

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ РУБИДИЯ В ТЕМНОЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

*П. Л. Чаповский**

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

Поступила в редакцию 26 июня 2006 г.

Выполнены измерения спектральных характеристик атомов рубидия в темной магнитооптической ловушке (DMOT). Измерены спектры поглощения пробного поля, зависимости числа атомов в ловушке от частот охлаждающего и перекачивающего излучений. Ловушка позволяет захватывать и охлаждать более $2.5 \cdot 10^8$ атомов рубидия, концентрируя их в сверхтонком состоянии, слабо возмущенном полями лазеров, формирующих ловушку. Оптическая плотность захваченных атомов достигает 9. Представлена качественная модель работы DMOT, основанная на полученных экспериментальных данных.

PACS: 32.80.Pj

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение нейтральных атомов в магнитооптических ловушках (magneto-optical trap, MOT) стало основой ряда важных разделов современной атомной физики. С помощью MOT получают бозе-эйнштейновский конденсат разреженных газов, исследуют столкновения атомов при сверхнизких температурах, разрабатывают новые стандарты частоты и многое другое.

Одной из мотиваций создания MOT было стремление использовать холодные атомы для решения спектроскопических задач. Ключевым преимуществом таких объектов по сравнению с доступными ранее является практически полное отсутствие доплеровского и пролетного уширений линий оптических переходов. Такие свойства холодных атомов исключительно важны для современной спектроскопии высокого разрешения и уже нашли многочисленные применения. Однако эта новая область еще далеко не исчерпана и не все потенциальные возможности холодных атомов для прецизионной лазерной спектроскопии реализованы.

Современные MOT способны захватывать и охлаждать весьма большое количество атомов, являются надежными и относительно доступными

физическими системами. Однако их непосредственное применение для спектроскопии атомов существенно усложняется из-за присутствия в MOT сильных лазерных и магнитных полей сложной конфигурации, возмущающих атомные уровни. Один из способов решения этой проблемы основан на разделении во времени процесса захвата и спектроскопического исследования холодных атомов.

Нам представляется более перспективным и интересным использование для решения спектроскопических задач так называемых темных магнитооптических ловушек (dark magneto-optical trap, DMOT), предложенных ранее для получения бозе-эйнштейновского конденсата [1]. В центральной зоне темной магнитооптической ловушки излучение перекачивающего лазера целенаправленно подавлено, что позволяет захваченным атомам концентрироваться на сверхтонком подуровне основного электронного состояния, не взаимодействующем с излучением охлаждающего лазера. Таким образом, DMOT имеет две пространственно разнесенные зоны: внешнюю, с оптимальными для захвата частиц характеристиками полей, и внутреннюю, в которой физические условия могут варьироваться в широких пределах в зависимости от решаемой задачи. Эта особенность DMOT создает новые уникальные возможности в исследовании и применении лазер-

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

ного охлаждения атомов (см. обзоры [2–4]). Наиболее важное и хорошо известное достоинство темных ловушек заключается в получении с их помощью значительно более высоких концентраций холодных атомов, чем это возможно в обычных MOT. Это является критически важным для ряда применений лазерного охлаждения атомов, например, для спектроскопических исследований и особенно для реализации испарительного охлаждения атомов в магнитных и дипольных ловушках [5, 6].

Физические условия в DMOT радикально отличаются от условий в обычных MOT. Отличаются процессы охлаждения в центре ловушки, механизмы потери захваченных атомов, возможности осуществления субдоплеровского охлаждения и многое другое. Достигаемые концентрации атомов в DMOT, температура атомов, а также различные модификации темных ловушек подробно изучались в работах [1, 7, 8]. В литературе отсутствует, однако, систематический анализ спектральных характеристик холодных атомов в темных ловушках для широких диапазонов частот лазерных полей, формирующих ловушку.

В настоящей работе выполнено подробное исследование спектральных характеристик холодных атомов рубидия в созданной нами темной магнитооптической ловушке. Измерены зависимости числа захваченных атомов от частот излучения охлаждающего и перекачивающего лазеров, а также спектры поглощения слабого пробного поля. Мы надеемся, что публикация параметров и возможностей созданной ловушки будет способствовать постановке новых экспериментов с холодными атомами.

2. ТЕМНАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

Принципы работы магнитооптических ловушек хорошо известны [9–11]. При обсуждении работы ловушек будем говорить об атомах ^{85}Rb , поскольку именно с ними выполнены все эксперименты, описанные в настоящей работе. Схема рабочих уровней ^{85}Rb представлена на рис. 1. MOT образована шестью лучами, имеющими круговую поляризацию и пересекающимися в нуле магнитного поля квадрупольной конфигурации. Атомы захватываются и охлаждаются излучением, имеющим «красную» отстройку от центра перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, который является замкнутым в том смысле, что атом с верхнего уровня $F_e = 4$ не может в результате спонтанного распада перейти на уровень $F_g = 2$ и пере-

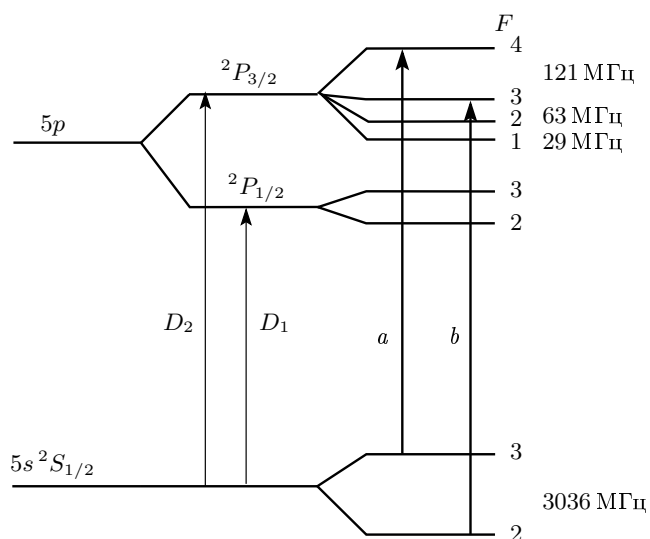


Рис. 1. Схема тонкого и сверхтонкого расщеплений уровней атома ^{85}Rb : a — охлаждающее излучение; b — перекачивающее излучение. Справа указаны величины сверхтонких расщеплений уровней [22]

стать взаимодействовать с охлаждающим излучением. Тем не менее возбуждение в крыльях соседних сверхтонких переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3, 2$ создает канал ухода атома на сверхтонкое состояние $F_g = 2$. Для возвращения атома в процесс охлаждения используют излучение перекачивающего лазера, резонансное переходам $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$.

Заполнение MOT может осуществляться пучками медленных атомов. Однако наибольшее распространение получили более простые системы, в которых атомы захватываются непосредственно из окружающего газа теплых атомов [12]. Атомы со скоростью, меньшей так называемой критической скорости v_c , пролетая через ловушку, тормозятся световым давлением настолько, что оказываются захваченными в ней. Скорость захвата атомов в ловушках такого типа пропорциональна v_c^4 .

Темная магнитооптическая ловушка [1] подобна MOT, но имеет две зоны, внешнюю, где присутствует и охлаждающее, и перекачивающее излучение и где происходит захват и охлаждение атомов, и внутреннюю, где излучение перекачивающего лазера отсутствует. В результате во внутренней зоне атомы собираются в темном сверхтонком состоянии $F_g = 2$, не взаимодействующем с излучением охлаждающего лазера.

Реализация хорошо работающей темной ловушки осложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, в DMOT критическая скорость уменьшена,

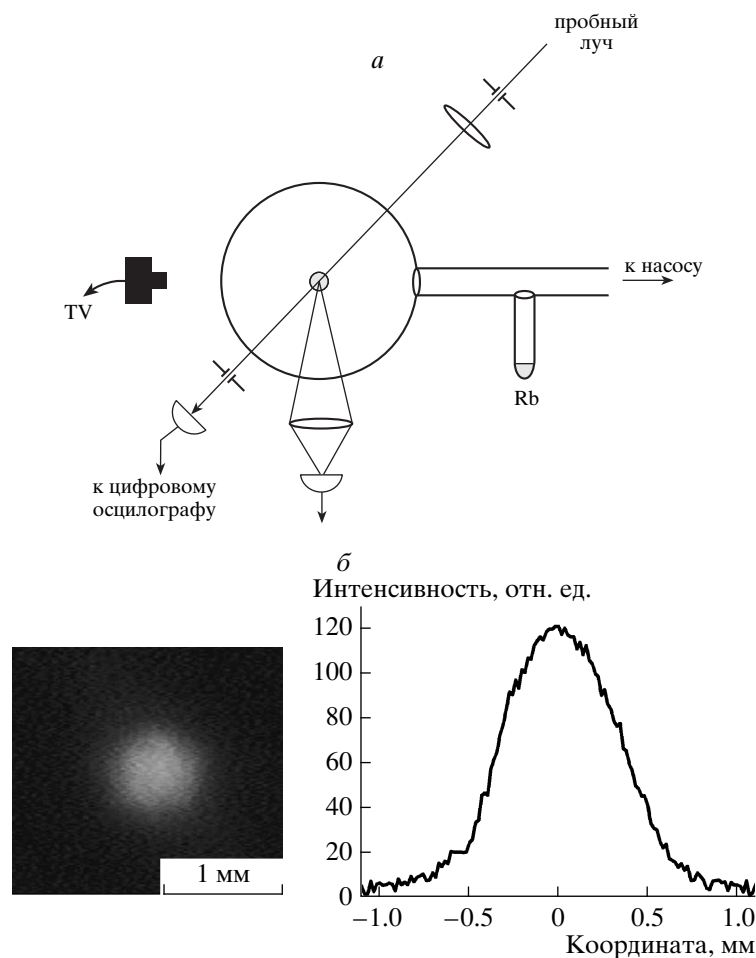


Рис. 2. *a* — Схема измерения спектральных характеристик атомов рубидия в ловушке. Катушки Гельмгольца, охлаждающие и перекачивающие лазерные лучи не показаны. *б* — Изображение облака и пространственное распределение интенсивности флуоресценции холодных атомов

поскольку часть охлаждающего излучения (в центральной зоне) не используется. Во-вторых, остаточное излучение перекачивающего лазера в центре ловушки не удается устранить полностью из-за рассеяния этого излучения на оптических элементах и атомах охлаждаемого газа. По этой причине в центральной части DMOT реализована фактически обычная MOT, но со значительно меньшей интенсивностью перекачивающего излучения [1].

На рис. 2*a* представлены основные элементы экспериментальной установки, которая является усовершенствованным вариантом установки из работы [13]. Ловушка образована шестью лучами охлаждающего излучения с поперечным диаметром 15 мм и мощностью около 6 мВт каждый. Два линейно поляризованных луча перекачивающего излучения примерно такого же диаметра и интен-

сивности направлены в центр ловушки под прямым углом друг к другу. В центрах этих лучей установлены темные экраны диаметром 5 мм. Металлический рубидий находится в аппендиксе, имеющем комнатную температуру и постоянно соединенном с вакуумной системой. Давление паров рубидия в ловушке меньше насыщенного из-за постоянно действующей откачки паров магниторазрядным насосом. Градиент магнитного поля в центре ловушки составляет приблизительно 12 Гс/см по оси симметрии системы.

Линейно поляризованный пробный луч для диагностики холодных атомов создается специальным полупроводниковым лазером, работающим без внешнего резонатора (диод ML6XX24 фирмы Mitsubishi). Мощность пробного луча выбиралась достаточно малой, чтобы не насыщать исследуемые переходы.

Схема измерения спектров пробного поля в основном совпадает с использованной в работе [14]. Однако в настоящей работе уже все три лазера имеют собственные системы стабилизации частоты излучения на основе метода DAVLL (dichroic atomic vapor laser lock) [15–17]. Достигнута стабильность частоты излучения с дрейфом менее 3 МГц/час. Такое усовершенствование установки было необходимо реализовать, поскольку заполнение ловушки происходит медленно, примерно за 1 сек, и регистрация некоторых спектров занимает продолжительное время. Отметим еще, что для экспериментов, представленных в настоящей работе, использование метода DAVLL является весьма удобным, поскольку в нем используются широкие доплеровские контуры линий поглощения и стабилизация частоты излучения оказывается возможной в широком спектральном диапазоне.

На рис. 2б показаны изображение облака захваченных атомов в DMOT и пространственное распределение их флуоресценции. Облако имеет форму, близкую к сферической (диаметр 0.8 мм), не искаженную большими силами светового давления. Это является отличительной особенностью темных ловушек, в которых сила светового давления, действующая на атомы в центре ловушки, существенно меньше, чем в обычных MOT из-за того, что захваченные атомы большую часть времени проводят в темном состоянии и не взаимодействуют с охлаждающим полем.

3. СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОВНОГО ПОЛЯ

3.1. Переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$

Диагностика холодных атомов в ловушке с помощью поглощения пробного поля дает наиболее достоверные сведения о количестве захваченных атомов. На рис. 3 представлены спектры поглощения пробного луча облаком холодных атомов в DMOT на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$, которые позволяют, в частности, рассчитать плотность холодных атомов в ярком состоянии $F_g = 3$. Отметим, что флуоресценция атомов в DMOT обусловлена атомами именно в этом состоянии. При выполнении этих измерений частоты охлаждающего и перекачивающего лазеров устанавливались на свои оптимальные значения (см. ниже). Измерение частоты пробного луча осуществлялось по спектрам насыщенного поглощения во встречных волнах (рис. 3а) в дополнительной кювете с парами рубидия при комнатной температу-

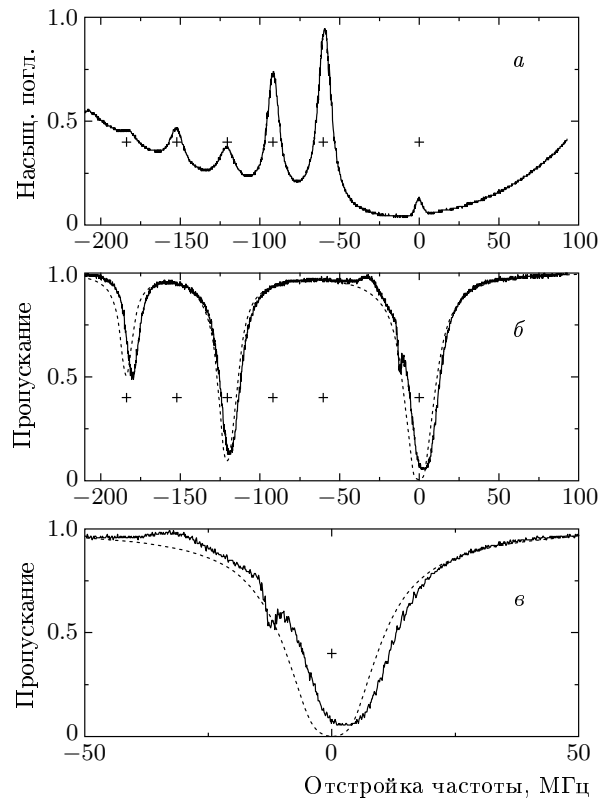


Рис. 3. Спектр поглощения пробного луча на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ в DMOT: *a* — спектр насыщенного поглощения; *б, в* — поглощение пробного луча холодными атомами. Знаки (+) указывают частоты резонансов насыщенного поглощения [22]. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Отстройка частоты излучения охлаждающего лазера составляет примерно -15 МГц

ре. Частоты соответствующих резонансов насыщенного поглощения приведены в табл. 1.

На рис. 3б,в приведены спектры поглощения пробного луча в ловушке. Этот спектр (как и другие спектры в этой работе) регистрировался цифровым осциллографом TDS2014 в режиме усреднения (обычно четырех) трекков. Спектр состоит из трех основных компонент, соответствующих сверхтонким переходам $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$. Пунктиром на рисунке показан расчетный спектр линейного поглощения на этих переходах. Расчет выполнен для плотности атомов $n_3 = 7.7 \cdot 10^{10}$ ат./см³ в ярком состоянии $F_g = 3$ и лоренцевых контуров поглощения с ширинами 4.1 МГц (HWHM). Данные, представленные на рис. 3б, позволяют оценить собственную ширину линии излучения пробного лазера, которая

Таблица 1. Частоты резонансов насыщенного поглощения в ^{85}Rb для переходов из сверхтонкого состояния $F_g = 3$ [22]. Двойные переходы указывают перекрестные резонансы. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$

Частота, МГц	-183.91	-152.21	-120.51	-91.95	-60.25	0
Переход	$3 \rightarrow 2$	$3 \rightarrow 2$ $3 \rightarrow 3$	$3 \rightarrow 3$	$3 \rightarrow 2$ $3 \rightarrow 4$	$3 \rightarrow 3$ $3 \rightarrow 4$	$3 \rightarrow 4$

составила менее 1 МГц (HWHM). С учетом измеренного выше диаметра облака полное количество атомов в состоянии $F_g = 3$ составляет $N_3 = 1.7 \cdot 10^7$. Отметим, что прекрасно разрешенные линии поглощения $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ на рис. 3б в газе теплых атомов полностью перекрыты из-за доплеровского уширения, составляющего $kv_0 = 308$ МГц при комнатной температуре.

Переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ испытывают возмущение сильным охлаждающим излучением, которое присутствует в центральной зоне ловушки. На переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ это излучение создаст наибольшее возмущение. Регистрируемый спектр в этой области имеет весьма сложную структуру, обусловленную динамическим эффектом Штарка и комбинационными переходами между расщепленными магнитными подуровнями атома. Дисперсионная структура вблизи частоты охлаждающего лазера имеет характерный размер 2.5 МГц, меньший радиационной ширины перехода 6 МГц (FWHM). Подробное исследование таких структур для атомов рубидия в MOT выполнено в ряде работ, см., например, [18, 19].

3.2. Переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$

Регистрация спектра поглощения пробного поля в DMOT на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ осуществлялась подобно предыдущим измерениям. На рис. 4а представлен спектр резонансов насыщенного поглощения на этих переходах. Частоты этих резонансов приведены в табл. 2. На рис. 4б приведен спектр поглощения пробного луча. Как и следовало ожидать, поглощение на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ не испытывает возмущающего действия охлаждающего поля. Отметим также, что эти сверхтонкие компоненты в спектре теплых атомов не разрешаются из-за доплеровского уширения.

Пунктирной линией на на рис. 4б показан расчетный спектр линейного поглощения на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ для плотности атомов на уровне $F_g = 2$, равной $n_2 = 2 \cdot 10^{11}$ ат./см³. В этих

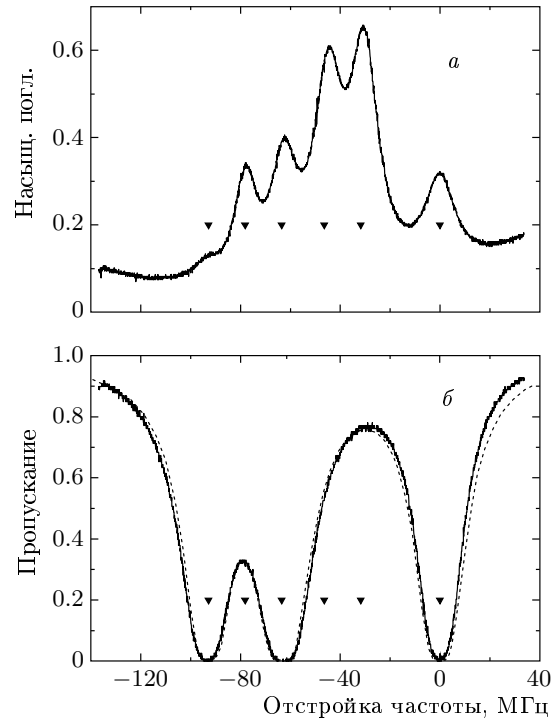


Рис. 4. Поглощение пробного поля на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ в DMOT: а — спектр насыщенного поглощения, знаки (\blacktriangledown) указывают частоты резонансов насыщенного поглощения [22]; б — поглощение пробного луча холодными атомами. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$. Отстройка частоты излучения охлаждающего лазера составляет примерно -15 МГц

расчетах форма линии поглощения предполагалась лоренцевой с результирующей шириной 4.1 МГц (HWHM). С учетом измеренного выше размера облака, полное число атомов в темном состоянии составляет $N_2 = 4.5 \cdot 10^7$.

Таким образом, темная магнитооптическая ловушка даже при использовании лазерных полей относительно малой интенсивности (6 мВт/пучок) способна захватывать большое количество атомов и со-

Таблица 2. Частоты резонансов насыщенного поглощения в ^{85}Rb для переходов из сверхтонкого состояния $F_g = 2$ [22]. Двойные переходы указывают перекрестные резонансы. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$

Частота, МГц	-92.82	-78.11	-63.4	-46.41	-31.7	0
Переход	$2 \rightarrow 1$	$2 \rightarrow 1$ $2 \rightarrow 2$	$2 \rightarrow 2$	$2 \rightarrow 1$ $2 \rightarrow 3$	$2 \rightarrow 2$ $2 \rightarrow 3$	$2 \rightarrow 3$

здавать сгустки холодных атомов с оптической плотностью, достигающей 9. Еще большее количество атомов (более $2.5 \cdot 10^8$) захватывается в нашей ловушке при импульсном добавлении теплых атомов рубидия в систему с помощью фотодесорбции рубидия с внутренних стенок вакуумной камеры (более подробно см. в [14]). Это свидетельствует о том, что потери захваченных атомов в ловушке обусловлены столкновениями с остаточным газом, а не с теплыми атомами рубидия. В противном случае импульсное добавление теплых атомов рубидия не увеличивало бы количества захваченных атомов [12].

4. ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЛОВУШКИ ОТ ЧАСТОТЫ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ЛАЗЕРА

Зависимости интенсивности флуоресценции и плотности атомов в темном состоянии $F_g = 2$ от частоты охлаждающего лазера представлены на рис. 5. Частота излучения охлаждающего лазера контролировалась в этих измерениях по спектрам насыщенного поглощения, подобным представленным на рис. 3а. Определенные таким образом положения шести резонансов спектров насыщенного поглощения для переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ отмечены на рис. 5, а их частоты приведены в табл. 1.

При этих измерениях, положение частоты перекачивающего лазера выбиралось по середине между центрами сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$, поскольку в этой области работа перекачивающего излучения близка к оптимальной, а точное значение частоты излучения оказывается не критичным (см. ниже). Контроль плотности атомов в состоянии $F_g = 2$ осуществлялся с помощью пробного лазера, настроенного на частоту минимума поглощения между центрами сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$ (-79 МГц, рис. 4б).

Представленные на рис. 5 спектральные зависимости имеют вид, обычно наблюдаемый в экспериментах с магнитооптическими ловушками. Опти-

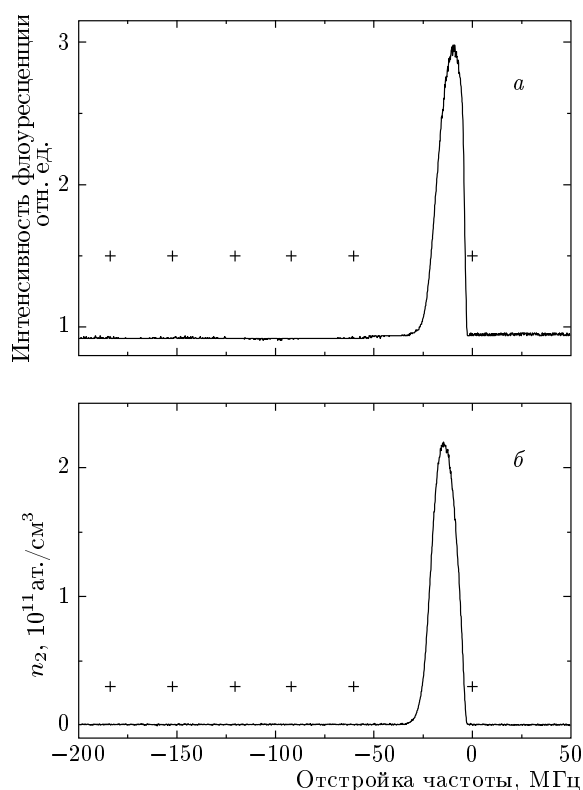


Рис. 5. Зависимости от частоты охлаждающего лазера: *a* — интенсивности флуоресценции холодных атомов (отн. ед.) и *б* — концентрации захваченных атомов в состоянии $F_g = 2$. Знаки (+) указывают частоты резонансов насыщенного поглощения на переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$

мальное положение частоты излучения охлаждающего лазера достигается при «красной» отстройке от центра перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, равной примерно -15 МГц. Спектры на рис. 5 вполне соответствуют простой модели работы МОТ [12]. Нам не удалось зарегистрировать в спектрах охлаждающего лазера свидетельств смешивания сверхтонких состояний рубидия магнитным полем ловушки, подобным обнаруженным при лазерном охлаждении

атомов Na в работе [20]. По-видимому, это является следствием большего сверхтонкого расщепления уровней атомов Rb по сравнению с атомами Na.

5. ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЛОВУШКИ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕКАЧИВАЮЩЕГО ЛАЗЕРА

5.1. Плотность атомов в ярком состоянии, $F_g = 3$

Зависимости интенсивности флуоресценции и плотностей захваченных атомов, n_2 и n_3 , от частоты перекачивающего лазера оказываются достаточно сложными. Результаты измерений представлены на рис. 6. Аналогично предыдущему, значение частоты излучения перекачивающего лазера определялось по спектрам насыщенного поглощения. Положения этих резонансов отмечены на рис. 6 знаком (\blacktriangledown) (их частоты приведены в табл. 2). Зависимость интенсивности флуоресценции захваченных атомов от частоты перекачивающего лазера представлена на рис. 6а. Она содержит два главных пика на частотах переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ и провал на частоте $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$, который обсуждается ниже.

Спектральная зависимость плотности атомов в ярком состоянии, n_3 , представлена на рис. 6б. Измерение плотности атомов в ярком состоянии, n_3 , осуществлялось по поглощению пробного луча на частоте центра линии поглощения $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ (-184 МГц, рис. 3б), поскольку этот переход наименее возмущен охлаждающим полем. Эта зависимость в основном повторяет спектр флуоресценции, поскольку интенсивность флуоресценции определяется полным количеством захваченных атомов в состоянии $F_g = 3$. Пики на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ следует связать с максимумами эффективности работы перекачивающего лазера.

5.2. Плотность атомов в темном состоянии, $F_g = 2$

Результаты измерения зависимости плотности атомов в темном состоянии, n_2 , от частоты излучения перекачивающего лазера представлены рис. 6в. Контроль плотности атомов в состоянии $F_g = 2$ осуществлялся с помощью пробного лазера, настроенного на частоту минимума поглощения между центрами сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_g = 1, 2$ (-79 МГц, рис. 4б). Этот спектр оказывается существенно сложнее спектра яркого состояния. Спектр

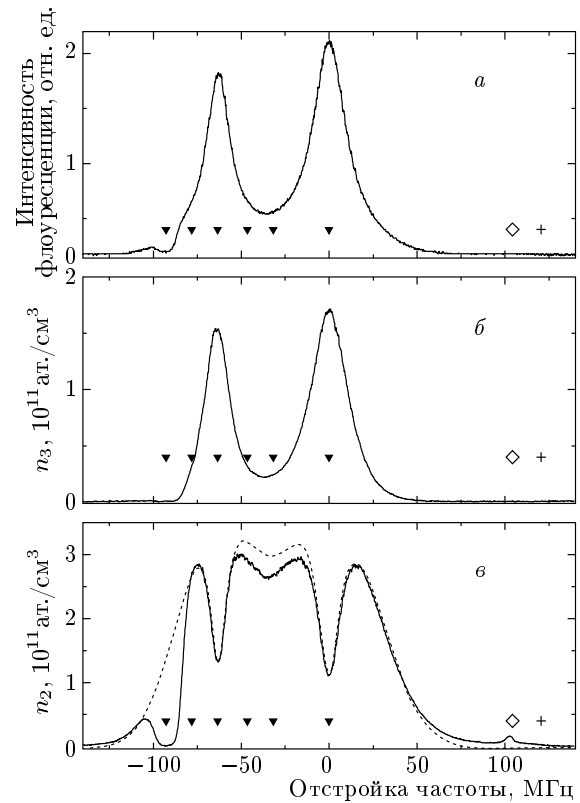


Рис. 6. Зависимости от частоты перекачивающего лазера: а — интенсивности флуоресценции (отн. ед.), б — концентрации захваченных атомов в состоянии $F_g = 3$ и в — концентрации захваченных атомов в состоянии $F_g = 2$. Знаки (\blacktriangledown) — положения резонансов насыщенного поглощения на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$; (+) — центр запрещенного перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$; (\diamond) — положение резонанса комбинационного рассеяния излучений охлаждающего и перекачивающего лазеров. Нулевая отстройка соответствует центру перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$

на рис. 6в образован несколькими структурами. Два широких положительных контура центрированы на переходах $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$. На этих же переходах центрированы два относительно узких провала. Кроме того, имеется положительный пик малой амплитуды на частоте примерно 103 МГц и глубокий провал на частоте перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ (-93 МГц).

Пунктирной кривой показана аппроксимация центральных структур спектра, представленного на рис. 6в, совокупностью четырех контуров. Широкие положительные контуры имеют гауссову форму с полуширинами на уровне $1/e$, равными 36 МГц ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$) и 30 МГц ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$).

Узкие отрицательные контуры имеют лоренцеву форму и ширины 9 МГц и 6 МГц (HWHM) для переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3, 2$, соответственно.

Приведенные результаты показывают, что концентрации атомов в ярком, $F_g = 3$, и темном, $F_g = 2$, состояниях в DMOT могут варьироваться в широких пределах в зависимости от частоты перекачивающего лазера. При настройке частоты перекачивающего лазера на центры переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ эти концентрации примерно равны, $n_2 \approx n_3$. При настройке же частоты перекачивающего лазера по середине между этими линиями значение n_2 превышает n_3 примерно на порядок.

6. МОДЕЛЬ РАБОТЫ DMOT

Обсудим теперь модель работы темной ловушки, следующую из полученных выше экспериментальных данных. Широкие положительные пики в зависимости плотности атомов в темном состоянии $F_g = 2$ от частоты перекачивающего излучения обусловлены частотной зависимостью скорости захвата атомов во внешней зоне DMOT. В этой зоне перекачивающее излучение имеет большую мощность, которая создает большое полевое уширение спектра сверхтонкой накачки рубидия.

Сверхтонкая накачка во внешней зоне DMOT определяется двумя конкурирующими процессами: сверхтонкой накачкой под действием охлаждающего и перекачивающего излучений. Обычно считается, что сверхтонкая накачка рубидия охлаждающим излучением в ловушках происходит из-за возбуждения в крыльях линий поглощения $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$. Следует отметить, что в наших экспериментальных условиях вероятность таких возбуждений подавлена примерно в 10^2 раз по сравнению с возбуждением замкнутого перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$.

В DMOT существует еще один, близкий по эффективности, канал сверхтонкой накачки охлаждающим излучением. Он возникает из-за смешивания состояний $F_e = 4$ и $F_e = 3$ магнитным полем ловушки. Оценки, подобные выполненным в следующем разделе, показывают, что во внешней зоне DMOT при характерных полях 10 Гс амплитуда примеси состояния $F_e = 3$ в состоянии $F_e = 4$ составляет примерно 10^{-1} . Это дает вероятность спонтанного распада по каналу $F_e = 4 \rightarrow F_g = 2$ на уровне порядка 10^{-2} от вероятности возбуждения уровня $F_e = 4$. Поскольку и этот канал оказывается относительно слабым, эффективность перекачивающего излучения высока даже в крыльях линий

$F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$. Это объясняет происхождение широких спектральных структур, представленных на рис. 6в.

Узкие отрицательные контуры в спектре на рис. 6в обусловлены, по-видимому, поглощением рассеянного излучения перекачивающего лазера захваченными атомами. Это излучение появляется из-за рассеяния на оптических элементах ловушки и теплых атомах рубидия. Поскольку интенсивность рассеянного излучения весьма мала, его поглощение проявляется в виде относительно узких контуров опустошения уровня $F_g = 2$. В темных ловушках не удается полностью устранить излучение перекачивающего лазера в центре ловушки. Однако негативная роль этого рассеянного излучения может быть значительно уменьшена надлежащим выбором положения частоты перекачивающего лазера, как это видно из экспериментальных данных, представленных на рис. 6в.

Данные на рис. 6в показывают, что ловушка захватывает атомы (хотя и с низкой эффективностью) при настройке перекачивающего излучения на частоту 103 МГц. Эта частота не совпадает ни с одним из сверхтонких переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3, 4$. Однако она оказывается практически совпадающей с расчетной частотой (104 МГц) комбинационного рассеяния по каналу $F_g = 2 \rightarrow F_e \rightarrow F_g = 3$ под действием перекачивающего и охлаждающего излучений. Таким образом, пик на частоте 103 МГц на рис. 6в можно связать с работой ловушки в режиме комбинационной перекачки атомов из $F_g = 2$ в $F_g = 3$.

Ловушка перестает работать при настройке перекачивающего излучения на переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ (-93 МГц), а захваченные атомы не обнаруживаются ни в состоянии $F_g = 2$, ни в состоянии $F_g = 3$. Обсудим возможные причины возникновения этого эффекта. Количество атомов, захваченных в DMOT, может уменьшиться по двум причинам: либо из-за падения эффективности захвата атомов во внешней зоне, либо из-за уменьшения времени жизни захваченных атомов в центральной зоне. Мы обсудим сейчас только первую причину. Уменьшение количества захваченных атомов могло бы быть вызвано низкой эффективностью перекачивающего излучения при настройке его частоты на центр перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. На первый взгляд, может показаться, что это действительно так, поскольку этот переход замкнутый и атом из состояния $F_e = 1$ не может спонтанно распасться в состояние $F_g = 3$. Однако в этой области частот присутствует достаточно сильное крыло линии поглощения $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$,

см. рис. 6в, которое простирается даже в область частот, меньших -93 МГц.

Оценим, насколько снижается эффективность перекачивающего излучения на частоте -93 МГц из-за присутствия здесь поглощения на замкнутом переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. Основной эффект этого перехода связан с тем, что атом часть времени проводит на уровне $F_e = 1$ и не может быть возбужден в состояние $F_e = 2$. Поскольку доля этого времени не может превышать 50 %, снижение эффективности перекачивающего излучения также не превосходит 50 %.

6.1. Смешивание сверхтонких состояний рубидия магнитным полем

Эффективность излучения перекачки на частоте перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ дополнительно усиливается в силу еще одного эффекта. Постоянное магнитное поле ловушки смешивает сверхтонкие состояния в возбужденном электронном состоянии, и переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ перестает быть замкнутым, обуславливая дополнительную перекачку атомов в состояние $F_g = 3$. Оценим величину этого эффекта.

Состояние атома рубидия с одним электроном в незаполненной оболочке зависит от орбитального момента электрона L , его спина S , спина ядра I , полного момента электрона J и полного момента атома F . Проекции этих моментов на ось квантования будем обозначать соответствующими строчными буквами: l, s, i, j, f .

Оператор магнитного момента атома имеет следующий вид [21]:

$$\hat{\mu} = -\mu_B(\hat{\mathbf{L}} + 2\hat{\mathbf{S}}) = -\mu_B(\hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{S}}). \quad (1)$$

Здесь μ_B — магнетон Бора и использовано соотношение $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$. В выражении (1) не учтена малая добавка к магнитному моменту атома из-за магнитного момента ядра. Гамильтониан взаимодействия атома с магнитным полем имеет вид

$$\hat{V} = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{H} = \mu_B H(\hat{j} + \hat{s}) \quad (2)$$

для оси квантования, направленной вдоль магнитного поля.

Энергии сверхтонких состояний атома и их смешивание определяются собственными числами и собственными векторами матрицы, имеющей элементы

$$\langle F', f' | \hat{H}_0 + \hat{V} | F, f \rangle = E_F \delta_{F'F} \delta_{f'f} + \mu_B H \langle F', f' | \hat{j} + \hat{s} | F, f \rangle. \quad (3)$$

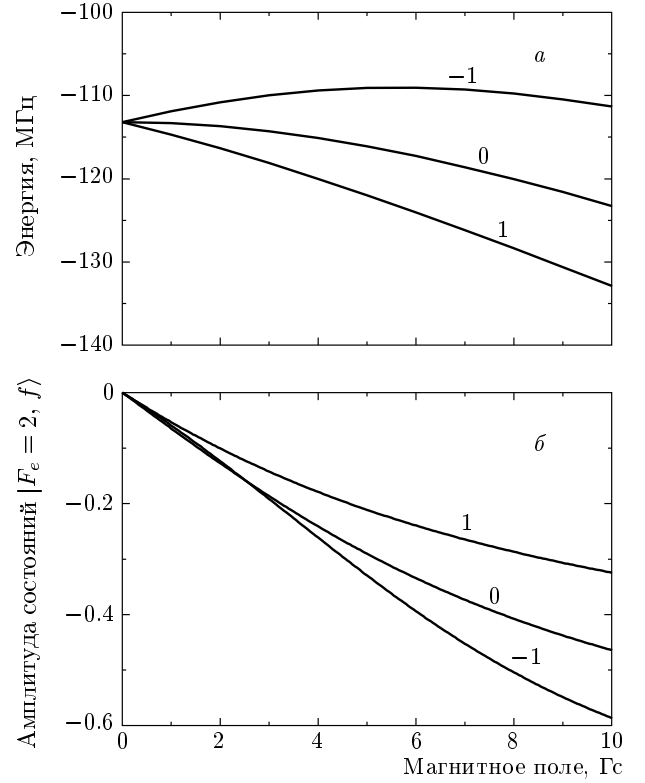


Рис. 7. Смешивание состояний рубидия магнитным полем: *a* — энергии состояний $|F_e = 1, f\rangle$ атома ^{85}Rb в магнитном поле; *b* — амплитуды примеси состояний $|F_e = 2, f\rangle$ в состояниях $|F_e = 1, f\rangle$. Цифры на графиках указывают величины f

Здесь \hat{H}_0 и E_F — гамильтониан и энергии сверхтонких состояний свободного атома (без внешнего магнитного поля). Энергии E_F приведены в работе [22]. Вычисление матричных элементов $\langle F', f' | \hat{V} | F, f \rangle$ легко осуществить, разложив состояния $|F, f\rangle$ по собственным состояниям операторов \hat{j}, \hat{s} . В итоге получим

$$\begin{aligned} \langle F', f' | \hat{H}_0 + \hat{V} | F, f \rangle = & E_F \delta_{F'F} \delta_{f'f} + \\ & + \mu_B H \delta_{f'f} \sum_j \langle F', f' | j, f - j \rangle \langle j, f - j | F, f \rangle \times \\ & \times \left[j + \sum_s \langle j - s, s | J, j \rangle^2 s \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Правила отбора для смешивания сверхтонких состояний постоянным магнитным полем имеют вид

$$\Delta f = 0, \quad \Delta F = \pm 1, 0. \quad (5)$$

Таким образом, в магнитном поле полный момент F перестает быть хорошим квантовым числом.

Квантовые числа новых состояний мы обозначаем \mathcal{F} . Наибольшее значение имеет смешивание сверхтонких состояний в возбужденном электронном состоянии из-за малого сверхтонкого расщепления. На рис. 7а приведено расщепление уровней $|\mathcal{F}_e = 1, f\rangle$ в магнитном поле. Смешивание состояний проявляется здесь как нелинейная зависимость энергии уровней от H . В частности, состояние с $f = 0$ без учета смешивания сверхтонких состояний вообще бы не зависело от величины магнитного поля.

Степень незамкнутости уровня $\mathcal{F}_e = 1$ определяется примесью в нем наиболее близких по энергии состояний с $\mathcal{F}_e = 2$. Амплитуды примеси этих состояний представлены на рис. 7б. Во внешней зоне DMOT магнитное поле составляет примерно 10 Гс. Такое магнитное поле приводит к смешиванию состояний с амплитудами 0.6–0.3. Следовательно, во внешней зоне DMOT распад состояния $\mathcal{F}_e = 1$ на уровень $F_g = 3$ происходит с более чем 10% вероятностью. Отметим еще, что влияние смешивания состояний рубидия магнитным полем на спектры поглощения в области линии D_2 исследовались в ряде работ (см., например, [23]).

7. ВЫВОДЫ

В работе выполнено измерение спектральных характеристик атомов рубидия в темной магнитооптической ловушке. Измерены спектры поглощения пробного поля на сверхтонких переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ линии D_2 атомов Rb. Из этих данных получено, что облако холодных атомов в DMOT обладает оптической плотностью, достигающей 9 на сильных линиях поглощения, а число захваченных атомов превышает $6 \cdot 10^7$ в стационарном режиме работы ловушки. Еще большее количество атомов, более $2.5 \cdot 10^8$, ловушка захватывает в режиме ее импульсного заполнения с использованием фотодесорбции атомов рубидия с внутренней поверхности вакуумной камеры.

Измерены зависимости числа захваченных атомов в ярком и темном сверхтонких состояниях основного электронного уровня Rb от частоты излучения охлаждающего лазера. Эти зависимости имеют один пик на частоте охлаждающего излучения, смещенной примерно на 15 МГц в «красную» область от центра замкнутого перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Нам не удалось обнаружить в такого рода спектрах дополнительных пиков, которые можно было бы интерпретировать как проявления смешивания состояний рубидия магнитным полем.

Такие дополнительные структуры зарегистрированы в работе [20], посвященной охлаждению атомов натрия в MOT.

Измеренные зависимости числа захваченных атомов рубидия в DMOT от частоты перекачивающего излучения оказывались достаточно сложными, состоящими из трех положительных и трех отрицательных контуров. Все эти структуры (за исключением одной) допускают простую качественную интерпретацию. Пока еще непонятной особенностью спектров перекачивающего лазера остается глубокий провал на частоте перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. Этот провал может быть обусловлен либо уменьшением эффективности захвата атомов во внешней зоне ловушки, либо уменьшением времени жизни захваченных атомов. Анализ, выполненный в работе, показывает, что наиболее вероятной причиной существования провала является уменьшение времени жизни захваченных атомов в ловушке. Эта проблема требует более детального рассмотрения.

Полученные в работе экспериментальные данные показывают, что в DMOT возможно варьирование в широких пределах соотношения населенностей яркого и темного состояний рубидия при изменении частоты перекачивающего излучения. Это может быть использовано, например, для изучения сверхупругих столкновений с возбужденными атомами рубидия. Такие столкновения уже идентифицированы как канал потери атомов в MOT [2].

Описанная в работе темная магнитооптическая ловушка позволяет создавать стационарные, оптически плотные сгустки холодных атомов рубидия, находящиеся в сверхтонком состоянии, слабо возмущенном полями лазеров, формирующими ловушку. Такие объекты представляют несомненный интерес для спектроскопии высокого разрешения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16415), Президиума СО РАН и программы Отделения физических наук РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты».

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).
2. J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
3. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).

4. H. J. Metcalf and P. Straten, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 887 (2003).
5. K. B. Davis, M. O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
6. G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, and M. Weitz, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240408(1-4) (2003).
7. M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. A* **50**, R3597 (1994).
8. C. G. Townsend, N. H. Edwards, K. P. Zetie, C. J. Cooper, J. Rink, and C. J. Foot, *Phys. Rev. A* **53**, 1702 (1996).
9. S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).
10. C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
11. W. D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
12. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
13. П. Л. Чаповский, *ЖЭТФ* **127**, 1035 (2005).
14. П. Л. Чаповский, *КЭ* **36**, 257 (2006).
15. K. L. Corwin, Z. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, *Appl. Opt.* **37**, 3295 (1998).
16. V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 341 (2000).
17. О. И. Пермякова, А. В. Яковлев, П. Л. Чаповский, *КЭ* **35**, 449 (2005).
18. J. Zachorowski, T. Brzozowski, T. Palasz, M. Zawada, and W. Gawlik, *Acta Physica Polonica A* **101**, 61 (2002).
19. S. Zhou, Z. Xu, S. Zhou, and Y. Wang, *Chin. Phys. Lett.* **22**, 1672 (2005).
20. K. Nasyrov, V. Biancalana, A. Burchianti, R. Calabrese, C. Marinelli, E. Mariotti, and L. Moi, *Phys. Rev. A* **64**, 023412(1-9) (2001).
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
22. G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, *Appl. Phys. B* **53**, 142 (1991).
23. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).