

ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНО-ОПТИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

В.И.Балыкин

*Институт спектроскопии РАН
142092 Троицк, Московская область, Россия*

*Institute for Laser Science, University of Electro-Communications Chofugaoka, Chofushi
Tokyo 182, Japan*

Поступила в редакцию 6 августа 1997 г.

Предложен метод увеличения плотности холодных атомов, основанный на их импульсном лазерном облучении в неоднородном магнитном поле. Найдены условия взаимодействия, при которых скорость атома демпфируется к значению, зависящему только от величины магнитного поля и положения атома в момент его облучения лазерным полем. Происходит полная потеря "памяти" атомом его начальных значений координат и скорости. В трехмерной геометрии взаимодействия облученный атомный ансамбль превращается в сжимающийся к началу координат. Рассмотрены основные физические процессы, сопутствующие эффекту сжатия атомов.

PACS: 32.80.-t

В течение последнего десятилетия были разработаны эффективные методы лазерного охлаждения и пленения свободных атомов, позволяющие получать температуру локализованных атомов в области 10^{-6} и ниже [1,2]. Одним из наиболее ярких достижений в этой области является наблюдение бозе-эйнштейновской конденсации свободных слабовзаимодействующих атомов [3].

Как правило, во всех исследованиях с холодными локализованными атомами одним из наиболее важных параметров является плотность атомов. Уже ставший традиционным метод получения высокой плотности атомов заключается в первоначальном охлаждении свободных атомов до температуры, равной нескольким градусам Кельвина, и последующей локализации их в магнитно-оптической ловушке (MOT – magnito-optical trap), где атомы далее охлаждаются до температуры $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ К. Максимальная плотность атомов, достигаемая при этом, составляет величину $\sim 10^{10} - 10^{11}$ см $^{-3}$. Принципиальное ограничение на максимальную плотность атомов возникает из самой природы магнитно-оптической ловушки: при высокой плотности атомов в MOT рассеянные лазерные фотоны вновь поглощаются атомами, что приводит к появлению эффективной силы, которая расталкивает атомы и ограничивает их плотность [4]. Значительное увеличение плотности атомов было достигнуто техникой так называемой "темной" MOT (dark MOT), в которой локализованные атомы оптически накачиваются на подуровень сверхтонкой структуры, в котором они находятся вне резонанса с основным, локализирующим атомы, лазерным полем. Метод успешно применен к локализации атомов Na [5], однако существуют значительные сложности при применении его к другим элементам [6]. Увеличение плотности при охлаждении атомов в магнитной ловушке методом "evaporative cooling" [7] приводит к значительному уменьшению общего числа локализованных атомов.

В данной работе мы предлагаем новый метод увеличения плотности холодных атомов, при котором общее число атомов остается практически неизменным. Суть метода заключается в следующем. Начальным ансамблем

являются атомы, локализованные в МОТ. Рассматривается случай оптического перехода в атоме между состоянием с полным моментом, $J_g = 0$, и возбужденным состоянием с $J_e = 1$. МОТ образован тремя взаимно перпендикулярными циркулярно-поляризованными ($\sigma_+ - \sigma_-$) стоячими лазерными волнами, распространяющимися вдоль осей e_1, e_2, e_3 координатной системы, и пространственного неоднородного магнитного поля квадрупольного вида [8]:

$$B(r) = B_0[e_1(x/a) + e_2(y/a) - 2e_3(z/a)], \quad (1)$$

где B_0 - амплитуда магнитного поля, a - характерный пространственный размер магнитного поля. В определенный момент времени лазерное поле, локализуя атомы, выключается и атомы свободно разлетаются от центра ловушки в течение времени t_p . Время разлета t_p должно быть, во-первых, достаточным для значительного уменьшения плотности атомов по сравнению с первоначальной плотностью и, во-вторых, оптическая плотность атомов после разлета должна быть существенно меньше единицы. На максимальное время разлета налагается условие $t_p \ll a / \langle v \rangle$, где $\langle v \rangle$ - средняя первоначальная скорость атомов в МОТ. После свободного разлета атомы облучаются коротким (длительностью t_i) импульсом лазерного света, первоначально используемого для удержания атомов в МОТ. На атомы в течение сжимающего лазерного импульса t_i действует сила светового давления, которая в одномерном случае (рассмотренном здесь для упрощения физической картины) и при слабом насыщении атомного перехода имеет вид:

$$F_x = F_{\sigma_+} + F_{\sigma_-} = \hbar k \gamma \left[\frac{\omega_{xR}^2/2}{\delta_+^2 + \omega_{xR}^2/2 + \gamma^2} - \frac{\omega_{xR}^2/2}{\delta_-^2 + \omega_{xR}^2/2 + \gamma^2} \right], \quad (2)$$

где ω_{xR} - частота Раби, 2γ - однородная ширина атомного перехода,

$$\delta_{\pm} = (\omega - \omega_0 \pm kv_x \pm \frac{\mu B(r)}{\hbar}) \quad (3)$$

- расстройки частот лазерных полей ω по отношению к частоте атомного перехода ω_0 в магнитном неоднородном поле $B(r)$, k - волновой вектор, v_x - скорость атома, μ - магнитный момент атома, η - постоянная Планка. В предположении линейной зависимости величины магнитного поля от расстояния до центра ловушки сила, действующая на атом вдоль оси x , равна

$$F_x = -\beta_x v_x - \omega_{0x}^2 x, \quad (4)$$

где

$$\beta_x = \frac{4v_r k (\omega_{xR}^2/\gamma) (\delta/\gamma)}{[1 + (\delta/\gamma)^2]^2}, \quad (5)$$

$$\omega_{0x}^2 = \frac{4v_r b (\omega_{xR}^2/\gamma) (\delta/\gamma)}{[1 + (\delta/\gamma)^2]^2}, \quad (6)$$

$$b = \mu_B (dB/dx), \quad (7)$$

μ_B - магнетон Бора, v_r - скорость отдачи атома, $\delta = \omega - \omega_0$. Из уравнений (4)-(7) следует, что поведение атома в лазерно-магнитном поле хорошо описывается моделью затухающего осциллятора с коэффициентом затухания β_x и частотой осцилляций ω_{0x} .

При коротком времени взаимодействия атома с лазерным полем $t \approx (5 \div 10)\beta^{-1}$ смещение атома незначительно. Тогда изменение скорости атома

$$v_x = -(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 + [(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 + v_{0x}]e^{-2\beta_x t}, \quad (8)$$

где x_0, v_{0x} – координата и скорость атома в момент его облучения лазерным импульсом. Из (8) видно, что при времени взаимодействия, большего константы затухания $t \geq \beta^{-1}$, скорость атома демпфируется к значению

$$v_B = -(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 = -(b/k)x_0, \quad (9)$$

которое определяется только величиной магнитного поля и координатой атома. Скорость атома демпфируется к значению, зависящему только от величины магнитного поля. Таким образом, атом после взаимодействия с лазерным импульсом изменяет направление своей скорости на противоположное, а величина скорости зависит только от градиента магнитного поля и координаты атома. Время возврата атомов к началу координат $t_B = x_0/v_B = b/k$ для всех атомов одинаково. Происходит полная "потеря памяти" атомом его начальных значений координат и скорости в первоначальном МОТ.

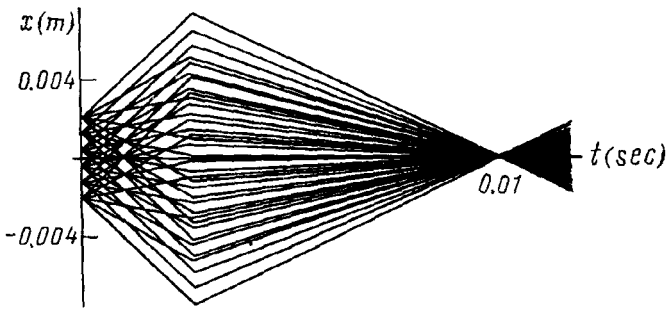


Рис.1. Одномерное сжатие атомов

Рис.1 показывает динамику такого одномерного сжатия атомов. Вертикальная ось – первоначальное положение атомов, горизонтальная ось – время движения атома. Кривые на рисунке изображают свободный разлет атомов, резкое изменение их скорости под действием короткого лазерного импульса и дальнейшее их сжатие. Траектории движения атомов рассчитаны для точного выражения силы светового давления и в предположении постоянства градиента магнитного поля. Начальный разброс скоростей атомов $\delta v = 200$ см/с, длительность свободного разлета $t_p = 2.5$ мс, длительность импульса $t_i = 50$ мкс, $(dB/dx) = 10$ Гц/с, $\omega_R = 0.5\gamma$, $\delta = -2\gamma$.

При облучении атомов трехмерным лазерным полем свободно разлетающееся облако атомов превращается в сжимающееся. Через определенное время все атомы, вне зависимости от их первоначальных координат и скоростей, соберутся в начале координат.

Теперь обсудим основные физические процессы, которые могут разрушить идеальное сжатие атомов. 1) Пространственная неоднородность лазерных полей в процессе облучения атомов светом несущественна, поскольку константа затухания β и частота ω_0 имеют одинаковый характер зависимости от интенсивности лазерного поля. 2) Сила светового давления по своей природе

является диффузионной силой, что приводит к разбросу скоростей атомов δv вокруг среднего значения скорости v_B на величину $\delta v = \sqrt{2Dt} \approx \sqrt{0.3v_r v_B}$, где D – коэффициент скоростной диффузии, v_r – скорость отдачи атома, и, соответственно, к конечному радиусу атомного ансамбля в конце их сжатия. Наиболее перспективными с точки зрения импульсного сжатия представляются тяжелые атомы с малым значением импульса отдачи. 3) Поскольку магнитное поле (1) принципиально анизотропно в MOT, то сила, коэффициент трения и коэффициент диффузии также анизотропны. Это приводит к тому, что время сжатия вдоль осей x, y в два раза медленней, чем вдоль оси z и, соответственно, атомное облако сжимается в эллипсоид конечной длины и ширины вдоль оси z . Анизотропия сжатия легко может компенсироваться при облучении атомов лазерным импульсом вдоль оси z с задержкой по отношению к импульсу вдоль осей x и y , равной времени сжатия атомов вдоль осей x и y . 4) MOT образован лазерными лучами с σ_{\pm} -поляризациями, которые обеспечивают накачку атомов на подуровень с максимальным значением m_F – компоненты магнитного момента атома основного состояния. Неполная накачка атомов на этот подуровень (в случае $J_g \neq 0$) приводит к дополнительному расплыванию атомов в пространстве.

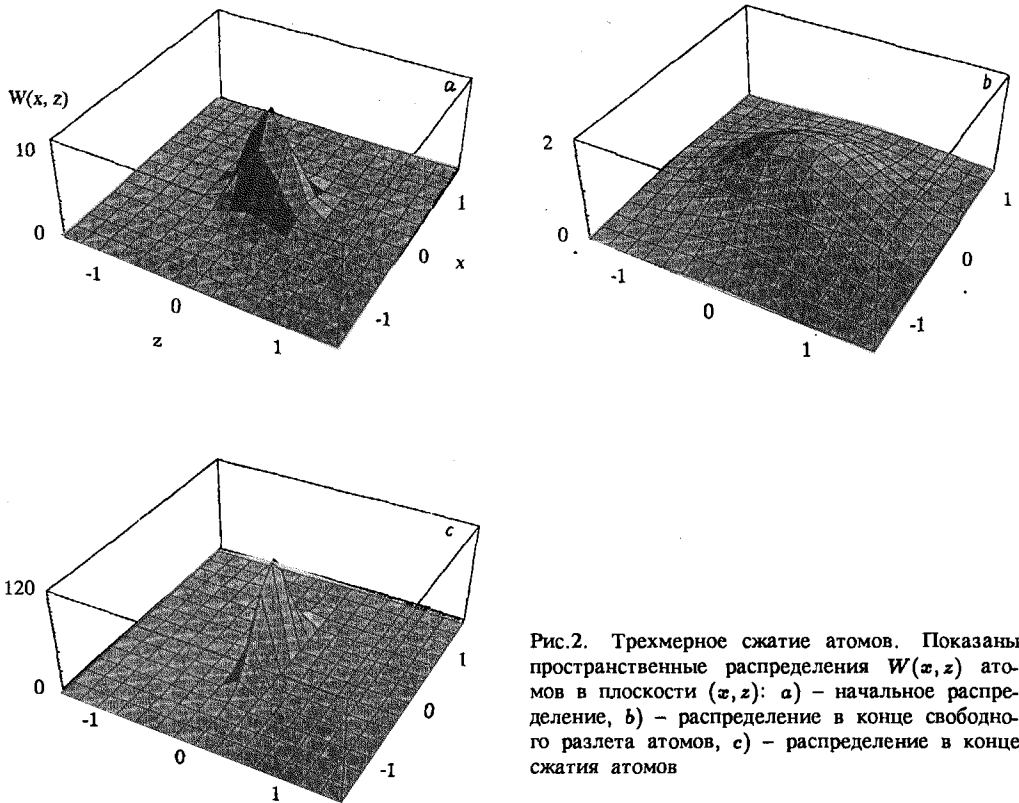


Рис.2. Трехмерное сжатие атомов. Показаны пространственные распределения $W(x, z)$ атомов в плоскости (x, z) : а) – начальное распределение, б) – распределение в конце свободного разлета атомов, в) – распределение в конце сжатия атомов

Рис.2 показывает эволюцию пространственных распределений атомов натрия, рассчитанных методом Монте-Карло. Рис.2а изображает пространственное распределение атомов до их свободного разлета; рис.2б – в момент об-

лучения световым импульсом и рис.2с – в момент их максимального сжатия. Предполагалось, что магнитное поле имеет пространственную зависимость вида (1), учитывалась анизотропия коэффициентов трения и импульсной диффузии атомов [9]. Начальное распределение выбиралось гауссовым с радиусом 0.3см, средней скоростью атомов 150см/с. Время свободного разлета $t = 5$ мс, длительность импульса 50 мкс, параметр насыщения атомного перехода $G = 1$, $(dB/dx) = 50$ Гс/см. Видно, что на первом этапе свободного разлета происходит уширение пространственного распределения атомов (рис.2b). Лазерный импульс преобразует свободный разлет атомов в их сжатие, что проявляется на рис.2с в уменьшении диаметра распределения и в увеличении плотности атомов. Максимальная плотность атомов в центре сжатого распределения превышает в 15 раз плотность начального распределения. Плотность атомов в центре может быть еще существенно (на порядок) повышена, как уже отмечалось ранее, при задержанном облучении атомов вдоль оси x . Основным процессом, ограничивающим максимальную плотность атомов в процессе их сжатия является импульсная диффузия.

В заключение автор выражает благодарность K.Shimizu и F.Shimizu за полезное обсуждение результатов работы.

-
1. Special Issue *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, Eds. S.Chu and C.Wieman, J. Opt. Soc. Am. 6 (1989).
 2. Special Issue *Optics and Interferometry with Atoms*, Eds. J.Mlynek, V.Balykin, and P. Meystre, Appl. Phys. B54, (1992).
 3. M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthers et al., Science, 269, 198 (1995).
 4. D.W.Seiko, T.G.Walker, and C.E.Wieman, J. Opt. Soc. Am. B8, 946 (1991).
 5. W.Ketterle, K.B.Davis, M.A.Joffe et al., Phys. Rev. Lett. 70, 2253 (1993).
 6. C.G.Townsend, N.H.Edwards, K.P.Zetie et al., Phys. Rev. A52, 1423 (1995).
 7. K.B.Davis, M.-O.Mewes, M.A.Joffe et al., Phys. Rev. Lett. 74, 5202 (1995).
 8. E.Raab, M.Prentiss, A.Cable et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987).
 9. M.Gaida and J.Mostowski, Phys. Rev. 49, 4864 (1994).