

ИССЛЕДОВАНИЕ ХОЛОДНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ РУБИДИЯ В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Д. Б. Третьяков^a, И. И. Бетеров^a, В. М. Энтин^a, И. И. Рябцев^{a*}, П. Л. Чаповский^b

^a Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 8 сентября 2008 г.

Представлены результаты экспериментов с холодными ридберговскими атомами Rb в магнитооптической ловушке. Особенностью экспериментов было возбуждение ридберговских атомов в малом объеме облака холодных атомов и сортировка измеряемых сигналов и спектров по числу зарегистрированных ридберговских атомов. Измерено эффективное время жизни ридберговского состояния $37P$, а также его поляризуемость в слабом электрическом поле, получено хорошее согласие с теоретическими расчетами. Показано, что локализация объема возбуждения вблизи точки нулевого магнитного поля позволяет улучшить спектральное разрешение и получать узкие микроволновые резонансы в ридберговских атомах без выключения квадрупольного магнитного поля ловушки. Измерена зависимость амплитуды резонансов диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов от числа атомов, которая имеет линейный характер и совпадает с теорией для слабого диполь-дипольного взаимодействия.

PACS: 32.80.Rm, 32.70.Jz, 03.67.Lx

1. ВВЕДЕНИЕ

Холодные атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях вызывают большой интерес в последние годы. Это связано с тем, что газ, состоящий из почти неподвижных ридберговских атомов, напоминает по своим свойствам аморфное твердое тело, в котором сильные коллективные взаимодействия между атомами могут приводить к уширению и сдвигу спектральных линий [1–3], а также к ионизации атомов и формированию ультрахолодной плазмы [4].

Особый интерес представляют дальнедействующие взаимодействия холодных ридберговских атомов благодаря их возможным применениям в квантовых компьютерах. Основные идеи были сформулированы в работах [5] для двухкубитовых логических операций и [6] для эффекта дипольной блокады при коллективном возбуждении ансамбля холодных атомов. Двухкубитовые операции могут осуществляться при кратковременном возбуждении двух

соседних атомов в ридберговские состояния, при взаимодействии которых изменяется фаза коллективной волновой функции. Эффект дипольной блокады должен проявляться как возбуждение в ридберговское состояние только одного атома из всего ансамбля вследствие сдвигов резонансов многоатомного возбуждения, индуцированных межатомными взаимодействиями. Оба эффекта могут быть реализованы на основе резонансного диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов, однако они до сих пор не наблюдались экспериментально для малого числа атомов и поэтому являются ключевым вопросом для возможной разработки квантового компьютера на нейтральных атомах.

Благодаря большим дипольным моментам ридберговские атомы могут эффективно взаимодействовать на расстояниях порядка единиц и даже десятков микрон. В двух первых экспериментах [7, 8] сообщается о влиянии ван-дер-ваальсовского взаимодействия на вероятности и спектры оптических переходов из низколежащих в ридберговские состояния с главным квантовым числом $n > 60$. Этот эффект

*E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

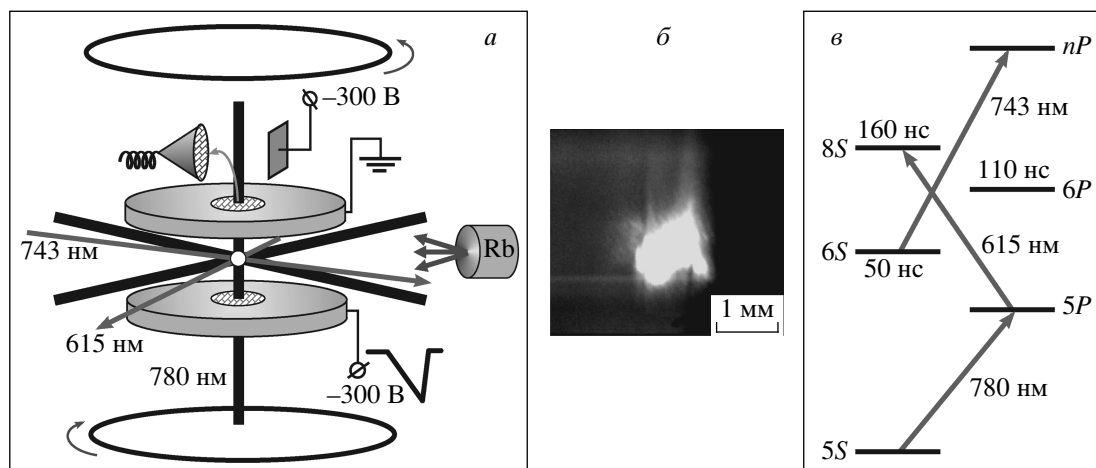


Рис. 1. а) Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами Rb в магнитооптической ловушке. б) Изображение облака холодных атомов Rb после установки сеток на вертикальные охлаждающие лучи (на изображении видны тени от сеток с ячейками размером 0.7 мм). в) Схема трехступенчатого лазерного возбуждения ридберговских nP -состояний в атомах Rb

интерпретируется как «ван-дер-ваальсовская блокада» (аналог дипольной блокады). В работах [9–12] для управления диполь-дипольным взаимодействием использовалось резонансное микроволновое излучение.

В работе [13] исследовалась динамика сигналов резонансного диполь-дипольного взаимодействия. Изучались зависимости населенностей ридберговских уровней от времени взаимодействия и числа атомов. Наконец, в экспериментальных работах [14, 15] были сделаны первые попытки наблюдать эффект дипольной блокады. Включение резонансного взаимодействия приводило к уменьшению вероятности возбуждения ридберговских атомов в несколько раз. Однако о настоящем эффекте дипольной блокады с возбуждением только одного атома до сих пор не сообщалось.

Несмотря на имеющиеся публикации по исследованию дальнедействующих взаимодействий ридберговских атомов, многие аспекты взаимодействий остаются малоизученными, в особенности для малого числа атомов. Это связано с тем, что для регистрации ридберговских атомов в этих работах применялись детекторы на микроканальных пластинах, которые не обеспечивают разрешение по числу атомов. В то же время в серии наших экспериментов [16, 17] для регистрации ридберговских атомов Na в тепловом пучке применялся электронный умножитель каналового типа ВЭУ-6, который позволял регистрировать и сортировать сигналы по числу ато-

мов (от 1 до 5). В настоящей работе этот метод был впервые применен к холодным ридберговским атомам.

Ниже представлены первые результаты наших экспериментов с холодными ридберговскими атомами Rb. Особенностью экспериментов является возбуждение небольшого числа ридберговских атомов в малом объеме внутри облака холодных атомов, захваченных в магнитооптической ловушке. Целями работы были реализация лазерного возбуждения в малом объеме, развитие методов диагностики холодных ридберговских атомов, спектроскопия микроволновых переходов между ридберговскими состояниями в присутствии квадрупольного магнитного поля ловушки и наблюдение резонансного диполь-дипольного взаимодействия малого числа ридберговских атомов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты выполнялись с холодными атомами Rb, захваченными в магнитооптическую ловушку (МОЛ), которая показана на рис. 1а. Ловушка имела стандартную конфигурацию [18] и включала в себя вакуумную камеру с оптическими окнами, нагреваемый источник атомов Rb, катушки Гельмгольца для создания трехмерного градиента магнитного поля 10–15 Гс/см в центре МОЛ и систему лазерного охлаждения на основе двух полупроводниковых лазеров с внешним резонато-

ром на длину волны 780 нм. Охлаждение атомов осуществлялось тремя ортогональными парами световых волн, каждая из которых образовывалась из двух встречных циркулярно поляризованных волн с противоположными поляризациями. Один из лазеров (охлаждающий лазер с мощностью 50 мВт и шириной линии 1 МГц) настраивался на замкнутый переход $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F = 4)$ изотопа ^{85}Rb с отстройкой частоты в сторону уменьшения на 20–30 МГц. Второй лазер (лазер перекачки с мощностью 10 мВт и шириной линии 1 МГц) настраивался в резонанс с переходом $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F = 3)$.

После точной настройки и стабилизации длин волн лазеров в центре ловушки возникало облако холодных атомов размером около 1 мм. Время загрузки ловушки зависело от настройки лазерных лучей и от температуры источника Rb и составляло 1–3 с. Температура захваченных атомов не измерялась, однако по литературным данным известно, что ее типичные значения составляют 100–300 мкК [18]. Например, в работе [19] для аналогичной МОЛ температура, измеренная с помощью резонансов, индуцированных эффектом отдачи, была около 140 мкК.

Возбуждение и регистрация ридберговских атомов осуществлялись в пространстве между двумя пластинами из нержавеющей стали, в центре которых имелись отверстия диаметром 10 мм (рис. 1а). Для формирования однородного электрического поля отверстия были закрыты оптически прозрачными (пропускание 85 %) металлическими сетками. Расстояние между пластинами составляло 10 мм. Электрическое поле использовалось для детектирования ридберговских атомов методом селективной полевой ионизации (СПИ) [20]. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, ускорялись электрическим полем, пролетали через верхнюю сетку и с помощью отклоняющего электрода направлялись во входной растроб электронного умножителя канального типа ВЭУ-6. Импульсные сигналы с его выхода обрабатывались быстродействующим АЦП, строб-интегратором и ЭВМ. Это позволяло контролировать число атомов и населенности ридберговских состояний в широком интервале значений главного квантового числа n .

Прохождение вертикальных охлаждающих лазерных лучей через сетки приводило к неоднородности распределения их интенсивностей и искажению формы облака. Изображение облака, полученное с помощью ПЗС-телекамеры, показано на рис. 1б. На нем заметны геометрические тени от сеток с размером ячейки 0.7 мм. Тем не менее, в центре об-

лака распределение захваченных атомов было достаточно однородным, что позволяло варьировать точку возбуждения ридберговских атомов. Телекамера была откалибрована по мощности регистрируемой резонансной флуоресценции для определения полного числа атомов в облаке. В типичных условиях эксперимента оно составляло 10^5 – 10^6 атомов, что соответствовало концентрации холодных атомов 10^8 – 10^9 см $^{-3}$.

Возбуждение холодных атомов Rb в ридберговские состояния nP ($n = 30$ – 50) осуществлялось по трехступенчатой схеме (рис. 1в). Первая ступень $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ возбуждалась охлаждающим лазером, работающим в непрерывном режиме. На второй ступени $5P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ использовалось излучение импульсного лазера на красителе Родамин 6G (длина волны 615 нм), накачиваемого второй гармоникой Nd:YAG-лазера с частотой следования импульсов 5 кГц. Состояние $8S$ имеет время жизни 160 нс и быстро распадается в лежащие ниже P -состояния, в том числе и в состояние $6P$. В свою очередь, это состояние имеет время жизни 110 нс и быстро заселяет состояние $6S$, имеющее время жизни 50 нс. Расчеты в приближении кинетических уравнений показывают, что в состояние $6S$ переходят около 10 % атомов, первоначально возбужденных в состояние $8S$. Далее на третьей ступени ридберговские nP -состояния возбуждаются из состояния $6S$ излучением импульсного титан-сапфирового лазера с длиной волны 743 нм, который накачивался второй гармоникой Nd:YAG-лазера с частотой следования импульсов 5 кГц. Оба лазерных импульса имели длительности около 50 нс и были синхронизованы во времени.

Излучения лазеров второй и третьей ступени фокусировались на облако холодных атомов в геометрии скрещенных пучков (рис. 1а) с помощью объективов с фокусным расстоянием 80 мм. Измеренные диаметры перетяжек по уровню $1/e^2$ составляли 25 ± 5 мкм для излучения 615 нм и 40 ± 5 мкм для излучения 743 нм. Таким образом, в области пересечения сфокусированных лучей формировался эффективный объем возбуждения ридберговских атомов размером 40–100 мкм, в зависимости от взаимного расположения перетяжек и наличия или отсутствия насыщения переходов.

Для диагностики холодных ридберговских атомов Rb в МОЛ применялся метод микроволновой спектроскопии [20]. Микроволновые переходы между ридберговскими состояниями с $n = 30$ – 50 имеют радиационные ширины линий порядка нескольких кГц, а их частоты лежат в интервале

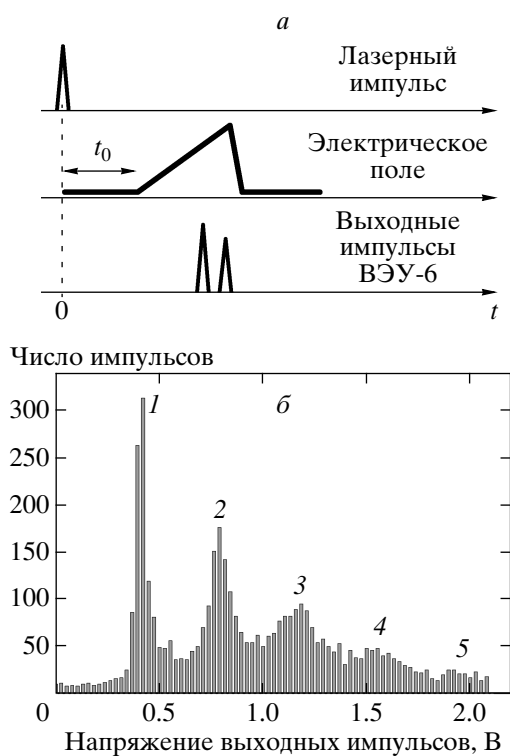


Рис. 2. а) Временная диаграмма импульсов в экспериментах с селективной полевой ионизацией ридберговских атомов. б) Гистограмма усиленных выходных импульсов каналного умножителя ВЭУ-6

30–100 ГГц. В качестве источника микроволнового излучения использовался генератор на лампе обратной волны Г4-142, частота которого привязывалась к кварцевому синтезатору частоты и сканировалась в диапазоне 53–80 ГГц при ширине линии 20 кГц. Излучение вводилось через окно магнитооптической ловушки. Поскольку интенсивности насыщения однофотонных переходов находятся в пределах 10^{-12} – 10^{-9} Вт/см², они легко возбуждаются маломощным излучением и регистрируются по сигналу СПИ. Спектры микроволновых переходов дают информацию о наличии внешних магнитных и электрических полей и их распределении в пространстве. С помощью этих полей можно легко управлять энергиями уровней ридберговских атомов.

Временная диаграмма сигналов в системе регистрации приведена на рис. 2а. После каждого лазерного импульса, возбуждающего часть холодных атомов в начальное ридберговское nP -состояние, атомы свободно взаимодействовали друг с другом или с микроволновым излучением в течение вре-

мени $t_0 = 1$ – 10 мкс. Затем включалась развертка ионизирующего электрического поля со временем нарастания около 2 мкс. В зависимости от состояния ридберговского атома, ионизация происходила в разные моменты времени после лазерного импульса. Далее регистрировался импульсный ионизационный сигнал на выходе ВЭУ-6 с помощью двух стробов, соответствующих начальному nP - и конечному $n'L$ -состояниям ридберговского атома. Число электронов, зарегистрированных за один лазерный импульс, определялось числом ридберговских атомов в области возбуждения и эффективностью регистрации ВЭУ-6 [17].

На рис. 2б показана гистограмма амплитуд выходных импульсов ВЭУ-6. На ней видны несколько пиков, соответствующих разному числу зарегистрированных ридберговских атомов (от 1 до 5). Среднее число атомов, зарегистрированных за лазерный импульс, равно 2.2. После каждого лазерного импульса система сбора данных измеряла амплитуду выходного импульса ВЭУ-6 по обоим каналам регистрации (для начального и конечного состояний), затем по измеренной заранее гистограмме определяла число атомов, зарегистрированных в каждом канале, а после накопления данных за 1000–5000 лазерных импульсов осуществляла сортировку сигналов по числу атомов и вычисляла вероятность перехода из начального в конечное ридберговское состояние.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

Для того чтобы убедиться, что регистрируемые нами сигналы получены от холодных ридберговских атомов, а не от пучка горячих атомов, вылетающего из источника Rb, был выполнен тестовый эксперимент по измерению эффективного времени жизни τ_{eff} ридберговских атомов в МОЛ. В качестве исследуемого уровня было выбрано начальное состояние $37P$, которое в силу ряда причин использовалось и в дальнейшем. Для определения времени жизни nP -состояний с другими значениями n можно использовать приближенную масштабную зависимость $\tau_{eff} \sim n^3$.

Следует отметить, что в экспериментах с атомными пучками измерение времени жизни высоких ридберговских состояний является непростой задачей, поскольку время пролета атомов через систему регистрации обычно оказывается намного меньше времени жизни. Совершенно другая ситуация реализуется с холодными ридберговскими атомами в МОЛ. При температуре облака Rb 200 мкК среднеквадратич-

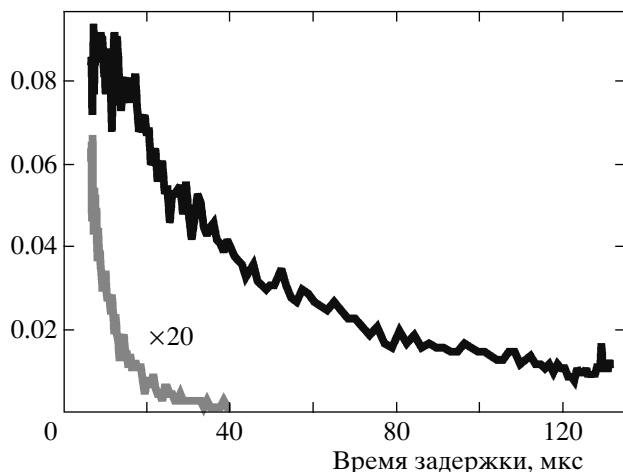
Среднее число атомов $37P$ 

Рис. 3. Зависимости среднего числа атомов в состоянии $37P$ от времени задержки после возбуждающего лазерного импульса: черная кривая — для холодных ридберговских атомов при включенной ловушке, серая кривая — для горячих атомов при выключенном магнитном поле ловушки

тичная скорость атомов составляет 25 см/с , поэтому на временах порядка миллисекунд облако не успевает разлететься. Таким образом, прямое измерение времени жизни становится возможным даже для состояний с $n \sim 100$. Первые измерения времен жизни холодных ридберговских атомов Rb были выполнены в работах [21], однако в последующих комментариях работы [22] было высказано предположение, что в экспериментах [21] были получены завышенные значения времен жизни.

В нашем эксперименте измерялась зависимость среднего числа ридберговских атомов в состоянии $37P$ от времени задержки ионизирующего импульса СПИ (варьировалось время t_0 , см. рис. 2а). На рис. 3 приведены экспериментальные записи, сделанные для холодных атомов при включенной МОЛ и для горячих атомов при выключенном магнитном поле МОЛ. Обе зависимости хорошо описываются экспоненциальной функцией $\exp(-t_0/\tau_{eff})$. Для холодных атомов измеренное время жизни составило $\tau_{eff} = (38 \pm 3) \text{ мкс}$. Эта величина близка к расчетному значению 43 мкс , полученному нами при написании статьи [23] с учетом уменьшения времени жизни за счет фонового теплового излучения с температурой 300 К . Однако оно заметно отличается от экспериментального значения 47 мкс , измеренного в работах [21], что может служить подтверждением выводов работы [22].

В то же время, для горячих атомов эффективное время жизни составило всего $\tau_{eff} = (6 \pm 0.5) \text{ мкс}$. Оно определялось временем пролета атомов через систему регистрации. Кроме того, на рис. 3 видно, что сигнал от горячих атомов был примерно в 20 раз слабее, чем от холодных. Отсюда можно сделать вывод, что при включенной МОЛ вклад в измеряемые сигналы от горячих атомов составляет менее 5% и им можно пренебречь.

4. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

Как известно, в МОЛ для захвата атомов используется неоднородное квадрупольное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Типичные значения градиента поля составляют $10\text{--}15 \text{ Гс/см}$, поэтому вариация магнитного поля на размерах облака 1 мм равна примерно 1 Гс . Это поле действует на ридберговские атомы и приводит к расщеплению уровней на величину $1\text{--}3 \text{ МГц}$, что ограничивает предельное спектральное разрешение в экспериментах с холодными ридберговскими атомами в МОЛ. Для устранения этого эффекта часто прибегают к выключению магнитного поля до проведения измерений [11, 24]. Однако, поскольку время выключения поля до уровня $50\text{--}100 \text{ мГц}$ определяется индуктивностью катушек Гельмгольца и вихревыми токами в металлических элементах системы регистрации и вакуумной камеры, его трудно сделать меньшим нескольких миллисекунд, а типичные значения составляют $10\text{--}20 \text{ мс}$. Это приводит к резкому уменьшению скорости накопления сигналов от ридберговских атомов и к нестационарности облака холодных атомов вследствие его постепенного разлета. Кроме того, медленное переключение магнитного поля несовместимо с требованиями, предъявляемыми к кубитам квантового компьютера, операции над которыми должны выполняться за время, меньшее микросекунды [16].

Поэтому в наших экспериментах мы отказались от выключения магнитного поля, благодаря чему скорость накопления сигналов от ридберговских атомов была высокой и определялась частотой следования возбуждающих лазерных импульсов (5 кГц). Для улучшения спектрального разрешения и уменьшения влияния неоднородного магнитного поля мы локализовали малый объем возбуждения ридберговских атомов вблизи центра облака холодных атомов, где поле обращается в нуль.

Для диагностики влияния магнитного поля использовался метод микроволновой спектроскопии

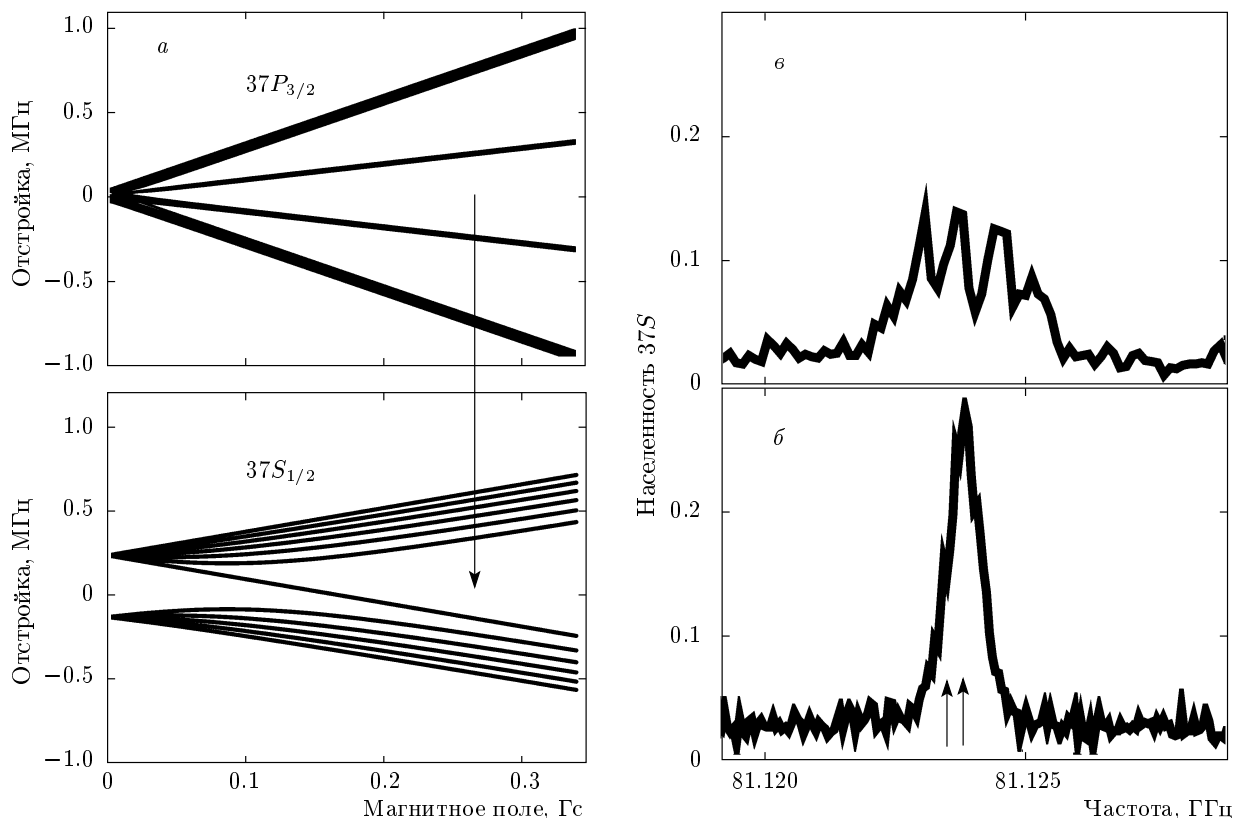


Рис. 4. Схемы уровней микроволнового перехода в атомах ^{85}Rb в слабом магнитном поле, полученные на основе численного расчета нелинейного эффекта Зеемана для состояний $37P_{3/2}$ и $37S_{1/2}$ (а). Спектры микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ при локализации объема возбуждения в центре облака холодных атомов (б) и на периферии облака холодных атомов (в). Стрелками обозначены расчетные положения неразрешенных компонент сверхтонкой структуры

перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в изотопе ^{85}Rb . Состояние $37S_{1/2}$ имеет два подуровня сверхтонкой структуры $F = 2, 3$ и расщеплено на 376 кГц, а состояние $37P_{3/2}$ имеет четыре подуровня $F = 1, 2, 3, 4$ с общей шириной 62 кГц (эти значения были рассчитаны по имеющимся данным для более низких состояний с использованием масштабной зависимости n^{-3}). Однако даже слабого магнитного поля достаточно для полного перемешивания и расщепления сверхтонких уровней, что видно из численно рассчитанной нами диаграммы на рис. 4а. Без учета сверхтонкой структуры сдвиги энергий магнитных подуровней тонкой структуры M_J описываются простыми формулами [25]:

$$\Delta E = g\mu_B B M_J, \quad g(S_{1/2}) = 2, \quad (1)$$

$$g(P_{3/2}) = 4/3,$$

где g — факторы Ланде, μ_B — магнетон Бора, B — магнитное поле. Величины g вычислялись с помо-

щью общей формулы для компонент тонкой структуры S - и P -состояний [25].

В эксперименте ожидалось наблюдение различных спектров микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в зависимости от точки локализации объема возбуждения ридберговских атомов. На рис. 4б,в показаны записи спектров для одноатомных сигналов при локализации объема возбуждения с размером около 100 мкм вблизи центра облака и на периферии. В центре облака спектр имеет почти лоренцеву форму с шириной на полувысоте 670 ± 30 кГц. Эта ширина определялась в основном неразрешенным сверхтонким расщеплением состояния $37S_{1/2}$ и временем взаимодействия атомов с микроволновым полем (3 мкс), которое задает предельную фурье-ширину резонанса около 300 кГц. В то же время, на периферии облака спектр содержал четыре компоненты при общей ширине спектра 2.7 МГц. Оценка величины магнитного

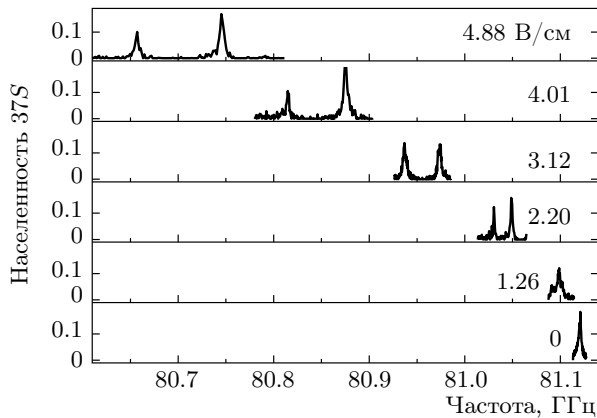


Рис. 5. Спектры микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в слабом электрическом поле

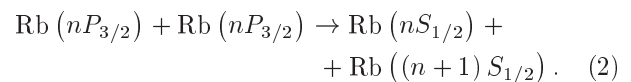
поля по формулам (1) дает значение среднего поля 0.35 ± 0.05 Гс. Таким образом, данный эксперимент продемонстрировал своего рода «томографию» облака холодных атомов путем локализации малого объема возбуждения ридберговских атомов. Он также подтвердил возможность получения узких резонансов в неоднородном магнитном поле, если объем возбуждения локализован вблизи нуля магнитного поля. Это важно для обеспечения более сильного диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов, поскольку даже слабое магнитное поле приводит к уменьшению энергии взаимодействия в несколько раз [11].

Ридберговские атомы также весьма чувствительны к внешнему электрическому полю, поскольку поляризуемости ридберговских состояний растут как n^7 . В качестве примера на рис. 5 показана сделанная нами запись спектра микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в слабом электрическом поле. Для S - и P -состояний в атомах Rb характерен квадратичный эффект Штарка (см. схему на рис. 6а). Состояние $37P_{3/2}$ расщепляется на две компоненты с проекциями момента $|M_J| = 1/2$ и $|M_J| = 3/2$. Расщепление определяется тензорной поляризуемостью уровня $37P_{3/2}$, измеренное значение которой составляет $\alpha_2(37P_{3/2}) = -(3.1 \pm 0.15)$ МГц(В/см) $^{-2}$. Эта величина хорошо согласуется с нашим численным расчетом, который дает $\alpha_2(37P_{3/2}) = -3.2$ МГц(В/см) $^{-2}$. В то же время, сдвиги уровней определяются разностью скалярных поляризуемостей уровней $37P_{3/2}$ и $37S_{1/2}$. Измеренное значение $\alpha_0(37P_{3/2}) - \alpha_0(37S_{1/2}) = -(30 \pm 1.5)$ МГц(В/см) $^{-2}$ было также близко к расчетной величине -29.5 МГц(В/см) $^{-2}$.

Отметим, что при увеличении напряженности электрического поля до 4.66 В/см резонансы уширяются примерно на 3 МГц. Это связано с имеющейся неоднородностью электрического поля на размерах объема возбуждения, которая сравнительно невелика и составляет (0.5 ± 0.1) %. Однако это обстоятельство ограничивает предельное спектральное разрешение в электрическом поле.

5. РЕЗОНАНСНОЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Как видно из результатов предыдущего эксперимента, слабое электрическое поле позволяет легко управлять положением уровней энергии ридберговских состояний. В частности, оно может быть использовано для штарковской подстройки резонансного диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов [26], что необходимо для практической реализации квантовых логических операций и дипольной блокады [6, 27]. В случае ридберговских атомов Rb в nP -состояниях резонансное взаимодействие двух атомов осуществляется по схеме [13, 28]



Точный энергетический резонанс для этого процесса достигается с помощью штарковской подстройки ридберговских уровней в электрическом поле (рис. 6а). Однако в силу специфических значений квантовых дефектов и поляризуемостей штарковская подстройка резонанса возможна только для состояний с $n \leq 38$. В таблице приведены рассчитанные нами начальные отстройки и средние критические поля для состояний с $n = 35-40$. В наших экспе-

Таблица. Расчетные значения начальных отстроек Δ_0 и критических полей E_{cr} для двойных резонансов из состояний nP

n	Δ_0 , МГц	E_{cr} , В/см
35	382	4.5
36	228	3.1
37	105	1.9
38	5.6	0.4
39	-73	-
40	-136	-

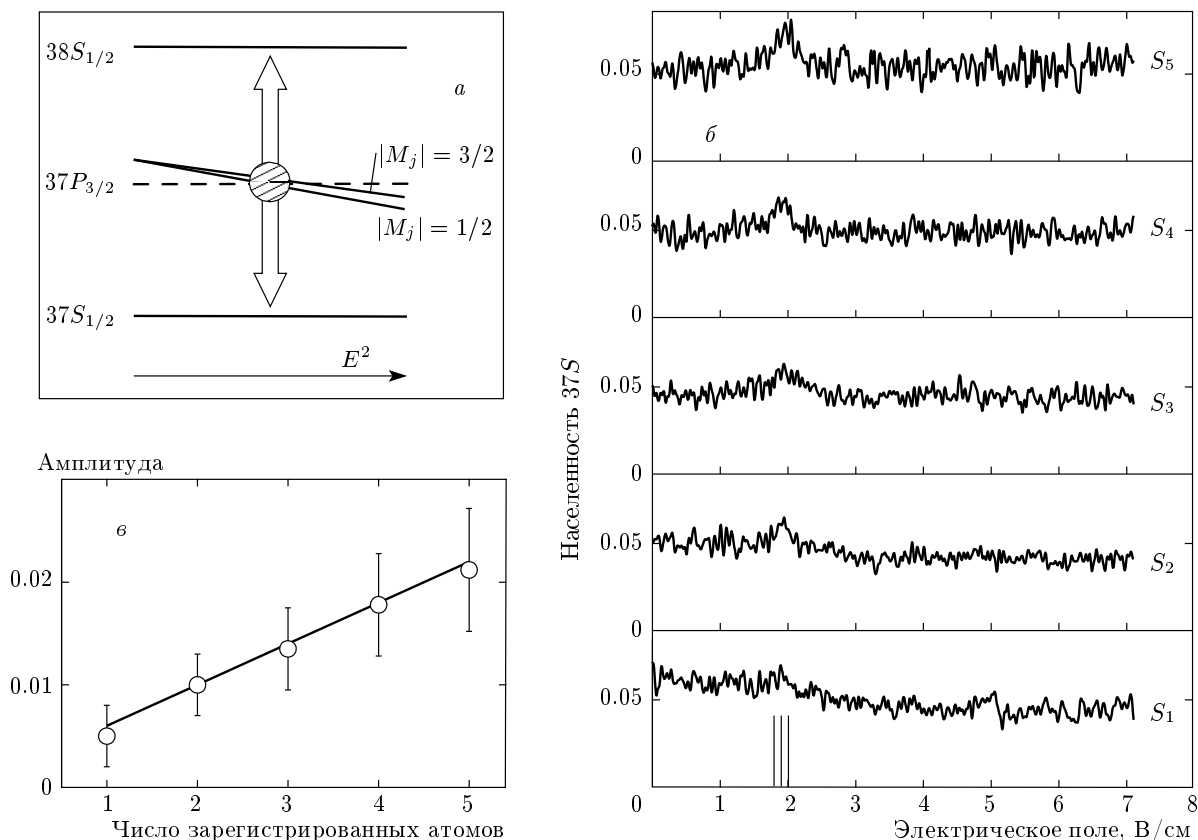


Рис. 6. а) Схема возникновения двойного штарковского резонанса $37S_{1/2}$ - $37P_{3/2}$ - $38S_{1/2}$ в электрическом поле $E = 1.8$ - 2.0 В/см. б) Записи спектров резонансного диполь-дипольного взаимодействия при селективной регистрации от 1 до 5 ридберговских атомов. Вертикальными линиями обозначены расчетные положения резонансов. в) Зависимость амплитуды резонанса от числа зарегистрированных ридберговских атомов. Точки — эксперимент, линия — теория для слабого диполь-дипольного взаимодействия

риментах в качестве начального было выбрано состояние $37P_{3/2}$, поскольку для более высокого состояния $38P_{3/2}$ критическое поле двойного резонанса довольно мало и резонанс может уширяться паразитными полями, а для более низких состояний частоты микроволновых резонансов не попадают в диапазон работы микроволнового генератора, используемого для диагностики ридберговских состояний.

При достижении резонанса сечение процесса (2) резко увеличивается. В результате взаимодействия один из атомов переходит в более низкое состояние $nS_{1/2}$, а другой атом одновременно переходит в более высокое состояние $(n + 1)S_{1/2}$. Изменение состояний атомов регистрируется методом СПИ. В экспериментах, как правило, измеряется населенность состояния $nS_{1/2}$, поскольку в атомах Rb состояние $(n + 1)S_{1/2}$ имеет почти такое же критическое поле СПИ, как и состояние $nP_{3/2}$. Во взаимодействии могут участвовать не только два, но и большее коли-

чество атомов, находящихся в объеме возбуждения, если они расположены достаточно близко. В этом случае говорят о коллективных взаимодействиях в холодном ридберговском газе [3].

Как уже было отмечено, особенностью наших экспериментов является возможность определения числа N ридберговских атомов и их состояний после каждого лазерного импульса. После накопления сигналов в течение 1000–5000 лазерных импульсов автоматически сортируются сигналы по числу атомов и одновременно рассчитывается вероятность перехода для различного числа атомов. В результате измеряются следующие сигналы:

$$S_N = \frac{n_N(37S)}{n_N(37P) + n_N(37S) + n_N(38S)}. \quad (3)$$

Здесь $n_N(nL)$ — полное число ридберговских атомов в состоянии nL , зарегистрированных за время измерения для случая N ридберговских атомов.

Фактически, сигнал S_N представляет собой среднюю вероятность перехода в каждом из атомов после взаимодействия с $N - 1$ окружающими атомами.

Для регистрации резонансного диполь-дипольного взаимодействия измеряются зависимости сигналов S_N от напряженности постоянного электрического поля. В отсутствие поля в сигнале присутствует небольшой постоянный шум, связанный с нерезонансными переходами, индуцированными тепловым излучением и столкновениями атомов. При настройке в точный резонанс сигнал возрастает вследствие увеличения сечения процесса (2). Для холодных ридберговских атомов амплитуда и ширина резонанса зависят как от энергии, так и от длительности диполь-дипольного взаимодействия.

Оператор диполь-дипольного взаимодействия двух атомов a и b записывается в следующем виде:

$$\hat{V}_{ab} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\hat{\mathbf{d}}_a \hat{\mathbf{d}}_b}{R_{ab}^3} - \frac{3(\hat{\mathbf{d}}_a \mathbf{R}_{ab})(\hat{\mathbf{d}}_b \mathbf{R}_{ab})}{R_{ab}^5} \right]. \quad (4)$$

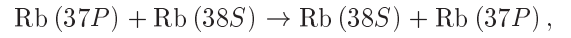
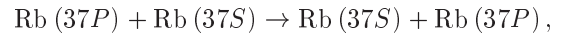
Здесь $\hat{\mathbf{d}}_a$ и $\hat{\mathbf{d}}_b$ — операторы дипольного момента атомов a и b , \mathbf{R}_{ab} — вектор, соединяющий эти два атома, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Для расчета эволюции населенностей ридберговских состояний решается квантовомеханическая задача для квазиолекулы, образованной двумя атомами [13, 17]. Для двух неподвижных ридберговских атомов эта задача решается аналитически. В результате можно получить, что эволюция населенности конечного состояния $37S$ в каждом атоме описывается следующим выражением:

$$\rho_2(t_0) \approx \frac{1}{2} \frac{2\Omega_{ab}^2}{2\Omega_{ab}^2 + \Delta^2/4} \sin^2 \left(\sqrt{2\Omega_{ab}^2 + \frac{\Delta^2}{4}} t_0 \right), \quad (5)$$

где $\Omega_{ab} = V_{ab}/\hbar$ — энергия диполь-дипольного взаимодействия в шкале частот, $\Delta = (2E_{37P} - E_{37S} - E_{38S})/\hbar$ — отстройка от точного резонанса. Таким образом, при включении взаимодействия двух неподвижных ридберговских атомов в каждом из атомов возникают осцилляции населенности конечного состояния, аналогичные осцилляциям Раби в двухуровневом атоме. Поскольку этот процесс когерентный, он может быть использован для реализации двухкубитовых логических операций и элементов квантовой логики на нейтральных атомах.

К сожалению, при большем количестве взаимодействующих атомов получить общие аналитические формулы для вероятности перехода $\rho_N(t_0)$ не представляется возможным. Это связано с тем, что

помимо резонансного диполь-дипольного взаимодействия (2) необходимо учитывать также обменные взаимодействия типа



которые всегда резонансны и приводят к обмену населенностей соседних атомов [3]. Для получения выражения без учета этих взаимодействий в (5) достаточно заменить $2\Omega_{ab}^2$ на сумму квадратов энергий взаимодействий всех пар атомов, а общий множитель $1/2$ — на $1/N$:

$$\rho_N(t_0) \approx \frac{1}{N} \frac{\sum_{a \neq b} \Omega_{ab}^2}{\sum_{a \neq b} \Omega_{ab}^2 + \Delta^2/4} \times \sin^2 \left(\sqrt{\sum_{a \neq b} \Omega_{ab}^2 + \frac{\Delta^2}{4}} t_0 \right). \quad (6)$$

Фактически, общая вероятность перехода здесь рассчитывается как сумма вероятностей от всех возможных бинарных взаимодействий. Такое приближение справедливо при слабом диполь-дипольном взаимодействии, когда S -состояния заселены мало и $\rho_N(t_0) \ll 1$. Численное моделирование с учетом обменных взаимодействий подтвердило применимость выражения (6) при слабом диполь-дипольном взаимодействии.

Однако сигналы S_N , измеряемые в нашем эксперименте, не могут быть вычислены напрямую с использованием выражения (6). Во-первых, это выражение получено для двух неподвижных атомов с фиксированным расстоянием между ними и фиксированной ориентацией диполей. В нашем эксперименте накапливаются сигналы от ридберговских атомов, случайным образом расположенных в объеме возбуждения и со случайными ориентациями диполей, поэтому выражение (6) нужно усреднять по расстоянию между атомами и по ориентации диполей. Во-вторых, как было показано нами в работе [17], из-за конечной вероятности регистрации детектора СПИ сигналы S_N , соответствующие регистрации N ридберговских атомов, представляют собой смесь сигналов от большего числа реально возбужденных атомов $i \geq N$:

$$S_N = e^{-\bar{n}(1-T)} \sum_{i=N}^{\infty} \rho_i(t_0) \frac{[\bar{n}(1-T)]^{i-N}}{(i-N)!}, \quad (7)$$

где \bar{n} — среднее число ридберговских атомов, возбуждаемых за лазерный импульс, T — эффективность регистрации детектора СПИ.

Тем не менее, выражение (6) может быть использовано для оценки амплитуды и ширины резонанса, если взять среднее расстояние между ридберговскими атомами в объеме возбуждения и не учитывать ориентацию диполей (скалярная модель). Тогда с учетом того, что суммы в выражении (6) содержат $N(N-1)$ членов, можно написать равенство

$$\sum_{a \neq b} \Omega_{ab}^2 \equiv N(N-1) \bar{\Omega}^2, \quad (8)$$

где $\bar{\Omega}$ — среднеквадратичная энергия диполь-дипольного взаимодействия двух ридберговских атомов, случайным образом расположенных в объеме возбуждения. При слабом взаимодействии выражение (6) дает для амплитуды резонанса:

$$\rho_N(t_0, \Delta = 0) \approx (N-1) \bar{\Omega}^2 t_0^2. \quad (9)$$

В этом случае ширина резонансов для разных N одинакова и определяется только временем взаимодействия t_0 . Подставляя (9) в (7) и суммируя по i , можно получить следующее выражение:

$$S_N \approx [N-1 + \bar{n}(1-T)] \bar{\Omega}^2 t_0^2. \quad (10)$$

Таким образом, при слабом диполь-дипольном взаимодействии должна наблюдаться линейная зависимость S_N от N . При $N=1$ сигнал S_1 возникает только из-за неидеальности детектора СПИ, поэтому он характеризует погрешность измерения сигналов в эксперименте.

Эксперимент по наблюдению диполь-дипольного взаимодействия проводился при максимальной концентрации холодных атомов, равной 10^9 см^{-3} . Объем возбуждения размером около 100 мкм был локализован вблизи центра облака холодных атомов. Время свободного взаимодействия ридберговских атомов составляло $t_0 \approx 2.2$ мкс. В эксперименте записывались спектры резонансного диполь-дипольного взаимодействия для 1–5 зарегистрированных ридберговских атомов. Эти спектры представлены на рис. 6б. Вертикальными линиями обозначены расчетные положения трех возможных резонансов, которые должны возникать при электрическом поле 1.79, 1.89, 2.0 В/см для разных штарковских компонент состояния $37P_{3/2}$. Однако из экспериментальных записей видно, что отдельные резонансы перекрывались и образовывали один резонанс шириной около 250 мВ/см. По-видимому, каждый из трех резонансов уширялся как за счет неоднородности электрического поля в объеме возбуждения (10–20 мВ/см), так и за счет неконтролируемых паразитных переменных полей, амплитуда которых по оценкам достигала 30–50 мВ/см.

Несмотря на то что из-за уширения амплитуда резонанса была невелика и соотношение сигнал/шум на рис. 6б оставляло желать лучшего, измеренная зависимость амплитуды резонанса от числа зарегистрированных ридберговских атомов (рис. 6в) демонстрирует линейный характер, что согласуется с теоретической прямой, полученной по формуле (10).

Кроме того, зависимость на рис. 6в позволила измерить неизвестную вероятность регистрации ридберговских атомов $T = (40 \pm 15) \%$ и среднее число возбуждаемых ридберговских атомов $\bar{n} = 1.7 \pm 0.5$ на основе методики, предложенной нами в работе [17]. Для этого измерялось соотношение амплитуд одно- и двухатомных резонансов $S_2/S_1 \approx 2 \pm 0.7$. При измерениях также использовалось экспериментальное значение для среднего числа регистрируемых атомов в этом эксперименте $\bar{n}T = 0.7 \pm 0.1$, полученное из гистограммы выходных импульсов, аналогичной представленной на рис. 2б.

Приведенные выше экспериментальные значения и формула (10) позволили определить неизвестную величину $\bar{\Omega}^2 t_0^2 = 0.004 \pm 0.0015$. При времени взаимодействия 2.2 мкс отсюда получаем оценку для среднеквадратичной энергии диполь-дипольного взаимодействия двух атомов в объеме возбуждения $\bar{\Omega}/2\pi = 4.7 \pm 1.6$ кГц. Эта величина близка к теоретической оценке 3 кГц для среднего расстояния между атомами $R = 50$ мкм и численно рассчитанных нами радиальных частей дипольных моментов 1320 и 1290 ат. ед. соответственно для переходов $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ и $37P_{3/2} \rightarrow 38S_{1/2}$.

Отметим, что увеличение напряжения питания ВЭУ-6 до 3.5 кВ увеличило T в три раза по сравнению со значением из работы [17], где напряжение питания было 2.5 кВ. Высокая вероятность регистрации особенно необходима в экспериментах по реализации элементов квантовой логики, поскольку ошибка измерения определяется величиной $\bar{n}(1-T)$, как можно видеть из формулы (10).

В дальнейшем представляют интерес новые эксперименты по исследованию диполь-дипольного взаимодействия малого числа ридберговских атомов в объеме возбуждения с размером 20–30 мкм. Ожидается, что уменьшение объема возбуждения и тщательная экранировка от паразитных электрических полей позволит получить более узкие резонансы за счет уменьшения неоднородности магнитного и электрического поля, а также увеличить амплитуду резонансов благодаря уменьшению среднего расстояния между атомами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты наших первых экспериментов с холодными ридберговскими атомами Rb в магнитооптической ловушке. Проведенные эксперименты выявили основные особенности возбуждения и регистрации ридберговских атомов в малом объеме внутри облака холодных атомов. Было показано, что благодаря охлаждению и захвату атомов эффективное время жизни холодных ридберговских атомов в МОЛ близко к радиационному. Это позволяет проводить измерения на больших масштабах времени и в полной мере использовать все преимущества ридберговских атомов.

Локализация малого объема возбуждения позволяет выбрать точку взаимодействия атомов с неоднородными внешними полями, а при использовании метода микроволновой спектроскопии изучать пространственное распределение этих полей. В частности, локализация объема возбуждения вблизи точки нулевого магнитного поля улучшает спектральное разрешение и дает узкие микроволновые резонансы в ридберговских атомах даже без выключения квадрупольного магнитного поля ловушки.

Оригинальная система регистрации ридберговских атомов на основе электронного умножителя каналового типа являлась основной особенностью экспериментов. Она позволяла сортировать измеряемые сигналы по числу зарегистрированных атомов после каждого лазерного импульса. В результате была измерена зависимость амплитуды резонансов диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов от числа зарегистрированных атомов и получено хорошее согласие с теорией для слабого диполь-дипольного взаимодействия. Полученные результаты представляют интерес для разработки квантовых логических элементов на холодных ридберговских атомах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16181), Интеграционного проекта СО РАН и Программы РАН «Квантовая макрофизика».

ЛИТЕРАТУРА

1. W. R. Anderson, J. R. Veale, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 249 (1998).
2. I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V. M. Akulin, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 253 (1998).
3. V. M. Akulin, F. de Tomasi, I. Mourachko, and P. Pillet, *Physica D* **131**, 125 (1999).
4. M. P. Robinson, B. Laburthe Tolra, M. W. Noel, T. F. Gallagher, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4466 (2000).
5. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
6. M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
7. D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Cote, E. E. Eyler, and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 063001 (2004).
8. K. Singer, M. Reetz-Lamour, Th. Amthor, L. G. Marcassa, and M. Weidemüller, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 163001 (2004).
9. I. Mourachko, Wenhui Li, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. A* **70**, 031401(R) (2004).
10. K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, D. Vagale, A. Mugford, M. Fedorov, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233001 (2004).
11. K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, J. D. Carter, A. Mugford, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. A* **73**, 063403 (2006).
12. P. Bohlouli-Zanjani, J. A. Petrus, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 203005 (2007).
13. S. Westermann, T. Amthor, A. L. de Oliveira, J. Deiglmann, M. Reetz-Lamour, and M. Weidemüller, *Eur. Phys. J. D* **40**, 37 (2006).
14. T. Vogt, M. Viteau, J. Zhao, A. Chotia, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 083003 (2006).
15. T. Vogt, M. Viteau, A. Chotia, J. Zhao, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 073002 (2007).
16. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and I. I. Beterov, *J. Phys. B* **38**, S421 (2005).
17. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. A* **76**, 012722 (2007); *Erratum: Phys. Rev. A* **76**, 049902(E) (2007).
18. H. Metcalf, P. Van Der Straten, and H. E. Stanley, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999).
19. П. Л. Чаповский, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 84 (2007).
20. *Rydberg States of Atoms and Molecules*, ed. by R. F. Stebbings and F. B. Dunning, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1983); T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).

21. A. L. de Oliveira, M. W. Mancini, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Phys. Rev. A* **65**, 031401(R) (2002); V. A. Nascimento, L. L. Caliri, A. L. de Oliveira, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Phys. Rev. A* **74**, 054501 (2006).
22. D. A. Tate, *Phys. Rev. A* **75**, 066502 (2007).
23. I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev, A. Ekers, and N. N. Bezuglov, *Phys. Rev. A* **75**, 052720 (2007).
24. J. Han, Y. Jamil, D. V. L. Norum, P. J. Tanner, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. A* **74**, 054502 (2006).
25. И. И. Соболевман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
26. K. A. Safinya, J. F. Delpech, F. Gounand, W. Sandner, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 405 (1981).
27. M. Saffman and T. G. Walker, *Phys. Rev. A* **72**, 042302 (2005).
28. A. L. de Oliveira, M. W. Mancini, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 143002 (2003).