

УДК 533.9

О СТИМУЛИРОВАНИИ РЕКОМБИНАЦИИ КЛАССИЧЕСКОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ ЗА СЧЕТ СТОЛКНОВЕНИЙ С ЗЕРКАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

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

Проведено моделирование из первопринципов динамики классической кулоновской плазмы при различных отношениях масс разноименно заряженных частиц. Показано, что с приближением массы иона к массе электрона увеличивается число связанных зарядов. Этот эффект обусловлен тем, что столкновения с абсолютно жесткими стенками перемешивают поступательные степени свободы и степени свободы связанного движения пар частиц, что стимулирует рекомбинационный процесс.

Анализ результатов моделирования из первопринципов динамики многих кулоновских частиц привел к выводам достаточно радикального характера (см. обзоры [1 – 5]). Было показано, что в классической кулоновской плазме рекомбинационные процессы замораживаются, если на движение заряженных частиц не оказывается внешнее воздействие стохастического характера¹. Такого рода воздействие специально вводилось в программы, моделирующие движение частиц, и стимулировало рекомбинационные процессы (см., например, [6 7], а также [1 – 5]).

Неустранимым источником внешнего стохастического воздействия являются неточности в численном интегрировании системы уравнений Ньютона для многих частиц. В

¹Речь идет о воздействии, внешнем по отношению к динамическим уравнениям Ньютона, которые управляют движением частиц. Стохастический характер проявляется в утрате динамической памяти, т.е. обратимого по времени характера движения.

работе [8] было показано, что огрубление разностной схемы стимулирует релаксационные процессы, и в этом смысле оно подобно внешнему воздействию, организованному с помощью генераторов псевдослучайных чисел.

Исследование устойчивости результатов численного решения к погрешностям метода численного интегрирования уравнений движения частиц проводилось методом реверса [9]: в некоторый момент времени направления скоростей всех частиц менялись на обратные и, после интегрирования по промежутку времени, соответствующему интервалу до момента реверса, рассматривались средние отклонения координат и скоростей от начальных значений. Таким путем было показано, что поступательные степени свободы стохастизируются за времена порядка времени пролета среднего межчастичного расстояния, в то время как полная энергия системы частиц сохраняется с высокой точностью (0,1 – 0,01%) на временах порядка сотни межчастичных пролетов. Это свидетельствует о некотором сохранении динамической памяти системой даже после утраты информации о точном виде траекторий отдельных частиц.

Сохранение динамической памяти системой и приводит, на наш взгляд, к заморозке рекомбинационных процессов. Для того, чтобы внешнее воздействие стимулировало рекомбинацию, надо, грубо говоря, организовать перемешивание энергии свободных и связанных частиц. В работах [1 – 8] такое перемешивание осуществлялось: а) за счет неупругого отражения от стенок; б) при столкновениях с гипотетическими двухуровневыми атомами; в) путем перестановки скоростей у разных частиц. В работе [9] было показано, что для заряженных частиц с не очень сильно различающимися массами рекомбинация может быть стимулирована за счет столкновений со стенками, даже если эти стенки абсолютно жесткие и отражают частицы зеркально.

Дело в том, что при столкновении пары частиц с жесткой стенкой система координат их центра инерции становится неинерциальной. Поэтому, полная энергия пары хотя и сохраняется, но перераспределяется между энергией движения центра инерции (энергией движения пары как целого) и энергией в системе центра инерции (энергией связи). Такого рода эффекты пренебрежимо малы, если массы частиц с разноименными зарядами отличаются на несколько порядков, как это имеет место в электрон-ионной плазме. Однако при моделировании ион-ионной плазмы это надо иметь в виду.

В данной работе рассмотрено влияние отношения масс заряженных частиц на распределение по энергии связанных зарядов.

Методом динамики многих частиц рассматривалась временная эволюция полностью ионизованной плазмы, заключенной в куб со стенками, ограничивающими движение

б) распределением

$$f_e(y) = f_B(y) \left[\int_x^\infty dz z^{3/2} \exp(-z)/\chi(z) \right] / \left[\int_0^\infty dz z^{3/2} \exp(-z)/\chi(z) \right] \quad (2)$$

для тройной рекомбинации [5, 7, 10, 11];

в) распределением

$$f_n(y) = (\pi^{3/2} \delta / 4) (1 + |y|) / |y|^{5/2} \quad (3)$$

для рекомбинации за счет столкновения электрона с бесконечно тяжелыми упругими шариками;

г) функцией распределения

$$f(y) = \frac{2C}{\sqrt{\pi}} \begin{cases} \sqrt{y} \exp(-y), & y > \alpha \delta^{1/3}, \\ C_3 \exp(C_1 y + C_2 y^2 / 2), & |y| \leq \alpha \delta^{1/3}, \\ C_4 \exp(\beta y / \delta^{1/3}), & y < -\alpha \delta^{1/3}, \end{cases} \quad (4)$$

учитывающей аномальный дрейф по энергетической оси [1 - 5].

Здесь

$$C_1 = [-1 + 1/(2\alpha\delta^{1/3}) + \beta/\delta^{1/3} + \beta/\delta^{1/3}]/2, \quad C_2 = [-1 + 1/(2\alpha\delta^{1/3}) + \beta/\delta^{1/3} - \beta/\delta^{1/3}]/(2\alpha\delta^{1/3}),$$

$$C_3 = \alpha^{1/2} \delta^{1/6} \exp[-\alpha\delta^{1/3}(1 + C_1 + C_2\alpha\delta^{1/3}/2)], \quad C_4 = \alpha^{1/2} \delta^{1/6} \exp[\alpha\beta - \alpha\delta^{1/3}(1 + 2C_1)],$$

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

где $\alpha = 1, 5$, $\beta = 0, 4$.

Некоторые результаты расчетов приведены на рис. 1. Как обычно (ср. [1 - 5]), сначала устанавливается распределение (4). Затем происходит накопление электронов в далекой области отрицательных энергий. Затем распределение стабилизируется. Установившееся распределение при отношении масс, близком к единице, содержит большее число электронов в отрицательной области энергий (отрастает "хвост"). При не очень сильно различающихся массах распределение оказывается близким к функции (3).

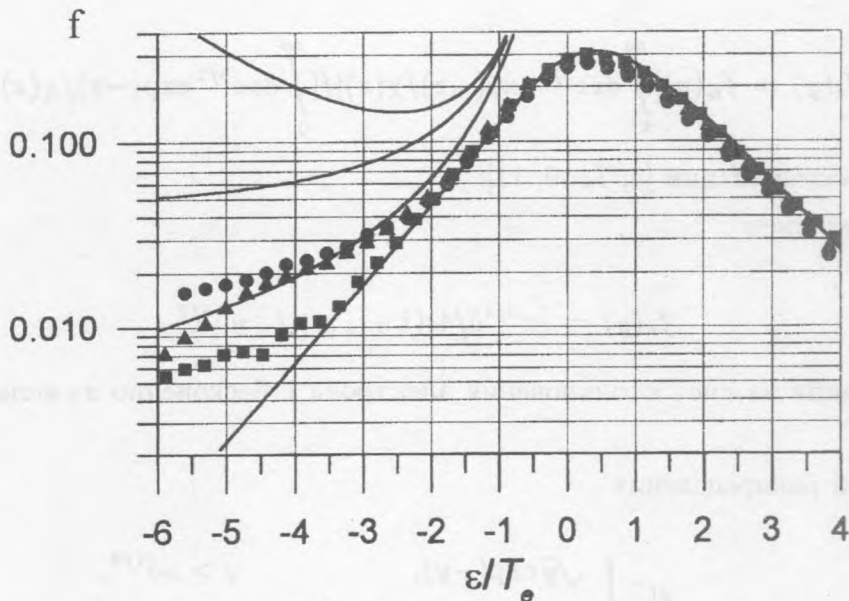


Рис. 1. Распределения электронов по полной энергии при разной массе ионов. Число частиц 10^{24} ; плотность заряженных частиц $N_i = N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; начальная температура $T_0 = 0,07 \text{ эВ}$; время усреднения $t = 30\tau_{ei}$, где $\tau_{ei} = N_i^{-1/3} \sqrt{m_e/2T_e}$; \square — $m_i/m_e = 300$, $T_e = 0,2 \text{ эВ}$; \triangle — $m_i/m_e = 30$, $T_e = 0,19 \text{ эВ}$; \bullet — $m_i/m_e = 1$, $T_e = 0,19 \text{ эВ}$. Сплошные кривые сверху вниз соответствуют распределениям (1) — (4) при $\delta = 0,08$.

Таким образом, приведенные результаты расчетов демонстрируют, что столкновения со стенками несколько интенсифицируют рекомбинационный процесс, однако эффект этот заметен только при не очень сильно различающихся массах заряженных частиц.

В заключение отметим, что проводимое нами моделирование из первопринципов динамики многих кулоновских частиц стимулировало появление публикации [12], в которой делается попытка дать отличающуюся от нашей интерпретацию вычислительным экспериментам, отраженным в обзоре [4]. Авторы статьи [12] полагают, что при столкновении с жесткой стенкой в высокоионизованной низкотемпературной плазме идет преимущественная ионизация, а не рекомбинация. Ошибочность как этой новой интерпретации, так и целого ряда других утверждений, показана в комментарии [13] к публикации [12]. Разумеется, приводимые выше результаты согласуются с нашей кон-

цепцией, развиваемой в работах [1 – 11], и противоречат утверждениям, сделанным в [12]. На самом деле имеет место следующее:

а) для электрон-ионной плазмы эффект воздействия стенок вообще слаб из-за малого отношения масс;

б) для заряженных частиц с близкими массами релаксация высокоионизованной низкотемпературной плазмы, стимулированная воздействием стенок, направлена, как и следовало ожидать, в сторону рекомбинации, а не ионизации.

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

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **34**, N 11, 3 (1991).
- [2] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **35**, N 2, 10 (1992).
- [3] Неравновесная плазма многозарядных ионов. Под ред. С. И. Яковленко. Труды ИОФАН, **40**, М., Наука, 1992.
- [4] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **164**, N 3, 298 (1994).
- [5] Maurov S. A., Tkachev A. N., and Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **51**, 498 (1995).
- [6] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма ЖТФ, **17**, N 23, 33 (1991).
- [7] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Математическое моделирование, N 7, 3 (1992).
- [8] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **35**, N 11, 76 (1992).
- [9] Майоров С. А., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, **37**, N 11, 44 (1994).
- [10] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 10 (1990).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Изв. ВУЗов, Физика, N 9, 3 (1994).

- [12] Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П., Рухадзе А. А., Самохин А. А. УФН, **165**, N 1, 113 (1995).
- [13] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **165**, N 1, 117 (1995).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 26 апреля 1995 г.