

## Фокусировка атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

П. Н. Мелентьев<sup>1)</sup>, П. А. Борисов, С. Н. Руднев, А. Е. Афанасьев, В. И. Балыкин

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

Поступила в редакцию 21 ноября 2005 г.

Предложен и исследован метод фокусировки нейтральных атомов, основанный на использовании силы светового давления в неоднородном магнитном поле. Конкретная схема его реализации осуществлена с помощью двумерной магнито-оптической ловушки (2D MOT) с использованием теплового пучка атомов Rb. Отличительной особенностью данного метода фокусировки является линейный характер зависимости фокусного расстояния от продольной скорости атомов, в отличие от квадратичной зависимости в известных методах фокусировки пучков материальных частиц. Минимальный размер перетяжки сфокусированного атомного пучка составил 270 мкм. Благодаря фокусировке с помощью 2D MOT реализована скоростная монохроматизация теплового атомного пучка: ширина распределения продольных скоростей атомов в пучке уменьшена от 350 м/с до 60 м/с.

PACS: 32.80.Pj, 42.50.Vk, 85.70.Sq

Исследования в области атомной оптики в последние годы привели к более глубокому пониманию фундаментальных процессов обмена импульсом между атомом и электромагнитным полем, а также к созданию элементов атомной оптики – зеркал, линз, интерферометров и разнообразных атомных ловушек [1–3]. Несмотря на успехи атомной оптики, до сих пор остается слабо разработанной проблема фокусировки атомов. Основной причиной является сложность создания подходящей конфигурации электромагнитного поля, обеспечивающего фокусировку пучка атомов. Хорошо известно, что “идеальным” для фокусировки является поле с потенциалом, имеющим квадратичную зависимость энергии взаимодействия от поперечной координаты атомов пучка.

Существуют многочисленные предложения по реализации схем атомной линзы на основе использования электрического поля [4], магнитного поля [5], лазерного света [6], дифракции атомов на зонных пластинках Френеля [7], а также эффекта квантового отражения [8]. Если понимать под идеальной атомной линзой конфигурацию поля с таким потенциалом взаимодействия, который обеспечивает фокусировку атомов в область с размером, близким к дифракционному пределу, и обеспечивает построение изображения атомного источника аналогично построению источника света обычной линзой, то к настоящему времени данная задача не является решенной.

Более простой, но не менее важной, является задача реализации взаимодействия атомов с тем или

иным полем, приводящим к схождению атомов в точку. Наиболее впечатляющие результаты в этом направлении получены с использованием квазирезонансной стоячей световой волны, образующей одномерный или двумерный набор потенциальных ям. В таких потенциальных ямах происходит концентрация атомов вдоль их дна, каналирование атомов [9, 10]. С помощью этого метода удалось создать периодические одномерные и двумерные наноструктуры на плоской поверхности [11, 12]. Этот метод концентрации атомов также принято называть фокусировкой, хотя потенциал взаимодействия не является потенциалом идеальной линзы, и построение изображения в такой системе отсутствует.

Другим примером концентрации атомов вдоль линии является сжатие атомного пучка с помощью диссипативной силы светового давления в неоднородном магнитном поле [13, 14]. В этом случае происходит не фокусировка атомов, а их концентрация вдоль линии распространения атомного пучка. Данная конфигурация получила название двумерной магнито-оптической ловушки (2D MOT).

В данной работе мы исследуем другой подход к фокусировке нейтральных атомов. Он основан на использовании силы светового давления на атомы в неоднородном магнитном поле, предложенном для увеличения фазовой плотности атомных ансамблей в [15]. Конкретная схема ее реализации осуществлена с помощью 2D MOT, которая показана на рис. 1а. В этой схеме 2D MOT образована двумя взаимно перпендикулярными циркулярно поляризованными ( $\sigma^+ - \sigma^-$ ) стоячими лазерными волнами, рас-

<sup>1)</sup>e-mail: melentiev@isan.troitsk.ru

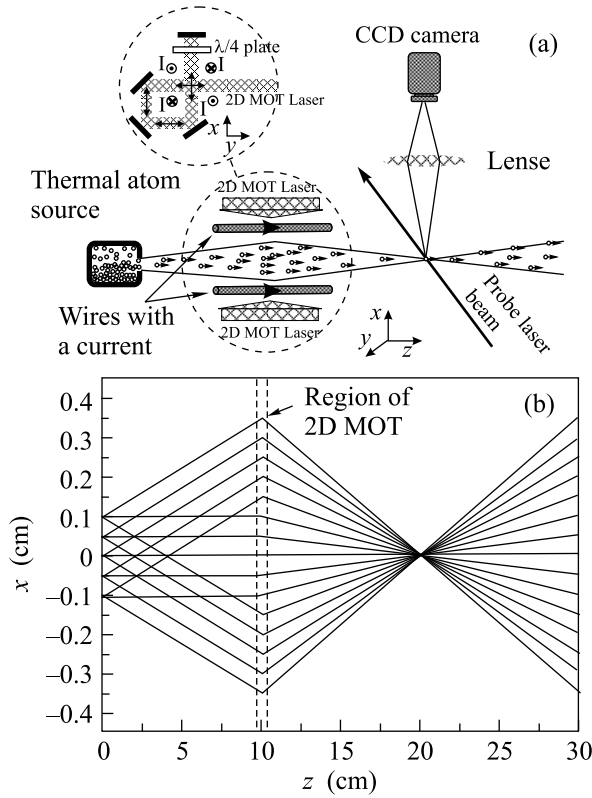


Рис.1. (a) Схема экспериментальной установки по исследованию фокусировки пучка атомов  $^{85}\text{Rb}$  с помощью 2D MOT. (b) Результаты компьютерного моделирования траекторий движения атомов при их фокусировке с помощью 2D MOT. Ось  $x$  – поперечная координата атома в пучке, ось  $z$  – вдоль распространения атомного пучка

пространяющимися вдоль осей  $\bar{e}_1$ ,  $\bar{e}_2$ , и пространственно неоднородным магнитным полем квадрупольного вида

$$B(\vec{r}) = B_0[\bar{e}_1(x/a) + \bar{e}_2(y/a)], \quad (1)$$

где  $B_0$  – амплитуда магнитного поля,  $a$  – характерный пространственный размер магнитного поля. На атомы при пересечении ими лазерного поля 2D MOT действует сила светового давления. При движении атомов вдоль координаты  $x$  и при слабом насыщении атомного перехода эта сила имеет вид

$$F_x/m = -\beta_x V_x - \omega_{0x}^2 x, \quad (2)$$

где

$$\beta_x = \frac{4V_r k (\Omega_{xR}^2/\gamma) (\delta/\gamma)}{[1 + (\delta/\gamma)^2]^2}, \quad (3)$$

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

$$b = (\mu_B/\hbar)(dB/dx). \quad (5)$$

В выражениях (2)–(5)  $\Omega_{xR}$  – частота Раби,  $2\gamma$  – однородная ширина линии атомного перехода,  $\delta = \omega - \omega_0$  – отстройка частоты лазерного поля  $\omega$  по отношению к частоте атомного перехода  $\omega_0$ ,  $k$  – волновой вектор,  $V_x$  – скорость атома вдоль оси  $x$ ,  $\mu$  – магнитный момент атома,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $V_R$  – скорость отдачи атома. Из уравнений (2)–(5) следует, что поведение атома в лазерно-магнитном поле хорошо описывается моделью затухающего осциллятора с коэффициентом затухания  $\beta_x$  и частотой осцилляций  $\omega_{0x}$ . При времени взаимодействия атома с лазерным полем  $t_{\text{int}} \cong (5 \div 10)\beta_x^{-1}$  изменение поперечной координаты атома после взаимодействия с 2D MOT незначительно, а скорость атома вдоль оси  $x$  принимает значение

$$V_x = -(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 + [(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 + V_{0x}]e^{-2\beta_x t}, \quad (6)$$

где  $x_0$ ,  $V_{0x}$  – координата и скорость атома на входе в 2D MOT. Из (6) следует, что если время взаимодействия атома с лазерным излучением заметно больше обратного значения константы затухания,  $t \geq \beta_x^{-1}$ , то скорость атома демпфируется к значению

$$V_B = -(\omega_{0x}^2/\beta_x)x_0 = -(b/k)x_0, \quad (7)$$

которое определяется только градиентом магнитного поля и координатой атома в лазерном поле 2D MOT. Из выражения (7) немедленно следует удивительный результат: время необходимое атомам, вылетевшим из 2D MOT, для пересечения оси  $z$ ,

$$t_{\text{cross}} = x_0/V_B = k/b, \quad (8)$$

для всех атомов одинаково. Как следствие этого факта и при условии равенства продольных скоростей атомов, все атомы сфокусируются на определенном расстоянии от 2D MOT, то есть происходит полная “потеря памяти” атомом начальных значений его поперечной скорости и координаты.

На рис.1b показаны результаты компьютерного моделирования траекторий движения атомов при их фокусировке с помощью 2D MOT. Вертикальная ось  $x$  – поперечная координата атома, горизонтальная ось  $z$  – направление движения атомного пучка. Кривые на рис.1b показывают: слева от области 2D MOT свободный разлет атомов от источника; резкое изменение скорости атомов под действием лазерного поля 2D MOT; дальнейшее их схождение в точку – фокусировку.

Отличительной особенностью фокусировки атомного пучка с помощью 2D MOT является ее диссипативный характер, возникающий за счет уменьшения

кинетической энергии атомов переизлученными фотонами. Это приводит к тому, что поперечная скорость атомов на вылете из 2D MOT в режиме фокусировки является функцией только поперечной координаты атома и параметров поля ловушки [15]. Фокусное расстояние, определенное как расстояние от 2D MOT до точки пересечения атомами оси пучка, зависит только от продольной скорости атома  $V_{\parallel}$  и параметров ловушки и равно

$$f = \frac{k}{b} V_{\parallel}, \quad (9)$$

где приведенный градиент магнитного поля  $b$  определен соотношением (5),  $k$  – волновой вектор лазерного излучения 2D MOT. Данный метод фокусировки приводит к линейной зависимости фокусного расстояния от продольной скорости атомов, в то время как в атомной и ионной магнитных линзах зависимости являются квадратичными. Это обстоятельство приводит к уменьшению хроматической абберации при фокусировке атомов.

Другой важной особенностью рассмотренного метода фокусировки является отсутствие характерной для традиционных линз фокальной плоскости: пространственное положение точки фокусировки пучка не зависит ни от поперечной скорости атомов, ни от их поперечной координаты. Поэтому при произвольном разбросе значений поперечных скоростей и координат (ограниченных областью захвата 2D MOT) атомы, имеющие до взаимодействия с полем 2D MOT одинаковое значение продольной составляющей скорости, сходятся в одной пространственной точке после прохождения 2D MOT. Такая особенность позволяет при фокусировке с помощью 2D MOT увеличивать фазовую плотность атомного пучка, что является прямым следствием диссипативного характера рассматриваемой ловушки.

Размер перетяжки атомного пучка в фокусе определяется, в основном, импульсной диффузией, а также отличием зависимости пространственного распределения магнитного поля 2D MOT от линейной. При типичных параметрах 2D MOT значение перетяжки при фокусировке из-за импульсной диффузии равно  $\sim 10$  мкм. Следует отметить, что при фокусировке атомов с помощью 2D MOT получается меньшее значение размера атомного пучка в перетяжке, чем в случае сжатия атомов с помощью 2D MOT из-за существенно меньшего времени взаимодействия атомов с лазерным излучением в режиме их фокусировки.

При типичных значениях параметров лазерного поля 2D MOT время демпфирования составляет ве-

личину  $\beta^{-1} \sim 0.02$  мс. При продольном размере 2D MOT, равно 2 см, режим “сжатия” реализуется для атомов пучка с продольными скоростями  $V < 30$  м/с, режим “фокусировки” наблюдается для атомов со скоростями вплоть до  $V \sim (100 \div 200)$  м/с. Таким образом, 2D MOT в режиме “фокусировки” позволяет работать с тепловыми пучками.

Исследование фокусировки теплового пучка атомов  $^{85}\text{Rb}$  с помощью 2D MOT проводилось в экспериментальной установке, схематически представленной на рис.1а. Источники тепловых атомов и 2D MOT расположены внутри вакуумной камеры с давлением остаточных газов  $3 \cdot 10^{-7}$  торр. 2D MOT состоит из четырех параллельных проводников с током и двух пар взаимно перпендикулярных лазерных лучей круговой поляризации с поперечным пространственным размером  $6 \times 25$  мм. Для компенсации магнитного поля Земли использовались три пары катушек Гельмгольца.

Детектирование профиля атомного пучка производилось с помощью двумерной CCD камеры по сигналу резонансной флуоресценции атомов от лазерного луча, пересекающего под углом  $17^\circ$  атомный пучок на расстоянии 8 см от конца 2D MOT. Варьируя отстройку частоты зондирующего лазерного луча, мы регистрировали профили пространственного распределения атомов различных скоростных групп теплового атомного пучка.

Для зондирования пространственного распределения атомов в пучке использовалась лазерная система на основе полупроводникового лазера с внешним резонатором мощностью 10 мВт. Фокусирующее лазерное излучение для 2D MOT формировалось с помощью другой лазерной системы с выходной мощностью излучения 80 мВт. В этой системе излучение лазера “генератора” (маломощной лазерной системы с внешним резонатором) инжектировалось в лазер “усилитель” (мощный полупроводниковый лазер) в режиме навязывания частоты [16]. Отстройка частоты лазерного излучения 2D MOT от точного значения перехода  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  составила величину порядка двух естественных ширин для линии атомов  $^{85}\text{Rb}$  ( $\gamma = 5.9$  МГц – естественная ширина линии). Спектры излучения зондирующей и фокусирующей лазерных систем были двухчастотными для устранения эффектов оптической накачки атомов  $^{85}\text{Rb}$  между подуровнями сверхтонкой структуры его основного состояния. Длина волны излучения лазерных систем равнялась 780 нм. Частоты лазеров управлялись с помощью систем активной стабилизации частоты на основе резонансов поглощения атомов  $^{85}\text{Rb}$ .

На рис.2 представлены полученные в эксперименте профили пространственного распределения атомов первоначального теплового пучка до и после его взаимодействия с 2D MOT.

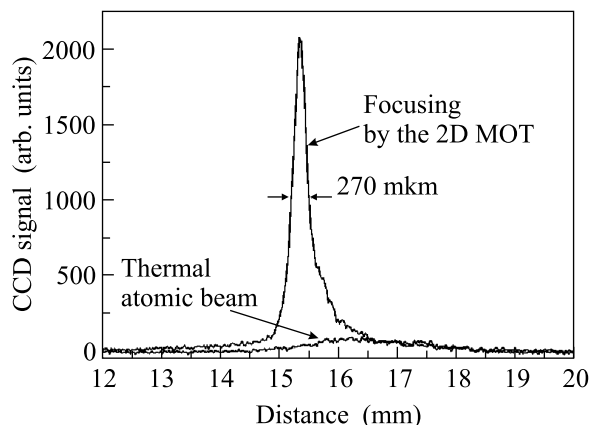


Рис.2. Профили пространственного поперечного распределения атомов первоначального теплового пучка до и после его взаимодействия с 2D MOT. Продольная скорость атомов равна 100 м/с

в пучке с продольной скоростью 100 м/с при выключенной и включенной 2D MOT. Профили были получены при градиенте магнитного поля  $dB/dx = 10$  Гс/см. Этому градиенту соответствует фокусировка атомного пучка в зоне регистрации. Как видно из рисунка, действие 2D MOT на пучок атомов (зондируемой скоростной группы) приводит к уменьшению его поперечного размера в области регистрации с 2.5 мм до 270 мкм. Размер перетяжки атомного пучка в фокусе определяется в основном несовершенством пространственного распределения магнитного поля 2D MOT.

Мы экспериментально наблюдали увеличение или уменьшение фокусного расстояния при соответствующем уменьшении или увеличении градиента магнитного поля 2D MOT в соответствии с зависимостью (9) значения фокусного расстояния от величины градиента магнитного поля. Также экспериментально была подтверждена линейная зависимость фокусного расстояния (9) от скорости атомов: атомы различных скоростных групп теплового атомного пучка фокусируются в разные точки пространства, на расстояниях от 2D MOT находящихся в линейной зависимости от их продольной скорости.

Последнее обстоятельство позволяет использовать режим фокусировки 2D MOT для скоростной селекции атомов теплового пучка: если в область фокусировки выделенной скоростной группы атомов пучка поместить экран с отверстием, равным перетяжке пучка в фокусе, то атомы других скоростных групп теплового пучка будут винитироваться.

На рис.3 представлены измеренные контуры скоростного распределения атомов теплового пучка

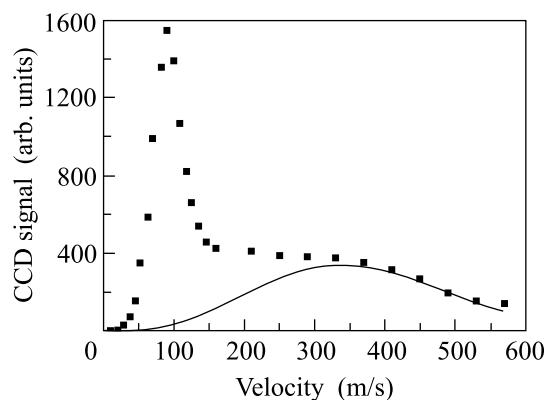


Рис.3. Скоростная монохроматизация атомов при их фокусировке 2D MOT и их пространственной селекции в области фокуса. Сплошная кривая показывает первоначальное скоростное распределение атомов в пучке. Точками показано скоростное распределение атомов пучка после включения 2D MOT

при зондировании лазерным излучением диаметром 0.4 мм на расстоянии 8 см от 2D MOT. Такое зондирование эквивалентно измерению скоростного распределения атомов в пучке, прошедших через диафрагму диаметром 0.4 мм, расположенную на расстоянии 8 см от 2D MOT. Из графиков видно, что при выключенной 2D MOT контур скоростного распределения атомов представляет собой широкое максвелловское распределение. Включение 2D MOT приводит к существенному изменению распределения: возникает пик на скорости 90 м/с. Этот пик соответствует атомам теплового пучка, которые фокусируются в область зондирования. Как видно из рис.3, количество атомов, прошедших через область зондирования со скоростью 90 м/с, увеличивается более чем в 40 раз при включении 2D MOT. В эксперименте положение пика могло изменяться за счет изменения значения градиента магнитного поля 2D MOT. При этом условие для фокусировки атомов в область зондирования выполнялось для атомов, имеющих продольную скорость, определяемую расстоянием от 2D MOT до области зондирования и градиентом магнитного поля ловушки в соответствии с выражением (9).

Для увеличения эффективности скоростной селекции атомов мы наклонили 2D MOT на  $2^\circ$  к оси атомного пучка. Область зондирования скоростного распределения находилась на оси 2D MOT на том же расстоянии от ловушки и имела те же характерные размеры. В этом случае фокусировка атомов происхо-

дит в точке пространства, находящейся вне атомного пучка, поэтому при выключенной 2D MOT в зоне регистрации атомы отсутствуют. Рис.4 демонстрирует

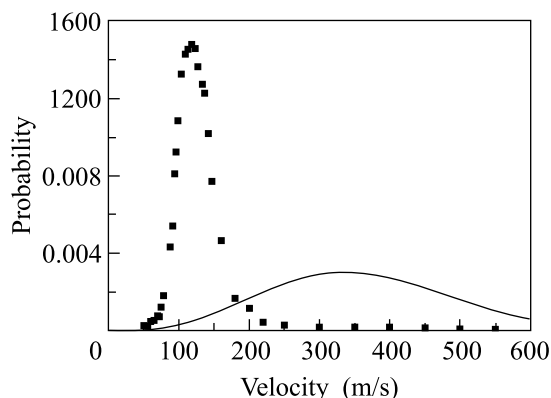


Рис.4. Те же зависимости, что и на рис. 3, но при отклонении оси 2D MOT на  $2^\circ$  от оси атомного пучка

скоростную селекцию атомов в этом случае. Сплошная кривая – первоначальное распределение, точками показано распределение после фокусировки атомного пучка. Из представленных контуров скоростного распределения видно, что в данной конфигурации удается эффективно блокировать высокоскоростные атомы, так что наиболее вероятная скорость атомов в пучке уменьшилась с 340 м/с до значения 100 м/с. Ширина полученного контура распределения на полувысоте равна 60 м/с, что существенно меньше соответствующего значения для теплового распределения атомов ( $\cong 350$  м/с).

Полученные в данной работе экспериментальные результаты имеют ряд потенциальных областей применения. Скоростная монохроматизация теплового атомного пучка может найти применение в экспериментах по атомной нанолитографии, где разброс продольной скорости атомов теплового пучка ограничивает разрешение метода. Среди других возможных применений фокусировки атомного пучка с помощью 2D MOT следует отметить создание высоких концентраций атомов, превышающих значения, ограниченные перепоглощением атомами фотонов лазер-

ного излучения 2D MOT [14]. Преодоление этого значения предела концентрации становится возможным благодаря возможности фокусировать атомы в область, свободную от магнитных и лазерных полей 2D MOT.

Авторы выражают благодарность В.Г. Миногину за полезное обсуждение результатов работ. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-16370-а), гранта НШ # 1772.2003.2, гранта CRDF (# RU-P1-2572-TR-04).

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429 (2000).
2. P. Meystre, *Atom Optics*, Springer-Verlag, Springer Series on Atomic 2001; Optical and Plasma Physics **33** (2001).
3. J. Fujita and F. Shimizu, Material Science and Engineering B **96**, 159 (2002).
4. N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, OUP, Oxford, 1985.
5. W. G. Kaenders, F. Lison, A. Richter et al., Nature (London) **375**, 214 (1995).
6. V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, and A. I. Sidorov, J. of Modern Optics **35**, 17 (1988).
7. O. Carnal, M. Siegel, T. Sleator et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3231 (1991).
8. J. J. Berkhout, O. J. Luiten, I. D. Setija et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1689 (1989).
9. C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1659 (1987).
10. V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov et al., Optics Lett. **13**, 958 (1988).
11. R. J. Celotta, R. Gupta, R. E. Scholten, and J. J. McClelland, J. Appl. Phys. B **79**, 6079 (1996).
12. D. Meshede and H. Metcalf, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R17 (2003).
13. A. Scholz, M. Christ, D. Doll et al., Optics Commun. **111**, 155 (1994).
14. В. И. Балыкин, В. Г. Миногин, ЖЭТФ **123**, 13 (2003).
15. V. I. Balykin, ZETP Lett. **66**, 327 (1997).
16. P. N. Melentiev, P. A. Borisov, and V. I. Balykin, Laser Physics **15**, № 12, 1617 (2005).