

© 1991 г.

## СВЕРХТОЧНАЯ МОНОКИНЕТИЗАЦИЯ СТАЦИОНАРНОГО ИОННОГО ПУЧКА

И. В. Краснов, Д. В. Сизых

В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность сверхсильного сужения продольного скоростного распределения стационарного разреженного ионного пучка (ИП) до эффективных температур  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  К. Группировка скоростей при этом достигается простым сочетанием двух широко известных методов: резонансного радиационного давления (РРД) [1] и монокинетизации ускорением заряженных частиц в электростатическом поле [2].

Принципиально неустранимым ограничением в первом методе является наличие кинетического предела охлаждения  $T > T_k \geq (\hbar\gamma)/k_B$  ( $\gamma$  — скорость спонтанной релаксации,  $k_B$  — постоянная Больцмана). Для разрешенных оптических переходов  $T_k \sim 10^{-3}$ — $10^{-4}$  К.

Во втором методе сужение скоростного распределения возможно до эффективной температуры  $T \sim T_0^2 k_B / U$ , где  $T_0$  — исходная продольная температура,  $U$  — величина ускоряющего потенциала. Таким образом, монокинетизация ионов с  $T_0 \sim 10^3$  до  $10^{-4}$  К требует очень больших ускоряющих напряжений ( $U \sim 10^6$  В).

Ранее уже предлагалось [3] комбинированное воздействие РРД в поле бегущей электромагнитной волны и постоянной электростатической силы  $F_1 = eE_1$  для повышения эффективности лазерного охлаждения ИП.

Суть предполагаемого здесь метода заключается во введении и использовании отдельной II ступени монокинетизации ИП небольшим ускоряющим потенциалом ( $U_2 \geq 1$  В) без участия резонансного света, в которую поступает ИП, претерпевший охлаждение РРД в I ступени до  $T \geq T_k$ . На выходе из II ступени формируется ИП с продольной температурой  $T \ll T_k$  (см. рисунок).}

Рассмотрим конкретную реализацию изложенной идеи для случая стационарной инжекции разреженного ИП (см. рисунок) в область лазерного поля. Тогда функция распределения ионов (ФР) по продольным скоростям  $v$  определяется решением задачи

$$v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial v} (F(v) f) = \sigma(x) \frac{\partial^2}{\partial v^2} (D(v) f), \quad f|_{x=0} = f_0(v),$$

$$F(v) = F_e(x) + \sigma(x) F_r(v), \quad \sigma(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq L_1, \\ 0, & L_1 < x \leq (L_1 + L_2), \end{cases} \quad (1)$$

где  $L_{1,2}$  — длина I и II ступеней;  $F_r(v)$ ,  $D(v)$  — сила РРД и коэффициент скоростной диффузии [1],  $x$  — пространственная координата вдоль ионного пучка;  $f_0(v)$  — ФР ИП инжектируемого в I ступень;  $F_e = eE_1 \sigma(x) + (1 - \sigma(x))E_2$ ,  $E_{1,2}$  — постоянное электростатическое поле в I и II ступенях;  $f_0(v)$  — ФР, ионов, инжектируемых в I ступень со средней направленной скоростью  $\bar{v}_0$  и тепловым разбросом по скоростям  $s(\bar{v}_0, s \gg \sqrt{T_k/m})$ .

Для вывода ИП из зоны действия лазерного излучения можно использовать либо отклоняющую систему (см. рисунок), либо эффект выхода из оптического резонанса за счет сильного ускорения на II ступени, сопровождаемого доплеровским смещением частоты. Во втором случае ИП сохраняет прямолинейную траекторию. Параметры резонансного излучения и электростатическое поле  $E_1$  в I ступени определяются условием существования аттрактора  $v_0 > 0$  в пространстве скоростей |

$$eE_1 + E_r(v_g) = 0, \quad F'(v_g) < 0. \quad (2)$$

Потребуем также, чтобы помимо монокинетизации происходило существенное замедление ИП

$$\sqrt{\frac{2T_k}{m}} = v_k \ll v_g \ll s, \quad v_0. \quad (3)$$

Для определенности остановимся на случае встречной по отношению к ИП геометрии лазерного излучения (см. рисунок), полагая, что его частота сдвинута в красную область от

резонанса  $\Delta = (\omega - \omega_{21}) < 0$ , а расстройка и частота Раби достаточно велики  $|\Delta|$ ,  $V = (dE)/\hbar \gg \gamma$ ,  $ks$ ,  $k\bar{v}_0$  ( $d$  — матричный элемент дипольного момента,  $E$  — амплитуда поля). Тогда

$$F(v) \approx \sigma v_g (v_g - v), \quad v_g = \left( \frac{eE_1}{F_0} - 1 \right) \left( \frac{\Delta^2 + 2|V|^2}{2k\Delta} \right), \quad F_0 = \frac{\hbar k \gamma |V|^2}{2|V|^2 + \Delta^2},$$

$$\sigma = \left( \frac{\hbar k^2}{m v_g} \right) \frac{|\Delta| |V|^2 \gamma}{(2|V|^2 + \Delta^2)^2}, \quad D = \left( \frac{\hbar k^2}{m} \right) \gamma \frac{|V|^2}{(2|V|^2 + \Delta^2)} \left( \frac{7}{10} + \frac{|V|^2 \Delta^2}{(\Delta^2 + 2|V|^2)^2} \right) \quad (4)$$

и условия (2), (3) выполнены при  $eE_1 \leq F_0$ ,  $|eE_1 - F_0|/F_0 \ll 1$ .

Из-за малости квантовых флуктуаций они существенно не проявляют себя на начальном участке I ступени, пока величина разброса продольных скоростей ИП  $\delta v(x)$  велика по сравнению с величиной кинетического предела  $\delta v(x) \gg v_k$  (в рассматриваемом случае  $T_k \sim \hbar |\Delta|$ ). При этом можно показать, что существует промежуточная область значений  $x \sim x_0$

$$x_1 \left( 1 + \frac{v_g}{s} \ln \left( \frac{s}{v_k} \right) \right) > x_0 > x_1 \left( 1 + \frac{v_g}{s} \ln \left| \frac{s}{v_g} \right| \right),$$

где  $x_1 = s/(v_g \sigma) \sim (s |\Delta|)/(\omega_R \gamma)$ ,  $\omega_R = (\hbar k^2)/m$ , в которой  $v_k \ll \delta v(x) \ll v_g$ . Это обстоятельство позволяет, используя процедуру сращения асимптотических разложений, записать при-

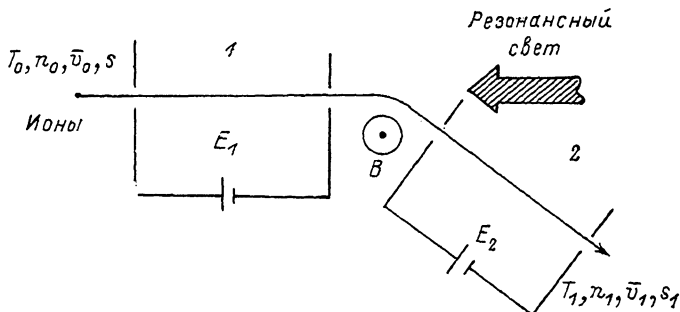


Схема двухступенчатой монокинетизации пучка резонансных ионов.

1 — I ступень, 2 — II ступень, В — отклоняющая система.

ближенное решение задачи (1) в области  $x_0 \leq x \leq L_1$  через функцию Грина [параболического уравнения

$$f(v, x) = \int f_0(\bar{v}_0(v', x), x) \frac{F(\bar{v}_0(v', x))}{F(v')} \hat{G}(v - v', \sigma(x - x_0)) dv',$$

$$\hat{G}(v - v', \tau) = G(v, v' e^\tau, \tau),$$

$$G(v, v', \tau) = \frac{\exp \tau}{[2\bar{D}(\exp(2\tau) - 1)]^{1/2}} \exp - \left\{ \frac{(v e^\tau - v')^2}{2\bar{D}[\exp(2\tau) - 1]} \right\}, \quad (5)$$

где  $\bar{D} = (D/v_g \sigma)$ ,  $\bar{v}_0(v, x)$  — функция, обратная к решению уравнения характеристик  $v = v(v_0, x)$ :  $mv(dv/dx) = F(v)$ ,  $v|_{x_0} = v_0$ .

При  $x = x_1 + \delta x$ , ( $\delta x \approx (2-3)(v_g/s) \ln(v_g/v_k)x_1$ ) решение (5) переходит в диффузионный предел

$$f \approx \frac{N_0}{(2v_k^2 \pi)^{1/2}} \exp - \left( \frac{v - v_g}{\sqrt{2} v_k} \right)^2, \quad N_0 = n_0 \int \frac{v_0}{v_g} f_0(v_0) dv_0 = n_0 \frac{\bar{v}_0}{v_g}, \quad (6)$$

где  $n_0$  — плотность инжектируемого пучка.

Отсюда легко получить, что при  $U_2 = E_2 L_2 \gg (m v_g^2)/2$  ФР в конце II ступени описывается гауссовским распределением (если не интересоваться далекими крыльями ФР)

$$f(v, L_1 + L_2) \approx \frac{N_0}{(2v_k^2 \pi)^{1/2}} \exp - \left( \frac{v_1^2 (v - v_1)^2}{2v_k^2 v_g^2} \right), \quad v_1 = \sqrt{v_g + \frac{2U_2}{m}}. \quad (7)$$

Из полученного решения вытекают два важных вывода. Длина I ступени оценивается величиной

$$L_1 \approx x_1 \left( 1 + \frac{\delta x}{x_1} \right) \sim \frac{s |\Delta|}{\omega_R \gamma}.$$

Заданные на входе параметры ИП  $n_0, v_0, s \sim \sqrt{\langle \hat{v}^2 \rangle}$ ,  $T_0 = (m \langle \delta v^2 \rangle) / 2 K_B$  преобразуются при прохождении системы следующим образом:

$$n_0 \rightarrow n_1 \approx n_0 \left( \frac{v_0}{v_1} \right), \quad s \rightarrow s_1 = v_k \left( \frac{v_g}{v_1} \right) \ll v_k, \quad T_0 \rightarrow T_1 = T_k \left( \frac{v_g^2}{v_1^2} \right) \ll T_k. \quad (8)$$

Отметим, что свертгруппировка скоростей ( $s_1 \ll v_k$ ) возможна без существенного изменения плотности ИП, если при  $v_g \ll s, v_0$  ускоряющий потенциал II ступени выбран из условия  $U_2 \sim (mv_0^2)/2$  (при этом  $s_1 \approx (v_k v_g)/v_0$ ). Легко видеть из (7), что для достижения свертточной монокинетизации необходима высокая стабильность ускоряющего напряжения II ступени. Относительные флуктуации  $U_2$  ограничены условием

$$\frac{\delta U_2}{U_2} \ll \frac{v_k T_1}{v_g T_k}.$$

Условия применимости решений вида (5) — (7) и соотношений (8) не ограничиваются ситуацией, когда справедливы выражения (4). Существенно лишь то, что в зависимости от вида  $F(v)$  меняются величины  $L_1$  и  $v_k$ . Так, для бегущей волны, настроенной в резонанс,  $|\Delta| \ll \gamma \sim V$ ,  $L_1 \approx (ks^2)/(\omega_R \gamma)$  и  $v_k \sim \sqrt{(\hbar \gamma)/m}$ . При использовании индуцированных сил РРД [1] ( $F \sim \hbar k V$  в сильном неоднородном поле ( $V \sim |\Delta| \gg \gamma, ks$ ))  $L_1 \sim (ks^2)/(\omega_R V) \ll s/\omega_R$  и  $v_k \sim \sqrt{(\hbar |\Delta|)/m}$  существенно сокращается длина I ступени.

Приведем оценки параметров системы двухступенчатой монокинетизации ИП Ва<sup>+</sup>. Для бегущей волны с  $\lambda = 493$  нм (для Ва<sup>+</sup> необходимо дополнительное излучение с  $\lambda = 649.9$  нм с целью рассеяния метастабильного состояния), интенсивностью  $I = 0.02$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_0 = 500$  К,  $E_1 \ll 10^{-3}$  В/см,  $v_g = 360$  см/с,  $U_2 \approx 0.2 - 2$  В,  $v_0 = 3 \cdot 10^4$  см/с имеем  $L_1 \approx 100$  см,  $T_1 \approx 10^{-8} - 10^{-9}$  К,  $v_1 = 1.6 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^4$  см/с,  $n_1 = 0.6 - 0.2 n_0$ . Требуемая стабильность напряжения ( $\delta U_2/U_2$ )  $\sim 5 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$  вполне достижима с помощью современных технических средств [4].

В заключение отметим, что собственный объемный заряд пучка при увеличении его плотности  $n$  не отражается на существовании и положении аттрактора при  $n < n_c = mv_g^2/4\pi e^2 r^2$ , где  $r$  — радиус ИП. Для приведенного выше примера и  $r = 0.1$  см  $n_c \approx 300$  1/см<sup>3</sup>. Данное ограничение по плотности можно снять, если инжектировать в I ступень пучок нейтральных атомов с последующей его ионизацией методами селективной двухступенчатой фотоионизацией при вводе во II ступень. Аттрактор при этом может быть сформирован методами РРД в полях более сложной пространственно-временной структуры, чем бегущая волна.

Свертгруппировка скоростей может быть использована в спектроскопии высокого разрешения коротковолновых переходов, физике атомных столкновений и ИП.

### Список литературы

- [1] Kazantsev A. P., Ryabenko G. A., Surdutovich G. I., Yakovlev V. P. // Phys. Rep. 1985. Vol. 129. P. 75—144.
- [2] Kaufman S. L. // Opt. Commun. 1976. Vol. 17. P. 309—312.
- [3] Краснов И. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 5. С. 1563—1572.
- [4] Хоровиц П., Хилл У. // Искусство схемотехники. М.: Мир, 1983. Т. 1. 598 с.

Вычислительный центр СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
15 мая 1990 г.