

# КОМПАКТНАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА ДЛЯ АТОМОВ РУБИДИЯ

*П. Л. Чаповский\**

*Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 декабря 2004 г.

Приведены характеристики магнитооптической ловушки (МОТ), использующей охлаждающие лазерные пучки малого диаметра. В ловушке осуществляется захват и охлаждение атомов рубидия из окружающего газа теплых атомов. Получено компактное (140 мкм) и стабильное облако атомов с плотностью  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , на три порядка большей, чем плотность окружающего газа.

PACS: 32.80.Pj

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при поглощении и испускании света наряду с обменом энергией между излучением и частицей происходит также и обмен импульсом, который приводит к возникновению эффекта светового давления. Широкий круг задач, связанный с этим явлением, получил в последнее время впечатляющее развитие. Многолетние исследования светового давления в атомных пучках (см. обзор [1]) увенчались созданием магнитооптических ловушек (МОТ, Magneto-optical trap), в которых под действием светового давления происходит захват и охлаждение атомов до очень низких температур,  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  К [2–4]. В литературе описан целый ряд конструкций ловушек, которые, тем не менее, все еще остаются сложными и дорогостоящими физическими установками. С другой стороны, многие современные исследования эффектов светового давления и его применения основаны на использовании МОТ. Поэтому дальнейшее изучение и совершенствование МОТ является актуальной задачей.

Важной и интересной проблемой здесь является получение высокой плотности захваченных атомов. Было выяснено, что препятствием для увеличения плотности является взаимное отталкивание атомов, обусловленное обменом спонтанным излучением между ними [1, 5]. Величина этого эффекта

определяется оптической плотностью атомов в ловушке,  $\eta = n\sigma d$ , где  $n$  — плотность атомов,  $\sigma$  — сечение фотопоглощения,  $d$  — диаметр облака захваченных атомов. Эффективный обмен излучением между атомами и их взаимное расталкивание возникают, когда оптическая плотность становится большой,  $\eta \sim 1$ . Поэтому интуитивно кажется, что высокая плотность атомов может быть достигнута при малых диаметрах облака, т.е. в компактных ловушках. Еще одним полезным применением компактных ловушек может быть получение сгустка холодных атомов с хорошо определенными и стабильными координатами. Отметим, что стабильная локализация атомов в МОТ была продемонстрирована ранее с использованием магнитных полей с очень высокими градиентами, порядка  $10^3$  Гс/см [6].

В настоящей работе выполнено исследование компактной магнитооптической ловушки для атомов рубидия. Уменьшение объема МОТ достигалось в работе использованием лазерных пучков малых диаметров. Для кого-то из читателей, возможно, будет интересен тот аспект выполненных исследований, что техническая реализация компактной МОТ оказалась более простой, чем обычной МОТ, а все основные части экспериментальной установки — лазеры, системы измерения и стабилизации частоты излучения, вакуумная система и системы регистрации захваченных атомов — были разработаны специально для этого проекта. Эти системы имеют хорошие характеристики и вместе с тем достаточно прос-

\*E-mail: chapovsky@iae.nsk.su

ты и могут быть воспроизведены во многих оптических лабораториях.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК

Работа MOT базируется на двух основных процессах: лазерном захвате и лазерном охлаждении атомов. Участвующие в этих процессах физические эффекты весьма разнообразны. Некоторые из них уже хорошо изучены и используются при создании MOT, другие еще только обсуждаются теоретически и пока не обнаружены экспериментально, (см., например, [7]). Приведем два основных эффекта светового давления, которые легли в основу первых MOT.

Первый из них — лазерное охлаждение атомов. Рассмотрим эффект светового давления в системе двух встречных световых волн, имеющих частоту  $\omega_L$ , меньшую частоты поглощения двухуровневой частицы  $\omega_0$  (рис. 1). Из-за эффекта Доплера движущаяся частица преимущественно поглощает излучение из встречной волны, что приводит к торможению частицы и, следовательно, к ее охлаждению [8, 9]. Атомы в такой системе могут быть охлаждены до температуры, равной доплеровскому пределу  $T_D = \hbar\gamma/2k_B$ , где  $\gamma$  — скорость спонтанного распада верхнего уровня [1]. Минимальная температура охлаждения достигается при оптимальной отстройке частоты излучения,  $\omega_L - \omega_0 = -\gamma/2$ . Для рубидия доплеровский предел составляет  $T_D \approx 140$  мкК. Трехмерный вариант охлаждения атома встречными световыми пучками получил название оптической мелассы, в которой атомы эффективно охлаждаются благодаря вязкому трению в среде окружающих их фотонов [10].

Плоские волны, образующие оптическую мелассу, не приводят, однако, к зависимости силы светового давления от координат, и, следовательно, не создают потенциальной ямы. Такую зависимость от координат можно создать для частиц с вырожденными уровнями, поместив их в неоднородное магнитное поле. Метод поясняет рис. 2 на примере частицы, имеющей основное состояние с угловым моментом  $J_g = 0$  и возбужденное состояние с угловым моментом  $J_e = 1$ . Магнитное поле, линейно возрастающее от центра ловушки, расщепляет верхнее состояние на три зеемановских подуровня. Энергии двух из этих уровней зависят от координаты  $z$ , выбранной вдоль направления магнитного поля. Две встречные волны имеют противоположно направленные круговые поляризации. Поскольку поглощение левой волны возможно только на переходе  $M_g = 0 \rightarrow M_e = 1$ , а правой волны — только на переходе  $M_g = 0 \rightarrow M_e = -1$ , появляется зависимость вероятности поглощения, а значит, и силы светового давления от координаты. Трехмерный вариант такой системы получил название магнитооптической ловушки, MOT [11]. Глубина потенциальной ямы в ловушке достаточно велика и может достигать  $\sim 1$  К, что позволяет осуществлять эффективный захват атомов непосредственно из окружающего центр ловушки газа «теплых» атомов [12].

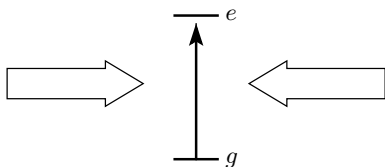


Рис. 1. Охлаждение двухуровневых атомов в поле стоячей световой волны. Частота излучения выбирается меньшей частоты перехода  $g \rightarrow e$

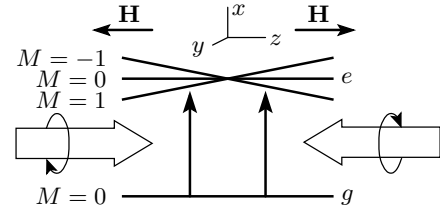
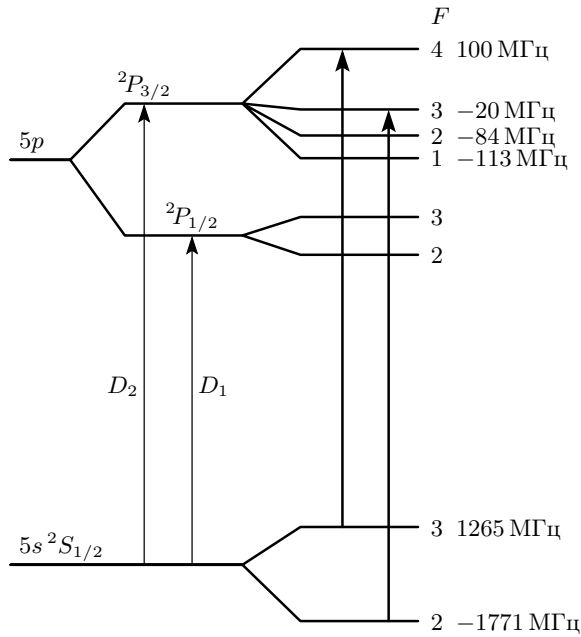


Рис. 2. Образование потенциальной ямы с помощью эффекта светового давления в неоднородном магнитном поле. Основное состояние атома имеет угловой момент  $J_g = 0$ , а возбужденное состояние —  $J_e = 1$

денными уровнями, поместив их в неоднородное магнитное поле. Метод поясняет рис. 2 на примере частицы, имеющей основное состояние с угловым моментом  $J_g = 0$  и возбужденное состояние с угловым моментом  $J_e = 1$ . Магнитное поле, линейно возрастающее от центра ловушки, расщепляет верхнее состояние на три зеемановских подуровня. Энергии двух из этих уровней зависят от координаты  $z$ , выбранной вдоль направления магнитного поля. Две встречные волны имеют противоположно направленные круговые поляризации. Поскольку поглощение левой волны возможно только на переходе  $M_g = 0 \rightarrow M_e = 1$ , а правой волны — только на переходе  $M_g = 0 \rightarrow M_e = -1$ , появляется зависимость вероятности поглощения, а значит, и силы светового давления от координаты. Трехмерный вариант такой системы получил название магнитооптической ловушки, MOT [11]. Глубина потенциальной ямы в ловушке достаточно велика и может достигать  $\sim 1$  К, что позволяет осуществлять эффективный захват атомов непосредственно из окружающего центр ловушки газа «теплых» атомов [12].

## 3. МОДЕЛЬ РАБОТЫ ЛОВУШКИ

Наши эксперименты выполнялись с атомами  $^{85}\text{Rb}$  при возбуждении их на линии  $D_2$  ( $\lambda = 780.2$  нм). Схема рабочих уровней  $^{85}\text{Rb}$  представлена на рис. 3 [13]. Поглощение одного фотона приводит к изменению скорости атома Rb только на  $0.6$  см/с, поэтому для захвата и охлаждения атомов из окружающего ловушку теплого газа требуется поглощение многих фотонов. Для этого используют «замкнутый переход»  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ , с верхнего уровня которого атом не может спонтанно перейти на другой сверхтонкий подуровень основного состо-



**Рис. 3.** Схема уровней  $^{85}\text{Rb}$ . Спин ядра  $I = 5/2$ . Тонкое взаимодействие расщепляет верхнее состояние и приводит к появлению двух линий поглощения,  $D_1$  и  $D_2$ . Правая часть схемы иллюстрирует сверхтонкое расщепление основного и возбужденных состояний  $^{85}\text{Rb}$

яния (переходы с  $|\Delta F| > 1$  запрещены в дипольном приближении) и поэтому многократно участвует в поглощении. Тем не менее поглощение излучения в далеком крыле линии  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$  приводит к переходу атома на уровень  $F_e = 3$  с последующим спонтанным распадом на сверхтонкий подуровень основного состояния  $F_g = 2$  и, следовательно, к выбиванию атомов из процесса охлаждения. Для возобновления охлаждения атом возвращают на уровень  $F_g = 3$  основного состояния излучением дополнительного лазера, резонансным переходам  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ .

Простая модель работы МОТ базируется на понятии критической скорости  $v_c$  [12]. Атомы, обладающие скоростью  $v < v_c$ , при пролете через область пересечения лучей тормозятся настолько, что оказываются захваченными ловушкой. Поток атомов, имеющих скорость  $v < v_c \ll v_0$ , внутрь единичной сферической поверхности равен

$$j = \frac{nv_0}{4\pi^{1/2}} \left( \frac{v_c}{v_0} \right)^4,$$

где  $v_0$  — наиболее вероятная скорость максвелловского распределения атомов по скоростям. Полная скорость захвата атомов равна  $R = jS$ , где  $S$  — пло-

щадь поверхности ловушки. Баланс числа частиц в ловушке,  $N$ , описывается простым уравнением,

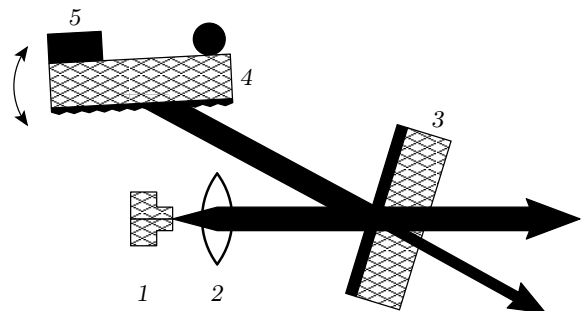
$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}, \quad (1)$$

где  $\tau$  — время жизни атома в ловушке. Среди многих процессов, определяющих время  $\tau$ , наиболее важными являются столкновения холодных атомов с окружающими теплыми атомами Rb (в нашем случае) и частицами остаточных газов. При оценке роли таких столкновений надо помнить, что сечения столкновений, выбивающих атомы из ловушки, оказываются значительно больше газокинетических, поскольку для выбивания атома ему надо сообщить при столкновении скорость, большую всего лишь  $v_c$ .

Получению большой плотности атомов в ловушке препятствует взаимное отталкивание атомов при обмене излучением (см., например, [5]). Этот процесс весьма сложен в квантовом пределе, когда энергия отдачи атома,  $\hbar\omega_r = \hbar^2k^2/2m$ , становится сравнима с энергией колебательного кванта атома  $\hbar\omega$  в ловушке. Если  $\omega_r \gg \omega$ , обмен фотонами может оцениваться без учета квантования пространственного движения атомов. Сечение резонансного поглощения фотонов в этом случае составляет  $\sim \lambda^2$  [5].

#### 4. ЛАЗЕРЫ

Одним из основных элементов установки являются лазеры, требования к мощности и стабильности частоты излучения которых достаточно высоки. В работе использованы полупроводниковые лазерные диоды (серия ML6XX24 фирмы Mitsubishi) с внешним резонатором с дифракционной решеткой для селекции длин волн излучения. Схема резонатора представлена на рис. 4 (более подробно лазер описан в работе [14]). Оптическая связь лазерного диода с



**Рис. 4.** Схема внешнего резонатора полупроводникового лазера: 1 — лазерный диод, 2 — коллиматор, 3 — полупрозрачное выходное зеркало, 4 — дифракционная решетка, 5 — пьезокерамика

дифракционной решеткой осуществляется через полупрозрачное выходное зеркало резонатора. В отличие от традиционных схем резонаторов полупроводниковых лазеров Литрова и Литмана [15], эта простая модификация позволяет легко подбирать оптимальную добротность резонатора, варьируя пропускание выходного зеркала. (Отметим, что подобная схема резонатора была применена ранее для селекции частот в волноводном лазере [16].) Мы использовали дифракционную решетку с числом штрихов 600 шт./мм и коэффициентом отражения в рабочем четвертом порядке  $R > 60\%$  (угол дифракции  $\theta = 69^\circ$ ).

Конструкция лазера такова, что он дает два луча (рис. 4). Слабый луч (4 мВт) использовался для измерения и стабилизации частоты излучения лазера, а сильный луч (14 мВт) направлялся в МОТ. Питание лазера осуществлялось стабильным источником постоянного тока. Стабилизация температуры лазерного диода осуществлялась системой активного контроля, управляющей питанием элемента Пельтье. Колебания температуры корпуса диода не превышали 0.1 мК. Стабилизация температуры внешнего резонатора лазера достигалась за счет хорошего термического контакта с массивной металлической плитой оптического стола.

Выходное излучение лазера имеет линейную поляризацию и эллиптическое поперечное распределение интенсивности. Лазер располагался на большом расстоянии от ловушки, приблизительно 2 м, на котором луч уже приобретал достаточно симметричную форму. Распределение интенсивности в луче регистрировалось с помощью видеокамеры. Мы использовали лучи, имеющие поперечные диаметры на входе в МОТ приблизительно равные 2 мм (FWHM) и интенсивность около 1 мВт.

Грубое измерение частоты излучения лазера, необходимое для настройки на частоту  $D_2$ -линии поглощения рубидия, осуществлялось с помощью самодельного спектрографа, состоящего из дифракционной решетки 300 шт./мм, фокусирующего сферического зеркала с  $f = 500$  см и видеокамеры, регистрирующей спектр излучения лазера в фокальной плоскости зеркала. Для увеличения дисперсии решетки мы работали при больших углах дифракции. Прецизионное измерение частоты излучения лазера, необходимое для настройки на определенный сверхтонкий переход  $^{85}\text{Rb}$ , осуществлялось по резонансам насыщенного поглощения во встречных волнах.

Стабилизация частоты излучения лазера, необходимая для получения захвата и охлаждения атомов в МОТ, усложняется тем, что стандартная при-

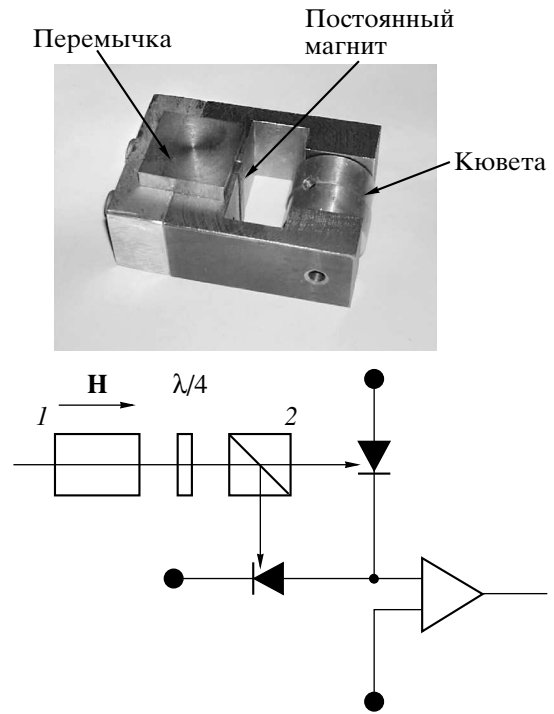


Рис. 5. Система стабилизации частоты излучения лазера DAVLL: 1 — кювета, 2 — призма Глана,  $\lambda/4$  — четвертьволновая пластинка. На фотографии показана конструкция магнита

вязка частоты к экстремумам спектра насыщенного поглощения оказывается непригодной для функционирования ловушки. Во многих работах (см., например, [17]) эту проблему решают, стабилизируя частоту излучения лазера на один из экстремумов спектра насыщенного поглощения, сдвигая при этом частоту излучения акустооптическим модулятором. Наряду с очевидным достоинством такого метода, дающим точное значение частоты излучения, есть и недостатки: необходимость использования дополнительного устройства — акустооптического модулятора — и связанные с этим потери мощности излучения.

Мы осуществляли стабилизацию частоты излучения лазера с помощью эффектов кругового дихроизма и Фарадея (метод стабилизации частоты DAVLL, Dichroic atomic vapour laser lock [18, 19]). Такой метод позволяет обойтись без модуляции частоты излучения лазера и позволяет стабилизировать частоту излучения практически в любом месте контура линейного поглощения. Работу системы стабилизации поясняет рис. 5. Линейно поляризованное излучение направляется в кювету с парами Rb, находящимися в продольном магнитном поле. Две круговые по-

ляризации этого излучения приобретают в кювете относительный набег фаз из-за эффекта Фарадея и по-разному поглощаются из-за эффекта кругового дихроизма. Выходное эллиптически поляризованное излучение разлагается фазовой пластинкой  $\lambda/4$  на две взаимно ортогональные линейно поляризованные компоненты, которые затем разделяются призмой Глана и направляются на два фотодиода. Разностный сигнал с этих фотодиодов и используется для стабилизации частоты излучения лазера. В зависимости от ориентации оптической оси фазовой пластинки  $\lambda/4$  и призмы Глана величина разностного сигнала может определяться только эффектом Фарадея, только эффектом кругового дихроизма, либо комбинацией этих двух эффектов [19]. В эксперименте ориентация этих оптических элементов, величина магнитного поля и температура кюветы подбирались опытным путем так, чтобы частотная зависимость разностного сигнала была максимальной. Она достигала у нас  $\sim 0.4$  мВ/МГц.

Оптимальное для работы системы стабилизации магнитное поле сложным образом зависит от многих факторов и его следует подбирать экспериментально. В нашей установке регулируемое магнитное поле создавалось с помощью постоянного самарий-кобальтового магнита, магнитопровода и перемещаемой переключки для отвода части магнитного потока. Конструкцию поясняет фотография устройства, приведенная на рис. 5. Эта система позволяла регулировать величину магнитного поля в месте расположения кюветы с парами Rb в пределах 130–360 Гс. Оптимальное для работы поле оказалось равным 200 Гс. Кювета с парами Rb имела диаметр 2 см, а ее температура поддерживалась равной 37 °С.

Использованная схема стабилизации оказалась весьма эффективной. Она позволяла надежно стабилизировать частоту излучения лазера в диапазоне частот  $\pm 300$  МГц в окрестности перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  изотопа  $^{85}\text{Rb}$ , имела область захвата частоты около 800 МГц. На рис. 6 представлены сигналы, важные для работы системы DAVLL: спектр линейного поглощения в парах рубидия природного изотопного состава (72 %  $^{85}\text{Rb}$ , 28 %  $^{87}\text{Rb}$ ), спектр насыщенного поглощения во встречных волнах и разностный сигнал, используемый для стабилизации частоты излучения лазера.

Тщательное подавление обратной связи является обязательным условием нормальной работы полупроводникового лазера с внешним резонатором. Часто для этих целей применяют фарадеевские изоляторы, которые, однако, являются достаточно до-

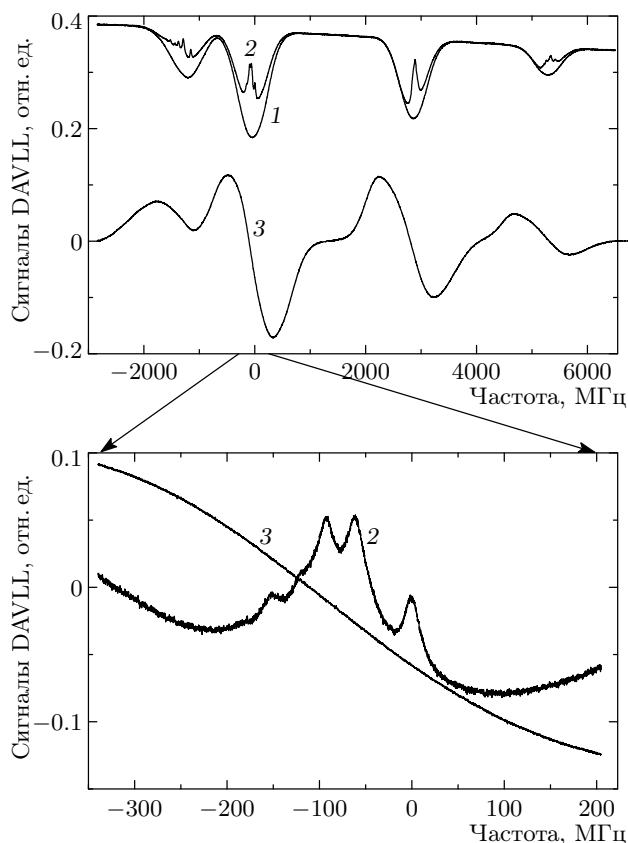


Рис. 6. Сигналы системы стабилизации частоты DAVLL: 1 — спектр линейного поглощения, 2 — спектр насыщенного поглощения во встречных волнах, 3 — разностный сигнал DAVLL. Нижний рисунок показывает малый фрагмент сигналов 2 и 3. Для наглядности эти сигналы совмещены по вертикальной оси

рогими устройствами. Благодаря нескольким оригинальным особенностям нашей схемы MOT удалось обойтись без фарадеевских изоляторов. Во-первых, оптическая схема лазера (рис. 4) такова, что обратная связь из-за рассеяния «слабого луча», используемого для стабилизации частоты излучения, оказывается подавленной, так как это излучение не попадает непосредственно в лазерный диод. Во-вторых, оптическая схема MOT (см. ниже) основана на шести независимо настраиваемых лучах (без часто используемой «ретрорефлексии» лучей), которые направлялись в центр ловушки таким образом, что не попадали обратно в лазер. В-третьих, поскольку применялись световые пучки малого диаметра, оказалось возможным обойтись без телескопов и систем коррекции профиля луча и, таким образом, избежать дополнительного рассеяния излучения.

## 5. ВАКУУМНАЯ КАМЕРА И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В литературе описано много конструкций вакуумных камер MOT, начиная от весьма сложных и дорогих, сделанных из нержавеющей стали, до относительно простых, изготовленных целиком из кварца или стекла. Наша вакуумная камера MOT является, по-видимому, наиболее простой и представляет собой стеклянную тонкостенную сферу, имеющую диаметр 6 см. Было проверено, что такая камера практически не искажает поляризацию лучей и создает малые искажения их пространственного распределения.

Требования к вакуумной системе MOT являются достаточно высокими. Это обусловлено тем, что захваченные в ловушку атомы, как уже упоминалось выше, легко выбиваются при столкновениях с теплыми атомами остаточных газов в вакуумной системе. Необходимый для работы MOT вакуум в системе характеризует то, что накопление атомов в нашей установке прекращалось, если давление в камере ухудшалось до  $10^{-6}$  Торр. Вакуумная камера была постоянно присоединена к небольшому магниторазрядному насосу производительностью около 10 л/с. После тщательного обезгаживания и прогрева всей системы в камере был получен вакуум на уровне  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  Торр, который затем поддерживался в ней постоянно. Отсутствие в нашей вакуумной системе разборных окон, кранов и фланцев существенно упростило и ускорило получение высокого вакуума.

Наполнение камеры парами рубидия осуществлялось из аппендикса с металлическим рубидием, который был постоянно присоединен к вакуумной магистральной, соединяющей камеру MOT и магниторазрядный насос. Этот аппендикс охлаждался элементом Пельтье до температуры  $5^\circ\text{C}$  для уменьшения давления паров Rb в камере, которое было необходимо для уменьшения яркости треков лазерных лучей в камере MOT.

Сферическое квадрупольное магнитное поле создавалось в камере двумя катушками Гельмгольца, имеющими диаметр 5 см и расположенными на расстоянии 5 см друг от друга. Катушки имели по 100 витков и охлаждались с помощью воздушных радиаторов. При токе 1.8 А катушки создавали в центре системы магнитное поле с градиентом около 20 Гс/см вдоль оси симметрии катушек. Электрическая система питания катушек позволяла выключать ток в них за 30 мкс. Из-за присутствия вблизи катушек металлических деталей магнитное поле вы-

ключалось за значительно большие времена — около 0.5 мс.

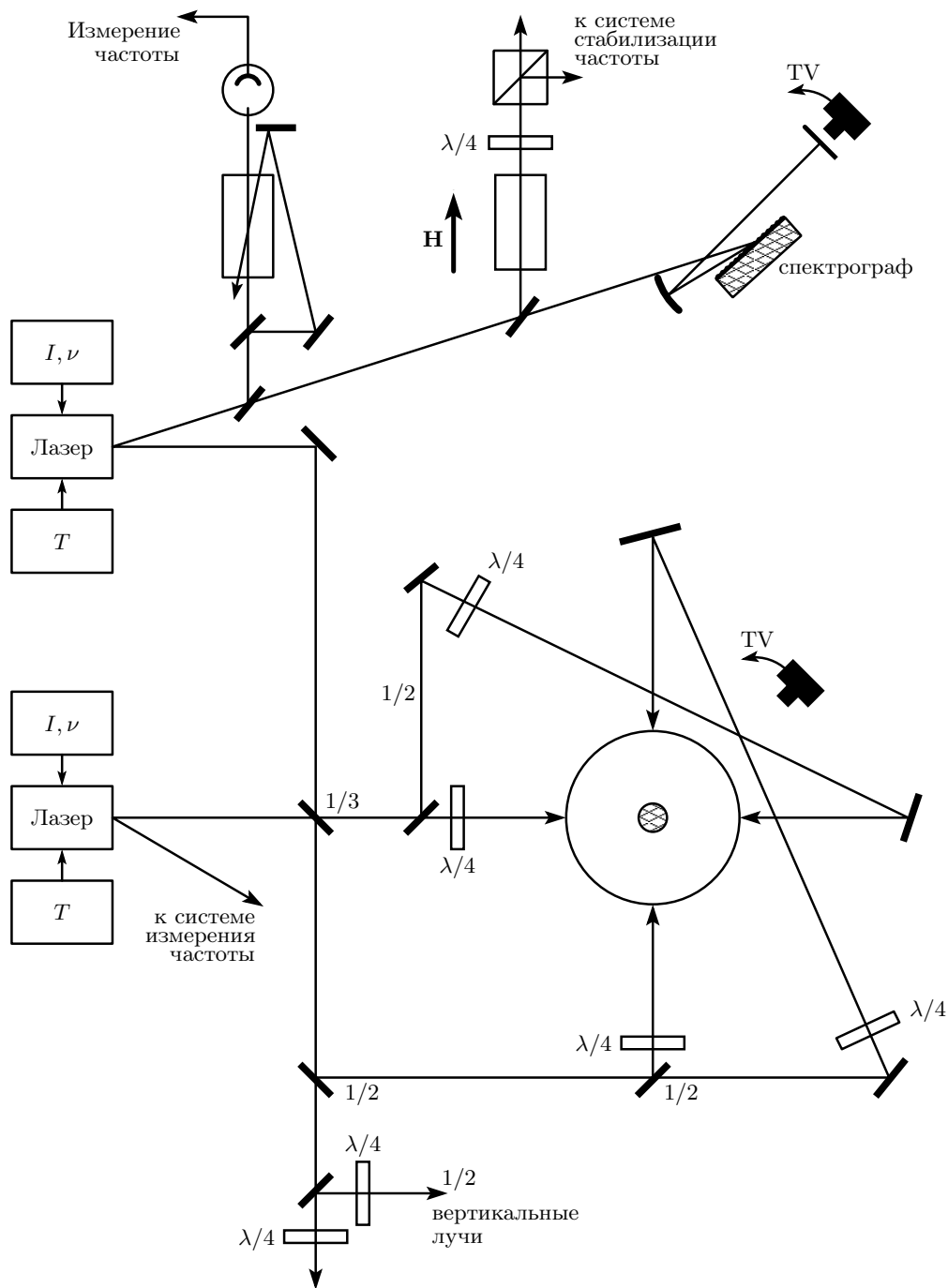
## 6. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Общая оптическая схема MOT представлена на рис. 7. Деление «мощного луча», выходящего из лазера, на шесть примерно равных по интенсивности лучей осуществлялось с помощью полупрозрачных зеркал. Эти лучи направлялись в центр ловушки, но так, чтобы не попадать обратно в лазер. Луч лазера перекачки добавлялся к основному лучу уже на первом светоделительном зеркале и присутствовал, таким образом, во всех шести лучах, образующих MOT.

Основной лазер стабилизировался активно с помощью системы DAVLL, описанной выше. Предварительная настройка частоты излучения осуществлялась по спектрам насыщенного поглощения. Окончательная настройка частоты этого лазера проводилась уже по интенсивности свечения облака захваченных атомов. Частота излучения лазера перекачки также контролировалась по спектрам насыщенного поглощения. Этот лазер имел пассивную стабилизацию частоты излучения, которой оказалось достаточно для устойчивой работы MOT.

Совмещение всех лучей в центре ловушки (нуле магнитного поля) должно выполняться в MOT достаточно тщательно. В нашем случае настройка существенно усложнялась из-за малого диаметра лучей. Для упрощения настройки вакуумная система была сконструирована таким образом, что вакуумная камера MOT могла выдвигаться из системы вместе с магниторазрядным насосом (без нарушения вакуума в камере). После выдвигания камеры в месте предполагаемого пересечения лучей (в нуле магнитного поля) устанавливался маленький шарик и все лучи юстировались на его центр. После возвращения камеры на место и получения захвата атомов требовалась небольшая дополнительная подстройка направления лучей, которая проводилась уже по яркости свечения атомов в ловушке. Поляризации всех лучей были выбраны циркулярными с направлением вращения, согласованным с направлением локального магнитного поля. Для перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  изотопа  $^{85}\text{Rb}$  спин фотонов должен быть антипараллелен вектору локального магнитного поля, чтобы воспроизводилась конфигурация уровней и полей, аналогичная представленной на рис. 2.

Изображение облака атомов регистрировалось



**Рис. 7.** Оптическая схема установки. Цифры указывают коэффициенты деления интенсивности лучей полупрозрачными зеркалами;  $I, \nu$  — блок управления током и частотой излучения лазера,  $T$  — блок стабилизации температуры лазерного диода,  $\lambda/4$  — четвертьволновые пластинки, спектрограф — решеточный спектрограф для «грубой» настройки частот излучения лазеров

черно-белой ПЗС-камерой, имеющей скорость регистрации 25 кадров/с. Аналоговый видеосигнал с этой камеры оцифровывался и далее мог быть математически обработан. Надо отметить, что такие ка-

меры обладают очень высокой чувствительностью в ближней ИК-области спектра. Платой за высокую чувствительность является низкое временное разрешение таких камер, 40 мс/кадр. Для количе-

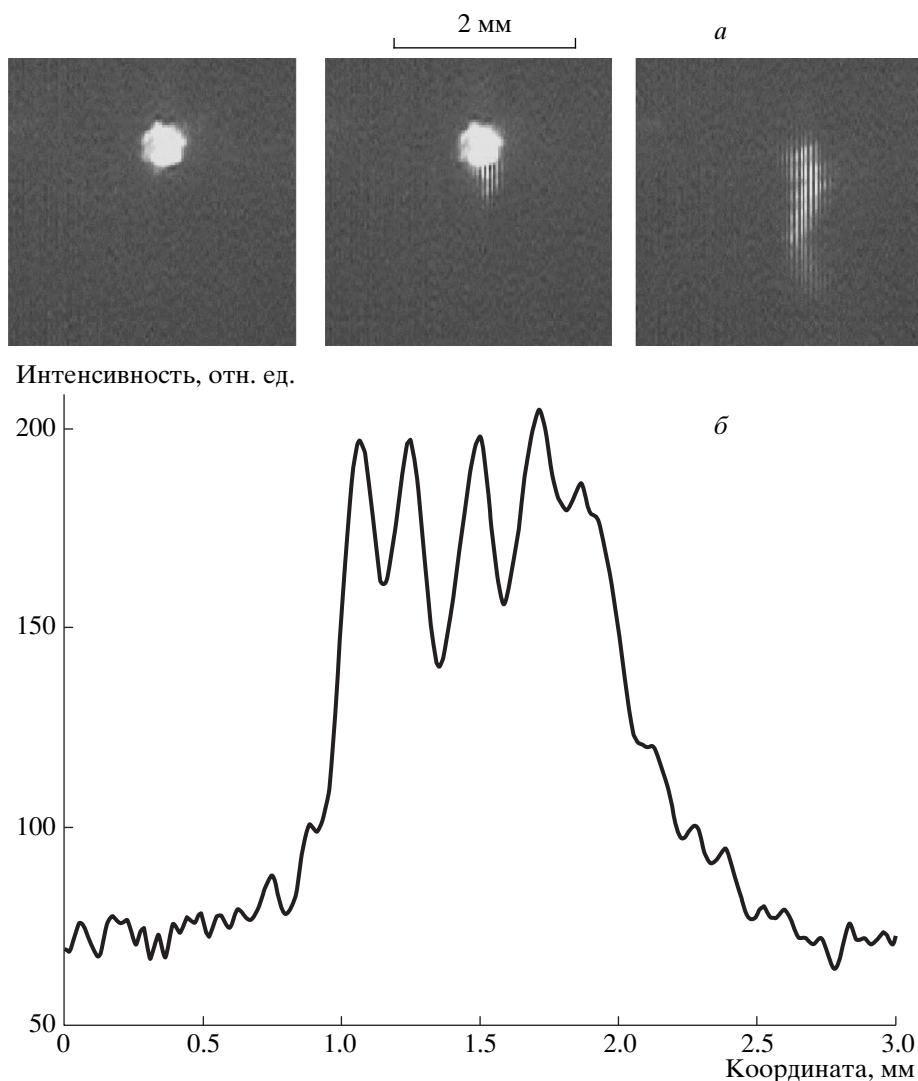


Рис. 8. *a* — Свечение облака захваченных атомов и его эволюция после выключения магнитного поля. *б* — Пространственная модуляция свечения облака вдоль его направления движения

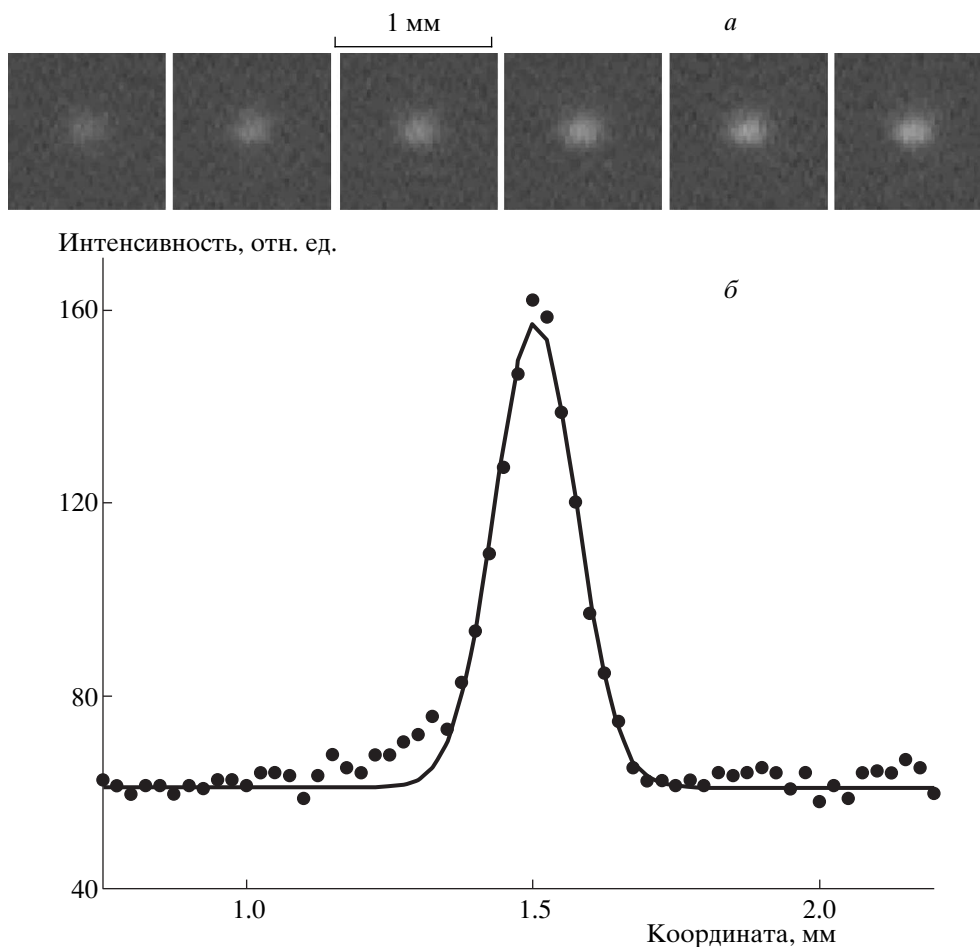
ственной регистрации флуоресценции облака с хорошим временным разрешением использовался калиброванный фотодиод, снабженный оптической системой, собирающей излучение атомов, захваченных в ловушку. Чувствительность системы составляла  $2.8 \cdot 10^4$  атомов/мВ, а временное разрешение — около 0.1 мс.

### 7. РЕЗУЛЬТАТЫ

После юстировки направления лучей, установки их правильных поляризаций, частот и правильного направления тока в катушках Гельмгольца в центре камеры MOT возникало очень яркое облако светя-

щихся атомов рубидия. При этом ПЗС-камера, осуществляющая регистрацию изображения облака, переходила в режим сильного насыщения. На рис. 8 показано изображение облака и его эволюция после выключения квадрупольного магнитного поля. В стационарном режиме свечение облака было достаточно стабильным, а вся система не требовала вмешательства (в основном подстройки частоты излучения лазеров) в течение времени до 1 часа. При выключении магнитного поля облако уходило из области, освещенной лазерными пучками, за время примерно 50 мс. Это перемещение облака обусловлено, скорее всего, малыми магнитными полями, остающимися после выключения тока в катуш-



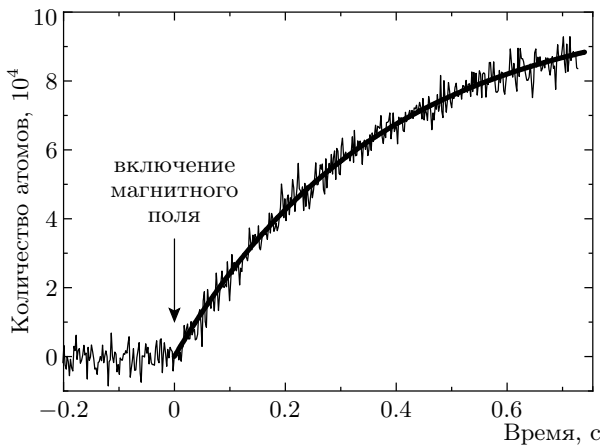


**Рис. 9.** Накопление атомов в ловушке после включения магнитного поля. *a* — Изображения облака захваченных атомов. Кадры сняты с интервалом 80 мс. Интенсивность флуоресценции ослаблена в  $10^2$  раз. *б* — Стационарное пространственное распределение флуоресценции захваченных в ловушку атомов рубидия. Сплошная линия — аппроксимация распределения гауссовой кривой

ках Гельмгольца, поскольку остаточные магнитные поля создают нескомпенсированную силу светового давления от каждой пары встречных лазерных пучков. При этом движении облака можно было наблюдать две особенности. Во-первых, перемещение облака не сопровождалось заметным увеличением его геометрических размеров. Таким образом, увеличение размеров облака происходит существенно медленнее, чем это могло бы вызываться свободным разлетом атомов, имеющих в МОТ характерную скорость около 10 см/с. Скорее всего, этот эффект объясняется тем, что после выключения магнитного поля МОТ превращается в оптическую мелассу [10], в которой разлет атомов происходит не газокинетически, а диффузионно из-за малой длины свободного пробега атомов в среде окружающих их фотонов. Во-вторых, свечение трека атомов при движении облака после выключения магнитного поля оказыва-

лось не непрерывным, а промодулированным в пространстве. Период этой структуры составлял около 0.2 мм (см. рис. 8). Объяснение этого эффекта требует дополнительных исследований. Сейчас отметим только, что наблюдать такую пространственную структуру не удавалось, если захват атомов в нашей МОТ осуществлялся широкими (1.5 см) пучками света. По-видимому, это происходило из-за того, что такие широкие световые пучки создавали облако захваченных атомов значительно больших размеров, чем период пространственной модуляции, обнаруженной нами.

Накопление атомов в ловушке после включения магнитного поля без насыщения ПЗС-камеры регистрировалось при примерно 100-кратном ослаблении флуоресценции светофильтром. Пример таких изображений представлен на рис. 9*a*. Результаты измерения стационарного распределения флуо-



**Рис. 10.** Динамика накопления атомов в ловушке (сигнал с фотодиода). Жирная линия представляет динамику накопления атомов согласно уравнению (1)

ресценции атомов приведены на рис. 9б (точки). Это распределение хорошо аппроксимируется гауссовой кривой вида  $a \exp(-(x - b)^2/c^2)$ , с параметрами  $a$ ,  $b$  и  $c$ , найденными из сопоставления с экспериментальными данными (сплошная линия на рис. 9б). Диаметр облака по этим измерениям оказался равным примерно 140 мкм (FWHM) (с учетом пространственного разрешения оптической системы  $\leq 30$  мкм). Стабильность положения центра облака оказалась лучше 20 мкм на интервале времени более 1 с.

Измерения динамики и количества захваченных в ловушку атомов осуществлялись с помощью калиброванного по чувствительности фотодиода, сигнал с которого представлен на рис. 10. Накопление атомов после включения квадрупольного магнитного поля хорошо описывается функцией  $R\tau(1 - \exp(-t/\tau))$ , являющейся решением уравнения (1) и показанной на рис. 10 жирной линией. Результат аппроксимации экспериментальных данных по методу наименьших квадратов дает стационарное количество захваченных атомов порядка  $10^5$  и время жизни атомов в ловушке  $\tau \approx 0.4$  с. С учетом измеренного выше диаметра облака получаем оценку для стационарной плотности захваченных атомов —  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация теплых атомов Rb в камере при работе ловушки (аппендикс с металлическим рубидием имеет температуру  $5^\circ\text{C}$ ) измерялась по величине линейного поглощения слабого пробного излучения и составила  $2.3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Во избежание недоразумений отметим, что эта концентрация паров Rb оказывается существенно меньше концен-

трации насыщенных паров при температуре  $5^\circ\text{C}$  [20] из-за постоянной откачки системы магниторазрядным насосом. Таким образом, концентрация атомов в облаке превышала концентрацию атомов в окружающем газе более чем на три порядка.

Интересно оценить величину критической скорости  $v_c$ . Это можно сделать, зная скорость  $R$  захвата атомов в ловушку, которую проще всего измерить по скорости накопления атомов на начальном этапе заполнения ловушки. Скорость накопления атомов оказалась равной  $2.5 \cdot 10^5$  ат./с. С учетом величины площади поверхности ловушки, приблизительно равной  $0.32 \text{ см}^2$ , получаем оценку критической скорости  $v_c \approx 14 \text{ м/с}$ .

### 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана конструкция и характеристики компактной магнитооптической ловушки, в которой получено облако захваченных атомов малого размера, около 140 мкм, со стабильными пространственными характеристиками. В частности, положение центра сгустка атомов оказалось неподвижным с точностью, лучшей 20 мкм. Плотность захваченных атомов была достаточно высокой,  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Эта плотность атомов получена без потери стабильности пространственных характеристик, которая обычно присутствует, если облако имеет большие размеры (см., например, [21]). Полученный сгусток атомов может быть использован в других экспериментах в качестве точечного источника холодных атомов.

Все основные элементы MOT: полупроводниковые лазеры, системы измерения и стабилизации частоты излучения, вакуумная камера, системы, формирующие магнитное поле в MOT, системы визуализации атомов в ловушке изготовлены специально для представленного проекта. Эти системы достаточно просты и могут быть воспроизведены во многих оптических лабораториях. В этой связи приведем ссылки на две другие известные нам реализации MOT в нашей стране — [7, 22].

Автор благодарен О. И. Пермяковой за помощь в работе, Л. В. Ильичеву, К. А. Насырову, И. И. Рябцеву и В. М. Энтину за многочисленные полезные обсуждения и советы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17553) и Президиума СО РАН (грант «Лазерное охлаждение газов в магнитооптических ловушках»).

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).
2. S. Chu, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
3. C. Cohen-Tannoudji, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
4. W. D. Phillips, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
5. Y. Castin, J. I. Cirac, and M. Lewenstein, Phys. Rev. Lett. **80**, 5305 (1998).
6. P. A. Willems, R. A. Boyd, J. L. Bliss, and K. G. Libbrecht, Phys. Rev. Lett. **78**, 1660 (1997).
7. А. В. Яровицкий, О. Н. Прудников, В. В. Васильев, В. Л. Величанский, О. А. Разин, И. В. Шерстов, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, КЭ **34**, 341 (2004).
8. T. W. Hansch and A. L. Schawlow, Opt. Comm. **13**, 68 (1975).
9. D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Amer. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
10. S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
11. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
12. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
13. G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, Appl. Phys. B **53**, 142 (1991).
14. O. I. Permyakova, A. V. Yakovlev, and P. L. Chapovsky, <http://arXiv.org/abs/physics/0312047>.
15. C. E. Wieman and L. Hollberg, Rev. Sci. Instr. **62**, 1 (1991).
16. S. L. Gilbert, Opt. Lett. **16**, 150 (1991).
17. J. Zachorowski, T. Palasz, and W. Gawlik, Opt. Appl. **28**, 239 (1998).
18. K. L. Corwin, Z. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, Appl. Opt. **37**, 3295 (1998).
19. V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, Rev. Sci. Instr. **71**, 341 (2000).
20. А. Н. Несмеянов, *Давление пара химических элементов*, Изд-во АН СССР, Москва (1961).
21. T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
22. В. М. Энтин, И. И. Рябцев, Письма в ЖЭТФ **80**, 184 (2004).