

# О замедлении рекомбинации в ультрахолодной лазерной плазме

А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко

*Показано, что недавнее получение (Т.С. Killian et al. Phys. Rev. Letts, 83, 4776 (1999)) ультрахолодной лазерной плазмы ( $N_e \sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim 0.1 \text{ К}$ ,  $T_i \sim 10 \text{ мкК}$ ) можно рассматривать как первую экспериментальную демонстрацию метастабильного состояния переохлажденной плазмы, предсказанного нами теоретически. Развита нами теория объясняет наблюдаемое в цитируемой работе замедление тройной рекомбинации. Представлены расчеты, моделирующие условия экспериментов с ультрахолодной плазмой.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, метастабильные состояния, рекомбинационные процессы.

## Результаты эксперимента

В работе [1] сообщается о создании ультрахолодной лазерной плазмы с уникальными параметрами: плотностью зарядов  $N_e \sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , температурой электронов  $T_e \sim 0.1 \text{ К}$ , температурой ионов  $T_i \sim 10 \text{ мкК}$ , степенью ионизации  $\alpha \sim 0.1$ . Плазма была образована путем двухступенчатой ( $\lambda_1 \approx 882 \text{ нм}$  и  $\lambda_2 \approx 514 \text{ нм}$ ) ионизации метастабилей ксенона  $6s[3/2]_2$ .

Метастабильные атомы Хе, полученные в разряде, замедлялись с использованием техники зеемановского замедления, собирались в магнитно-оптическую ловушку и радиационно охлаждались на переходе  $6s[3/2]_2 - 6p[5/2]_3$  ( $\lambda_1 \approx 882 \text{ нм}$ ) до температуры  $\sim 10 \text{ мкК}$ . Энергия ионизирующего кванта ( $\lambda_2 \approx 514 \text{ нм}$ ) подбиралась такой, чтобы образовавшийся при фотоионизации электрон имел малую кинетическую энергию  $E/k_B = 0.1 - 1000 \text{ К}$ .

Такая плазма является сильно неидеальной. В ней параметр неидеальности  $\gamma$ , равный отношению средней потенциальной энергии частиц к кинетической энергии ( $\gamma = e^2/(aT)$ ) достаточно велик: для электронов  $\gamma_e = 34$ , для ионов  $\gamma_i = 3.4 \cdot 10^5$  ( $e$  – заряд электрона;  $a = (4\pi N_e/3)^{-1/3} \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  – среднее расстояние между зарядами). Согласно обычной теории тройной рекомбинации, плазма с такими параметрами должна была бы мгновенно распаться. Характерное время тройной рекомбинации  $\tau_{\text{rec}}^{(0)} \sim 0.3(m_e^{1/2} T_e^{9/2})/e^{10} N_e^2$  ( $m_e$  – масса электрона) составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-16} \text{ с}$  для  $N_e \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 0.1 \text{ К}$  и  $\sim 2 \text{ нс}$  для  $N_e \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{ К}$ . Однако в экспериментах [1] наблюдаемое время жизни плазмы было на много порядков больше и составляло  $\sim 100 \text{ мкс}$ .

На наш взгляд, эксперименты, проведенные в работе [1], имеют огромное значение не только в связи с достижением уникальных параметров плазмы, но и для статистической физики и теории фазовых переходов.

## Теоретическое предсказание замедления рекомбинации

Замедление рекомбинации переохлажденной неидеальной плазмы было впервые предсказано в конце 80-х годов на основе анализа результатов моделирования поведения большого числа кулоновских частиц (см. обзоры [2–5] и цитируемую там литературу). Анализ численного моделирования динамики многих частиц (ДМЧ) показал, что в системе устанавливается некоторое метастабильное состояние, далекое от термодинамического равновесия по степени ионизации, и дальнейшая релаксация замедляется. Точнее говоря, дальнейшая релаксация к термодинамически равновесному состоянию имеет место лишь в той мере, в которой утрачивается обратимость по времени (временная симметрия) численного решения динамических уравнений.

Для экспериментальной проверки этих выводов было предложено сформировать сгусток неидеальной плазмы путем ионизации ионов излучением лазера с энергией кванта, близкой к энергии ионизации [6,7]. Точка зрения о возможности замедления рекомбинации в динамической системе была поддержана в [8].

Есть основания считать, что в экспериментах работы [1] реализовано именно предсказанное нами метастабильное состояние переохлажденной плазмы. Рассмотрим, насколько согласуются полученные результаты со сделанными ранее в [2–5] теоретическими предсказаниями.

## Начальная стадия релаксации

Хотя в работе [1] и говорится о достигнутой температуре электронов  $T_e \sim 0.1 \text{ К}$ , экспериментальные результаты приведены лишь для  $T_e$  порядка нескольких кельвинов. Это, по-видимому, не случайно. Дело в том, что, согласно нашим результатам, за время  $t \approx 0.5\omega_L^{-1}$  ( $\omega_L = (4\pi e^2 N_e/m_e)^{1/2}$  – ленгмюровская частота) электроны нагреваются за счет коллективных взаимодействий. В этот период времени происходит перемешивание фазовой траектории системы многих кулоновских частиц, которое характеризуется показателем Ляпунова  $L \approx 2.4\omega_L$

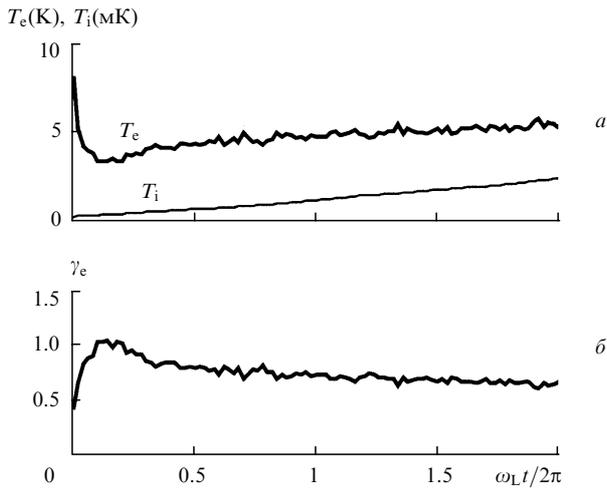


Рис.1. Временная эволюция  $T_e$  и  $T_i$  (а) и параметра неидеальности  $\gamma_e = e^2/(aT_e)$  (б).

[4, 5]. В результате перемешивания параметр неидеальности  $\gamma$  уменьшается примерно до 0.4–0.8.

Для моделирования условий экспериментов [1] мы провели специальные расчеты ДМЧ по методике, изложенной в [2, 3]. Электроны и ионы, как и ранее, считались малыми заряженными сферами диаметром  $d \approx 0.05N_e^{-1/3}$ . Плотность зарядов составляла  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Начальные условия моделировали фотоионизацию нейтральных атомов и задавались следующим образом. Начальные координаты  $n$  ионов ( $n = 512$ ) задавались в области моделирования (куб с ребром  $a = (n/N_e)^{1/3}$  и зеркально отражающими частицы стенками) с однородной по объему куба плотностью вероятности. Начальные скорости ионов задавались в соответствии с максвелловским распределением для температуры  $T_i = 10 \text{ мкК}$ . В области моделирования на каждый ион приходилось по электрону (начальные координаты электронов и ионов совпадали), скорости электронов распределялись однородно по направлениям, а кинетическая энергия задавалась равной энергии ионизации данной пары частиц («атома»).

Далее решались уравнения Ньютона для  $2n$  частиц с учетом всех электростатических взаимодействий в системе и набиралась статистика. Расчет показал, что при данных начальных условиях стадии термализации электронов предшествует стадия выхода электронов из потенциальных ям (падающий участок температуры, рис.1,а). Затем, по мере включения многочастичных взаимодействий, электроны термализуются (это отмечалось нами и ранее), и в результате нагрева температура электронов за время  $0.5\omega_L^{-1} \approx 0.2 \text{ нс}$  устанавливается на уровне  $T_e \approx 3.3 \text{ К}$ , при котором  $\gamma \approx 1$ . Затем  $T_e$  медленно растет, так что среднее  $T_e$  составляет 5 К.

Отметим, что использование классического приближения при рассмотрении движения свободных частиц в условиях экспериментов [1] вполне оправданно. Параметр  $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar$ , характеризующий отношение среднего межчастичного расстояния к дебройлевой длине волны, даже для  $T_e \sim 0.1 \text{ К}$  достаточно велик:  $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar \sim 53$  (при  $T_e \approx 5 \text{ К}$  имеем  $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar \sim 370$ ). Для ионов и атомов  $a(m_{Xe} T_i)^{1/2}/\hbar \sim 260$  при  $T_i \sim 10 \text{ мкК}$  ( $m_{Xe}$  – масса атома ксенона).

Итак, даже если лазерная ионизация приводит к образованию электронов с нулевой кинетической энергией, температура электронов в несколько кельвинов должна

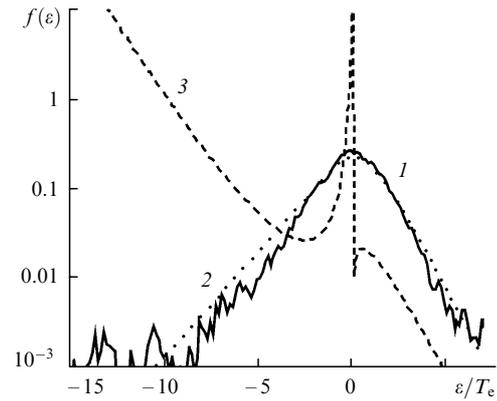


Рис.2. Функции распределения электронов по полной энергии ( $2n = 1024$ ,  $N_e = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ): распределение в метастабильном состоянии, полученное усреднением за время  $\omega_L t = 3.1 - 12.4$  (1), микрополевое распределение, рассчитанное по формулам работ [2–5] (2), и больцмановское распределение (3). Микрополевое и больцмановское распределения построены для средней на временном отрезке температуры  $T_e = 3.6 \text{ К}$ . Предполагается, что в начальный момент времени электроны были помещены на ионы и имели кинетическую энергию, равную энергии ионизации.

установиться за время менее наносекунды. Это согласуется с данными работы [1].

### О механизме рекомбинации

В расчетах ДМЧ [2–5] было показано, что в метастабильном состоянии функция распределения электронов по скоростям является максвелловской, однако распределение электронов  $f(\epsilon)$  по полной энергии  $\epsilon$  не является больцмановским. В области отрицательных энергий  $\epsilon < 0$  распределение  $f(\epsilon)$  имеет экспоненциальный спад  $\sim \exp(-0.32|\epsilon|/e^2 N_e^{1/3})$ , что радикально отличает распределение в метастабильном состоянии от больцмановского, характеризуемого экспоненциальным ростом. Аналогичный результат был получен нами и сейчас, при моделировании условий экспериментов [1] (рис.2). Экспоненциальный спад распределения электронов по полной энергии в области больших отрицательных энергий и приводит к существенному замедлению рекомбинации.

Ранее нами была построена теория рекомбинации, согласующаяся с результатами моделирования и позволяющая объяснить, почему эффект замедления рекомбинации не проявляется в обычных условиях. Дело в том, что для электронов с большой отрицательной энергией

$$\epsilon < -\epsilon_1 = \text{Ry} \left( \frac{e^2 N_e^{1/3}}{2\text{Ry}} \right)^{2/3}, \quad \text{Ry} = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \approx 13.6 \text{ эВ}, \quad (1)$$

становится существенной дискретность спектра и начинает преобладать релаксация за счет парных столкновений, для которых справедливы традиционные кинетические модели, опирающиеся на принцип детального равновесия. В этом случае для времени рекомбинации было получено следующее выражение [3]:

$$\tau_{\text{rec}} = \tau_{\text{rec}}^{(0)} \xi, \quad \xi = 1.82\delta^{5/6} \zeta_1(\epsilon_1/T_e) \zeta_2(N_e) + 6.73\delta^{7/6} (\zeta_2(N_e) - 1). \quad (2)$$

Здесь  $\tau_{\text{rec}}^{(0)}$  – время рекомбинации, используемое в обычной теории;  $\xi$  – поправочный множитель;

$$\delta = \frac{2e^6 N_e}{T_e^2};$$

$$\xi_1(z) = \frac{\exp z}{4z^{5/2}} \int_z^\infty dy y^{3/2} \left( 1 + 6y + 0.75y^2 + \frac{\pi y^3}{16} \right)^{1/2} \exp(-y);$$

$$\xi_2(N_e) = \exp \left[ \frac{-0.4(\varepsilon_1 - 1.5e^2 N_e^{1/3})}{2^{1/3} e^2 N_e^{1/3}} \right].$$

Выражение (2) дает результаты, близкие к результатам обычной теории тройной рекомбинации в области не очень низких температур ( $\xi \sim 1$  при  $T_e > 0.03$  эВ  $\approx 350$  К). По этой причине основное внимание мы ранее уделяли возможности создания сильно переохлажденной ионной плазмы, в которой роль квантовых эффектов незначительна. Получение же параметров электрон-ионной плазмы в области, где замедление рекомбинации существенно, представлялось нам трудно реализуемым в эксперименте.

Однако именно эти параметры достигнуты в экспериментах [1]. Действительно, при  $T_e = 5$  К,  $N_e = 2 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  имеем  $\varepsilon_1 = 56$  К и выражение (2) дает существенное замедление рекомбинации по сравнению с обычной теорией:  $\xi = 2.4 \cdot 10^3$ . При этом характерное  $\tau_{\text{rec}}$ , следующее из нашей теории, составляет 60 мкс. При  $T_e = 5$  К,  $N_e = 10^9$  см $^{-3}$  имеем  $\xi = 2.5 \cdot 10^3$ ,  $\tau_{\text{rec}} = 212$  мкс, что также согласуется с результатами экспериментов [1]. Отметим, что радиационной рекомбинацией в этих условиях можно пренебречь, поскольку ее время составляет несколько секунд.

## Выводы

Итак, есть все основания считать, что в экспериментах [1] реализована метастабильная переохлажденная плазма, характерное время рекомбинации которой ока-

залось на несколько порядков больше, чем это следует из теорий, опирающихся на принцип детального равновесия в традиционной форме. Замедление рекомбинации соответствует развитой нами ранее теории. Мы полагаем, что при переходе к ион-ионной плазме замедление рекомбинации будет намного существеннее.

Особо отметим фундаментальное значение экспериментальной реализации метастабильного состояния для обоснования статистической физики и теории фазовых переходов. Дело в том, что различие между традиционным рассмотрением и развитым нами подходом имеет глубокий характер и не сводится к различию лишь кинетических моделей (подробнее см. [5]).

Выражаем признательность И.Л.Иосилевскому, обратившему наше внимание на работу [1].

1. Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Orozco S.D., Orzel C., Rolston S.L. *Phys.Rev.Letts*, **83**, 4776 (1999).
2. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *УФН*, **164**, 298 (1994).
3. Mayorov S.A., Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Physica Scripta*, **51**, 498 (1995).
4. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **41**, 47 (1998).
5. Yakovlenko S.I. *Physics of Vibrations*, **6**, 267 (1998).
6. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 5 (1992).
7. Yakovlenko S.I. *Laser Physics*, **2**, 196 (1992).
8. Кадомцев Б.Б. *Динамика и информация* (М.: изд-е редакции журнала «Успехи физических наук», 1997).

### A.N.Tkachev, S.I.Yakovlenko. On the slowing down of recombination in an ultracold laser plasma.

It is shown that the recently produced ultracold laser plasma (T.C Killian et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776 (1999) ( $N_e \sim 2 \times 10^9$  см $^{-3}$ ,  $T_e \sim 0.1$  К,  $T_i \sim 10$   $\mu$ К) can be treated as the first experimental demonstration of a metastable state of an overcooled plasma, which we have predicted theoretically. Our theory explains the slowing down of three-body recombination observed in the cited paper. The calculations are presented that simulate experiments with an ultracold plasma.