

Об аномальном замедлении релаксации в ультрахолодной плазме

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Институт общей физики РАН, 117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2000 г.

После переработки 15 декабря 2000 г.

Показано, что недавние эксперименты (Т. С. Killian et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999)), в которых получена ультрахолодная плазма ($N_e \sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $T_e \sim 0.1 \text{ К}$; $T_i \sim 10 \text{ мкК}$) с аномально большим временем жизни ($\sim 100 \text{ мкс}$), удается объяснить на основе развитой нами ранее теории. Представлены расчеты, моделирующие переход плазмы в метастабильное состояние и начальный нагрев электронов до нескольких кельвинов. Полученное ранее выражение для скорости рекомбинации метастабильной плазмы согласуется с экспериментально наблюдаемым аномально большим временем жизни. Сделан вывод о том, что экспериментально реализован новый физический объект – метастабильная переохлажденная плазма, предсказанный ранее.

PACS: 52.25.Ub, 52.50.Jm, 52.55.Dy

Результаты эксперимента. В работе [1] сообщается о создании ультрахолодной лазерной плазмы с уникальными параметрами: плотность зарядов $N_e \sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; температура электронов $T_e \sim 0.1 \text{ К}$; температура ионов $T_i \sim 10 \text{ мкК}$; степень 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 ксенона получали в разряде, замедляли с использованием техники зеемановского замедления, собирали в магнитно-оптическую ловушку и радиационно охлаждали 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 $E/k_B = 0.1 \div 1000 \text{ К}$.

Такая плазма является сильно неидеальной. В ней отношение средней потенциальной энергии частиц к кинетической энергии $\gamma = e^2/aT$ составляет большую величину: $\gamma_e = 34$ – для электронов, $\gamma_i = 3.4 \cdot 10^5$ – для ионов (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 и нагреться. Характерное время тройной рекомбинации $\tau_{\text{rec}}^{(0)} \sim 0.3(m_e^{1/2}T_e^{9/2})/e^{10}N_e^2$ (e , m_e – заряд и масса электрона) составляет $\tau_{\text{rec}}^{(0)} \sim 5 \cdot 10^{-16} \text{ с}$ – для $N_e \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 0.1 \text{ К}$ и $\tau_{\text{rec}}^{(0)} \sim 2 \text{ нс}$ 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 $\sim 100 \text{ мкс}$. Авторы [1] об-

ращают внимание на аномально большое время жизни ультрахолодной плазмы, но не предлагают какого-либо объяснения этого эффекта.

Теоретическое предсказание метастабильной плазмы. Аномальное замедление рекомбинации переохлажденной плазмы было предсказано в конце 80-х на основе анализа результатов моделирования из первопринципов динамики многих кулоновских частиц (см. обзоры [2–5] и цитированную там литературу). Для экспериментальной проверки выводов было предложено сформировать сгусток неидеальной плазмы путем ионизации атомов лазером с энергией кванта, близкой к энергии ионизации [6, 7]. Точка зрения о заморозке рекомбинации в динамической системе была поддержана в книге [8]. Ниже показано, что экспериментальные результаты [1] можно объяснить на основе развитых ранее теоретических представлений [2–5].

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 не случайно. Дело в том, что, согласно нашим результатам, за время порядка половины обратной ленгмюровской частоты $t \approx 0.5 \cdot \omega_L^{-1}$, $\omega_L = (4\pi e^2 N_e/m_e)^{1/2}$, электроны нагреваются за счет коллективных взаимодействий. В этот период времени имеет место динамическое перемешивание фазовой траектории системы многих кулоновских частиц. Перемешивание характеризуется показателем Ляпунова $L \approx 2.4 \cdot \omega_L$ [4, 5]. В результате перемешивания параметр неидеальности уменьшался до величины $\gamma \sim 0.4 \div 0.8$.

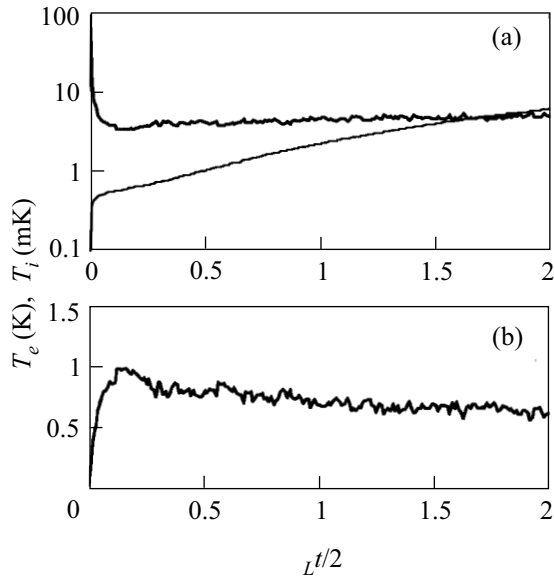


Рис.1. Временная эволюция температуры электронов (жирная кривая) и ионов (тонкая кривая) (a) и параметра неидеальности $\gamma_e = e^2/(aT_e)$ (b)

Для моделирования условий экспериментов [1] мы провели специальные расчеты динамики многих частиц (ДМЧ) по методике, изложенной в [2, 3]. Электроны и ионы, как и ранее, считались малыми равномерно заряженными по поверхности, взаимно проникаемыми сферами диаметром $d \approx 0.02 \cdot N_e^{-1/3}$. Плотность зарядов составляла $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. При этом энергия взаимодействия касающихся сфер составляла 105 К. Начальные данные моделировали процесс фотоионизации нейтральных атомов и задавались следующим образом. Начальные координаты $n = 512$ ионов задавались в области моделирования (кубе с ребром $(n/N_e)^{1/3}$ и зеркально отражающимися частицами стенками) в соответствии с однородной по объему куба плотностью вероятности. Начальные скорости ионов задавались в соответствии с максвелловским распределением для температуры $T_i = 10 \text{ мкК}$. На каждый ион помещалось 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.

При данных начальных условиях стадии термализации электронов предшествует стадия выхода электронов из потенциальных ям (падающий участок температуры, см. рис.1). Затем, по мере включения многочастичных взаимодействий, электроны, как и в наших предыдущих работах, термализуются

и в результате нагрева температура электронов за время $0.5 \cdot \omega_L^{-1} \approx 0.2 \text{ нс}$ устанавливается на уровне $T_e \approx 3.3 \text{ К}$, при котором $\gamma \approx 1$. Затем T_e медленно растет, так что ее среднее значение составляет 4.8 К.

Отметим, что использование классического приближения при рассмотрении движения свободных частиц в условиях экспериментов [1] вполне оправдано. Величина $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar$, характеризующая отношение среднего межчастичного расстояния к дебройлевской длине волны даже для $T_e \sim 0.1 \text{ К}$ составляет большую величину: $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar \sim 53$ (при $T_e \sim 5 \text{ К}$ имеем $a(m_e T_e)^{1/2}/\hbar \sim 370$). Для ионов и атомов имеем $a(m_{Xe} T_i)^{1/2}/\hbar \sim 260$ 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 установиться за время, меньшее наносекунды. Это согласуется с данными работы [1].

О механизме рекомбинации. В ДМЧ-расчетах [2–5] было показано, что в метастабильном состоянии функция распределения электронов по скоростям является максвелловской, однако распределение электронов $f(\varepsilon)$ по полной энергии ε является существенно неболцмановским. В области отрицательных энергий, $\varepsilon < 0$, распределение $f(\varepsilon)$ имеет экспоненциальный спад, $f(\varepsilon) \sim \exp(-0.32|\varepsilon|/e^2 N_e^{1/3})$, что радикально отличает распределение в метастабильном состоянии от болцмановского распределения, характеризующего экспоненциальным ростом. Аналогичный результат был получен нами и сейчас, при моделировании условий экспериментов [1] (см. рис.2).

Ранее нами построена теория рекомбинации [2, 3], согласующаяся с результатами численного моделирования и позволившая объяснить, почему эффект заморозки рекомбинации не проявляется в обычных условиях. Эта теория основана на том, что в области экспоненциального спада нельзя использовать известные соотношения между кинетическими коэффициентами. Эти соотношения основаны на принципе детального равновесия и на предположении, что болцмановское распределение является равновесным для высоковозбужденных состояний. В действительности, для высоковозбужденных состояний равновесным является распределение с экспоненциальным спадом, упомянутое выше (подробнее см. [4, 5]). Впрочем, для электронов с достаточно большой отрицательной энергией,

$$\varepsilon < -\varepsilon_1 \equiv \text{Ry} \cdot (e^2 N_e^{1/3}/2\text{Ry})^{2/3},$$

$$\text{Ry} \equiv m_e e^4 / 2\hbar^2 \approx 13.6 \text{ эВ}, \quad (1)$$

становится существенной дискретность спектра и начинает преобладать релаксация за счет парных

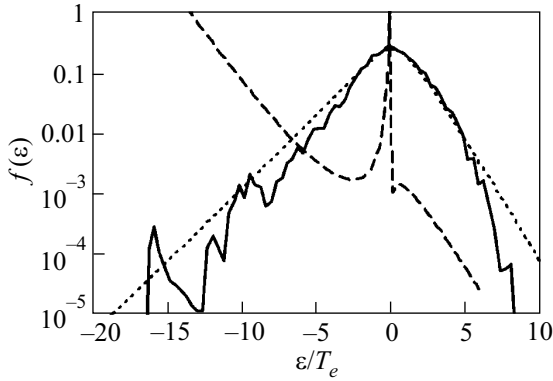


Рис.2. Функции распределения электронов по полной энергии. Параметры расчетов: число заряженных частиц (электронов и ионов) $2n = 1024$, $N_e = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. В начальный момент времени электроны помещены на ионы и имеют кинетическую энергию, равную энергии ионизации. Сплошная кривая – распределение в метастабильном состоянии; получено усреднением по отрезку времени $\omega_L t = 3.1 \div 12.4$ (см. рис.1). Пунктир – микрополевое распределение, рассчитанное по аналитическим формулам работ [2–5]; штриховая кривая – больцмановское распределение. Микрополевое и больцмановское распределения построены для температуры $T_e = 3.7 \text{ К}$

столкновений, для которых справедливы традиционные кинетические модели. В результате решения уравнения диффузии по энергетической оси, учитывающего новые соотношения кинетических коэффициентов, для времени рекомбинации было получено следующее выражение [3]:

$$\tau_{\text{rec}} = \tau_{\text{rec}}^{(0)} \xi;$$

$$\xi = 1.82 \cdot \delta^{5/6} \xi_1(\varepsilon_1/T_e) \xi_2(N_e) + 6.73 \cdot \delta^{7/6} (\xi_2(N_e) - 1). \quad (2)$$

Здесь $\tau_{\text{rec}}^{(0)}$ – время рекомбинации, даваемое обычной теорией; ξ – поправочный множитель;

$$\delta = 2e^6 N_e / T_e^3;$$

$$\xi_1(z) = (e^z / 4z^{5/2}) \times$$

$$\times \int_z^\infty dy \cdot y^{3/2} e^{-y} \sqrt{1 + 6y + 0.75y^2 + (\pi x^3 / 16)};$$

$$\xi_2(N_e) = \exp(-0.4 \cdot (\varepsilon_1 - 1.5e^2 N_e^{1/3}) / 2^{1/3} e^2 N_e^{1/3}).$$

Выражение (2) дает результаты, близкие к результатам обычной теории тройной рекомбинации в области не очень низких температур и плотностей электронов ($\xi \sim 1$, при $T_e > 0.03 \text{ эВ} \approx 350 \text{ К}$, $N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Поэтому основное внимание мы ранее уделяли возможности создать сильно переохлажденную ион-ионную плазму, где квантовые эффек-

ты играют малую роль. Область же параметров электрон-ионной плазмы, где заморозка рекомбинации существенна, представлялась нам трудно реализуемой в эксперименте.

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

Отметим, что из теорий рекомбинации, в которых учитываются неидеальные свойства плазмы [9, 10] при $T_e = 5 \text{ К}$, $N_e = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ также следует время рекомбинации, близкое к $\tau_{\text{rec}}^{(0)} \approx 25 \text{ нс}$.

Итак, эксперименты [1] получают естественное объяснение в рамках теории [2–5]. Поэтому можно предположить, что в [1] реализован новый физический объект – метастабильная переохлажденная плазма. Начальный разогрев электронов происходит за счет динамической релаксации. Аномальное замедление рекомбинации (которому пока нет других объяснений) количественно соответствует развитой нами теории. Особо отметим фундаментальное значение факта экспериментальной реализации метастабильного состояния для вопросов обоснования статистической физики и теории фазовых переходов (подробнее см. [5]). При переходе к ион-ионной плазме замедление рекомбинации должно быть еще намного существеннее [2, 3].

1. T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).
2. С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Усп. физич. наук. **164**, 298, (1994).
3. S. A. Mayorov, A. N. Tkachev, and S. I. Yakovlenko, Physica Scripta **51**, 498 (1995).
4. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Изв. ВУЗов, Физика **41**, 47 (1998).
5. S. I. Yakovlenko, Physics of Vibrations **6**, 267 (1998).
6. С. И. Яковленко, Квантовая электроника **19**, 5 (1992).
7. S. I. Yakovlenko, Laser Physics **2**, 196 (1992).
8. Б. Б. Кадомцев, Динамика и информация, М.: Редакция журнала "Успехи физических наук", 1997, ISBN 5-85504-008-9.
9. Л. М. Виберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, ДАН СССР **296**, 576 (1987).
10. Y. Hahn, Phys. Lett. **A231**, 82 (1997).