

ВОЗМОЖНОСТЬ “ИНФОРМАЦИОННОГО” ОХЛАЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

В.И.Балыкин¹⁾, В.С.Летохов

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 мая 2000 г.

Рассматривается метод понижения температуры нейтральных атомов, основанный на получении информации о трансляционном состоянии индивидуальных атомов и использовании этой информации для разделения медленных и быстрых атомов. Минимально достижимая температура ансамбля атомов существенно меньше температуры энергии отдачи атома.

PACS: 32.80.-t

Существующие методы охлаждения нейтральных и заряженных частиц основаны на использовании разного рода диссипативных процессов. Например, электронное охлаждение заряженных частиц [1] осуществляется за счет столкновений горячих ионов с холодным электронным газом, что ведет к диссипации тепловой энергии ионов к холодным электронам. Этот метод нашел широкое применение в увеличении фазовой плотности быстрых ионных пучков в накопительных кольцах [2]. Наиболее развитый метод охлаждения нейтральных атомов (а также и локализованных ионов) основан на неупругом столкновении нейтральных атомов с фотонами лазерного света [3]. Лазерное охлаждение атомов позволило наблюдать бозе-эйнштейновскую конденсацию нейтральных атомов [4].

В данной работе мы рассматриваем метод понижения температуры нейтральных атомов, основанный на получении информации о трансляционном состоянии (координаты и скорости) индивидуальных атомов и использовании этой информации для разделения медленных и быстрых атомов. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению температуры части первоначального ансамбля атомов и, соответственно, к повышению его фазовой плотности. Такой метод можно назвать “информационным охлаждением нейтральных атомов”. Отметим, что существует определенная аналогия между предлагаемым методом и старой идеей демона Максвелла [5], а также с методом стохастического охлаждения быстрых ионов в накопительных кольцах [6].

Рисунок иллюстрирует идею метода “информационного охлаждения нейтральных атомов”. Пусть атомы первоначально находятся в одной из атомных ловушек (1), соединенных атомным волноводом (3). Ловушки и волновод могут быть, например, магнитными или световыми, дипольного типа (см. обзоры [7,8]). Атомы могут переходить из одной ловушки в другую через соединяющий их волновод. Волновод пересекает лазерный луч (4), который играет роль считывающего об атоме информацию устройства в детекторе (5). Информация передается на световой затвор (6), который пропускает или возвращает атом. В качестве светового затвора может служить лазерный луч. Считывание информации возможно по изменению фазы лазерного луча, а механическое воздействие затвора на атом может осуществляться дипольной силой светового давления лазерного луча 6. Лазерный луч, в свою

¹⁾ e-mail: balykin@isan.troitsk.ru

очередь, как измерительный прибор неизбежно оказывает обратное возмущающее воздействие на движение атома (увеличение импульса атома).

Для реализуемости этой идеи необходимо знать: 1) можно ли получить достоверную информацию от индивидуального атома; 2) в какой степени обратное воздействие лазерного луча, “информатора-затвора”, является разрушающим, то есть препятствующим использованию информации для селекции атомов и уменьшения их температуры.

Сделаем вначале качественные оценки на величину фазового сдвига лазерного поля атомом, пересекающим лазерный луч. Напряженность электрического поля лазерного луча можно представить в виде

$$E(z, t) = E_0 \exp[i(\omega t - kz)], \quad (1)$$

где ω – частота излучения, z – координата вдоль лазерного луча, E_0 – амплитуда электрического поля. Волновое число электромагнитной волны k с учетом взаимодействия с атомами, находящимися в ней, равно [9]

$$k^2 = \mu\epsilon(\omega/c)^2, \quad (2)$$

где диэлектрическая проницаемость атомной среды ϵ следующим образом выражается через комплексную диэлектрическую восприимчивость χ и параметры атома:

$$\epsilon = 1 + 4\pi\chi, \quad (3)$$

$$\chi = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega) = \frac{N_a |\mu_{12}|^2}{3\epsilon_0 \hbar V} \frac{(\omega - \omega_0) + i\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 + \Omega_R^2}. \quad (4)$$

В последнем выражении N_a – число атомов, V – объем, занимаемый атомами в лазерном луче, ω_0 – частота атомного перехода, 2γ – полная ширина атомного перехода, μ_{12} – матричный элемент дипольного момента атома (рассматриваемый здесь как двухуровневый), $\Omega_R \equiv \mu_{12}E/2\hbar$ – частота Раби. Тогда волновое число (2) можно записать в виде

$$k = k_0 \left[1 + \frac{\chi'(\omega)}{2} \right] - ik_0 \frac{\chi''(\omega)}{2}, \quad (5)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 – длина волны лазерного излучения вне атомной среды.

Фазовый сдвиг излучения, вызываемый атомной средой, равен (в пренебрежении радиационным сдвигом)

$$\Delta\varphi = k_0 \frac{\chi'}{2} = k_0 \frac{N_a |\mu_{12}|^2 z}{3\epsilon_0 \hbar V} \frac{(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 + \Omega_R^2} = \frac{N_a}{V} \sigma(\omega) \frac{(\omega - \omega_0)}{\gamma} z, \quad (6)$$

где σ_0 – сечение поглощения атома на частоте ω . Как следует из выражения (6), максимальное значение фазового сдвига лазерного излучения ожидается при частотной отстройке $\delta \equiv (\omega - \omega_0) = \gamma$ и оно равно

$$\Delta\varphi_{\max} \cong \frac{1}{2} \frac{\sigma_0}{s} N_a = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\lambda^2}{w_0^2} N_a, \quad (7)$$

где s – поперечное сечение лазерного луча, w_0 – радиус перетяжки лазерного луча, σ_0 – сечение поглощения атома в точном резонансе ($\delta = 0$), λ – длина волны. Максимальный фазовый сдвиг световой волной за счет одного атома

$$\Delta\varphi_{1,\max} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\lambda^2}{w_0^2} \leq \frac{1}{4\pi} \text{ (рад)}. \quad (8)$$

Чтобы понять, в какой мере фазовый сдвиг (8) может быть информативным, следует сравнить его с фазовым квантовым шумом (мы считаем, что технические шумы устранены):

$$\delta\varphi_n = \frac{1}{\sqrt{n}} = \left(\frac{\hbar\omega}{I_{las}\delta\tau_{meas}} \right)^{1/2} \quad (9)$$

где n – число регистрируемых лазерных фотонов за время измерения τ_{meas} , I_{las} – интенсивность лазерного поля.

Используя выражения (7)–(9), получаем для отношения сигнал/квантовый шум соотношения

$$\frac{S}{N} \equiv \frac{\Delta\varphi_{1,max}}{\delta\varphi_N} = \left(\frac{1}{8} \frac{\sigma_0}{\pi\omega_0^2} G \frac{\tau_{meas}}{\tau_{sp}} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где $G \equiv I_{las}/I_s$, I_s – интенсивность насыщения атомного перехода, $\tau_{sp} = 1/2\gamma$ – время спонтанного распада возбужденного состояния атома. Поскольку время измерения τ_{meas} определяется диаметром лазерного луча и скоростью атома v ($\tau_{meas} = 2\omega_0/v$), то из (10) следует, что отношение сигнал/шум при регистрации атома зависит от следующих трех атомных и лазерных параметров – параметра насыщения G , скорости атома v и диаметра луча $2\omega_0$:

$$S/N \sim (G/v\omega_0)^{1/2}. \quad (11)$$

Увеличение отношения S/N за счет уменьшения диаметра лазерного луча ограничено длиной волны ($\omega_0 \leq \lambda$). Параметр насыщения G и скорость атома также не являются свободными параметрами задачи по причине диффузионного увеличения импульса атома лазерным полем: в этом проявляется обратное воздействие измерителя (лазерный луч) на измеряемый объект (атом). Проанализируем это обратное воздействие. Импульсный диффузионный нагрев атома лазерным излучением за время взаимодействия t_{int} равен [10]

$$\langle \Delta p^2 \rangle = 2Dt_{int}, \quad (12)$$

где коэффициент импульсной диффузии D для двухуровневого атома определяется выражением

$$D = \hbar^2 k^2 \gamma G / (1 + G + \delta^2/\gamma^2). \quad (13)$$

Импульсная диффузия (12) определяет минимальную температуру ансамбля атомов в лазерном поле [10]:

$$T_{min} = \langle \Delta p^2 \rangle / 2m = \hbar k \gamma, \quad (14)$$

где m – масса атома.

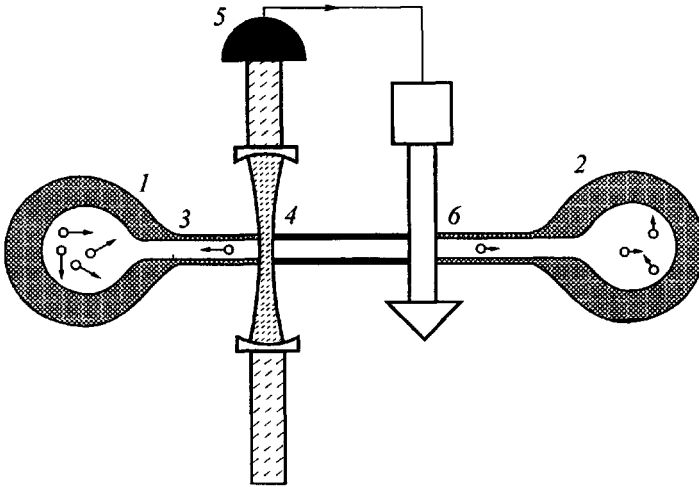
Подстановка в выражение (10) в качестве времени измерения τ_{meas} время взаимодействия τ_{int} из (12) дает для отношения S/N значение

$$\frac{S}{N} = \left(2 \frac{\sigma_0}{\pi\omega_0^2} \frac{T_{min}}{T_{rec}} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где $T_{rec} \equiv \hbar^2 k^2 / 2mk_B$ – температура, соответствующая энергии отдачи атома, k_B – постоянная Больцмана. Отсюда получаем минимальное значение температуры, достижимое в “информационном” лазерном охлаждении:

$$T_{min} = \left(\frac{S}{N} \right)^2 \left(\frac{\pi\omega_0^2}{2\sigma_0} \right) T_{rec}. \quad (16)$$

Физический смысл формулы (16) следующий. Последовательность атомов пересекает лазерный луч 4 (см. рисунок). Каждый атом вызывает фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, который измеряется с точностью S/N . Если соотношение S/N достаточно, чтобы получить информацию о движении атома, позволяющую отселектировать этот атом (пропустить или вернуть назад), то стационарное значение температуры отселектированных атомов равно T_{\min} .



Схематично изображены две атомные ловушки (1, 2), соединенные атомным волноводом (3). Лазерный луч (4) пересекает траектории атомов в волноводе и служит для получения информации в детекторе (5) о трансляционном состоянии атома для управления действием светового затвора (6), основанного на дипольной силе

Оценка минимальной достижимой температуры атомов в методе “информационного” охлаждения для предельно малого (трудно реализуемого на практике) диаметра лазерного луча $w_0 = \lambda$ и отношения сигнал/квантовый фазовый шум $S/N = 3$ дает

$$T_{\min} = 9\pi^2 T_{rec} \gg T_{rec}. \quad (17)$$

Температура (17) является достаточно высокой. В настоящее время разнообразные методы лазерного охлаждения [3] позволяют получить значения температуры, сравнимой с температурой отдачи T_{rec} . Метод же испарительного охлаждения [11] обеспечивает температуру атомного ансамбля значительно меньшую, чем T_{rec} .

Ситуация может быть драматически улучшена, если лазерное поле находится внутри высокодобротного резонатора. Легко видеть, что фазовый сдвиг лазерного поля, заключенного в резонаторе от одного атома, определяется выражением (7) для фазового сдвига от N_a атомов, только вместо числа атомов N_a нужно подставить число проходов N_{ph} фотоном резонатора за среднее время его жизни в резонаторе.

$$\Delta\varphi_{1,\max}^p = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda^2}{w_0^2} N_{ph}. \quad (18)$$

Среднее число проходов фотона через резонатор определяется его добротностью Q и может быть очень большим:

$$N_{ph} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega}{\omega} Q = \frac{F}{\pi}, \quad (19)$$

где $\Delta\omega$ – диапазон свободной дисперсии резонатора, F – резкость резонатора. Тогда минимально достижимая температура атомов с использованием лазерного луча

внутри резонатора становится

$$T_{\min} = \left(\frac{S}{N}\right)^2 \left(\frac{\pi^3 w_0^2}{2 \sigma_0}\right) \frac{1}{F^2} T_{rec}. \quad (20)$$

При использовании резонатора с резкостью $F = 10^6$ (коммерчески доступного), сечением лазерного луча $s = 10^4 \sigma_0$ и отношением сигнал/шум $S/N = 3$ минимальная температура становится

$$T_{\min} \simeq 10^{-6} T_{rec}, \quad (21)$$

то есть существенно меньше температуры отдачи.

Приведенные выше качественные оценки на величину фазового сдвига световой волны внутри резонатора подтверждаются с точностью до числового коэффициента точным решением связанной системы уравнений Максвелла – Блоха для напряженности электрического поля лазерного излучения, атомной поляризации и т.д.

Детальный анализ селекции атомов и формирования холодного ансамбля атомов будет рассмотрен в отдельной публикации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-16215) и программы “Фундаментальная метрология”.

-
1. Ж.И.Будкер, Атомная энергия **22**, 346 (1967).
 2. Ж.И.Будкер, А.Н.Скринский, УФН **124**, 561 (1978).
 3. H.Metcalf and P.van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, N.Y., 1999.
 4. M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews et al., Science **269**, 198 (1995).
 5. J.C.Maxwell, *Theory of Heat*, London: Longmans, Green, 1871.
 6. S.van der Meer, Rev. Mod. Phys. **57**(3), 689 (1985).
 7. V.I.Balykin, V.G.Minogin, and V.S.Letokhov, Reports on Progress in Physics (в печати, 2000).
 8. V.I.Balykin, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **41**, 181 (1999).
 9. R.Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Clarendon Press, Oxford, 1973.
 10. В.С.Летохов, В.Г.Миногин, В.Б.Павлик, ЖЭТФ **72**, 1318 (1977).
 11. W.Ketterle and N.J. van Druten, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **36** (1996).