

# Лазерное охлаждение рекомбинирующей электрон-ионной плазмы

А. П. Гаврилюк, И. В. Краснов<sup>1)</sup>, Н. Я. Шапарев

Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 24 июля 2002 г.

После переработки 19 августа 2002 г.

Рассмотрен метод создания и поддержания ультрахолодной электрон-ионной плазмы с сильнонеидеальной ионной подсистемой, основанный на лазерном охлаждении ионов плазмы излучением, резонансным их квантовому переходу. Построена модель лазерного охлаждения рекомбинирующей плазмы. Компьютерное моделирование, проведенное на ее основе, показало, что параметр неидеальности ионов может достигать значений  $\sim 100$ . Полученные результаты демонстрируют реальную возможность создания ультрахолодной неидеальной плазмы.

PACS: 32.80.Lg, 52.25.Ub

В последние годы наблюдается повышенный интерес к исследованиям ультрахолодной плазмы (УП) [1–13]. Однако ранее уже были выполнены экспериментальные работы по созданию и исследованию плазмы при криогенных температурах ( $> 4$  К), которые описаны в книге [14]. Интерес к такой плазме, в основном, был обусловлен возможностью исследования различных элементарных процессов при малых энергиях частиц. Следует отметить, что плазма, получаемая в этих экспериментах, имела малую степень ионизации,  $< 10^{-4}$ .

В работах [2–4] была предложена идея получения и удержания сильноионизованной УП методом резонансного лазерного охлаждения и локализации плазменных ионов. Несмотря на малые концентрации частиц ( $< 10^8$  см $^{-3}$ ) в такой плазме вследствие низких температур частиц, межчастичное взаимодействие относительно велико. Оно характеризуется параметром неидеальности [15]

$$\Gamma_\alpha = \frac{e^2}{ak_B T_\alpha}, \quad a = \left( \frac{3}{4\pi N} \right)^{1/3},$$

где индекс  $\alpha = e, i$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $e$  – элементарный заряд,  $a$  – среднее межчастичное расстояние,  $N$  – концентрация частиц (электронов и ионов),  $T_\alpha$  – температура ионов ( $\alpha = i$ ) и электронов ( $\alpha = e$ ). Для ионной подсистемы  $\Gamma_i$  может достигать значений  $\Gamma_i \gg 1$ . При этом электронная компонента может быть слабонеидеальной ( $\Gamma_e \ll 1$ ), но ее температура вследствие охлаждения при упругих столкновениях с ионами относительно невелика, так что дебаевский радиус, определяемый ею, меньше размеров охлаждаемой области, что является необходимым условием существования электрон-ионной плазмы.

Отметим, что несмотря на выдающиеся успехи использования методов лазерного охлаждения и локализации атомов и ионов [16,17], рекомбинирующая электрон-ионная плазма в подобном аспекте ранее не рассматривалась. Можно ожидать, что распространение этих методов на плазму приведет к получению в лабораторных условиях новых физических объектов. В частности, к ним относится исследуемая в настоящей работе УП с сильнонеидеальной ионной компонентой, охлаждаемой лазерным излучением. Такая плазма представляет большой интерес в силу следующих обстоятельств.

Она является естественной физической реализацией трехмерной классической модели, так называемой однокомпонентной плазмы (ОКП) (роль нейтрализующего “фона” играет идеальная электронная подсистема), широко используемой для теоретических исследований фазовых переходов в кулоновских системах [15]. Поэтому эта система является чрезвычайно удобным объектом для экспериментального изучения фазовых переходов типа жидкость – кристалл (вигнеровский) [15], предсказываемых теорией ОКП. При этом возможность целенаправленного изменения  $\Gamma_i$  (посредством регулирования параметров лазерного излучения) очень важна для лабораторного изучения свойств фазовых состояний и переходов между ними в квазинейтральной сильноионизованной плазме.

Интерес к УП возрос в связи с последними экспериментами [5–7], в которых она создавалась методом припороговой фотоионизации [18] предварительно охлажденных атомов Хе. При этом авторами экспериментов [5–7] предполагалось, что температура электронов достигала значений порядка 0.1 К, а ионов –  $10^{-3}$  К при концентрациях заряженных частиц

<sup>1)</sup>e-mail: krasn@icm.krasn.ru

$\sim 10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ , то есть плазма должна быть сильно-неидеальной по обоим компонентам. Но результаты экспериментов пришли в противоречие с предположением об очень низкой температуре частиц. В ряде последующих работ [8–13], посвященных анализу этих экспериментов, было показано, что релаксация обеих подсистем к состоянию с минимальной потенциальной энергией за времена  $\tau_e \sim \omega_e^{-1}$  и  $\tau_i \sim \omega_i^{-1}$  ( $\omega_e, \omega_i$  – электронная и ионная плазменные частоты) приводит к возрастанию их кинетической энергии на величину  $\sim e^2/a$ , где  $a$  – среднее межчастичное расстояние. При этом параметры неидеальности принимают значения  $\Gamma_e, \Gamma_i \sim 1$ . Дальнейшее повышение температуры электронов обусловлено рекомбинационным нагревом. Таким образом, указанный способ позволяет создавать УП, но с параметром неидеальности  $< 1$ , причем время ее существования не превышает, по крайней мере, времени разлета.

На наш взгляд, перспективным способом создания долгоживущей УП с сильнонеидеальной ионной подсистемой является комбинация двух методов: создание начальной УП с помощью припороговой фотоионизации и последующее лазерное охлаждение и локализация ионов резонансным излучением. Так как при этом нагрев ионов в процессе релаксации к равновесному распределению компенсируется лазерным охлаждением, а разлету плазмы препятствует локализация ионов в оптической ловушке и, соответственно, локализация электронов светоиндуцированным амбиполярным потенциалом [2, 19].

Отметим также, что охлаждающее ионы лазерное резонансное излучение воздействует не только на поступательные степени свободы ионов, но и на внутренние. Образование возбужденных ионов приводит к появлению ряда элементарных процессов, усложняющих картину охлаждения плазмы. В частности, таковыми являются сверхупругие столкновения электронов с возбужденными ионами, образование ридберговских атомов в рекомбинирующей УП и автоионизационных состояний.

В настоящей работе проведено компьютерное моделирование динамики лазерного охлаждения плазмы, позволяющее определить диапазон достижимых параметров УП.

Рассмотрим “холодную” разреженную плазму с температурой частиц  $< 100 \text{ К}$  и концентрацией  $< 10^9 \text{ см}^{-3}$ , которую можно создать с помощью припороговой фотоионизации. Учитывая результаты работ [11–13], будем брать начальные температуры частиц, при которых выполняются условия  $\Gamma_e < 1$ ,  $\Gamma_i \sim 1$ . Пусть плазма находится в поле монохроматического излучения (в виде стоячей вдоль

направления  $\mathbf{l}$  волны с амплитудой  $E = E_0 \cos(k\mathbf{l}r)$ ), квазирезонансного квантовому переходу плазменных ионов и имеющего частоту  $\omega$ , смещенную в красную область относительно частоты оптического резонанса  $\omega_{21}$ :  $\omega - \omega_{21} = \Delta < 0$ . Тогда на ионы действует сила трения, которую для случая слабого насыщения  $|V| \ll \gamma, |\Delta|$  и медленных ионов  $\gamma \gg k\sqrt{\varepsilon_i/m_i}$  можно записать в виде [20]

$$\mathbf{F} = m_i \chi (\mathbf{v}\mathbf{l})\mathbf{l}, \quad \chi = \frac{\hbar k^2 \gamma \Delta |V|^2}{m_i (\Delta^2 + \gamma^2/4)^2}, \quad (1)$$

$m_i$  – масса иона,  $\chi$  – коэффициент трения,  $V$  – частота Раби,  $\gamma$  – скорость спонтанного распада возбужденного иона,  $\mathbf{v}$  – скорость иона.

Рассматриваются условия, когда

$$\gamma \gg \omega_i; \quad \tau \ll \tau_0,$$

где  $\tau = \max(\nu_{ii}^{-1}, \omega_i^{-1})$ ,  $\nu_{ii}$  – частота упругих меж-ионных столкновений,  $\tau_0 = \chi^{-1}$  – характерное время охлаждения ионов.

Электроны за счет упругих столкновений с ионами также охлаждаются, но в случае  $\tau_0 < (m_e \nu_{ei}/m_i)^{-1}$  ( $m_e$  – масса электрона,  $\nu_{ei}$  – частота электрон-ионных упругих столкновений) темп охлаждения электронов меньше, чем ионов. Вследствие этого ионная подсистема может достигать сильнонеидеального состояния ( $\Gamma_i \gg 1$ ), а электронная оставаться слабонеидеальной. Несмотря на малые концентрации, скорость трехчастичной рекомбинации значительна, так как начальные температуры частиц малы. Кроме того, особенность ее состоит в том, что захват электронов происходит на высоковозбужденные (ридберговские) уровни атома с последующим их девозбуждением электронными ударами вниз по энергетической оси.

Вследствие этого охлаждающее излучение остается в резонансе с ионным остовом образующегося ридберговского атома и при возбуждении остова атом переходит в автоионизационное состояние. Таким образом получают условия, соответствующие методу создания автоионизационных состояний с помощью “возбуждения изолированного остова” [21].

Последующий автоионизационный распад атомов приводит снова к образованию иона и электрона, тем самым препятствуя рекомбинации. На рис.1 приведена схема основных элементарных процессов, учитываемых в нашей модели.

Как в результате автоионизации, так и сверхупругих столкновений электронов с возбужденными ионами образуются “горячие” электроны с энергией  $\varepsilon_h$ , равной энергии  $E_{12}$  резонансного перехода иона, ко-

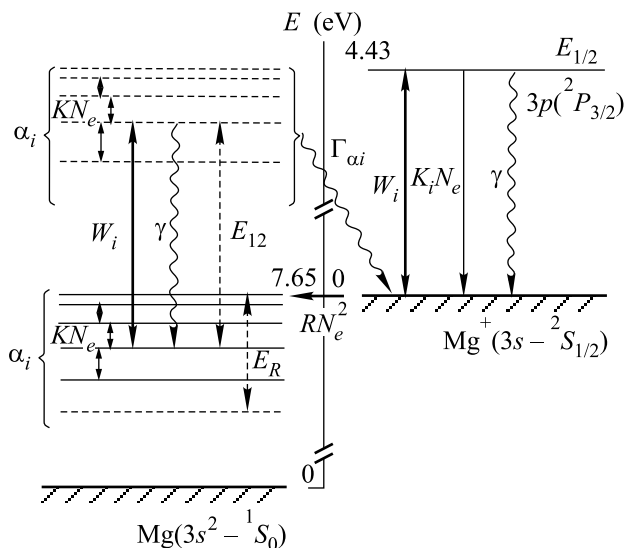


Рис.1. Схема элементарных процессов:  $a_i, a_r$  – автоионизационные и ридберговские состояния атома;  $E_{12}$  – энергия возбуждения иона;  $E_R$  – энергия [22], выше которой скорость девозбуждения электронным ударом больше скорости спонтанного распада. А также обозначены следующие процессы:  $W_i$  – индуцированные лазерным излучением;  $K N_e$  – неупругие столкновения электронов с атомами;  $K_i N_e$  – девозбуждение иона электронным ударом;  $R N_e^2$  – трехчастичная рекомбинация;  $\Gamma_{ai}$  – автоионизационный распад;  $\gamma$  – спонтанный распад возбужденного иона

торая значительно превосходит кинетическую энергию  $\varepsilon_e$  термализованных электронов. В результате образуются две группы электронов, так как обмен энергией между ними затруднен из-за малых сечений  $\sigma_{ee} \sim \varepsilon_h^{-2}$  упругих столкновений. Образование “горячих” электронов приводит также к нагреву ионов вследствие отдачи. Эта энергия отдачи равна  $\varepsilon_r \approx m_e E_{12} / m_i$ .

Помимо вышеуказанных, существует еще ряд процессов, влияющих на кинетическую энергию ионов. Это нагрев ионов, обусловленный квантовыми флуктуациями радиационных сил [20], а также уменьшение кинетической энергии ионов в результате ослабления межчастичного кулоновского взаимодействия при рекомбинации.

Динамика плазмы зависит от размера области и способа ее локализации. На наш взгляд, наиболее перспективной для локализации является чисто оптическая ловушка, основанная на использовании выпрямленных градиентных сил в бихроматических лазерных полях [23], так как она свободна от недостатков традиционных методов магнитного удержания плазмы (возможность развития магнитогидродинамичес-

ких неустойчивостей в неоднородных магнитных полях). Глубина  $U_0$  такой ловушки может достигать значений  $\sim 10$  К [23]. Если характерный размер ловушки  $L \ll \lambda_h$ , где  $\lambda_h$  – средняя длина свободного пробега “горячих” электронов, то последние будут беспрепятственно ее покидать (в амбиполярном режиме с таким же количеством ионов). Соответственно, это приводит к уменьшению концентрации плазмы, но зато можно пренебречь их вкладом в нагрев остающихся термализованных электронов. В дальнейшем полагаем, что выполняются условия

$$\varepsilon_e < U_0, \quad \varepsilon_h \gg U_0, \quad \varepsilon_r > U_0, \quad (2)$$

которые означают, что термализованные электроны со средней кинетической энергией  $\varepsilon_e$  удерживаются ловушкой, а “горячие” беспрепятственно ее покидают.

С учетом сказанного динамику средних кинетических энергий термализованных электронов  $\varepsilon_e$  и ионов  $\varepsilon_i$ , их концентраций  $N_e, N_i$  можно описать системой уравнений:

$$dN_e/dt = -j_0 - K_i N_e N_{2i}; \quad (3)$$

$$N_{2i} \approx \frac{|V|^2}{\Delta^2 + (\gamma/2)^2} N_i, \quad N_i = N_e; \quad (4)$$

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = Q_r - \frac{2m_e}{m_i} \nu_{ei} (\varepsilon_e - \varepsilon_i); \quad (5)$$

$$Q_r = (\varepsilon_e + E_R) j_0 - \sum_{n_R}^{n_e} (E_R - E_n) \Gamma_n; \quad (6)$$

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = \frac{2m_e}{m_i} (K_i N_{2i} + \sum_{n_R}^{n_e} \Gamma_n) \frac{E_{12}}{N_i} + \Lambda + \frac{2m_e}{m_i} \nu_{ei} (\varepsilon_e - \varepsilon_i) - \frac{d(U_i N_i)}{N_i dt} - \chi \varepsilon_i, \quad (7)$$

где  $j_0$  – классический [24] рекомбинационный поток. Второй член в правой части уравнения (3) описывает уход термализованных электронов в группу “горячих” электронов за счет сверхупругих столкновений с возбужденными ионами, где  $K_i$  – коэффициент скорости девозбуждения иона электронным ударом,  $N_{2i}$  – концентрация возбужденных ионов. Она описывается уравнением (4), полученным в квазистационарном приближении, которое справедливо при условии

$$\gamma \gg \tau_r^{-1}, \tau_h^{-1}, \quad (8)$$

где  $\tau_r$  – характерное время рекомбинации,  $\tau_h$  – характерное время рекомбинационного нагрева электронов. По нашим оценкам условие (8) для концентраций  $N_e = 10^5 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $\Gamma_e \sim 0.1$  заведомо выполняется. В уравнении (5) первый член справа описывает рекомбинационный нагрев электронов с учетом перехода части ридберговских атомов в распадающиеся автоионизационные состояния; здесь  $\Gamma_n$  – количество атомов, возбуждаемых в единицу времени из состояния с главным квантовым числом  $n$  в соответствующее автоионизационное (механизм ВИО) с последующим распадом последнего;  $E_R$  – энергия, выше которой скорость девозбуждения атома электронным ударом больше скорости спонтанного распада;  $E_n$  – энергия связи электрона в  $n$ -м состоянии;  $n_c$  соответствует верхней границе связанных состояний;  $n_R = \sqrt{Ry/E_R}$ . Второй член справа описывает обмен энергией за счет упругих столкновений между термализованными электронами и ионами (как показано в работе [25], в случае слабонеидеальной электронной подсистемы можно использовать приближение парных столкновений при любом значении  $\Gamma_i$ ),  $\nu_{ei}$  – частота электрон-ионных упругих столкновений. В уравнении (7) для кинетической энергии ионов первый член справа описывает их нагрев за счет энергии отдачи при образовании “горячих” электронов;  $\Lambda = (\hbar k)^2 \gamma^2 |V|^2 / [2m_i(\Delta^2 + \gamma^2/4)]$  – нагрев ионов, обусловленный квантовыми флуктуациями радиационных сил [20];  $U_i = -\xi e^2/a$  [26] – потенциальная энергия взаимодействия ионов ( $\xi \sim 1$ ) и соответствующий член в уравнении (7) описывает изменение этой энергии в процессе рекомбинации. Величина  $\Gamma_n$  определялась в пределе слабого поля из уравнений баланса для населенностей автоионизационных состояний в квазистационарном приближении, справедливость которого вытекает из условия (8). При этом использовалась модель быстрого перемешивания по состояниям с различными орбитальными квантовыми числами  $l$ , условие  $\Gamma_n \ll j_0$ , а также особенности зависимости скорости автоионизации  $\Gamma_{nl}$  [27] от  $l$ <sup>2)</sup>. Заметим, что в рассматриваемой модели  $\Gamma_n$  является функцией от параметров поля, характеристик квантового перехода иона, концентрации термализованных электронов и функционалом скорости автоионизации  $\Gamma_{nl}$  ( $\Gamma_n = \Gamma_n(|V|, \Delta, \gamma, N_e, \Gamma_{nl})$ ), и справедливо классическое выражение для  $j_0$ .

<sup>2)</sup> С ростом  $l$  при фиксированном  $n$  автоионизация  $\Gamma_{nl}$  быстро падает (на порядки величин) и заметный вклад в  $\Gamma_n$  осуществляется только состояниями с  $l \leq l_{\max}$  ( $l_{\max} \lesssim 10$ ) [27,28], так что можно полагать  $\Gamma_{nl} = 0$  при  $l > l_{\max} \ll n$ .

В процессе охлаждения ионов электроны вследствие трехчастичной рекомбинации нагреваются ( $\Gamma_e$  падает, что подтверждается и численными экспериментами), поэтому в процессе охлаждения их можно считать слабонеидеальными, образующими нейтрализующий ионы “фон”.

Компьютерные расчеты по модели (3)–(7) были проведены для ионов Mg при начальной концентрации  $N_0 = 10^9 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$ , отстройке  $\Delta = 2 \cdot 10^8 \div 10^9 \text{ с}^{-1}$  и частоте Раби  $|V| = 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

На рис.2 показана динамика параметров плазмы ( $\Gamma_i, \varepsilon_e, N_e$ ) в процессе ее охлаждения. Оказалось,

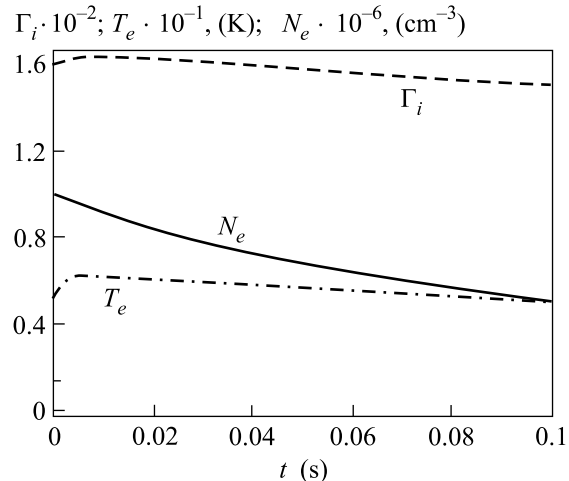


Рис.2. Динамика параметров плазмы при  $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  и начальной энергии электронов  $\varepsilon_{e0} = 1 \text{ К}$

что за относительно короткое время ( $< 10^{-4} \text{ с}$ ) устанавливаются квазистационарные значения параметров, которые затем медленно изменяются вследствие уменьшения ее концентрации в результате ухода “горячих” частиц (основная причина) и рекомбинации. Несмотря на низкую начальную температуру электронов, роль рекомбинации значительна только в начальный момент. Вследствие быстрого рекомбинационного нагрева электронов скорость сильно падает и основную роль в распаде плазмы играет “уход” горячих частиц из области охлаждения. Обратим внимание на то, что быстро достигается большое значение  $\Gamma_i \sim 160$ , которое мало меняется при уменьшении концентрации плазмы.

На рис.3 изображены зависимости параметра неидеальности от начальной концентрации  $\Gamma_i(N_0)$  и от отстройки  $\Gamma_i(\Delta)$ . Значения  $\Gamma_i$  соответствуют моменту времени  $t = 0.1 \text{ с}$ . На рисунке также приведены аналогичные зависимости для максимальной температуры электронов. Видно, что в области  $N_0 \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$  характер зависимости  $\Gamma_i(N_0)$  меняется,

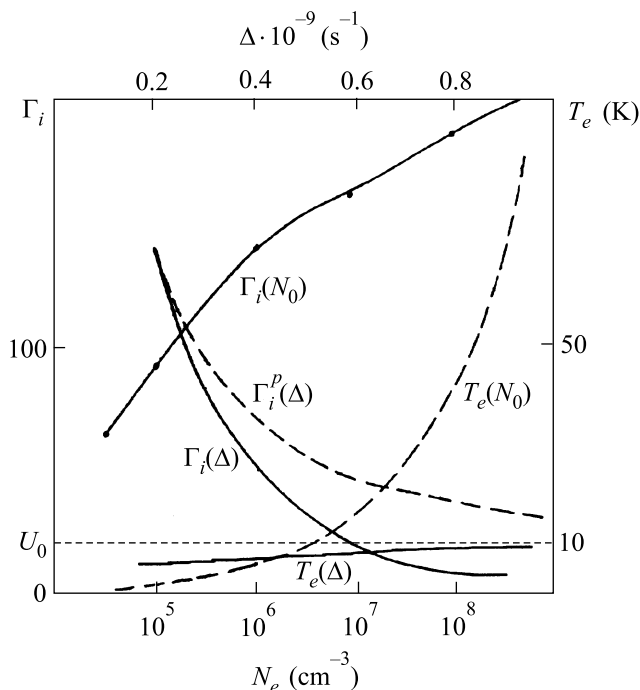


Рис.3. Зависимости параметра неидеальности и температуры электронов от  $N_0$  (при  $\Delta = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ) и  $\Delta$  (при  $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ )

что обусловлено изменением роли процессов: при малых  $N_0$  основным лимитирующим охлаждение ионов является “флуктуационный” нагрев, с ростом  $N_0$  становится существенным электрон-ионный обмен энергией. Изменение роли процессов проявляется и в отклонении зависимости  $\Gamma_i(\Delta)$  от  $\Gamma_i^p(\Delta) \sim 1/|\Delta|$  при  $|\Delta| > \gamma$ , полученной в предположении основной роли только “флуктуационного” нагрева.

Приведенные на рис.3 зависимости позволяют определять диапазон значений  $N_0$ , допустимых для локализации плазмы в ловушке глубиной  $U_0$ . Например, для  $U_0 = 10 \text{ К}$  допустимыми являются концентрации  $N_0 \leq 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , при которых максимальная температура тепловых электронов не превышает 10 К. Но даже в такой разреженной плазме возможно достижение  $\Gamma_i \sim 150(!)$ .

Выполненные исследования показали, что лазерное охлаждение плазмы представляет собой весьма сложное явление, специфика которого обусловлена низкими энергиями заряженных частиц, воздействием резонансного излучения как на поступательные, так и на внутренние степени свободы частиц, а также локализацией плазмы в ловушке. Особо следует подчеркнуть стабилизирующую роль ловушки. В отсутствие ее плазма за счет разлета распалась бы за времена порядка  $10^{-3} \div 10^{-4} \text{ с}$  (даже при  $T \leq 10 \text{ К}$ ).

Проведенные нами компьютерные исследования показали, что лазерное охлаждение плазмы в опти-

ческой ловушке является эффективным методом создания долгоживущей ультрахолодной плазмы с сильной неидеальной ионной подсистемой, которую можно использовать для лабораторных исследований закономерностей фазовых переходов в кулоновских системах. Отметим также, что специфика протекающих в охлаждаемой плазме элементарных процессов делает возможным использование этого метода для создания ридберговских и автоионизационных состояний атомов, изучения процесса рекомбинации в мало исследованной области низких температур и концентраций, а также свойств неидеальной плазмы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 99-02-16873).

1. Л. И. Меньшиков, П. О. Федичев, *ЖЭТФ* **108**, 144 (1995).
2. А. П. Гаврилюк, И. В. Краснов, Н. Я. Шапарев, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 316 (1996).
3. А. П. Гаврилюк, И. В. Краснов, Н. Я. Шапарев, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 28 (1996).
4. A. P. Gavriluk, I. V. Krasnov, and N. Ya. Shaparev, *Laser Phys.* **8**, 653 (1998).
5. T. C. Kilian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4776 (1999).
6. S. Kulin, T. C. Kilian, S. D. Bergeson et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 318 (2000).
7. T. C. Kilian, M. J. Lim, S. Kulin et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3759 (2001).
8. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 71 (2001).
9. M. P. Robinson, B. Laburthe Tolra, M. W. Noel et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4466 (2000).
10. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, *КЭ* **31**, 1084 (2001).
11. S. Mazevet, L. A. Collins, and J. D. Kress, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055001 (2002).
12. F. Robicheaux and J. D. Hanson, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055002 (2002).
13. S. G. Kuzmin and T. M. O’Neil, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 065003 (2002).
14. Е. И. Асиновский, А. В. Кириллин, А. А. Раковец, *Криогенные заряды*, М.: Наука, 1988.
15. S. Ichimaru, *Rev. of Modern Phys.* **54**, 1017 (1982).
16. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews et al., *Science* **269**, 198 (1995).
17. П. Э. Тошек, *УФН* **158**, 451 (1982).
18. С. И. Яковленко, *КЭ* **19**, 5 (1992).
19. S. A. Gavriluk, I. V. Krasnov, S. P. Polyutov, and N. Ya. Shaparev, *Proc. 5th Russian – Chinese Symposium on Laser Physics and Technologies*. 23-28 October 2000, Tomsk, Russia, Publ. Tomsk State Univer., 2001, p. 56.

20. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, М.: Наука, 1991.
21. W. E. Cooke, T. F. Gallagher, S. A. Ebelstein et al., *Phys. Rev. Lett.* **40**, 178 (1978).
22. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, М.: Наука, 1982.
23. А. П. Казанцев, И. В. Краснов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 264 (1987).
24. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* **46**, 1281 (1964).
25. G. Hazak, Z. Zinamon, Y. Rosenfeld, and M. W. C. Dharma-Wardana, *Phys. Rev.* **E64**, 066411 (2001).
26. В. С. Воробьев, А. А. Ликальтер, *Химия плазмы*, М.: Энергоатомиздат, 1989.
27. Л. А. Вайнштейн, В. П. Шевелько, *Структура и характеристики ионов в горячей плазме*, М.: Наука, 1986.
28. J. Li and Y. Hahn, *Z. Phys.* **D41**, 19 (1997).