

Импульсное заполнение темной магнитооптической ловушки для атомов рубидия

П.Л. Чаповский

Измерены параметры темной магнитооптической ловушки для атомов рубидия, в которой захваченные и охлажденные атомы сконцентрированы на сверхтонком уровне основного электронного состояния, не взаимодействующем с охлаждающим лазерным излучением. Для импульсного заполнения ловушки применена десорбция рубидия под действием короткого (1 мс) импульса света. Ловушка захватывает и охлаждает 2.5×10^8 атомов примерно за 0.2 с. Получены спектры поглощения слабого пробного поля холодными атомами, демонстрирующие хорошее спектральное разрешение сверхтонкой структуры возбужденного состояния. Эта структура полностью скрыта доплеровским уширением в парах рубидия при комнатной температуре.

Ключевые слова: лазерное охлаждение рубидия, темные магнитооптические ловушки.

1. Введение

Магнитооптические ловушки (MOT, от magneto-optical traps) стали основным инструментом исследования нейтральных атомов при сверхнизких ($T = 10^{-4} - 10^{-6}$ К) температурах [1–5]. Они позволили создать ряд новых разделов современной атомной физики (бозе-эйнштейновская конденсация разреженных газов, лазерная спектроскопия холодных атомов), исследовать атомные столкновения при сверхнизких температурах и многое другое.

В первых конструкциях MOT заполнение ловушек осуществлялось пучками медленных атомов. Однако наибольшее распространение получили более простые ловушки, в которых атомы захватываются и охлаждаются непосредственно из окружающего газа теплых атомов [6]. Далее мы будем рассматривать именно такие системы.

В MOT скорость захвата атомов R пропорциональна концентрации теплых атомов в вакуумной камере n_a : $R \propto n_a$. Время жизни захваченных атомов в ловушке τ определяется несколькими факторами. В первую очередь, потеря атома может быть вызвана его столкновением с атомами остаточного газа в вакуумной системе либо с теплыми атомами охлаждаемого газа. Потери атомов могут также возникать в результате весьма сложных процессов конверсии энергии электронного возбуждения в поступательное движение атомов [7]. В самой простой ситуации, когда потери захваченных атомов обусловлены только столкновениями с теплыми атомами охлаждаемого газа, для времени жизни атомов справедливо соотношение $\tau \propto n_a^{-1}$, а стационарное количество захваченных атомов \bar{N} оказывается не зависящим от концентрации теплых атомов [6]. Для многих применений MOT очень важно добиться больших времен жизни ато-

мов в ловушке. Увеличение же времени жизни атомов с помощью снижения концентрации теплых атомов довольно быстро разрушает ситуацию, в которой $\tau \propto n_a^{-1}$, и число захваченных атомов быстро уменьшается.

Известны два способа преодоления этого противоречия. Первый заключается в использовании MOT с двумя камерами: с высокой концентрацией охлаждаемых атомов (для накопления) и низкой их концентрацией (для удержания захваченных атомов). Второй способ заключается в использовании импульсного источника теплых атомов. Это позволяет создавать в системе большую концентрацию теплых атомов только на стадии заполнения ловушки и малую их концентрацию на стадии удержания атомов в ловушке. В настоящее время предложено несколько схем импульсного заполнения MOT.

В работах [8, 9] использованы стандартные геттеры рубидия в режиме импульсного нагрева для импульсного заполнения MOT. Таким способом авторы [9] продемонстрировали возможность относительно быстрого (примерно за 3 с) захвата в ловушку более 10^8 атомов и последующего их продолжительного удержания в течение примерно 13 с. Отметим, что для обычной MOT со стационарной во времени концентрацией теплых атомов время накопления атомов равно их времени жизни в ловушке. По-видимому, существенным недостатком геттеров с импульсным нагревом является большая инерционность этого метода.

Перспективный импульсный источник атомов может быть реализован на основе светоиндуцированной десорбции – эффекте, хорошо известном для атомов щелочных металлов (см. [10] и приведенные там ссылки). Для задач лазерного охлаждения этот эффект использовался в работах [10, 11]. Авторы [10] осуществляли светоиндуцированную десорбцию Rb с внутренней поверхности камеры ловушки, изготовленной из нержавеющей стали, светом галогенной лампы, создающей освещенность ~ 10 Вт/см². В работе [10] за характерное время 67 с в ловушку было захвачено $\sim 1.3 \times 10^8$ атомов рубидия. Без светоиндуцированной десорбции рубидия ловушка захватывала только $\sim 2 \times 10^7$ атомов за значительно большее время – примерно 500 с. Использование свето-

П.Л. Чаповский. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

индуцированной десорбции рубидия для заполнения ловушки позволило авторам [10] совместить в одной вакуумной системе накопление атомов в МОТ и последующую бозе-эйнштейновскую конденсацию захваченных в ней атомов.

В работе [11] десорбция атомов рубидия со стеклянной поверхности, покрытой полидиметилсилоксановой пленкой, осуществлялась с помощью света фотографической лампы-вспышки. Авторы продемонстрировали возможность очень быстрого, за 65 мс, захвата значительного ($\sim 2.5 \times 10^7$) числа атомов рубидия.

В работе [12] была предложена специальная конструкция ловушек для атомов щелочных металлов, обеспечивающая концентрацию захваченных атомов в центральной части ловушки на сверхтонком уровне основного электронного состояния, не взаимодействующем с охлаждающим полем («темное состояние»). Как и в [13], мы будем называть такие системы темными магнитооптическими ловушками, DMOT (dark MOT). Ловушки такого типа используются для получения бозе-эйнштейновской конденсации газов. Они также предоставляют уникальные возможности для спектроскопических исследований, поскольку позволяют создавать сгустки холодных атомов, не возмущенных сильными лазерными полями, формирующими магнитооптическую ловушку.

Для DMOT импульсное заполнение ловушки имеет дополнительное важное преимущество. Дело в том, что излучение лазера перекачки должно присутствовать на периферии DMOT и отсутствовать в ее центральной части. Созданию темной области в центре ловушки препятствует резонансное рассеяние излучения перекачки на атомах теплого газа. Импульсное заполнение ловушки должно способствовать уменьшению рассеяния излучения перекачивающего лазера теплыми атомами на стадии удержания атомов в ловушке.

Целью настоящей работы являлось изучение характеристик DMOT для атомов рубидия при ее импульсном заполнении с помощью светоиндуцированной десорбции Rb с внутренней поверхности стеклянной вакуумной камеры.

2. Уровни рубидия и темная магнитооптическая ловушка

Принцип действия DMOT проще всего понять, рассмотрев работу обычной ловушки для атомов рубидия. Схема уровней исследуемых в настоящей работе атомов ^{85}Rb приведена на рис.1. Для захвата и охлаждения используется D_2 -линия поглощения рубидия ($\lambda = 780.2 \text{ нм}$). МОТ образована шестью лазерными лучами с частотой излучения, смещенной в красную область от центра перехода $F_g = 3 \rightarrow F_c = 4$. Вследствие эффекта Доплера излучение с такой отстройкой частоты взаимодействует преимущественно с атомами, движущимися ему навстречу. Передача импульса от излучения к атомам создает диссипативную радиационную силу, направленную навстречу их движению, и, следовательно, приводит к охлаждению атомов. Для создания пространственной зависимости силы светового давления используют излучение круговой поляризации, а атомы помещают в квадрупольное магнитное поле, линейно увеличивающееся от центра ловушки.

Переход $F_g = 3 \rightarrow F_c = 4$ в ^{85}Rb является *замкнутым*, в том смысле, что атом с верхнего состояния не может

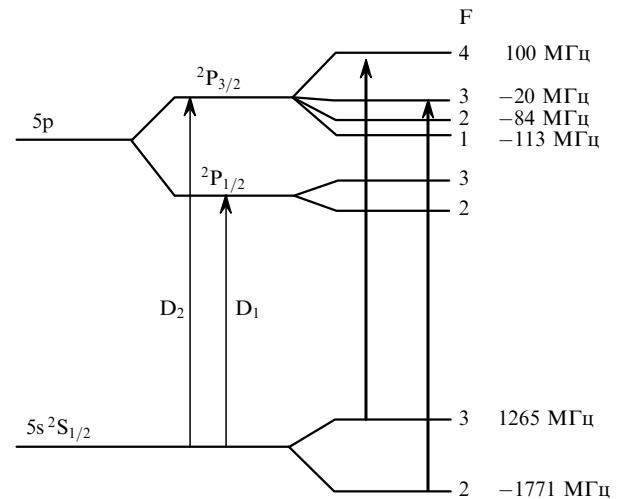


Рис.1. Схема тонкого и сверхтонкого расщеплений уровней ^{85}Rb . Частоты указывают величины сверхтонких сдвигов уровней [17].

перейти на сверхтонкий подуровень основного состояния $F_g = 2$ и многократно участвует в поглощении. Однако возбуждение в крыле линий поглощения $F_g = 3 \rightarrow F_c = 3, 2$ все-таки приводит к переходу атома в состояние $F_g = 2$ и к выбыванию его из процесса охлаждения еще до момента захвата. Для возвращения атома на уровень $F_g = 3$ используют излучение дополнительного лазера (излучение перекачки), резонансное переходам $F_g = 2 \rightarrow F_c = 2, 3$.

Минимальная температура атомов, захваченных в МОТ, может достигать так называемого доплеровского предела T_D [5], который определяется балансом охлаждения атомов при поглощении лазерного излучения и их нагрева в результате эффекта отдачи при спонтанном испускании. Для атомов рубидия $T_D \approx 140 \text{ мкК}$.

Простая модель работы МОТ базируется на понятии критической скорости v_c [6]. Атомы, обладающие скоростью $v < v_c$, при пролете через область пересечения лучей тормозятся настолько, что оказываются захваченными ловушкой. Поток атомов с $v < v_c \ll v_0$ внутри единичной сферической поверхности есть $j = n_a v_0 \pi^{-1/2} 4^{-1} (v_c/v_0)^4$, где v_0 – наиболее вероятная скорость максвелловского распределения атомов по скоростям. Полная скорость захвата атомов $R = jS$, где S – площадь поверхности ловушки. Баланс числа частиц в ловушке N описывается дифференциальным уравнением [7]

$$\frac{dN}{dt} = R - N(\gamma_{\text{Rb}} + \gamma_{\text{b}}) - \beta \int n^2 d^3r, \quad (1)$$

где γ_{Rb} и γ_{b} – частоты столкновений, выбивающих холодные атомы из ловушки с теплыми атомами Rb и частицами остаточных газов соответственно; β – фактор, определяющий потери атомов из-за конверсии электронного возбуждения в поступательное движение. Среди многих процессов, определяющих время жизни атомов в ловушке, 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, превышающую всего лишь v_c .

Получению большой плотности атомов в ловушке препятствует взаимное отталкивание атомов при обмене излучением (см. напр., [14]). Этот процесс весьма сложен в квантовом пределе, когда энергия отдачи атома $\hbar\omega_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ становится сравнимой с энергией колебательного кванта атома в ловушке $\hbar\omega_{\text{vib}}$. Если $\omega_r \gg \omega_{\text{vib}}$, обмен фотонами может оцениваться без учета квантования пространственного движения атомов. Сечение резонансного поглощения фотонов в этом случае составляет $\sim \lambda^2$ [14].

В DMOT излучение перекачки имеет темное поле в центре ловушки. В результате этого захват и охлаждение атомов происходит на периферии ловушки. В центральной же зоне атомы в результате сверхтонкой накачки собираются на сверхтонком уровне $F_g = 2$ и не взаимодействуют с сильным полем охлаждающего лазера. Это имеет два важных следствия. Во-первых, уменьшаются потери атомов из-за конверсии электронного возбуждения атомов в поступательное движение. Во-вторых, уменьшается расталкивание атомов из-за пленения резонансного излучения. Наиболее существенным недостатком DMOT является уменьшение критической скорости v_c , вызванное тем, что часть мощности охлаждающего излучения не используется.

Качество DMOT определяется тем, насколько сильно подавлено излучение лазера перекачки в центре ловушки. Добиться полного подавления не удается, поскольку всегда присутствует рассеяние излучения на оптических элементах, а также имеет место рассеяние излучения на теплых атомах охлаждаемого газа. Все это приводит к тому, что предельные концентрации атомов в DMOT определяются теми же физическими процессами, что и в обычной MOT, но со значительно меньшими силами светового давления и для существенно больших концентраций захваченных атомов [12].

3. Схема установки

Наша DMOT является модифицированной ловушкой, описанной в [15]. В новом варианте применен существенно более мощный охлаждающий лазер, обеспечивающий в каждом из шести пучков, образующих DMOT, мощность ~ 6 мВт. Диаметры этих световых пучков увеличены примерно до 1.5 см. Кроме этого модифицирована система лучей перекачки, которая теперь образована двумя широкими (1.5 см) пучками с мощностью примерно 5 мВт каждый, имеющими в центре темное поле диаметром 5 мм. Лучи перекачки направлены в центр ловушки под углом 90° друг к другу. Таким образом, излучение перекачки присутствует на периферии ловушки и отсутствует в ее центральной части.

Важные для настоящей работы элементы ловушки показаны на рис.2. Камера представляет собой стеклянную колбу диаметром 6 см, постоянно соединенную с магниторазрядным насосом стеклянной трубкой диаметром 15 мм и длиной 25 см. Давление остаточных газов в камере поддерживалось на уровне 10^{-9} Тор. К вакуумной магистрали на расстоянии 5 см от центра ловушки подсоединен стеклянный аппендикс с металлическим рубидием. Для уменьшения давления паров Rb в вакуумной камере ловушки аппендикс охлаждался элементом Пельтье до температуры примерно 5°C .

Пробный луч для измерения концентрации захваченных атомов создавался дополнительным полупроводни-

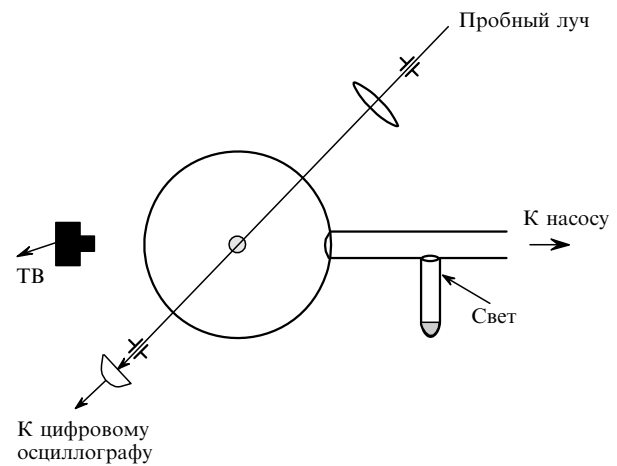


Рис.2. Схема измерения параметров DMOT. Охлаждающие лучи, лучи перекачки и катушки Гельмгольца не показаны. Аппендикс с Rb охлаждается элементом Пельтье до $\sim 5^\circ\text{C}$.

ковым лазером без внешнего резонатора (диод ML6XX24 фирмы Mitsubishi). Мощность излучения лазера составляла около 20 мВт. С помощью элемента Пельтье, снабженного системой автоматического регулирования, температура диода поддерживалась равной $\sim 14^\circ\text{C}$ со стабильностью, лучшей 1 мК. Частота излучения перестраивалась изменением тока питания лазера. Мощность излучения пробного луча целенаправленно выбиралась достаточно малой (менее 30 нВт), чтобы устранить полевое насыщение поглощения. Малая мощность пробного луча требовала высокой чувствительности детектора и специальных мер его защиты от флуоресценции теплых и холодных атомов в ловушке. В работе использован фотодетектор с чувствительностью 7 В/мкВт, временным разрешением ~ 0.1 мс и темновым шумом ~ 2 мВ. Для защиты детектора от посторонней засветки пробный луч ограничивался малой диафрагмой (2 мм) и фокусировался линзой с $f = 210$ мм на вторую диафрагму малого диаметра, расположенную на расстоянии 40 мм от центра ловушки. Диаметр пробного луча в ловушке составлял около 0.3 мм.

Измерение пространственных характеристик облака осуществлялось по флуоресценции, регистрируемой с помощью видеокамеры, изображение с которой оцифровывалось и затем математически обрабатывалось. Наблюдение флуоресценции облака позволяло также настраивать пробный луч в центр облака по слабому возмущению облака, которое луч производил, когда его мощность намеренно увеличивалась.

Импульсная десорбция Rb осуществлялась фотографической лампой-вспышкой, свет от которой направлялся сквозь стеклянную стенку вакуумной системы на металлическую пленку рубидия, расположенную с внутренней стороны в верхней части аппендикса (рис.2). Продолжительность светового импульса составляла примерно 1 мс. Триггер лампы-вспышки использовался для запуска сканирования частоты излучения пробного луча после регулируемой временной задержки.

4. Фотодесорбция атомов рубидия

Десорбция рубидия в нашей системе происходит со стеклянной поверхности, на которую не наносились дополнительные покрытия, как это делалось, например, в

[11]. Концентрация теплых атомов в камере MOT измерялась по величине линейного поглощения слабого пробного излучения. Измеренный спектр поглощения сопоставлялся с расчетом, который достаточно просто выполнить, поскольку известно время жизни возбужденного состояния Rb (25 нс, [16]), величины сверхтонких расщеплений уровней [17] и угловые моменты сверхтонких состояний (см. рис.1). При комнатной температуре доплеровская ширина линии перехода $k\nu_0 = 310$ МГц. Точность определения концентрации Rb таким способом составляет около 10 % (более подробно см., напр., в [18]).

На рис.3,а представлены два спектра поглощения теплых атомов рубидия в области D₂-линии; спектр 1 снят до включения лампы-вспышки, спектр 2 – через 15 мс после ее срабатывания. При выполнении этих измерений квадрупольное магнитное поле ловушки не включалось и, следовательно, атомы не захватывались. Как видно из спектра 1, без включения лампы-вспышки зарегистрировать линии поглощения не удастся. В результате с учетом длины поглощения (6 см) можно получить следующую оценку концентрации теплых атомов рубидия: $n_{\text{Rb}} \lesssim 1 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ (суммарная концентрация рубидия природного изотопного состава). Это значение существенно меньше концентрации насыщенных паров рубидия при температуре 5 °С (температура аппендикса), составляющей $4 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ [19, 20], из-за постоянной откачки паров магниторазрядным насосом.

Светоиндуцированная десорбция позволяет кратковременно существенно увеличить концентрацию теплых

атомов рубидия в системе. На спектре 2, снятом через 15 мс после срабатывания лампы-вспышки (рис.3,а), видны четыре сильные линии поглощения, соответствующие переходам из сверхтонких состояний основного электронного терма двух стабильных изотопов рубидия – ⁸⁷Rb и ⁸⁵Rb. Сверхтонкая структура возбужденного состояния скрыта доплеровским уширением линий и в этом спектре не разрешена.

На рис.3,б приведена динамика поглощения в центре линии перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e$ изотопа ⁸⁵Rb. Вклад в сигнал фотодиода от света лампы-вспышки искусственно подавлен и присутствует только как маленький положительный импульс перед началом сигнала поглощения. На рис.3,в показана динамика концентрации теплых атомов рубидия, рассчитанная по данным рис.3,б.

Увеличение концентрации теплых атомов рубидия до максимального значения, равного $5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, происходит за ~ 10 мс, а характерное время жизни десорбированных атомов в камере MOT составляет 150 мс. Можно отметить также, что релаксация десорбированных атомов, приближенно экспоненциальная в течение первых 200 мс, спадает медленнее чем по экспоненциальному закону на больших временах.

5. Импульсное заполнение ловушки

5.1. Форма облака

Подавление излучения перекачки в центре ловушки не является идеальным. Этому мешает рассеяние излучения перекачки на стенках вакуумной камеры и на атомах рубидия вне темной зоны. Небольшое остаточное излучение перекачки в центральной зоне ловушки обуславливает резонансную флуоресценцию захваченных атомов в поле сильного охлаждающего излучения. Интенсивность флуоресценции захваченных атомов в DMOT существенно слабее флуоресценции атомов в обычной ловушке. Сила светового давления охлаждающего поля в DMOT также существенно меньше, чем в обычной MOT, и облако холодных атомов имеет форму правильного эллипсоида вращения. Отличие формы облака от сферической вызвано вдвое большим градиентом магнитного поля вдоль оси симметрии катушек Гельмгольца по сравнению с градиентом в поперечном направлении.

Изображения облака в стационарном режиме и при импульсной десорбции атомов рубидия в DMOT представлены на рис.4. Пространственное распределение флуоресценции атомов в ловушке, измеренное по этим данным, приведено на рис.5. До срабатывания лампы-вспышки ширина (FWHM) облака в плоскости, перпендикулярной оси симметрии квадрупольного магнитного поля, равна 0.66 мм, а вдоль оси симметрии – 0.5 мм. Увеличение концентрации теплых атомов в камере DMOT в результате фотодесорбции рубидия приводит к значительному увеличению количества захваченных атомов и видимого размера облака. Через 300 мс после срабатывания лампы-вспышки ширина (FWHM) облака в плоскости, перпендикулярной оси симметрии квадрупольного магнитного поля, была равна уже 1.5 мм, а вдоль оси симметрии магнитного поля – 1.1 мм. При этом интенсивность свечения в центре облака возрастает в 2.6 раза по сравнению с интенсивностью свечения облака в стационарном режиме.

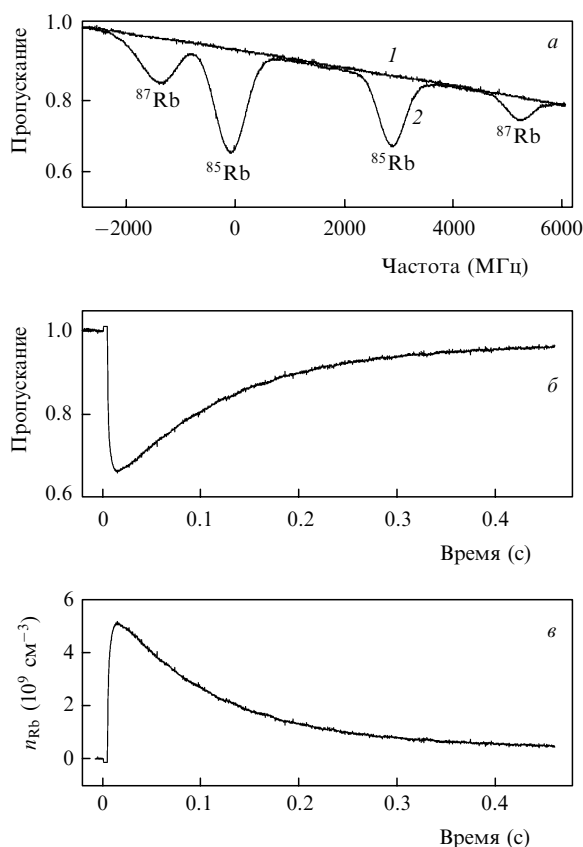


Рис.3. Результаты измерения концентрации десорбированных атомов рубидия – спектр пропускания в стационарном режиме (1) и через ~ 15 мс после включения лампы-вспышки (2) (а), зависимость пропускания в центре линии $F_g = 2 \rightarrow F_e$ изотопа ⁸⁵Rb от времени (б) и динамика концентрации теплых атомов Rb в камере DMOT (в).

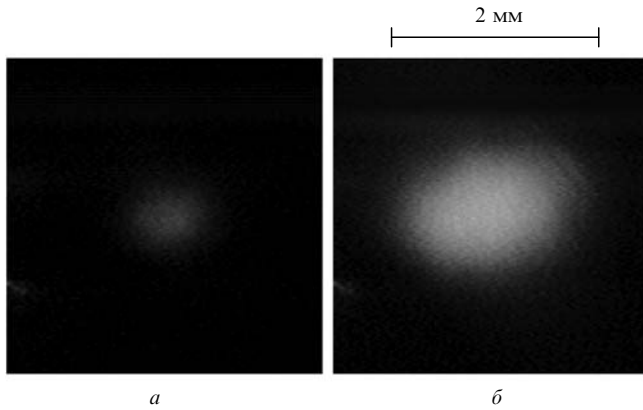


Рис.4. Флуоресценция облака атомов рубидия в DMOT до включения лампы-вспышки (а) и через 300 мс после включения (б).

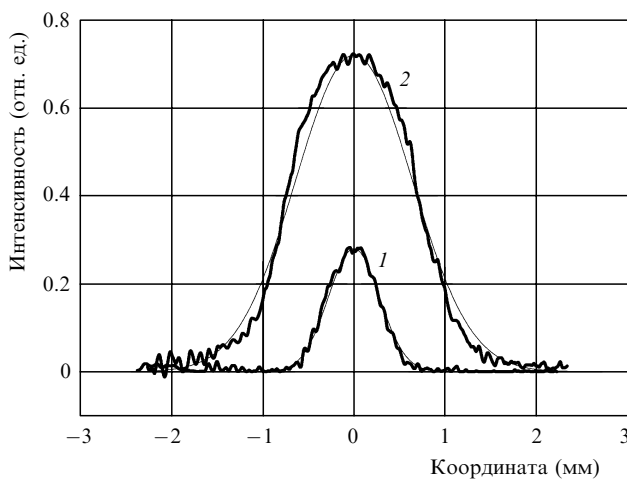


Рис.5. Пространственное распределение интенсивности флуоресценции атомов в ловушке в плоскости, перпендикулярной оси симметрии квадрупольного магнитного поля, до включения лампы-вспышки (1) и через 300 мс после включения (2). Тонкие сплошные линии – аппроксимации гауссовыми кривыми.

5.2. Спектр поглощения холодных атомов

Наиболее достоверные данные о количестве атомов, захваченных в DMOT, могут быть получены с помощью измерения поглощения слабого пробного излучения. На рис.6 (кривая 1) приведен спектр пропускания пробного луча на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ холодными атомами ^{85}Rb в ловушке, работающей в стационарном режиме. Время записи спектра составляло 10 мс и было значительно больше временного разрешения приемника, равного 0.1 мс. Поскольку доплеровское уширение переходов в этом случае практически отсутствует, сверхтонкое расщепление возбужденного состояния легко разрешается. Аппроксимация этого спектра расчетным для концентрации холодных атомов в облаке $n_0 = 6.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ приведена на рис.6 пунктирной линией. Видно, что эксперимент дает несколько меньшие по сравнению с расчетными амплитуды сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$. Это является результатом небольшого полевого насыщения переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$, поскольку они насыщаются при значительно меньшей мощности излучения, чем замкнутый переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. Для замкнутого перехода $2 \rightarrow 1$ интенсивность насыщения составляет около 5 мВт/см^2 . Пробный луч имел на 2 порядка меньшую интенсивность. При расчете спектра

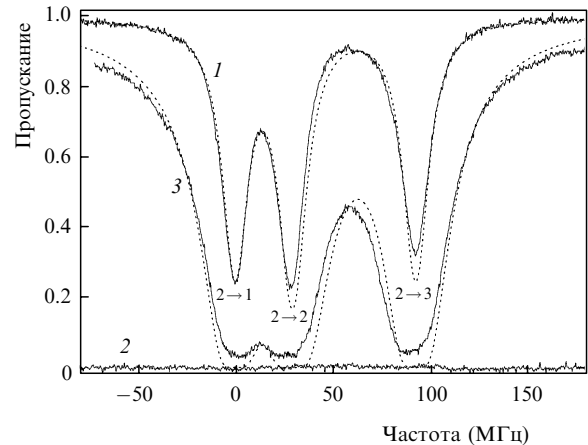


Рис.6. Спектры поглощения пробного излучения холодными атомами в DMOT на сверхтонких переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ изотопа ^{85}Rb в стационарном режиме (без фотодесорбции Rb) (1), на нулевой линии (пробный луч закрыт, лампа-вспышка срабатывает) (2) и через 300 мс после включения лампы-вспышки (3). Расчетные спектры поглощения показаны пунктиром.

пропускания принята лоренцева форма линий с однородной шириной (HWHM) 5.6 МГц. Поскольку радиационная ширина линии перехода составляет 3.1 МГц [16], ширина линии излучения пробного луча оказывается равной ~ 2.5 МГц. Приведенные выше геометрические характеристики облака холодных атомов в стационарном режиме позволяют оценить число захваченных атомов в стационарной DMOT: $N_0 = 7.2 \times 10^6$.

Фотодесорбция рубидия приводит к существенному увеличению концентрации теплых атомов и особенно количества захваченных атомов. Здесь уже поглощение пробного излучения становится настолько сильным, что в центрах линий излучение поглощается практически полностью. При выполнении этих измерений важно было убедиться, что рассеянное излучение не смещает нулевой уровень детектора пробного излучения. Нулевая линия детектора (рис.6, кривая 2) записана при срабатывающей лампе-вспышке и закрытом пробном луче. Спектр поглощения (кривая 3) записан через 300 мс после срабатывания лампы-вспышки. Расчетный спектр пропускания построен для концентрации атомов в облаке $n = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. С учетом измеренных выше геометрических характеристик облака полное число захваченных атомов $N = 2.5 \times 10^8$. Таким образом, светоиндуцированная десорбция атомов в DMOT позволяет увеличить концентрацию захваченных атомов рубидия в $n/n_0 \simeq 3$ раза, а полное число захваченных атомов в $N/N_0 \simeq 35$ раз. Эти данные относятся к числу атомов на уровне $F_g = 2$ основного состояния ^{85}Rb . Меньшее, но все-таки заметное число атомов при этом находится также и на уровне $F_g = 3$.

Расчетное пропускание пробного луча вблизи центров линий поглощения при большом числе захваченных атомов оказывается заметно меньше экспериментально измеренного (см. рис.6, кривая 3). Наблюдаемая оптическая плотность в центре линии перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ составляет 3.3. Расчетная же плотность равна 9.8. Можно указать три возможные причины этого эффекта. Во-первых, излучение полупроводникового лазера имеет широкополосную составляющую, которая не поглощается холодными атомами. Во-вторых, в оптической системе всегда присутствует рассеяние света, которое приводит к по-

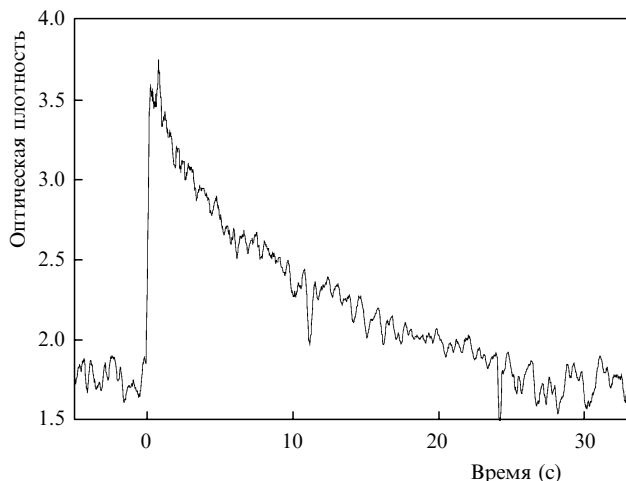


Рис. 7. Зависимость оптической плотности в центре линии $F_g = 2 \rightarrow F_g = 1$ изотопа ^{85}Rb от времени.

паданию в детектор части пробного излучения, минуя захваченные атомы в ловушке. В третьих, это может быть вызвано сопоставимыми размерами пробного луча и облака холодных атомов и большим пропусканием излучения на периферии облака. Концентрация атомов в облаке оценивалась нами по величине поглощения в близких крыльях линий, где влияние всех перечисленных факторов менее существенно.

По-видимому, главная причина кажущегося снижения оптической плотности в центрах линий поглощения заключается в присутствии в спектре полупроводникового лазера широкополосной составляющей. Мы измерили пропускание излучения пробного лазера сильно нагретой кюветой с парами рубидия и убедились, что в центрах линий поглощения остается примерно такой же широкополосный фон, как и в описанном выше эксперименте с холодными атомами.

Динамику захвата атомов в ловушку иллюстрирует рис. 7. Характерное время заполнения ловушки составляет примерно 150 мс. Таким образом, скорость захвата оказывается весьма большой: 1.7×10^9 ат./с. Эта скорость всего в 10 раз меньше скорости заполнения ловушки в работе [12], где использован весьма сложный зеемановский замедлитель атомов натрия и на порядок более мощные лазерные пучки. Характерное время удержания облака холодных атомов в нашей ловушке составляет ~ 10 с.

6. Заключение

В работе показано, что импульсная фотодесорбция атомов рубидия является удобным приемом, позволяющим сочетать низкую концентрацию теплых атомов в темной магнитооптической ловушке в период удержания захваченных атомов с большой концентрацией теплых атомов на стадии заполнения ловушки. В описанной ловушке импульсная фотодесорбция давала возможность кратковременно (на 150 мс) увеличивать концентрацию теплых атомов рубидия почти на два порядка: с 1×10^8 см $^{-3}$ до 5×10^9 см $^{-3}$, что позволяло за 0.1 – 0.2 с захватывать значительное количество атомов рубидия. В темной магнитооптической ловушке нами получена кон-

центрация захваченных атомов $n = 2 \times 10^{11}$ см $^{-3}$ и полное число захваченных атомов $N = 2.5 \times 10^8$ ат., что в 3 раза и в 35 раз превышает соответствующие стационарные значения. Время удержания атомов в ловушке составило около 10 с. Указанные количества атомов Rb относятся к населенности сверхтонкого уровня $F_g = 2$ основного состояния ^{85}Rb . Дополнительно к этому часть атомов находится и на сверхтонком уровне $F_g = 3$. Населенность этого состояния в работе не измерялась.

Зарегистрированные спектры поглощения атомов Rb в темной магнитооптической ловушке с импульсным заполнением наглядно демонстрируют удобство такого способа захвата атомов для задач спектроскопических исследований холодных атомов. Полученные спектры поглощения обладают интенсивными линиями и практически не испытывают возмущающего воздействия сильных световых полей, формирующих ловушку.

Стационарная концентрация теплых атомов рубидия в нашей ловушке, равная 1×10^8 см $^{-3}$, соответствует давлению паров рубидия примерно 3×10^{-9} Тор. Такое давление окружающего газа является еще слишком высоким для ряда задач, например для получения бозе-эйнштейновской конденсации атомов рубидия [21]. Можно, однако, надеяться, что более глубокое охлаждение аппендикса с металлическим рубидием, чем использованное в настоящей работе, позволит существенно снизить стационарное давление паров рубидия в системе и, тем не менее, сохранить возможность кратковременного создания высокой концентрации рубидия с помощью описанного способа фотодесорбции для быстрого и эффективного заполнения ловушки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17553) и Президиума СО РАН, грант «Лазерное охлаждение газов в магнитооптических ловушках».

1. Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
2. Chu S. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 685 (1998).
3. Cohen-Tannoudji C. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 707 (1998).
4. Phillips W.D. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 721 (1998).
5. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Progr. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
6. Monroe C., Swann W., Robinson H., Wieman C. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990).
7. Weiner J., Bagnato V.S., Zilio S., Julienne P.S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1 (1999).
8. Fortagh J., Grossmann A., Hansch T.W., Zimmermann C. *J. Appl. Phys.*, **84**, 6499 (1998).
9. Rapol U.D., Wasan A., Natarajan V. *Phys. Rev. A*, **64**, 023402 (2001).
10. Anderson B.P., Kasevich M.A. *Phys. Rev. A*, **63**, 023404 (2001).
11. Atutov S.N., Calabrese R., et al. *Phys. Rev. A*, **67**, 053401 (2003).
12. Ketterle W., Davis K.B., Joffe M.A., Martin A., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2253 (1993).
13. Chu S. *Nature*, **416**, 206 (2002).
14. Castin Y., Cirac J.I., Lewenstein M. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 5305 (1998).
15. Чаповский П.Л. *ЖЭТФ*, **127**, 1035 (2005).
16. Schmieder R.W., Lurio A., Happer W., Khadjavi A. *Phys. Rev. A*, **2**, 1216 (1970).
17. Barwood G.P., Gill P., Rowley W.R.C. *Appl. Phys. B*, **53**, 142 (1991).
18. Пермякова О.И., Яковлев А.В., Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **35**, 449 (2005).
19. Несмеянов А.Н. *Давление пара химических элементов* (М.: Изд-во АН СССР, 1961).
20. Lide D.R. (Ed.) *CRC Handbook of Chemistry Physics* (Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 1993).
21. Cornell E.A., Wieman C.E. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 875 (2002).