $T_i = 0{,}1$ эВ, $\delta_e \cong 6 \cdot 10^{-4}$. Число частиц $2n = 1024$, время усреднения соответственно 59 τ_{ei} и 50 τ_{ei}. Сплошная кривая – больцмановское распределение (const = 1), пунктирная – распределение, соответствующее установившемуся режиму рекомбинации.**

ласно /7–9/, $\tau_j \ll \tau_{rec}$). Если использовать для оценки коэффициента рекомбинации неидеальной плазмы приближенные формулы /10/, согласно которым рекомбинация происходит несколько медленнее, то ситуация существенно не изменится.

О возможной причине устойчивости. В настоящее время принято считать распределение Максвелла следствием канонического распределения Гиббса /2/, с. 100. Сам Гиббс исключал из рассмотрения системы с расходящимся статистическим интегралом (какой является кулоновская плазма), не предполагая при этом, что такие системы неустойчивы /1/, с. 376. Вывод, данный Максвеллом для распределения частиц по кинетической энергии, остается в силе и для таких систем, поскольку опирается лишь на гипотезу о статистической независимости распределений по проекциям скоростей (гипотеза о беспорядке) /11/. Поэтому в классической статистике распределение Максвелла может иметь более широкую область применимости, чем распределение Гиббса. В частности, распределение Максвелла может быть применимо для систем с расходящимся статистическим интегралом. Отметим, что максвелловское распределение справедливо и для объектов с сильным взаимодействием частиц /2/, с. 101, /11/. Это подтверждается расчетами /6/.

Если исходить из того, что связанные частицы (вместе со свободными) в термодинамическом равновесии имеют максвелловское распределение по кинетической энергии, то больцмановское распределение для них в кулоновской плазме не должно иметь места. Дело в том, что из теоремы о вириале /12/ следует равенство средней по времени кинетической и полной энергии связанного электрона. Следовательно, сильно связанный электрон (обладающий большой отрицательной полной энергией) должен иметь в среднем и большую кинетическую энергию. В соответствии же с максвелловским распределением число быстрых электронов экспоненциально мало. Таким образом, функция распределения частиц по полной энергии должна убывать при $E \to -\infty$. Из вириальной теоремы еще не следует закона спадания функции распределения при $E \to -\infty$ хотя бы потому, что она дает средние значения, а не распределения по кинетической энергии. Неизвестно и соотношение между числами связанных и свободных электронов. Тем не менее ясно, что падающая при $E \to -\infty$ функция распределения не может совпадать с больцмановским распределением.

Изложенные соображения и расчеты указывают на неприменимость для термоизолированной классической кулоновской плазмы канонического распределения Гиббса и, в конечном счете, на неэргодичность такой системы. Для связанных квантовых состояний максвелловское распределение по кинетической энергии, вообще говоря, не имеет места. Поэтому изложенные выше соображения и результаты расчетов применимы лишь для достаточно низких температур $T_e \ll 13{,}6$ эВ, при которых подавляющее количество электронов, имеющих отрицательную энергию, описывается квазиклассически.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая механика. М., Наука, 1982.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. 1, М., Наука, 1976.
3. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН № 90, М., 1987; ДАН СССР, **299**, 106 (1988).
4. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 33 (1987); Письма в ЖТФ, **14**, 354 (1988).
5. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 42 (1988).
6. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ДАН СССР, **309**, № 5, (1989).
7. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М., Атомиздат, 1978.
8. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. М., Наука, 1978.
9. Мак Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., Мир, 1967.
10. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. ДАН СССР, **296**, 576 (1987).
11. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. М., Наука, 1979.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М., Наука, 1973.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 15 сентября 1989 г.
После переработки 28 декабря 1989 г.