

РЕКОМБИНАЦИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ В ТЕРМОСТАТЕ

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

Методом динамики многих частиц показано, что в отличие от термоизолированной плазмы, плазма, помещенная в термостат, рекомбинирует. Рассчитанные коэффициенты рекомбинации удовлетворительно согласуются с результатами диффузионной теории.

В работах [1–7] методом динамики многих частиц (ДМЧ) исследованы фундаментальные свойства классической кулоновской плазмы, помещенной в оболочку с бесконечно жесткими стенками. Один из неожиданных результатов моделирования состоял в том, что термоизолированная классическая кулоновская плазма оказалась устойчивой по отношению к рекомбинации. Точнее говоря, за время порядка времени пролета электроном среднего межионного расстояния формировалась устойчивая функция распределения электронов по полной энергии, которой соответствовал равный нулю релаксационный поток по энергетической оси. Она имела экспоненциальный спад в области отрицательных энергий, чем качественно отличалась от больцмановского распределения. При этом функция распределения электронов по кинетической энергии была максвелловской.

Эти результаты и некоторые соображения привели к выводу о неэргодичности термоизолированной классической кулоновской плазмы. В данной работе рассмотрена плазма в термостатирующей оболочке. Показано, что в этом случае имеет место тройная рекомбинация.

Как и в работах [1–7], решались уравнения Ньютона для n электронов и n ионов, помещенных в куб с длиной ребра a . Величина a выбиралась такой, чтобы обеспечить нужную плотность электронов и ионов $N = N_e = N_i = n/a^3$. Основное отличие от [1–7] состояло в граничных условиях: считалось, что стенки отражают частицы не упруго, а термализуют их. Достигающие стенок частицы возвращались обратно в объем со случайным направлением скорости и с кинетической энергией, распределенной по Максвеллу с температурой стенок $T_{ст}$. Начальное распределение частиц по кинетической энергии как и ранее [1–7] полагалось максвелловским с температурой T_0 . В представленных ниже расчетах полагалось $T_{ст} = T_0$, $n = 125$.

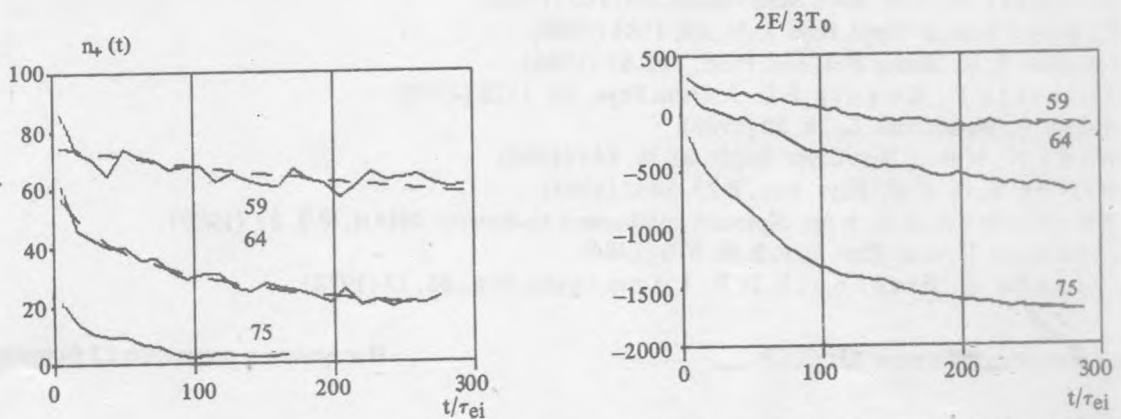


Рис. 1. Зависимость от времени числа электронов с положительной полной энергией. Сплошные кривые – ДМЧ-расчеты (номера кривых соответствуют номеру варианта в табл. 1); пунктир – аппроксимация (1).

Рис. 2. Зависимость от времени полной энергии плазмы, нормированной на начальную кинетическую энергию (номера у кривых соответствуют табл. 1).

Таблица 1.

Параметры ДМЧ-расчетов

№	$N_e, \text{см}^{-3}$	$T_0, \text{эВ}$	$T_e, \text{эВ}$	δ_e	$\beta_{\text{ДМЧ}}$	$C_\beta, \text{ДМЧ}$	Λ	$C_\beta, \text{ДИФ}$
59	10^{17}	0,2	0,245	0,04	$4,2 \cdot 10^{-24}$	7,6	1,5	10,6
64	10^{20}	1,0	1,27	0,3	$2 \cdot 10^{-27}$	5,9	0,6	4,4
75	$3 \cdot 10^{20}$	0,5	0,66	6,3	—	—	—	—

Некоторые результаты ДМЧ-расчетов приведены на рис. 1, 2 и в табл. 1. Как и в случае термоизолированной плазмы, за время порядка времени пролета электроном среднего межионного расстояния $\tau_{ei} = N_i^{-1/3} (m_e/2T_e)^{1/2}$ происходит нагрев плазмы и электроны приобретают температуру $T_e > T_0$. Однако в данном случае температура электронов стабилизируется не сама по себе (как это имело место в термоизолированной плазме), а за счет охлаждения о стенки. В термостатируемой плазме идет процесс столкновительной рекомбинации: число электронов n_- с полной энергией меньше нуля монотонно растет, а с энергией больше нуля $n_+ = n - n_-$ падает (рис. 1). При этом стенки поглощают выделяющуюся за счет рекомбинации энергию, так что полная энергия плазмы E падает (рис. 2).

Скорость тройной рекомбинации. Коэффициент тройной рекомбинации $\beta(T_e)$ определим соотношением $dn_+/dt = -\beta a^6 n_+^3$. Откуда (при $T_e = \text{const}$) находим зависимость n_+ от времени:

$$n_+(t) = (n_0^{-2} + 2\beta a^6 t)^{-1/2}, \quad (1)$$

где n_0 — начальное число свободных частиц.

Аппроксимируя результаты ДМЧ-расчетов зависимостью (1), можно определить коэффициент рекомбинации. Как видно из рис. 1, такая аппроксимация достаточно точна, и есть основания считать, что имеет место именно тройная $i-e-e$ рекомбинация, а не рекомбинация с участием стенок в качестве третьего тела. Отметим, что для сильно неидеальной плазмы (расчет № 75 в табл. 1) удовлетворительно аппроксимировать зависимость $n_+(t)$ формулой (1) не удастся. Здесь более подходит экспоненциальная аппроксимация.

Рассмотрение тройной рекомбинации в рамках диффузионной модели [8, 9] приводит к известному закону "9/2":

$$\beta = 10^{-27} C_\beta T_e^{-9/2} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (2)$$

где $C_\beta = 7,3 \Lambda$; $\Lambda = (1/2) \ln [1 + 9/(4\pi\delta_e)]$ — кулоновский логарифм; $\delta_e = 2e^6 N/T_e^3$ — параметр неидеальности плазмы; T_e в (2) измерено в электронвольтах.

Полученная из ДМЧ-расчетов величина C_β согласуется с результатами диффузионной теории (2) с точностью до 50%. Это можно считать удовлетворительным, если учесть сильное различие значений N и T_e в разных вариантах расчетов, а также то, что диффузионное приближение для непрерывного спектра, справедливо при $\Lambda \gg 1$.

Итак, термоизолированная классическая кулоновская плазма не рекомбинирует, в то время как эта же плазма, помещенная в термостат, рекомбинирует с характерными временами, соответствующими имеющимся теоретическим представлениям. Поскольку рекомбинация носит объемный (а не пристеночный) характер, роль термостата не сводится лишь к стабилизации температуры: при тех же значениях N и T_e теплоизолированная плазма не рекомбинировала. По-видимому, термостат играет роль внешнего "стохастизатора", без которого для кулоновской плазмы невозможно выполнение эргодической гипотезы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Препринт ИОФАН № 90, М., 1987; ДАН СССР, 299, 106 (1988).
2. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Препринт ИОФАН № 342, М., 1987; Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 33 (1987); Письма в ЖТФ, 14, 354 (1988).
3. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 42 (1988).
4. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. В сб. Методы исследования оптических свойств высокотемпературной плазмы. Труды ВНИИФТРИ, М., 1989, с. 18.
5. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 47 (1989).
6. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. ДАН СССР, 309, № 5, (1989).
7. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 6 (1990).
8. Гуревич А.В. Геомагнетизм и аэрономия, 4, 3 (1964).
9. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 46, 1281 (1964).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 21 февраля 1990 г.