

Лазерное охлаждение электрон-ионной плазмы при оптимальном сканировании частоты лазерного излучения

А.П.Гаврилюк, И.Л.Исаев

Исследовано лазерное охлаждение ионов электрон-ионной плазмы под действием сил спонтанного радиационного давления. Показано, что использование постоянной отстройки частоты лазерного излучения от частоты квантового перехода ω_0 в ионах значительно ограничивает условия, при которых ионы охлаждаются. Для расширения диапазона начальных температур возможного охлаждения ионов и увеличения эффективности охлаждения предлагается сканировать отстройку частоты лазерного излучения таким образом, чтобы скорость охлаждения оставалась максимальной в процессе изменения температуры ионов. В случае оптимальной отстройки найдено асимптотическое выражение для скорости охлаждения и определена область концентраций и температур электронов, где охлаждение ионов возможно.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, неидеальная электрон-ионная плазма, сканирование частоты.

1. Введение

Создание плазмы в сильно неидеальном состоянии и изучение ее свойств давно привлекают внимание многих исследователей [1,2]. Перспективным объектом исследований может являться электрон-ионная ультрахолодная плазма с температурой частиц $T \leq 100$ К и их концентрацией $n \leq 10^{10}$ см⁻³. Возможность получения такой плазмы впервые была продемонстрирована в экспериментальных работах [3–5]. Ранее в [6,7] для получения сильно неидеальной плазмы впервые было предложено использовать лазерное охлаждение ионов под действием сил спонтанного радиационного давления. Там же было показано, что при этом в квазистационарной плазме возможно достижение условий вигнеровской кристаллизации ионной подсистемы. Работы [3–5] стимулировали последующие исследования [8–16] свойств ультрахолодной плазмы, получаемой с помощью пороговой фотоионизации «холодных» ($T \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ К) атомов. В частности, эти исследования показали, что быстрая релаксация электронов и ионов к равновесному распределению по энергии и последующая трехчастичная рекомбинация не позволяют достичь высокой степени неидеальности, необходимой для начала кристаллизации электронной или ионной подсистемы. Для решения этой проблемы в [14,15] также была рассмотрена возможность применения методов лазерного охлаждения ионов под действием сил спонтанного радиацион-

ного давления. При этом как в [6,7] так и в [14,15] использовалось упрощенное (линейное приближение) выражение для силы, корректное только для случая медленных ионов:

$$k\langle |v_{ix}| \rangle \ll \gamma/2, \quad k = \omega/c,$$

где k – волновое число лазерного излучения; v_{ix} – проекция скорости иона на ось x ; γ – скорость спонтанного распада возбужденного состояния иона; ω – частота лазерного излучения; c – скорость света. Уже при температурах ионов $T_i \geq 0.01$ К использование упрощенного выражения приводит к значительным погрешностям в описании динамики охлаждения ионов [17]. Поэтому для исследования процесса охлаждения плазмы при очень малых температурах ионов необходимо более общее, нелинейное по скорости, выражение для силы спонтанного радиационного давления. Кроме того, осуществление охлаждения ионов в широком диапазоне начальных температур при постоянной отстройке частоты лазерного излучения невозможно, т.к. в этом случае охлаждение возникает только в ограниченном диапазоне скоростей ионов.

Можно ожидать, что эффективное охлаждение, вплоть до достижения неидеального состояния, изначально не очень холодных плазменных ионов возможно с помощью сканирования частоты лазерного излучения по мере изменения их температуры. В настоящей статье рассмотрена такая возможность на основе модели, учитывающей процесс лазерного охлаждения ионов и основные механизмы их нагрева.

2. Модель охлаждения ионов

В слабой ($|V_0| \ll \gamma$) стоячей световой волне с частотой ω и волновым вектором вдоль оси x возникает сила спонтанного радиационного давления [18], действующая на ион вдоль оси x :

А.П.Гаврилюк. Институт вычислительного моделирования СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок, 50, стр.44; Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, просп. Свободный, 79; e-mail: glyukonat@icm.krasn.ru

И.Л.Исаев. Институт вычислительного моделирования СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок, 50, стр.44; e-mail: 1@crowdnet.ru

Поступила в редакцию 8 мая 2015 г., после доработки – 25 июня 2015 г.

$$F_{\text{las}}(v_{ix}) = -\chi(v_{ix})v_{ix},$$

$$\chi(v_{ix}) = \frac{\hbar k^2 \gamma |V_0|^2 |\Delta|}{[(\Delta - kv_{ix})^2 + g^2][(\Delta + kv_{ix})^2 + g^2]}, \quad (1)$$

$$g^2 = 0.5 |V_0|^2 + 0.25\gamma^2.$$

Здесь \hbar – постоянная Планка; $|V_0|$ – частота Раби стоячей волны; ω_0 – частота квантового перехода; $\Delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты ($\Delta < 0$, $|\Delta| \ll \omega_0$). Соответственно потери кинетической энергии ионов в единицу времени за счет лазерного охлаждения описываются выражением

$$Q_{\text{las}} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\text{las}}(v_{ix})v_{ix}f(v_{ix}, T_i)dv_{ix}, \quad (2)$$

где $f(v_{ix}, T_i)$ – функция распределения ионов по скоростям, которая предполагается близкой к максвелловской (см. Приложение); T_i – температура ионов, определяемая их средней кинетической энергией $\varepsilon_i = 3k_B T_i/2$; k_B – постоянная Больцмана. Наряду с охлаждением в лазерном поле происходит флуктуационный нагрев ионов, обусловленный случайным характером спонтанного распада возбужденного состояния и поглощения лазерного излучения, который описывается выражением [18]

$$Q_f = \frac{(\hbar k)^2 \gamma |V_0|^2}{2M(\Delta^2 + 0.25\gamma^2)}, \quad (3)$$

где M – масса иона. Флуктуационный нагрев играет заметную роль при сверхнизких температурах ионов ($T_i \leq 10^{-3}$ К).

Одной из основных причин нагрева охлаждаемых ионов плазмы является обмен энергией с электронами при упругих столкновениях:

$$Q_{ei} = \frac{2m}{M} v_{ei}(\varepsilon_e - \varepsilon_i), \quad (4)$$

где m – масса электрона; v_{ei} – частота упругих электрон-ионных столкновений; ε_e – средняя кинетическая энергия электронов.

Еще одной причиной нагрева ионов может служить корреляционный нагрев (или disorder-induced heating) [8], проявляющийся при изначально случайном распределении ионов, образующихся в результате быстрой фотоионизации охлажденных атомов ($T_i \approx 10$ мкК) [3, 4]. Релаксация ионной подсистемы к состоянию с меньшей потенциальной энергией кулоновского межчастичного взаимодействия приводит к увеличению кинетической энергии ионов, т.е. к их нагреву. Для оценки этого эффекта используем наиболее простое выражение [19]:

$$Q_{\text{cor}} = 0.9 \frac{e^2}{a} \delta(t), \quad \frac{4}{3} \pi a^3 n = 1, \quad (5)$$

где e – элементарный заряд; a – радиус ячейки Вигнера – Зейтца. Введение дельта-функции Дирака $\delta(t)$ означает, что характерные времена фотоионизации атомов и корреляционного нагрева значительно меньше времени охлаждения ионов.

Учитывая все перечисленные процессы, можно записать следующее уравнение для температуры ионов:

$$\frac{dT_i}{dt} = W_{ei} + W_{\text{cor}} + W_{\text{las}}, \quad W_{ei} = \frac{2}{3k_B} Q_{ei}, \quad (6)$$

$$W_{\text{cor}} = \frac{2}{3k_B} Q_{\text{cor}}, \quad W_{\text{las}} = \frac{2}{3k_B} (Q_f + Q_{\text{las}}).$$

Очевидно, что охлаждение системы будет наблюдаться при условии $|W_{\text{las}}| > W_{ei}$.

3. Влияние корреляционного нагрева на лазерное охлаждение ионов

Сразу после быстрого образования ультрахолодной плазмы в результате ее фотоионизации [3–5] основную роль в нагреве ионов будет играть корреляционный нагрев, который в нашем приближении (5) рассматривается как мгновенный скачок их температуры. На рис.1 приведена зависимость скорости лазерного охлаждения $|W_{\text{las}}|$ от температуры для ионов Ве. Видно, что эта зависимость имеет максимум, связанный с нелинейной зависимостью коэффициента χ от скорости иона v_{ix} . Горизонтальными линиями на рис.1 представлены зависимости скорости нагрева ионов электронами W_{ei} при различных концентрациях. Дуговыми стрелками схематично показан скачок температуры ионов до величины T_{cor} , получаемой в результате корреляционного нагрева (значения T_{cor} для различных концентраций отображены кривой 4).

В области, лежащей между точками пересечения зависимостей $|W_{\text{las}}|$ и W_{ei} (например, точки А и В), скорость лазерного охлаждения ионов превышает скорость их нагрева электронами. Если в результате корреляционного нагрева температура ионов попадает в эту область, то они будут охлаждаться до температуры, соответствующей точке А пересечения указанных зависимостей. Видно, что в случае прямой 1 корреляционный нагрев не позволит осуществить последующее охлаждение ионной подсистемы. Критической концентрацией, ниже которой можно осуществить охлаждение при заданных параметрах лазерного излучения ($|\Delta| = 0.5 \gamma$, $|V_0| = 0.25 \gamma$), является $n_0 = 1.98 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. При меньших концентрациях, несмотря на начальный корреляционный нагрев, плазма будет охлаждаться. Заметим, что для тяжелых ионов (Sr^+ и т. п.) их температура, достигаемая в результате корреляционного нагрева, не будет попадать в область, где превалирует нагрев электронами. В этом случае кривая 4 пре-

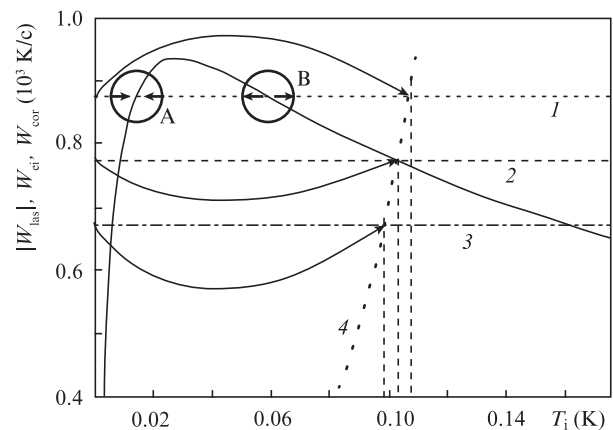


Рис.1. Зависимости скоростей лазерного охлаждения ионов $|W_{\text{las}}|$ (сплошная кривая), их нагрева электронами W_{ei} ($T_e = 100$ К) (1–3) и корреляционного нагрева (4) от температуры ионов при концентрациях плазмы 2.25×10^6 (1), 1.98×10^6 (2) и $1.70 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ (3).

пересекает кривую $|W_{\text{las}}(T_i)|$ так, что при $T_i \geq T_{\text{cor}}$ скорость охлаждения продолжает расти. Увеличение отстройки $|\Delta|$ также приведет к аналогичному результату, причем для всех типов ионов (включая и Ve^+). Однако при этом увеличится и минимальная температура (точка А на рис.1 сдвинется вправо), достигаемая при охлаждении. Таким образом, как отмечено выше, постоянная отстройка частоты лазерного излучения не всегда позволяет эффективно охлаждать ионную подсистему, вплоть до достижения ею сильно неидеального состояния. Особенно это касается случая, когда ионная подсистема изначально является не очень холодной ($T_{i0} \geq 1 - 10 \text{ K}$). На наш взгляд, эффективное охлаждение в этом случае возможно при сканировании частоты лазерного излучения по мере изменения температуры ионов. При этом отстройка меняется таким образом, чтобы при данной температуре скорость лазерного охлаждения $|W_{\text{las}}|$ была максимальной.

4. Определение оптимальной отстройки

Для удобства в дальнейшем будем использовать безразмерные частоту Раби α , отстройку β и скорость v :

$$\alpha = \frac{|V_0|}{\gamma}, \quad \beta = \frac{|\Delta|}{\gamma}, \quad v = \frac{kv_{ix}}{\gamma}. \quad (7)$$

Оптимальное значение $\beta_{\text{opt}}(T_i)$ находим из условия максимизации скорости лазерного охлаждения при заданной температуре ионов:

$$W_{\text{las}}(\beta_{\text{opt}}, T_i) \rightarrow \max.$$

На рис.2 приведены вычисленные значения β_{opt} для Ve и Sr , а также кривые, аппроксимирующие эти значения по формулам

$$\beta_{\text{opt}} = 5.35T_i^{1/2} + 0.25 \quad \text{для } \text{Ve},$$

$$\beta_{\text{opt}} = T_i^{1/2} + 0.25 \quad \text{для } \text{Sr}. \quad (8)$$

Видно хорошее совпадение аппроксимирующих зависимостей с численными результатами как при малых (см. вставку), так и при больших температурах.

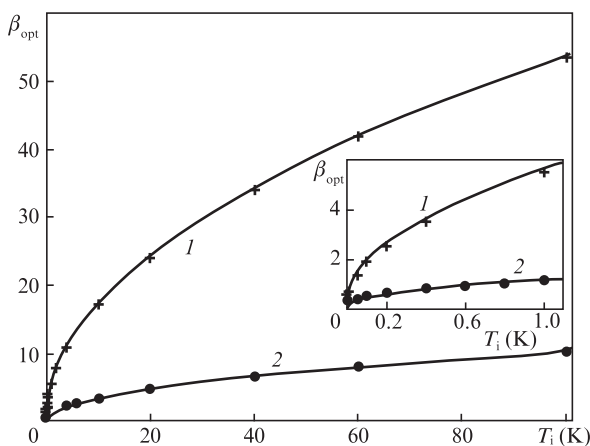


Рис.2. Зависимости оптимальной отстройки $\beta_{\text{opt}}(T_i)$ от температуры ионов для Ve (1) и Sr (2). Точки – численный расчет, сплошные кривые – их аппроксимация.

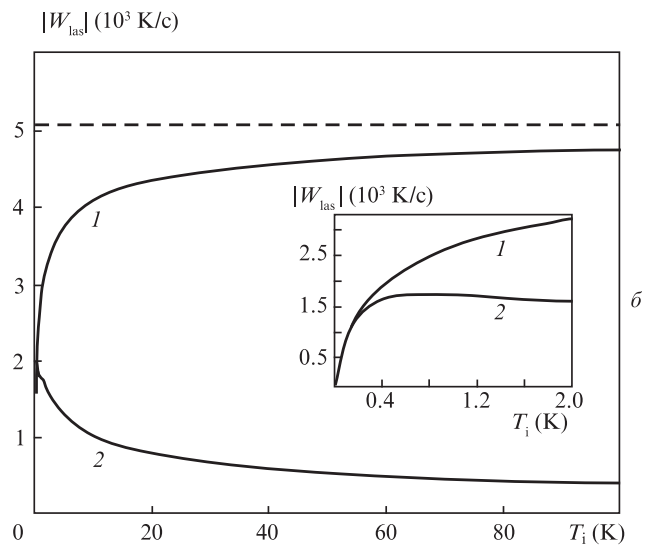
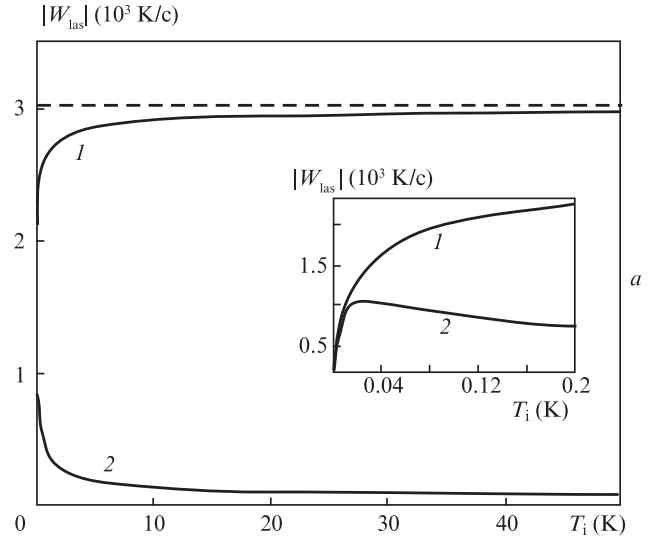


Рис.3. Скорости охлаждения $|W_{\text{las}}|$ ионов Ve (а) и Sr (б) при оптимальной отстройке (1) и постоянной отстройке $\beta = 0.5$ (2) для $\alpha = 0.25$. На вставках изображены те же зависимости при малых температурах.

На рис.3 представлены скорости охлаждения ионов Ve и Sr при оптимальной и постоянной ($\beta = 0.5$) отстройках. Видно, что уже при малых температурах (около 0.04 К для Ve и 0.8 К для Sr) наблюдается существенное различие в скоростях охлаждения. Штриховыми линиями на рис.3 обозначены асимптотические значения $|W_{\text{las}}| = |W_{\text{las}}|_{\text{max}}$, которые будут определены ниже.

Наряду с численным нахождением оптимальной отстройки β_{opt} представляют интерес вопросы о том, чем она определяется и как влияет на скорость охлаждения ионов, а также как меняется скорость охлаждения с ростом температуры. Для этого проведем анализ процесса лазерного охлаждения.

При использовании обозначений (7) выражения для коэффициента трения χ принимает следующий вид:

$$\chi(v) = \frac{\hbar k^2 \alpha^2 \beta}{[(\beta - v)^2 + \tilde{g}^2][(\beta + v)^2 + \tilde{g}^2]}, \quad \tilde{g}^2 = 0.5\alpha^2 + 0.25. \quad (9)$$

Что касается функции распределения $f(v_{ix}, T_i)$, то вместо нее введем функцию

$$F(v, T_i) = v_{ix}^2 f(v_{ix}, T_i) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{k} \right)^2 v^2 \times \exp \left[-\frac{M(\gamma/k)^2 v^2}{2k_B T_i} \right], \quad (10)$$

качественный вид которой аналогичен максвелловской функции распределения по абсолютным скоростям ионов. При значительных температурах T_i (когда $\langle v^2 \rangle \gg \tilde{g}^2$) функцию $\chi(v)$ в окрестности ее максимального значения, которое достигается при $v_m = \beta$, можно записать в виде

$$\chi(v) \approx \frac{\hbar k^2 \alpha^2}{[(\beta - v)^2 + \tilde{g}^2] 4\beta}. \quad (11)$$

Характерную ширину Δv_L этой функции (по полувысоте) можно определить следующим образом:

$$\beta - (v_m + \Delta v_L/2) = \tilde{g}, \quad \Delta v_L = 2\tilde{g}. \quad (12)$$

Для сравнения определим также характерную ширину Δv_F функции $F(v, T_i)$:

$$\Delta v_F \approx v_F = \frac{k}{\gamma} \sqrt{\frac{2k_B T_i}{M}}, \quad (13)$$

где v_F – скорость, при которой достигается максимум $F(v, T_i)$.

Найденные ширины определяют характерные области изменения этих функций. Для типичных параметров $\alpha \leq 0.3$, $\gamma \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ получаем $\Delta v_L \approx 0.5$ и $\Delta v_F \approx 13\sqrt{T_i/A_i}$, где A_i – атомная масса элемента. Соответственно их отношение должно удовлетворять условию

$$\frac{\Delta v_F}{\Delta v_L} \geq 25 \sqrt{\frac{T_i}{A_i}}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что даже для тяжелых ионов ($A_i \sim 100$) уже при $T_i \geq 1 \text{ К}$ это отношение много больше единицы. В этом случае есть основание полагать, что в окрестности $v_m - \Delta v_L \leq v \leq v_m + \Delta v_L$ функция $F(v, T_i)$ меняется слабо, тогда для Q_{las} вместо (2) можно записать выражение

$$Q_{\text{las}} \approx -2F(v_m, T) \int_0^\infty \frac{\gamma}{k} \frac{\hbar k^2 \alpha^2}{[(\beta - v)^2 + \tilde{g}^2] 4\beta} dv. \quad (15)$$

Проводя интегрирование, находим

$$Q_{\text{las}} \approx -F(v_m, T_i) \frac{\hbar k \alpha^2 \gamma}{2\beta \tilde{g}} \left[\arctan \frac{\beta}{\tilde{g}} + \frac{\pi}{2} \right]. \quad (16)$$

Для $\beta \gg \tilde{g}$ окончательно получаем

$$Q_{\text{las}} \approx -\pi \hbar \left(\frac{M}{2\pi k_B T_i} \right)^{1/2} \frac{\alpha^2 \beta \gamma^3}{2\tilde{g} k} \exp \left(-\frac{M(\gamma \beta / k)^2}{2k_B T_i} \right). \quad (17)$$

Дифференцируя это выражение по β , находим $\beta_{\text{opt}}(T_i)$, при котором скорость охлаждения будет максимальной:

$$\beta_{\text{opt}} = \frac{k}{\gamma} \sqrt{\frac{k_B T_i}{M}}. \quad (18)$$

Асимптотические значения β_{opt} для Ве и Sr будут равны $5.3 T_i^{1/2}$ и $1.0 T_i^{1/2}$ соответственно. Они хорошо согласуются с аппроксимирующими зависимостями (8) при $T_i \geq 1 \text{ К}$.

Таким образом, изменяя отстройку β согласно (18) в зависимости от температуры ионов, можно обеспечить максимальную скорость охлаждения, которая определяется выражением

$$|Q_{\text{las}}|_{\text{max}} = \hbar (0.5\pi)^{1/2} \frac{\alpha^2 \gamma^2}{2\tilde{g}} \exp(-0.5). \quad (19)$$

Примечательно, что она не зависит от температуры ионов T_i . Соответствующие значения $|W_{\text{las}}|_{\text{max}}$ обозначены штриховыми линиями на рис.3.

На основе выражения (19) из уравнения (6) для температуры ионов можно оценить максимальное значение концентрации плазмы n_{0m} при различных температурах электронов, при которых еще возможно лазерное охлаждение ионов. При этом флуктуационным и корреляционным нагревом можно пренебречь. Сравнивая нагрев ионов электронами с охлаждением ионов, описываемым выражением (19), получаем условие охлаждения

$$\frac{2m}{M} v_{ei}(T_e - T_i) < \hbar (0.5\pi)^{1/2} \frac{\alpha^2 \gamma^2}{3k_B \tilde{g}} \exp(-0.5), \quad (20)$$

которое позволяет по заданным концентрации плазмы, температуре электронов и частоте α легко оценить возможность охлаждения ионов в конкретных условиях. Например, для ионов Ве⁺ при $n = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ К}$ и $\alpha = 0.25$ получаем в левой части этого неравенства величину $36.7(T_e - T_i)$, а в правой – 3.07×10^3 . Тогда для выполнения условия (20) необходимо, чтобы температура ио-

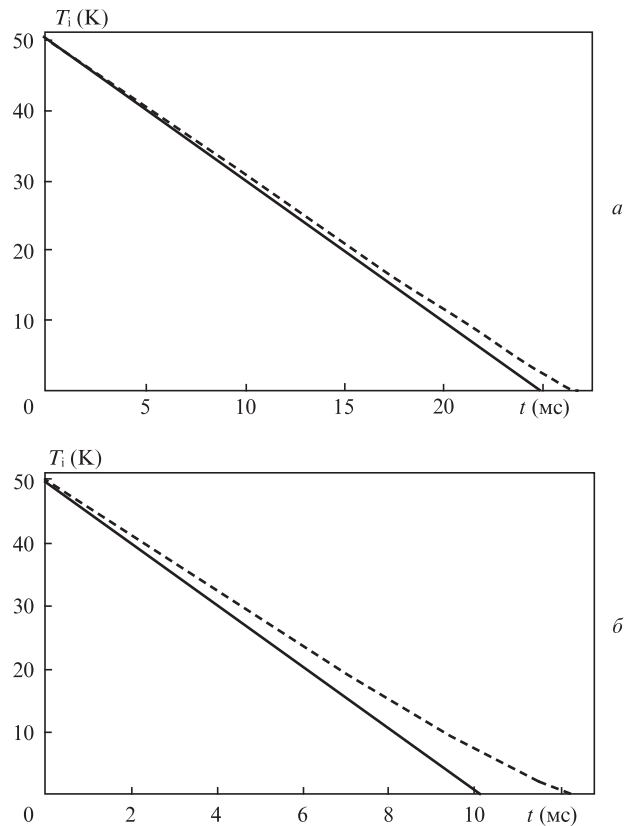


Рис.4. Динамика охлаждения ионов Ве (а) и Sr (б) при $T_e = 500 \text{ К}$, $n_0 = 5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Штриховые линии – расчет при использовании точного выражения (2), сплошные – при использовании асимптотического выражения (19) для скорости охлаждения ионов.

нов превышала 16.6 К: только в этом случае они будут охлаждаться при заданных условиях.

Использование выражения (19) в уравнении для температуры ионов (6) значительно упрощает описание динамики охлаждения. В этом случае (при $T_i > 1$ К) температура со временем линейно снижается, что позволяет легко оценить необходимое время охлаждения. На рис.4 приведены временные зависимости температуры, найденные численно с использованием выражений (2) и (8), а также из аналитического решения уравнения для температуры ионов (6), в котором Q_{las} определяется его асимптотическим выражением (19). Видно, что изменение температуры в области $T_i > 1$ К при оптимальной отстройке имеет линейный характер, а асимптотическое выражение для Q_{las} позволяет достаточно точно описать это изменение.

Отметим, что линейная зависимость температуры ионов от времени в области $T_i > 1$ К позволяет легко перейти от $\beta_{opt}(T_i)$ к $\beta_{opt}(t)$, что облегчает реализацию процесса сканирования отстройки частоты в этой области температур.

Как следует из сказанного выше, оптимальное сканирование отстройки частоты лазерного излучения позво-

ляет значительно расширить температурный диапазон возможного охлаждения ионов плазмы. Представляет также интерес определение как температурного диапазона, так и диапазона концентраций, в которых принципиально возможно охлаждение ионов плазмы. Для решения этого вопроса используем решение уравнения (6) при величине β_{opt} , задаваемой выражениями (8).

На рис.5 показаны области (не заштрихованные), где возможно охлаждение ионов. Они определяются температурой электронов и концентрацией плазмы. При этом предполагается, что температура электронов значительно превышает начальную температуру ионов. В этих областях приведены пронумерованные изолинии, соответствующие различным значениям параметра неидеальности $\Gamma_i = e^2 I / (ak_B T_i)$ ионной подсистемы. В нижней заштрихованной области электроны не являются слабо неидеальными, и поэтому приближение парного электрон-ионного взаимодействия, используемое в работе, некорректно.

С использованием рис.5 по заданным концентрации и температуре электронов можно определить возможность охлаждения и значение параметра неидеальности Γ_i , которое может быть достигнуто в этих условиях.

5. Заключение

В работе показано, что эффективное лазерное охлаждение (под действием сил спонтанного радиационного давления) ионов плазмы в широком диапазоне их начальных температур возможно при сканировании частоты лазерного излучения. Для ионов Ве и Sr получены выражения для оптимальных отстроек частоты излучения, обеспечивающих максимальную скорость охлаждения при различных температурах ионов. В общем случае также получены асимптотические выражения для оптимальных отстроек и скорости охлаждения. Как оказалось, в оптимальном случае скорость охлаждения не зависит от температуры ионов. На основании решения уравнения для температуры ионов Ве и Sr определены области (в координатах T_e и n_0) возможного охлаждения (при использовании оптимальных отстроек) до сильно неидеального состояния, что особенно важно для предварительных оценок при постановке экспериментов.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н.Я.Шапареву за полезные обсуждения и ценные советы.

Приложение.

Релаксация функции распределения (ФР)

Действие силы радиационного спонтанного давления искажает ФР ионов. В то же время ион-ионное взаимодействие (столкновения) препятствует этому процессу и определяет релаксацию ФР к равновесной (максвелловской). Если скорость релаксации ФР значительно превышает скорость ее деформации за счет охлаждения, то ФР будет слабо отличаться от равновесной. Сравним скорости этих двух процессов.

Максимальное изменение импульса иона при охлаждении можно оценить по формуле

$$dp_{res}^{las} \approx h\nu k dt,$$

где под p_{res} понимается импульс иона («резонансного» излучению) в области максимального действия силы спонтанного радиационного давления.

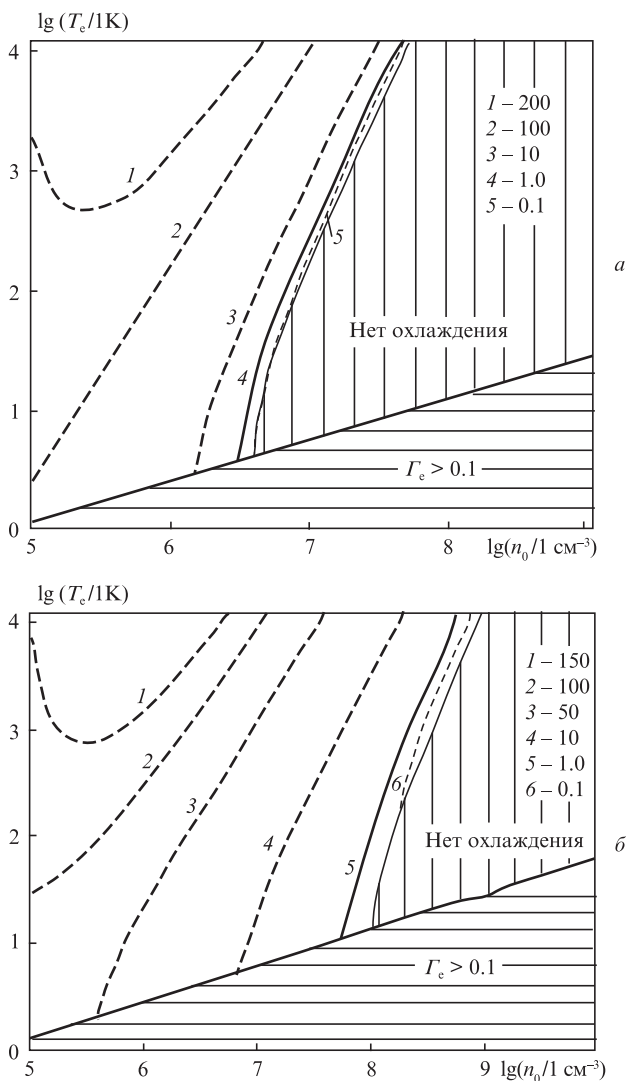


Рис.5. Области параметров, в которых возможно лазерное охлаждение электрон-ионной плазмы Ве (а) и Sr (б) при $\alpha = 0.25$. (Γ_e – параметр неидеальности для электронов).

Изменение импульса иона в результате взаимодействия (столкновения) с другими ионами можно оценить по формуле

$$dp_{\text{res}}^{\text{ii}} \approx p_{\text{res}} \Omega_{\text{ii}} dt,$$

где $\Omega_{\text{ii}} = \min(\omega_i, \nu_{\text{ii}})$ – скорость релаксации ФР, которая в случае сильно неидеальных ионов пропорциональна ионной плазменной частоте ω_i , а в случае слабо неидеальных – частоте ион-ионных столкновений ν_{ii} .

Здесь также используется импульс частицы в области максимальной силы лазерного трения:

$$k \frac{p_{\text{res}}}{M\gamma} \approx |\Delta|, \quad p_{\text{res}} \approx \frac{M\gamma |\Delta|}{k}.$$

Чтобы релаксация ФР успевала происходить в процессе охлаждения, должно выполняться условие

$$p_{\text{res}} \Omega_{\text{ii}} \gg \hbar \gamma k,$$

откуда

$$\frac{M\beta}{k} \Omega_{\text{ii}} \gg \frac{\hbar k}{\gamma}, \quad \beta \gg \frac{\hbar k^2}{M\gamma \Omega_{\text{ii}}}.$$

При характерных параметрах $k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma \approx 10^8 \text{ с}$, $M \sim (10-100) \times 10^{-24} \text{ г}$ получаем

$$\beta \gg (10^{-2} - 10^{-3}) / \Omega_{\text{ii}}.$$

Это условие может нарушаться (даже при малых концентрациях, $n \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$) для разумных значений относи-

тельной отстройки ($\beta > 0.1$) только при высоких температурах ионов ($T_i > 10^3 \text{ К}$). Таким образом, можно полагать, что в процессе лазерного охлаждения ионов их ФР остается равновесной.

1. Ichimaru S. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 10 (1982).
2. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004).
3. Kilian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Orozco L.A., Orzel C., Rolston S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4776 (1999).
4. Kulin S., Kilian T.C., Bergeson S.D., Rolston S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 318 (2000).
5. Kilian T.C., Lim M.J., Kulin S., Dumke R., Bergeson S.D., Rolston S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3759 (2001).
6. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. *Письма в ЖТФ*, **23** (2), 28 (1997).
7. Gavriluk A.P., Krasnov I.V., Shaparev N.Ya. *Laser Phys.*, **8**, 653 (1998).
8. Murillo M.S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 115003 (2001).
9. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **31**, 1084 (2001).
10. Mazevet S., Colins L.A., Cress J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 055001 (2002).
11. Robicheaux F., Hanson J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 055002 (2002).
12. Kuzmin S.G., O'Neil T.M. *Phys. Plasmas*, **9**, 3743 (2002).
13. Killian T.C., Ashoka V.S., Gupta P., et al. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **36**, 6077 (2003).
14. Pohl T., Pattard T., Rost J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 155003 (2004).
15. Pohl T., Pattard T., Rost J.M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, 343 (2004).
16. Killian T.C., Pattard T., Pohl T., Rost J.M. *Phys. Rep.*, **449**, 77 (2007).
17. Gavriluk A.P., Isaev I.L., Karpov S.V., Krasnov I.V., Shaparev N.Ya. *Phys. Rev. E*, **80**, 056404 (2009).
18. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. *Механическое действие света на атомы* (М.: Наука, 1991).
19. Gavriluk A.P. 2011 arXiv: plasma physics/1107.5904.