

# Наблюдение нелинейно-оптических резонансов, индуцированных эффектом отдачи, в темной магнитооптической ловушке

П. Л. Чаповский<sup>1)</sup>

Институт автоматики и электрометрии, Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 2 мая 2007 г.

После переработки 28 мая 2007 г.

Зарегистрированы нелинейно-оптические резонансы, индуцированные эффектом отдачи, в газе холодных атомов рубидия, захваченных в темной магнитооптической ловушке. С помощью этих резонансов измерены распределения по скоростям и температура холодных атомов. Распределение атомов по скоростям в темной магнитооптической ловушке имеет избыточное количество быстрых атомов по сравнению с максвелловским распределением и с распределением в обычной магнитооптической ловушке.

PACS: 32.80.Pj

Лазерное охлаждение нейтральных атомов в магнитооптических ловушках (magneto-optical trap, MOT) стало важной областью исследований в современной атомной физике (см., например, обзоры [1, 2]). Разработаны методы получения оптически плотных сгустков атомов с практически полностью устраненным доплеровским уширением переходов и большим временем жизни атомов в ловушке. Ключевым для многочисленных применений MOT является возможность получения достоверной информации о захваченных атомах. Наиболее просто измерить форму облака (по его флуоресценции) и количество атомов в нем (например, по поглощению пробного излучения). Измерение температуры атомов оказывается, однако, значительно более сложным.

В настоящее время температура атомов измеряется, как правило, по динамике разлета облака после выключения лазерных полей, формирующих ловушку. Такой метод, наряду с очевидными достоинствами, обладает и рядом недостатков, главным из которых является разрушение облака в процессе измерения температуры атомов. Альтернативным могло бы стать спектроскопическое измерение температуры атомов непосредственно в работающей MOT. Отметим в этой связи, что измерение температуры атомов по доплеровскому уширению оптических переходов атомов в MOT методами линейной спектроскопии в большинстве случаев невозможно из-за большой радиационной ширины переходов по сравнению с доплеровским уширением.

Измерение температуры холодных атомов можно осуществить методами нелинейной спектроско-

пии, нечувствительными к радиационному уширению оптических резонансов и поэтому позволяющими зарегистрировать их доплеровское уширение. Известным процессом такого типа являются нелинейно-оптические резонансы, индуцированные эффектом отдачи (recoil-induced resonances, RIR). По своей сути, это резонансы вынужденного комбинационного рассеяния на состояниях поступательного движения свободных атомов.

Предсказание резонансов RIR было сделано в работе [3], а их первое наблюдение выполнено с помощью атомов, захваченных в одномерной оптической решетке [4]. Потенциальные достоинства RIR для диагностики холодных атомов (неразрушающий метод, высокое временное и пространственное разрешение) стимулировали выполнение многих теоретических и экспериментальных исследований. Среди последних достижений в этой области отметим работы по RIR диагностике атомов в MOT, позволившие зарегистрировать свободные атомы в MOT и одновременно атомы, захваченные оптической решеткой [5].

Прецизионные спектроскопические исследования холодных атомов являются одним из наиболее важных применений MOT. Однако непосредственное использование MOT для этих целей существенно осложняется тем, что в MOT атомы подвержены действию сильных оптических и магнитных полей. Нам представляется перспективным использование для спектроскопических целей ловушек особого типа – темных магнитооптических ловушек (dark magneto-optical trap, DMOT), в которых большая часть захваченных атомов сосредоточена на сверхтонком уровне основного состояния, не взаимодействующем с оптическими полями [6]. Проблема измерения температуры атомов в DMOT стоит, конечно, так же остро,

<sup>1)</sup>e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

как и для обычных ловушек. Целью работы является наблюдение резонансов, RIR, и измерение с их помощью распределения атомов по скоростям в DMOT.

В этой работе эксперименты выполнены с атомами рубидия  $^{85}\text{Rb}$ . Схема уровней  $^{85}\text{Rb}$  приведена на рис.1а. Основные принципы нашей ловушки совпа-

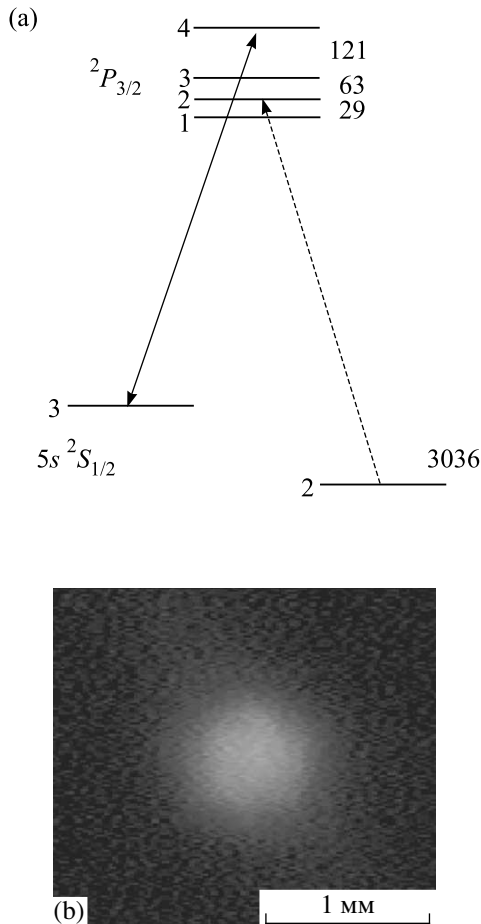


Рис.1. (а) – Схема энергетических уровней атома  $^{85}\text{Rb}$ . Цифры слева указывают полный угловой момент сверхтонкого состояния; цифры справа указывают величину сверхтонкого расщепления в МГц [9]. (б) – Флуоресценция атомов Rb в темной магнитооптической ловушке (DMOT)

дают с представленными в работах [7, 8]. Для охлаждения используется замкнутый переход  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  линии D<sub>2</sub> рубидия. Излучение перекачки резонансно переходу  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ . Источниками излучений служили в эксперименте полупроводниковые лазеры DL100. Ловушка использует 6 охлаждающих лучей (диаметр 1.5 см, мощность каждого луча 6 мВт). Захват атомов в ловушку происходит непосредственно из газа теплых атомов Rb, находящихся в вакуумной камере при давлении  $\sim 10^{-8}$  Торр.

Квадрупольное магнитное поле имеет в центре ловушки градиент 15 Гс/см по оси симметрии системы.

Темная магнитооптическая ловушка использует специальную конфигурацию лучей перекачки с темным полем в центре [6]. В нашей ловушке используется два луча перекачки (диаметры лучей 1.5 см, диаметр темного поля 0.5 см), направленные в центр ловушки под углом  $90^\circ$  друг к другу. Отсутствие (или точнее, очень низкая интенсивность) излучения перекачки в центре ловушки приводит к тому, что большая часть захваченных атомов (но, конечно, не все захваченные атомы) концентрируется в сверхтонком состоянии  $F_g = 2$  (рис.1а). Оптическая система нашей ловушки позволяет быстро переключать ловушку из режима DMOT в режим обычной MOT, заменяя полые лучи перекачки на обычные лучи.

Вид облака атомов Rb, захваченных в DMOT, представлен на рис.1б. Ловушка захватывает до  $5 \cdot 10^8$  атомов при концентрации захваченных атомов до  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Оптическая плотность на переходах  $F_g = 2 \rightarrow F_e$  достигает 9. Более детально параметры ловушки и характеристики захваченных атомов Rb приведены в работах [10–12].

Резонансы RIR являются вынужденным комбинационным рассеянием света на состояниях поступательного движения свободных атомов. Ориентация оптических лучей и пример энергетической диаграммы процесса представлены на рис.2. При поглощении

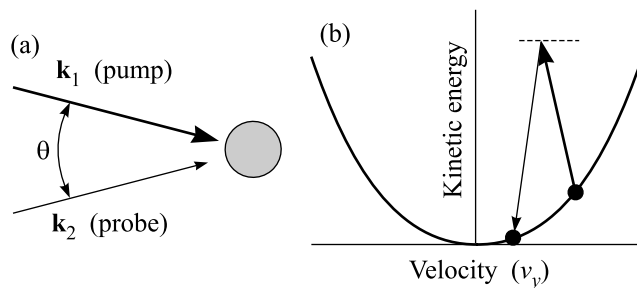


Рис.2. (а) – Схема наблюдения резонансов RIR. (б) – Энергетическая диаграмма комбинационного рассеяния в канале усиления пробного поля

фотона накачки и испускании фотона пробного поля (усиление пробного поля) законы сохранения импульса и энергии для излучения и атома дают

$$\frac{(\mathbf{p} - \hbar \Delta \mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = -\hbar \delta; \tag{1}$$

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1; \quad \delta = \nu_2 - \nu_1.$$

Здесь  $\mathbf{p}$  – импульс атома до рассеяния;  $\mathbf{k}_1, \nu_1$  ( $\mathbf{k}_2, \nu_2$ ) – волновой вектор и частота волны накачки

(пробной волны), соответственно;  $m$  – масса атома. Уравнение (1) определяет  $y$ -проекцию скорости атомов, участвующих в усилении пробного поля (ось  $y$  выбираем параллельной  $\Delta\mathbf{k}$ ),

$$v_y^{(1)} = \frac{\delta}{\Delta k} + \frac{\hbar\Delta k}{2m}; \quad \Delta k = |\Delta\mathbf{k}|. \quad (2)$$

Наряду с этим каналом, с той же вероятностью осуществляется и процесс, в котором фотон пробного поля поглощается, а фотон поля накачки испускается (поглощение пробного поля). Законы сохранения для этого процесса,

$$\frac{(\mathbf{p} + \hbar\Delta\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \hbar\delta, \quad (3)$$

дают  $y$ -компоненту скорости атомов, участвующих в поглощении пробного поля,

$$v_y^{(2)} = \frac{\delta}{\Delta k} - \frac{\hbar\Delta k}{2m}. \quad (4)$$

Разность скоростей атомов в каналах усиления и поглощения пробного поля (скорость отдачи,  $\Delta v$ )

$$\Delta v = v_y^{(1)} - v_y^{(2)} = \hbar\Delta k/m. \quad (5)$$

В эксперименте, для регистрации резонансов RIR измеряют интенсивность пробного луча, прошедшего через облако холодных атомов, как функцию разности частот  $\delta$ . Если интенсивности оптических полей достаточно малы, так что комбинационное рассеяние само не модифицирует распределение атомов по скоростям, пропускание пробного поля пропорционально разности концентраций атомов на скоростях  $v_y^{(1)}$  и  $v_y^{(2)}$ ,

$$\alpha(\delta) \propto f(v_y^{(1)}) - f(v_y^{(2)}) = f'(\delta/\Delta k)\Delta v. \quad (6)$$

Последнее равенство справедливо в пределе малых скоростей отдачи по сравнению со скоростью теплового движения атомов в ловушке,  $\Delta v \ll v_0$ . В наших условиях  $\Delta v/v_0 \lesssim 10^{-2}$ .

Соотношение (6) определяет основные свойства RIR резонансов. Пробный луч поглощается при  $\delta > 0$  и усиливается при  $\delta < 0$ . Дисперсионный контур такого типа будем считать имеющим положительный знак. Знак дисперсионного контура RIR не изменяется при изменении знака отстройки от ближайшего однофотонного резонанса. Соотношение (6) позволяет также сравнивать между собой сигналы RIR, полученные при различных углах между лучом накачки и пробным лучом (масштабирование сигналов RIR).

Особое внимание при регистрации весьма узких RIR резонансов следует уделять достижению высокой взаимной когерентности луча накачки и пробного луча. В нашем эксперименте эти лучи создавались

дополнительным полупроводниковым лазером и двумя акустооптическими модуляторами МЛ-201. Первый модулятор сдвигал частоту излучения на величину  $80 \text{ МГц} + \delta$ . Второй модулятор, установленный последовательно с первым, вычитал частоту  $80 \text{ МГц}$ . Таким образом, луч, прошедший через оба модулятора, приобретал сдвиг частоты  $\delta$  относительно исходного луча.

Управление акустооптическими модуляторами осуществлялось цифровым двухканальным синтезатором радиосигналов, использующим задающую тактовую частоту  $480 \text{ МГц}$ . Синтезатор позволял линейно сканировать частоты радиосигналов в каждом из каналов с минимальным шагом  $0.1 \text{ Гц}$ . Выходные сигналы синтезатора дополнительно усиливались до уровня нескольких Вт, достаточного для питания акустооптических модуляторов. Относительные ширины спектров, полученных описанным способом лучей накачки, и пробного были оценены по их биениям на фотодиоде и составили менее  $1 \text{ Гц}$ .

Контуры резонансов RIR для атомов Rb, захваченных в MOT и DMOT, представлены на рис.3а.

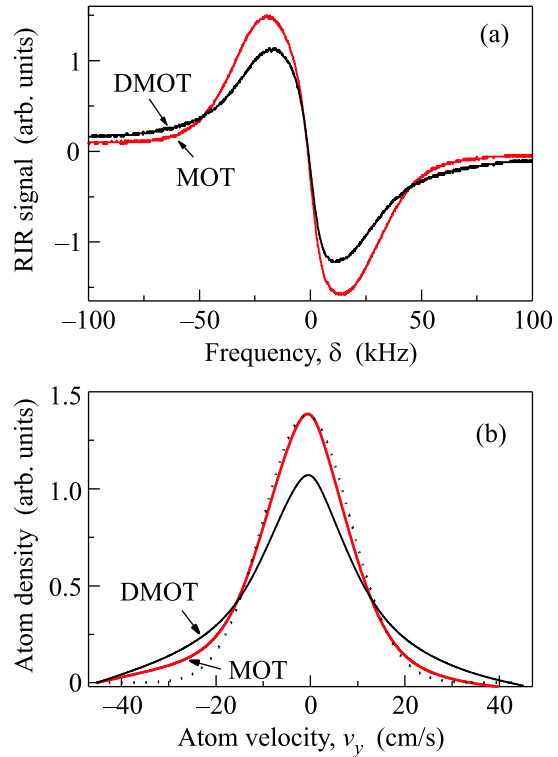


Рис. 3. (а) – Контуры резонансов RIR в темной (DMOT) и обычной (MOT) ловушках. (б) – Распределения атомов по скоростям, пунктиром показано максвелловское распределение

Угол между лучами накачки и пробным был  $\theta = 9.9 \pm 0.1^\circ$ , интенсивность луча накачки составляла

$\simeq 8$  мВт/см<sup>2</sup>, а сдвиг частот этих лучей был 195 МГц в синюю область от центра перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ . Лучи накачки и пробный имели совпадающие линейные поляризации. Сдвиг частоты охлаждающего лазера составлял в этом эксперименте 26 МГц в красную область от центра перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ , а частота излучения перекачки совпадала с центром перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ . Отметим еще раз, что в этом эксперименте регистрировалось комбинационное рассеяние на атомах, находящихся в сверхтонком состоянии  $F_g = 3$ .

Зарегистрированные резонансы являются очень узкими спектральными структурами. Расстояние между экстремумами дисперсионных контуров составляет 34 кГц для MOT и 28 кГц для DMOT. Получено несколько доказательств того, что наблюдаемые сигналы действительно являются резонансами RIR. Центр зарегистрированных контуров с точностью 1 кГц находится при  $\delta = 0$ . Это исключает вклад в наблюдаемый сигнал комбинационного рассеяния на магнитных подуровнях атомов рубидия, находящихся в неоднородном магнитном поле ловушки. Дисперсионный контур имеет положительный знак, как и должно быть для RIR. Мы проверили также, что знак сигнала сохраняется при смене знака отстройки от частоты разрешенного однофотонного перехода. Наиболее убедительное доказательство мы получили, сравнив два сигнала, измеренных при двух различных углах между лучами накачки и пробным:  $\theta = 9.9^\circ$  и  $\theta = 17^\circ$ . Масштабирование этих двух RIR резонансов с помощью уравнения (6) показало их очень хорошее совпадение друг с другом.

Численное интегрирование сигналов рис.3а позволяет получить распределение атомов по проекции скорости  $v_y$  (см. уравнение (6)). Эти распределения для атомов рубидия в MOT и DMOT представлены на рис.3б. Там же, для сравнения, приведено равновесное максвелловское распределение такой же амплитуда и ширины по уровню  $1/e$ , как и распределение, зарегистрированное в MOT. Максвелловское распределение имеет наиболее вероятную скорость атомов  $v_0 = 13$  см/с, что соответствует температуре атомов  $T = 88$  мкК.

Наиболее интересный результат этих измерений заключается в наблюдении избыточного количества быстрых атомов в ловушках по сравнению с максвелловским. О такой аномалии для атомов в MOT ранее сообщалось в работе [13]. Еще больший избыток быстрых атомов обнаружен нами в темной ловушке (DMOT). На скоростях  $|v_y| = 30$  см/с количество атомов в DMOT в 2–3 раза больше, чем в MOT (рис.3б). Простая модель кинетики атомов

в магнитооптической ловушке дает максвелловское распределение атомов по скоростям [1]. В этой модели стационарное распределение достигается при балансе скорости охлаждения атомов лазерными полями и скорости нагрева атомов в результате эффекта отдачи при спонтанном испускании фотонов. Модель не учитывает дополнительного нагрева атомов, возникающего из-за обмена фотонами между атомами в оптически плотном облаке. По-видимому, такой обмен и создает наблюдаемое нами отклонение распределения атомов по скоростям от максвелловского.

Поскольку распределения атомов по скоростям в наших ловушках оказываются неравновесными, следует говорить о средней энергии атомов, а не о их температуре. Если предположить, что распределения атомов по скоростям в ловушках изотропны, средние энергии могут быть рассчитаны на основе данных рис.3а. Для MOT средняя кинетическая энергия атомов составляет  $\bar{\epsilon}_{MOT} \simeq 140$  мкК, а для DMOT  $\bar{\epsilon}_{DMOT} \simeq 220$  мкК. Средняя энергия атомов в DMOT оказывается больше величины так называемого доплеровского предела для атомов рубидия,  $\bar{\epsilon}_{Dopp} = 146$  мкК [1].

**Заключение.** В работе осуществлено первое наблюдение резонансов RIR в темной магнитооптической ловушке. Выполнено сравнение сигналов RIR для атомов рубидия, захваченных в темной (DMOT) и обычной (MOT) ловушках. На основе этих резонансов получены распределения холодных атомов по скоростям в ловушках. Одним из основных результатов этих измерений является обнаружение избытка быстрых атомов в темной ловушке по сравнению с равновесным максвелловским распределением и с распределением атомов рубидия в обычной ловушке.

Причина появления избытка быстрых атомов в MOT и DMOT остается пока неясной. Будущие исследования этого эффекта планируются выполнить с помощью темной ловушки, поскольку в такой ловушке можно контролировать и изменять в широких пределах многие параметры системы, например оптическую плотность облака.

Использование резонансов RIR для “термометрии” холодных атомов представляется, в целом, весьма перспективным. Этот метод является неразрушающим и позволяет измерять распределения холодных атомов по скоростям с высоким временным и пространственным разрешением.

Я благодарен W. Gawlik, обратившему мое внимание на перспективность резонансов RIR для диагностики холодных атомов, Л.В.Ильичеву за полезные обсуждения теории RIR и В.Н.Затолокину за помощь в осуществлении цифрового синтезирова-

ния радиосигналов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16415; # 06-02-08134), Президиума СО РАН и программы Отделения физических наук РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты".

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, *Rep. Progr. Phys.* **63**, 1429 (2000).
2. H. J. Metcalf and P. Straten, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 887 (2003).
3. J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetsky, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46**, 1426 (1992).
4. J. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3017 (1994).
5. M. Brzozowska, T. M. Brzozowski, J. Zachorowski, and W. Gawlik, *Phys. Rev. A* **73**, 063414 (2006).
6. W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
8. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
9. G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, *Appl. Phys. B* **53**, 142 (1991).
10. П. Л. Чаповский, *ЖЭТФ* **127**, 1035 (2005).
11. П. Л. Чаповский, *ЖЭТФ* **130**, 820 (2006).
12. П. Л. Чаповский, *Квантовая электроника* **36**, 257 (2006).
13. M. Brzozowska, T. M. Brzozowski, J. Zachorowski, and W. Gawlik, *Phys. Rev. A* **72**, 061401 (2005).