

Исследование расщепления Раби переходов $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2, 3/2}$ атома ^{87}Rb при каскадном возбуждении в магнитооптической ловушке

А.В.Акимов, Е.О.Терещенко, С.А.Снигирев, А.Ю.Самокотин, А.В.Соколов, В.Н.Сорокин

Экспериментально исследовано расщепление, возникающее при каскадном возбуждении уровней $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ атома ^{87}Rb в магнитооптической ловушке. Уровни $5S_{1/2}$ и $5P_{3/2}$ связаны охлаждающим лазерным полем, при этом частота Раби сравнима со скоростью спонтанного распада уровня $5P_{3/2}$. Экспериментальные спектральные контуры сопоставлены с теоретической моделью.

Ключевые слова: лазерное охлаждение атомов, частота Раби, расщепление Раби, магнитооптическая ловушка.

1. Введение

Использование лазерного охлаждения атомов предоставляет возможность для спектроскопических исследований в отсутствие заметного влияния эффекта Доплера и времяпролетного уширения, а также эффектов, связанных со столкновениями атомов. Такие уникальные условия позволяют проводить высокоточные спектроскопические измерения и измерения слабых эффектов [1]. В частности, для ансамбля холодных атомов можно экспериментально измерить штарковский сдвиг уровней $5D_{5/2, 3/2}$ [2, 3]. Заселение этих уровней, однако, требует либо двухфотонного, либо каскадного возбуждения. При использовании каскадного возбуждения необходимо учитывать расщепление линии люминесценции возбужденного атома из-за сильного взаимодействия атомной системы с полем, также называемое расщеплением Раби, которое может исказить измерения сдвигов уровней [4]. Такое расщепление представляет самостоятельный интерес и является объектом исследования в широком классе экспериментальных систем: атомах в резонаторах [5, 6], квантовых точках [7, 8], квантовых ямах, микросферах [9], ансамблях холодных атомов [10, 11].

В магнитооптических ловушках (МОЛ) наиболее часто расщепление Раби исследуется при возбуждении ридберговских уровней [11–14]. В этом случае обычно используется каскадное заселение уровней, и желательной является высокая населенность промежуточного уровня каскада. Использование же большой интенсивности поля на первом переходе каскада приводит к расщеплению верхнего уровня соответствующего перехода. Например, в работе [11] рассматривается возбуждение уровня $44D$ атома ^{87}Rb , а в [12] – уровней с главным квантовым числом $n = 40, 41, \dots$. На практике такое расщепление позволяет

проводить заселение определенных ридберговских состояний с помощью отстроенной от резонанса частоты поля, что оказывается существенным в задачах квантовой информации, поскольку нерезонансное поле не возмущает атомы, уже находящиеся в ридберговском состоянии [14]. Другим важным случаем является расщепление уровней для единичного холодного атома или ансамбля холодных атомов в резонаторе [5, 6, 15, 16]. В этом случае мощное поле отсутствует и расщепление происходит благодаря сильному взаимодействию атома с резонатором. Использование расщепления Раби в таких системах позволяет, например, когерентным образом контролировать пропускание резонансного излучения, возбуждать строго определенные состояния вещества и т. д. [16, 17].

В случае каскадного возбуждения при использовании на первом каскаде излучения мощного лазера расщепление уровней энергии в резонансном приближении двухуровневой системы, взаимодействующей со световым полем, возникает при выполнении условия $\Omega^2 + \delta^2 > (\gamma_e - \gamma_g)^2$ и определяется выражением $\Omega_{\text{tot}} = [\Omega^2 + \delta^2 - (\gamma_e - \gamma_g)^2]^{1/2}$ [18], где Ω – частота Раби; δ – отстройка частоты светового поля от точного резонанса с частотой перехода; γ_e и γ_g – вероятности распада верхнего и нижнего уровней системы соответственно. В широком круге задач вкладом спонтанного распада при изучении расщепления Раби пренебрегают. Так, например, в работах [11, 12] рассматривается расщепление Раби при отношениях $\Omega/\gamma_e \sim 5-10$ и вклад слагаемого $(\gamma_e - \gamma_g)$ не учитывается. Этот вклад становится, однако, довольно существенным в работающей МОЛ, где в качестве первого каскада возбуждения используется охлаждающее излучение МОЛ. В этом случае частота Раби для последнего близка к ширине перехода и вклад слагаемого $(\gamma_e - \gamma_g)$ может оказаться значительным.

При взаимодействии сильного монохроматического поля с двухуровневой системой (рис.1,б) расщепление уровней не приводит к расщеплению линий [19], поскольку переходы возникают только между парами уровней с одинаковой разностью энергий. Экспериментальное наблюдение расщепления Раби возможно, тем не менее, в трехуровневой системе, когда расщепление создается излучением мощного лазера на частоте одного перехода (например, $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ на рис.1,б), а излучение пробно-

А.В.Акимов, Е.О.Терещенко, С.А.Снигирев, А.Ю.Самокотин, А.В.Соколов, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: alakimov@lebedev.ru

Поступила в редакцию 9 сентября 2009 г., после доработки – 3 ноября 2009 г.

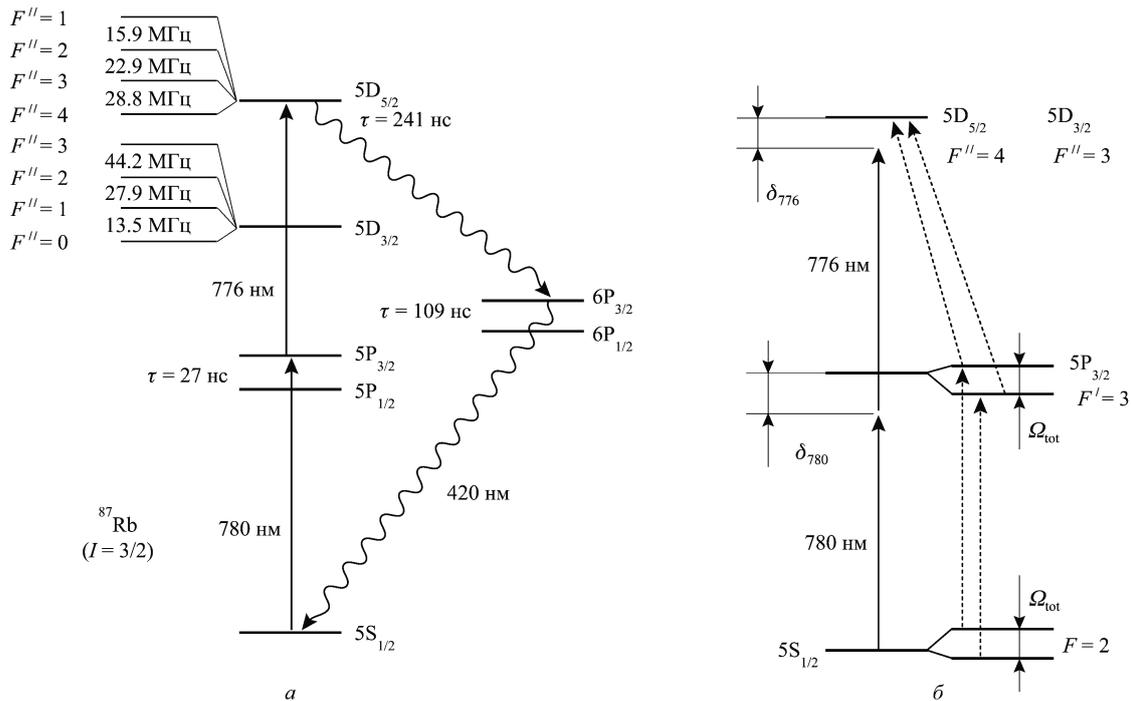


Рис.1. Схема уровней атома ^{87}Rb [26, 27], рассматриваемых в настоящей работе (а), а также схема расщепления уровней за счет взаимодействия с излучением лазера на $\lambda = 780$ нм и обозначения лазерных отстроек, использованных в тексте (б). Штриховыми линиями на рис.1,б показаны разрешенные переходы ($\tau = 1/\gamma$ – время жизни уровня).

го лазера взаимодействует с системой на другом переходе (например, $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ на рис.1,б). Таким образом, хотя величина расщепления может быть получена с использованием двухуровневой модели, расчет контура резонанса требует анализа трехуровневой модели [20, 21]. На практике большинство атомных систем, в которых наблюдаются расщепления Раби, содержат гораздо больше трех уровней. Однако в ряде экспериментальных работ было показано, что описание формы резонанса на основе наиболее простой трехуровневой модели является вполне приемлемым [11, 13]. В то же время некоторые авторы указывают на необходимость более тщательных расчетов, учитывающих детали эксперимента и атомной структуры [4, 22, 23].

В настоящей работе мы экспериментально исследовали расщепление Раби при каскадном возбуждении уровней $5D_{5/2}$ и $5D_{3/2}$ в работающей МОЛ. Контур наблюдаемых линий были сопоставлены с рассчитанными теоретически по трехуровневой модели [21] с целью определения пригодности ее использования при анализе результатов планируемых экспериментов по измерению штарковских сдвигов уровней.

2. Экспериментальная установка

Центральной частью установки (рис.2) является МОЛ, детально описанная в [24]. Лазерная система МОЛ состоит из трех лазеров: задающего, ведомого и перекачивающего. Задающий и перекачивающий лазеры (модель SDL7140-201, Sanyo) снабжены внешними резонаторами, собранными по схеме Литтрова, для настройки на резонансные переходы в атоме ^{87}Rb в области $\lambda = 780$ нм. Настройка длин волн лазеров проводится по сигналам насыщенного поглощения во встречных пучках в кювете с атомными парами, которые регистрируются методом частотно-модуляционной спектроскопии. Частота излу-

чения задающего лазера стабилизируется с помощью петли обратной связи относительно частоты одного из сильных перекрестных резонансов с отстройкой, контролируемой акустооптическим модулятором (АОМ). При этом частота излучения лазера отстроена на 5–20 МГц в длинноволновую сторону от частоты циклического охлаждающего перехода $5S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=3)$. Излучение задающего лазера усиливается ведомым лазером (модель GN0781JA2C, Sharp). Для пространственной фильтрации излучения и его подвода к ловушке используется одномодовое оптоволокно. Измеренное на выходе волокна поперечное распределение интенсивности является гауссовым. Мощность лазерного пучка составляет ~ 12 мВт.

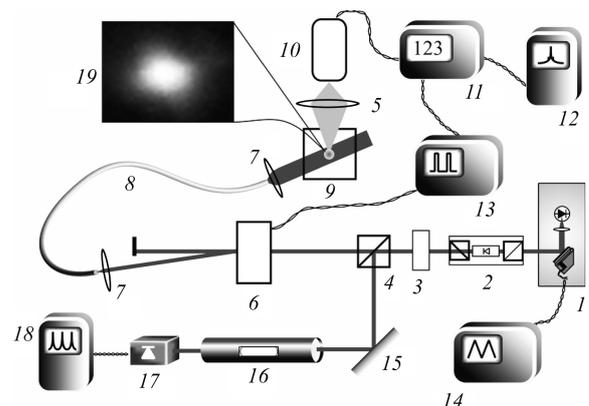


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер с длиной волны излучения 776 нм; 2 – оптический изолятор; 3 – полуволновая фазовая пластинка; 4 – поляризационный делительный кубик; 5 – линза; 6 – АОМ; 7 – асферическая линза; 8 – оптоволокно; 9 – вакуумный объем МОЛ; 10 – ФЭУ; 11 – счетчик фотонов; 12, 18 – цифровые осциллографы; 13 – генератор импульсов; 14 – многофункциональный генератор; 15 – зеркало; 16 – оптический анализатор спектра; 17 – фотодиод; 19 – фотография облака холодных атомов.

Он расширяется (его радиус по уровню интенсивности $1/e$ увеличивается до 2.5 мм) и разделяется на шесть пучков МОЛ. Частота излучения перекачивающего лазера настраивается на частоту перехода $5S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 2)$ аналогичным образом. Пучок перекачивающего лазера совмещается с пучком охлаждающего излучения. В ловушку поступает излучение перекачивающего лазера мощностью ~ 2 мВт.

Уровень $5P_{3/2}$ в работающей ловушке (рис.1,*a*) заселяется охлаждающим излучением, поэтому возбуждение атомов на уровень $5D_{5/2}$ проводилось излучением непрерывного диодного лазера с внешним резонатором (пробного лазера), генерирующего на длине волны $\lambda = 776$ нм, соответствующей переходу $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. Излучение этого лазера с помощью оптоволоконка с коллиматором подводилось к охлажденным атомам так, что направление его распространения составляло отличные от нуля углы со всеми лазерными пучками МОЛ. Измерять населенность уровня $5D_{5/2}$ удобно по интенсивности излучения с уровня $6P_{3/2}$ (его населенность пропорциональна населенности уровня $6D_{5/2}$) на $\lambda = 420$ нм (рис.1,*a*). Детектирование этого излучения проводилось с помощью ФЭУ (модель R1925, Hamamatsu), работающего в режиме счета фотонов. Перед ФЭУ был установлен синий светофильтр, ослабляющий излучение в области $\lambda = 750 - 800$ нм более чем в 10^5 раз. При этом резонансная флуоресценция и рассеянное излучение лазеров МОЛ не давали вклада в счет фотонов.

Одной из особенностей спектроскопических исследований в работающей ловушке является сильное влияние излучения пробных лазеров на число атомов в ловушке, что затрудняет измерения населенностей уровней [24]. Чтобы избежать такого влияния мы проводили измерения в импульсном режиме, не включая пробное излуче-

ние большую часть времени. Для этого использовался АОМ, на вход которого подавалось импульсное напряжение с длительностью импульса 100 мкс и периодом 2 мс. Импульсы сигнала с ФЭУ считались с помощью счетчика SR-400 (Stanford Research Systems Inc.) синхронно с импульсами, подаваемыми на АОМ. Сканирование спектральных линий осуществлялось в течение ~ 1 с, что позволяло визуально наблюдать влияние излучения с $\lambda = 776$ нм на общее число атомов в ловушке по изменению интенсивности люминесценции с уровня $5P_{3/2}$, подбирая оптимальную скважность сигнала.

3. Результаты и их обсуждение

Типичный сигнал на выходе счетчика при возбуждении уровня $5D_{5/2}$ представлен на рис.3,*a*. Хорошо видно, что в спектре имеются, по крайней мере, четыре спектральные линии. На основе измеренных частотных расщеплений линии 2, 3, 4 можно идентифицировать как линии (резонансы), соответствующие переходам $5P_{3/2} (F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2} (F'' = 4, 3, 2)$, а линию 1 – как соответствующую боковому резонансу расщепления Раби. Первая группа линий удовлетворяет условию двухфотонного резонанса, а боковой резонанс – условию каскадного нерезонансного заселения уровня с $F'' = 4$ [21]. Еще более ярко проявляется расщепление Раби при возбуждении уровня $5D_{3/2}$ (рис.4,*a*), расщепление подуровней сверхтонкой структуры которого почти в два раза превышает аналогичное расщепление для уровня $5D_{5/2}$ [25]. В этом случае линии, соответствующие расщеплению Раби, оказываются полностью изолированными и видны для обоих разрешенных переходов: $5P_{3/2} (F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2} (F'' = 3)$ и $5P_{3/2} (F' = 3) \rightarrow 5D_{3/2} (F'' = 2)$. Важно отметить, что энергия уровней сверхтонкой структуры уровня $5D_{5/2}$ с

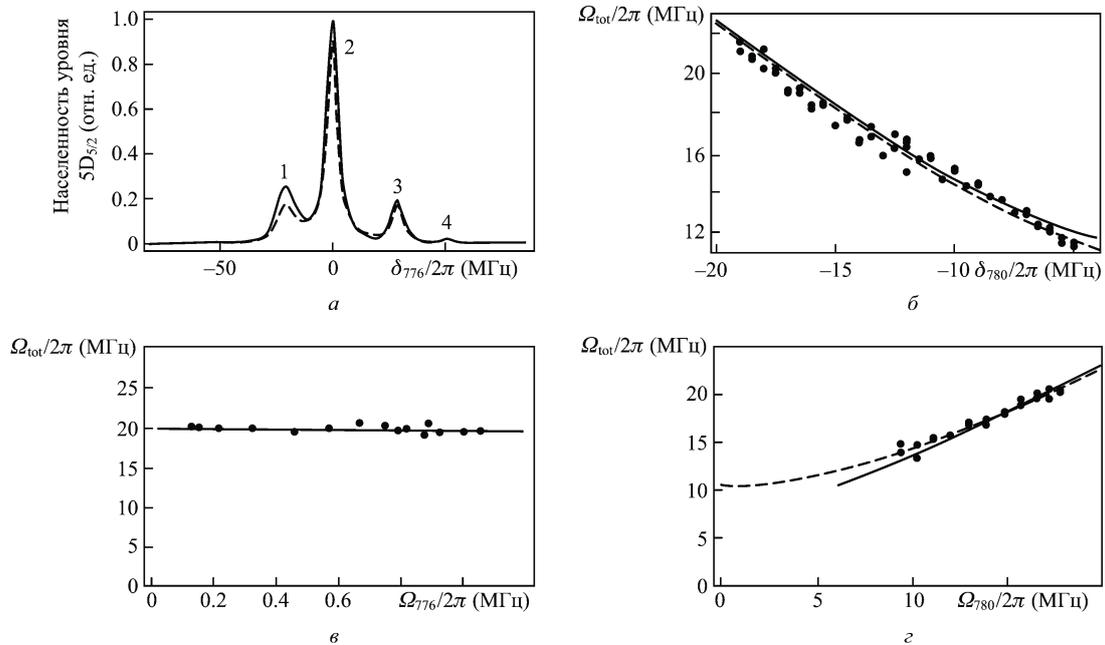


Рис.3. Зависимости населенности уровня $5D_{5/2}$ от отстройки δ_{776} (сплошная кривая – эксперимент, штриховая – расчет по модели [21] при $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц, $\Omega_{776}/2\pi = 1$ МГц и $\Omega_{780}/2\pi = 17$ МГц) (*a*); зависимости величины расщепления Раби от отстройки δ_{780} (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{780}/2\pi = 17$ МГц и $\Omega_{776}/2\pi = 1$ МГц, штриховая – расчет по формуле (1) при $\Omega_{780}/2\pi = 17$ МГц) (*b*); зависимости величины расщепления Раби от частоты Раби Ω_{776} для пробного лазера (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{780}/2\pi = 17$ МГц и $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц) (*c*); зависимости величины расщепления Раби от частоты Раби Ω_{780} для охлаждающего лазера (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{776}/2\pi = 1$ МГц и $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц, штриховая – расчет по формуле (1)) (*d*). Под нулевой отстройкой частоты излучения лазера с $\lambda = 776$ нм понимается точный двухфотонный резонанс с частотой перехода $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F = 3) \rightarrow 5D_{5/2} (F = 4)$.

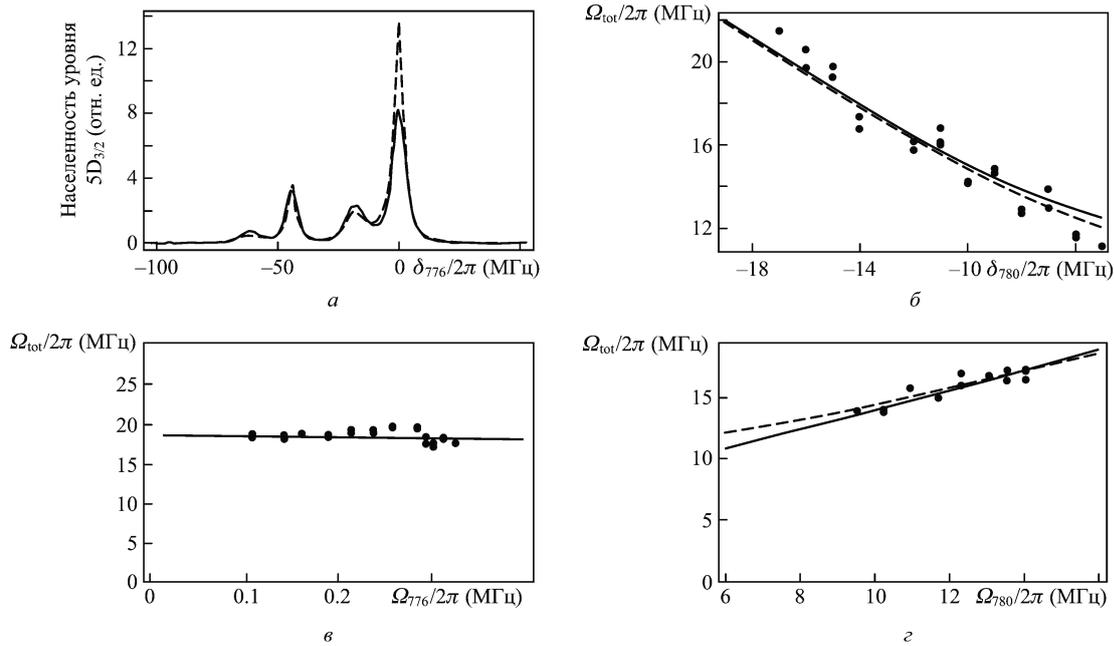


Рис.4. Зависимости населенности уровня $5D_{3/2}$ от отстройки δ_{776} (сплошная кривая – эксперимент, штриховая – расчет по модели [21] при $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц, $\Omega_{776}/2\pi = 0.3$ МГц и $\Omega_{780}/2\pi = 15.2$ МГц) (а); зависимости величины расщепления Раби от отстройки δ_{780} (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{780}/2\pi = 13.4$ МГц и $\Omega_{776}/2\pi = 0.3$ МГц, штриховая – расчет по формуле (1)) (б); зависимости величины расщепления Раби от частоты Раби Ω_{776} для пробного лазера (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{780}/2\pi = 15.2$ МГц и $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц) (в); зависимости величины расщепления Раби от частоты Раби Ω_{780} для охлаждающего лазера (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет по модели [21] при $\Omega_{776}/2\pi = 0.3$ МГц и $\delta_{780}/2\pi = -12$ МГц, штриховая – расчет по формуле (1)) (г). Под нулевой отстройкой частоты излучения лазера с $\lambda = 776$ нм понимается точный двухфотонный резонанс с частотой перехода $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F = 3) \rightarrow 5D_{3/2} (F = 3)$.

ростом F'' убывает, а уровня $5D_{3/2}$ возрастает, в то время как положение малоинтенсивного резонанса расщепления Раби зависит от величины абсолютной лазерной отстройки. Таким образом, боковой резонанс всегда расположен со стороны более низких частот по отношению к частотам переходов, соответствующим двухфотонным резонансам, что и наблюдается в эксперименте.

Зависимости населенности верхнего уровня ($5D_{3/2}$ или $5D_{5/2}$) от отстройки δ_{776} на $\lambda = 776$ нм, полученные путем свертки решения системы (3.11) из [21]* с лоренцевским контуром (ширина на полувысоте 1.5 МГц), который учитывает спектральную ширину лазерного излучения, приведены на рис.3,а и 4,а. Видно, что в целом модель удовлетворительно описывает характер наблюдаемых спектров, однако амплитуды линий отличаются от расчетных, особенно для уровня $5D_{3/2}$. Такое отличие также отмечалось ранее авторами работы [11]. Оно может быть связано как с тем, что рассматриваемая система существенно отличается от трехуровневой, так и с особенностями геометрии эксперимента и поляризации светового излучения, никак не учитывавшимися в [21].

На рис.3,б и 4,б представлены зависимости величины расщепления Раби каскадного перехода $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2} (F'' = 4)$ от отстройки частоты излучения охлаждающего лазера δ_{780} . Для получения величины расщепления экспериментальные кривые аппроксимировались четырьмя лоренцевскими кривыми. Как и ожидалось, расстояния между линиями, соответствующими сверхтонкой структуре, оставались постоянными во всех экспериментах, а линия, отвечающая боковому

резонансу расщепления Раби, смещалась. Калибровка величины расщепления Раби осуществлялась по известному сверхтонкому расщеплению верхнего уровня. Найденные таким образом величины расщепления хорошо описываются как формулой

$$\Omega_{\text{tot}} = \sqrt{\Omega_{780}^2 + \delta_{780}^2 - (\gamma_{5D} - \gamma_{5P})^2} \quad (1)$$

(где γ_{5D} и γ_{5P} – вероятности распада уровней 5D и 5P соответственно), так и зависимостью, полученной с использованием модели трехуровневой системы [21] (рис.3,в, г и 4,в, г). В последнем случае расчет проводился следующим образом: определялась зависимость населенности верхнего уровня от отстройки δ_{776} (рис.1,б), затем полученная кривая аппроксимировалась суммой двух лоренцевских кривых, расстояние между которыми и принималось за расщепление.

В целом на основании измеренных зависимостей можно сделать вывод о том, что модель [21] адекватно описывает расщепление Раби, хотя и дает не вполне корректные значения амплитуд наблюдаемых линий. Сильная зависимость положения линии, соответствующей боковому резонансу, от параметров охлаждающего излучения и известная расчетная форма резонансной кривой (с учетом измеренных поправок на амплитуду) позволяют полностью исключить вклад расщепления Раби в планируемых экспериментах по измерению смещения положения оптических резонансов за счет эффекта Штарка.

4. Заключение

В настоящей работе экспериментально исследовано расщепление Раби спектральных линий, соответствующих переходам $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$, $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$

* Следует отметить, что формулы, приведенные в приложении к работе [21], по всей видимости, содержат опечатку, поскольку расчет на их основе приводит к комплексным значениям населенности.

атома ^{87}Rb . Рассмотрены зависимости величин расщеплений от частот Раби для каждого из световых полей, а также от отстройки частот излучения охлаждающего лазера от частоты атомного перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Показано, что полученные контуры резонансных кривых удовлетворительно описываются моделью трехуровневого атома, взаимодействующего с двумя световыми полями. При этом величины расщеплений резонансов полностью описываются этой моделью, а их амплитуды несколько отличаются от экспериментально измеренных.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-07-00127-а и 09-02-00649-а, Фондом содействия отечественной науке, программы Президиума РАН и Отделения физических наук РАН.

1. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
2. Кондратьев Д.А., Бейгман И.Л., Вайнштейн Л.А. *Кр. сообщ. физ.*, **35** (12), 3 (2008).
3. Kamenski A.A., Ovsiannikov V.D. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 2247 (2006).
4. Picque J.L., Pinard J. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **9** (5), L77 (1976).
5. Carmichael H.J., Brecha R.J., Raizen M.G., Kimble H.J., Rice P.R. *Phys. Rev. A*, **40** (10), 5516 (1989).
6. Zhu Y., Gauthier D.J., Morin S.E., Wu Q., Carmichael H.J., Mossberg T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **64** (21), 2499 (1990).
7. Kroner M., Lux A.C., Seidl S., Holleitner A.W., Karrai K., Badolato A., Petroff P.M., Warburton R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 031108 (2008).
8. Pawlis A., Khartchenko A., Husberg O., As D.J., Lischka K., Schikora D. *Solid State Commun.*, **123**, 235 (2002).
9. Hiroshi Ajiki, Toshikazu Kaneno, Hajime Ishihara. *Phys. Rev. B*, **73**, 155322 (2006).
10. Sheludko D.V., Bell S.C., Vredenburg E.J.D., Scholten R.E. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **80**, 012040 (2007).
11. Teo B.K., Feldbaum D., Cubel T., Guest J.R., Berman P.R., Raithel G. *Phys. Rev. A*, **68**, 053407 (2003).
12. Grabowski A., Heidemann R., Löw R., Stuhler J., Pfau T. *Fortschritte der Physik*, **54** (8-10), 765 (2006).
13. Ates C., Pohl T., Pattard T., Rost J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 023002 (2007).
14. Deiglmayr J., Reetz-Lamour M., Amthor T., Westermann S., de Oliveira A.L., Weidemüller M. *Opt. Commun.*, **264**, 293 (2006).
15. Boca A., Miller R., Birnbaum K.M., Boozer A.D., McKeever J., Kimble H.J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 233603 (2004).
16. Jiepeng Zhang, Gessler Hernandez, Yifu Zhu. *Opt. Express*, **16** (11), 7860 (2008).
17. Walls D.F., Milburn G.J. *Quantum Optics* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2008).
18. Шалагин А.М. *Основы нелинейной спектроскопии высокого разрешения. Учебное пособие* (Новосибирск, Новосибирский гос. ун-т, 2008).
19. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **124** (4), 619 (1978).
20. Berman P.R., Salomaa R. *Phys. Rev. A*, **25**, 2667 (1982).
21. Whitley R.M., Stroud C.R. Jr. *Phys. Rev. A*, **14** (4), 1498 (1976).
22. Fisk P.T.H., Bachor H.-A., Sandeman R.J. *Phys. Rev. A*, **33** (4), 2418 (1986).
23. McClean W.A., Swain S. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **10** (5), 1673 (1977).
24. Акимов А.В., Терещенко Е.О., Снигирев С.А., Самокотин А.Ю., Соколов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *ЖЭТФ*, **136** (3), 419 (2009).
25. Marian A., Stowe M.C., Lawall J.R., Felinto D., Ye J. *Science*, **306**, 2063 (2004).
26. Ralchenko Yu., Kramida A.E., Reader J. *National Institute of Standard and Technology. Atomic Spectra Database (version 3.1.4)*; <http://physics.nist.gov/asd3>.
27. Smith P.L., Heise C., Esmond J.R., Kurucz R.L. *Atomic Spectral Line Database*; <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>.