

Трехфотонное лазерное возбуждение мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов рубидия

Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, И.И.Бетеров, И.И.Рябцев

Исследованы спектры трехфотонного лазерного возбуждения по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке с использованием непрерывных одностотных лазеров на каждой ступени. Ансамбли состояли из 1–5 атомов, и их наличие регистрировалось методом селективной полевой ионизации с постселекцией по числу атомов. Изучена зависимость формы спектра от длительности возбуждающих лазерных импульсов. Для импульсов длительностью 2 мкс минимальная ширина спектра составляла 1.3 МГц и была обусловлена ширинами линий излучения лазеров и спектральной шириной, определяемой длительностью лазерных импульсов. Для импульсов длительностью менее 0.5 мкс наблюдались дополнительное уширение спектров и появление осцилляций Раби на крыльях трехфотонных резонансов, что говорит о достижении нами когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов. Анализ спектров в рамках четырехуровневой теоретической модели на основе оптических уравнений Блоха показал хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов. Была исследована также зависимость формы спектра трехфотонного возбуждения от числа регистрируемых атомов. При увеличении среднего числа атомов в спектрах одноатомного возбуждения наблюдался провал, обусловленный спецификой статистики возбуждения и регистрации ридберговских атомов. Полученные результаты важны для использования ридберговских атомов в квантовой информатике.

Ключевые слова: ридберговские атомы, трехфотонное возбуждение, спектроскопия, статистика регистрации, лазерное охлаждение.

1. Введение

Ридберговские атомы с главным квантовым числом $n \gg 1$ представляют собой уникальный объект для спектроскопии высокого разрешения и экспериментов в области квантовой электродинамики благодаря большим временам жизни, частотам переходов, лежащим в ИК и микроволновой областях спектра, дипольным моментам переходов порядка тысяч атомных единиц и более, а также высокой чувствительности к внешним электромагнитным полям [1]. Для слабосвязанного электрона в ридберговском атоме можно построить точные теоретические модели взаимодействия с электромагнитным полем и проводить сравнение результатов моделирования и эксперимента.

Уникальной особенностью ридберговских атомов является возможность их детектирования методом селективной полевой ионизации (СПИ) слабым электрическим полем (электрическое поле с напряженностью больше некоторого критического значения, определяемого кванто-

выми числами nL , ионизует атом с вероятностью, близкой к 1), при этом с помощью электронного умножителя могут детектироваться одиночные атомы [2]. Данный метод позволяет определять как полное число ридберговских атомов, так и относительные населенности различных ридберговских состояний. Таким образом, становится возможным проведение экспериментов с одиночными или несколькими атомами.

Перечисленные выше свойства позволяют использовать атомы в ридберговских состояниях для новых актуальных исследований в области атомной и квантовой физики, в процессе которых необходимо управлять состояниями отдельных квантовых частиц и контролировать их. Лазерное возбуждение ридберговских атомов с высоким спектральным разрешением необходимо при проведении экспериментов для ряда актуальных применений этих атомов, таких как квантовая информатика [3–6] или фазовые переходы в холодных ансамблях взаимодействующих ридберговских атомов [7, 8].

В экспериментах с холодными ридберговскими атомами Rb, как правило, применяется двухступенчатая схема возбуждения $5S \rightarrow 5P \rightarrow nS, nD$ ридберговских nS - и nD -состояний из основного состояния $5S$ через промежуточное состояние $5P$ излучениями с длинами волн 780 и 480 нм [4, 6, 9, 10]. Аналогичные двухступенчатые схемы используются и для лазерного возбуждения других ридберговских атомов [11–13].

Трехфотонное лазерное возбуждение интересно тем, что оно может обеспечить возбуждение холодных ридберговских атомов без эффекта отдачи и эффекта Доплера, тем самым исключая их разогрев при поглощении фотонов и обеспечивая высокую точность квантовых операций с ридберговскими атомами. В нашей теоретической

Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, И.И.Рябцев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

Поступила в редакцию 11 июня 2018 г., после доработки – 20 июля 2018 г.

работе [14] было показано, что для такого возбуждения необходимо выполнение условия равенства нулю суммы волновых векторов возбуждающих лазерных излучений. Для атомов Rb одноступенчатая, $5S \rightarrow nP$, и двухступенчатая, $5S \rightarrow 5P \rightarrow nS, nD$, схемы возбуждения не удовлетворяют данному условию. Однако это можно сделать в трехступенчатой схеме $5S \rightarrow 5P \rightarrow 6S \rightarrow nP$, направив три лазерных пучка на ансамбль холодных атомов с трех разных сторон и под определенными углами относительно друг друга. Промежуточные резонансы такого перехода должны иметь большие отстройки, чтобы короткоживущие промежуточные уровни не заселялись. В этом случае в расчетных спектрах возбуждения ридберговских состояний наблюдаются узкие бездоплеровские резонансы с шириной, определяемой только временем взаимодействия атомов с лазерным излучением, причем как для ультрахолодных, так и для горячих атомов при комнатной температуре. Однако такая звездообразная геометрия трехфотонного лазерного возбуждения нами пока не была реализована, поскольку для этого требуется создание специальной магнитооптической ловушки (МОЛ) с определенной конфигурацией оптических окон ее вакуумной камеры.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию спектров трехфотонного лазерного возбуждения по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов Rb в МОЛ с использованием непрерывных одночастотных лазеров на каждой ступени. Ансамбли состояли из $N = 1-5$ атомов и регистрировались методом СПИ с постселекцией по числу атомов. Изучалась зависимость формы спектра возбуждения от длительности возбуждающих лазерных импульсов и числа регистрируемых ридберговских атомов.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты выполнялись с холодными атомами ^{85}Rb , захваченными в МОЛ, схема которой показана на рис.1,а [5, 15]. Охлаждение атомов осуществляется тремя ортогонально распространяющимися парами световых волн с длиной волны 780 нм. Охлаждающее лазерное излучение настраивалось на замкнутый переход $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ изотопа ^{85}Rb , а лазерное излучение перекачки – на переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$. В центре ло-

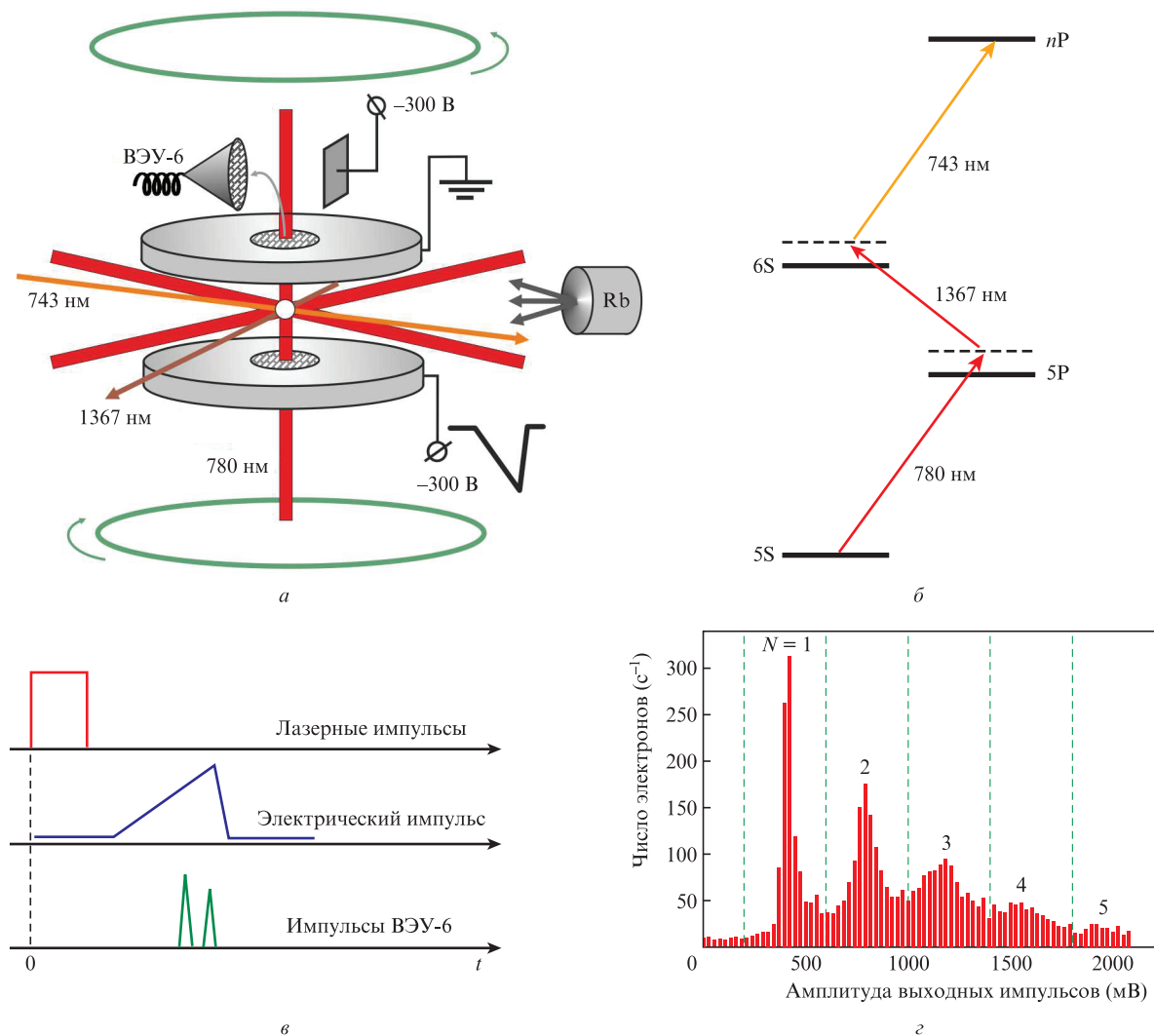


Рис.1. Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами ^{85}Rb в МОЛ (а), схема когерентного трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ ридберговских атомов Rb с отстройкой от промежуточных резонансов (б), временная диаграмма лазерных и электрических импульсов (в) и гистограмма выходных импульсов ВЭУ-6, регистрирующего электроны, образовавшиеся в результате СПИ (г).

вушки формируется облако из $\sim 10^6$ холодных атомов, имеющее размер 0.5–1 мм и температуру 100–200 мК.

Возбуждение холодных атомов Rb в ридберговские состояния nP ($n = 30–100$) осуществляется по трехступенчатой схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ (рис.1,б). Первая ступень $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ возбуждается непрерывным излучением полупроводникового лазера с внешним резонатором Torptica DL PRO с длиной волны $\lambda = 780$ нм и выходной мощностью до 50 мВт. Лазер имеет встроенный фарадеевский изолятор и оптоволоконный выход. Частота излучения этого лазера стабилизирована методом Паунда–Древера–Холла по резонансу насыщенного поглощения в ячейке с парами атомов Rb. Измеренная ширина линии лазерного излучения $\Gamma_1/(2\pi)$ составляет ~ 0.3 МГц. Выходное излучение лазера пропускается через акустооптический модулятор (АОМ), который формирует импульсы заданной длительности с фронтами длительностью 100 нс. АОМ также обеспечивает «синюю» отстройку $\delta_1/(2\pi) = +80$ МГц от точного атомного резонанса, чтобы не заселять промежуточный уровень $5P_{3/2}$.

На второй ступени $5P_{3/2}(F=4) \rightarrow 6S_{1/2}(F=3)$ используется излучение с $\lambda = 1367$ нм непрерывного одночастотного полупроводникового лазера с внешним резонатором Sacher TEC150 со встроенным фарадеевским изолятором и оптоволоконным выходом с выходной мощностью до 30 мВт. Частота этого излучения стабилизирована методом Паунда–Древера–Холла по резонансу высокостабильного оптического интерферометра Фабри–Перо Stable Laser Systems ATF. Измеренная ширина линии $\Gamma_2/(2\pi)$ составляет ~ 0.3 МГц. Выходное излучение лазера пропускается через электрооптический модулятор (ЭОМ) с глубиной модуляции 20 дБ, который формирует импульсы заданной длительности с фронтами длительностью 2 нс. Частота излучения также имеет «синюю» отстройку $\delta_2/(2\pi) = +82$ МГц от точного атомного резонанса, чтобы не заселять промежуточный уровень $6S_{1/2}$.

На третьей ступени ридберговские nP -состояния возбуждаются из состояния $6S_{1/2}(F=3)$ излучением непрерывного кольцевого титан-сапфирового лазера Tekhnoscan TIS-SF-07 с выходной мощностью до 500 мВт. При перестройке длины волны излучения в диапазоне 738–745 нм можно селективно возбуждать подуровни тонкой структуры с $J = 1/2, 3/2$ ридберговских nP -состояний с главным квантовым числом $n = 30–120$. Частота излучения стабилизируется методом Паунда–Древера–Холла по резонансу того же высокостабильного оптического интерферометра Фабри–Перо Stable Laser Systems ATF. Измеренная ширина линии $\Gamma_3/(2\pi)$ составляет ~ 0.01 МГц. На выходе лазера установлен АОМ для работы в импульсном режиме с фронтами длительностью 100 нс.

Излучения лазеров второй и третьей ступеней подводятся к МОЛ через одномодовые оптические волокна. На выходе волокон они коллимируются и затем фокусируются на облако холодных атомов в геометрии скрещенных под прямым углом пучков (рис.1,а) с диаметрами перетяжек 10 мкм для излучения с $\lambda = 743$ нм и 20 мкм для излучения с $\lambda = 1367$ нм. В области пересечения сфокусированных пучков формируется эффективный объем возбужденных ридберговских атомов размером 20–50 мкм в зависимости от взаимного расположения перетяжек и наличия или отсутствия насыщения переходов. Излучение лазера первой ступени ($\lambda = 780$ нм) не фокусируется, имеет диаметр пучка 1 мм и направляется на облако холодных атомов под углами 45° навстречу остальным пуч-

кам. Ридберговские атомы возбуждаются лазерными импульсами с частотой следования 5 кГц.

Возбуждение ридберговских атомов осуществляется в пространстве между двумя пластинами из нержавеющей стали, формирующими однородное электрическое поле (рис.1,а). Электрическое поле используется для спектроскопии эффекта Штарка и детектирования ридберговских атомов методом СПИ [1]. Регистрация ридберговских атомов осуществляется на частоте следования 5 кГц при включении импульса развертки ионизирующего электрического поля со временем нарастания 2–3 мкс. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, ускоряются электрическим полем, пролетают через металлическую сетку верхней пластины и с помощью отклоняющего электрода направляются во входной растроб электронного умножителя ВЭУ-6 канального типа. Импульсные сигналы с его выхода обрабатываются быстродействующим АЦП, стробинтегратором и ЭВМ. Число электронов, зарегистрированных за один лазерный импульс, определяется числом ридберговских атомов в области возбуждения и общей эффективностью регистрации электронов [2]. В наших экспериментах эффективность регистрации достигала 70% [16, 17].

Временная диаграмма сигналов в системе регистрации приведена на рис.1,в. После каждого лазерного импульса, возбуждающего часть холодных атомов в ридберговское состояние nP , включается 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 импульса-строба, соответствующего по времени ионизации состояния nP . На рис.1,г показана гистограмма амплитуд выходных импульсов ВЭУ-6. На ней видны несколько пиков, отвечающих разному числу зарегистрированных ридберговских атомов $N = 1–5$. Интегральная амплитуда (площадь) каждого пика описывается распределением Пуассона и зависит от среднего числа регистрируемых атомов за лазерный импульс. Для рис.1,г эта величина составляет 2.2 ат./имп., при этом вероятности одно- и двухатомного возбуждения примерно равны, но одноатомный пик уже и выше. Более подробно статистические данные по лазерному возбуждению и регистрации ридберговских атомов обсуждаются в разд.5 (см. формулы (3)–(7)).

После каждого лазерного импульса система сбора данных измеряла амплитуду выходного импульса ВЭУ-6, затем по полученной заранее гистограмме (рис.1,г) определяла число зарегистрированных атомов, а после накопления данных за $10^3–10^4$ лазерных импульсов осуществляла сортировку сигналов по числу атомов N и вычисляла вероятность трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния. Число атомов определялось согласно тому, в какой интервал напряжений выходных импульсов ВЭУ-6 попадал конкретный измеренный сигнал, например один атом отвечал интервалу 200–600 мВ, два атома – интервалу 600–1000 мВ, три атома – интервалу 1000–1400 мВ и т.д. Соответствующие пороги регистрации показаны на рис.1,г вертикальными штриховыми линиями.

Эксперименты по спектроскопии трехфотонного возбуждения выполнялись в предварительно выключаемой на короткое время МОЛ. Для этого во все охлаждающие

лазерные пучки были установлены АОМ, которые включали их на 20 мкс, а после измерения включали вновь. Градиентное магнитное поле МОЛ при измерениях не выключалось, но его влияние минимизировалось путем настройки положения объема возбуждения в точку, соответствующую нулевому магнитному полю, что контролировалось по отсутствию зеемановского расщепления микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ на частоте 80 ГГц согласно методу нашей работы [18]. Это позволяло иметь большую частоту следования лазерных импульсов (5 кГц) и отслеживать изменение сигналов от ридберговских атомов в реальном времени на экране осциллографа и в компьютерной системе сбора данных.

3. Теоретическое описание трехфотонного лазерного возбуждения

При теоретическом описании основное состояние $5S_{1/2}(F=3)$ обозначим как состояние 0, первое промежуточное состояние $5P_{3/2}(F=4)$ – как 1, второе промежуточное состояние $6S_{1/2}(F=3)$ – как 2 и ридберговское состояние $nP_{3/2}$ – как 3 (рис. 1, б). Для каждого промежуточного однофотонного перехода с номером $j = 1, 2, 3$ введем соответствующую частоту Раби $\Omega_j = d_j E_j / \hbar$ (d_j – дипольные моменты однофотонных переходов, E_j – амплитуды электрического поля для линейной поляризованных световых полей) и отстройку δ_j . Сканирование полной отстройки $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3$ трехфотонного перехода $0 \rightarrow 3$ может осуществляться сканированием отстройки любого перехода.

Как было показано нами в работе [14], в отсутствие спонтанной релаксации всех уровней и при достаточно больших отстройках промежуточных резонансов, $\Omega_1 \ll |\delta_1|$, $\Omega_2 \ll |\delta_2|$, населенность ридберговского состояния может быть рассчитана путем решения уравнения Шредингера для нахождения амплитуд вероятностей a_j возбуждения каждого уровня ($j = 0-3$) в приближении вращающейся волны. В результате получается следующая зависимость населенности ридберговского состояния от времени взаимодействия t при когерентном трехфотонном лазерном возбуждении:

$$|a_3|^2 \approx \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\delta + \Delta_0 + \Delta_3)^2} \times \{1 - \cos[t\sqrt{\Omega^2 + (\delta + \Delta_0 + \Delta_3)^2}]\}/2, \quad (1)$$

где $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (4\delta_1 \delta_3)$ – эффективная частота Раби при трехфотонном возбуждении; $\Delta_0 = \Omega_1^2 / (4\delta_1)$ и $\Delta_3 = \Omega_3^2 / (4\delta_3)$ – световые сдвиги состояний 0 и 3 соответственно. Уравнение (1) показывает, что условием точного трехфотонного резонанса является равенство $\delta + \Delta = 0$, где полный световой сдвиг $\Delta = \Delta_0 + \Delta_3$, при этом населенность осциллирует между основным и ридберговским состояниями на частоте Ω . Это уравнение описывает также спектр возбуждения ридберговского состояния при сканировании δ для фиксированного времени взаимодействия t .

В более реалистичной теоретической модели, учитывающей спонтанную релаксацию возбужденных уровней 1–3, осцилляции Раби затухают с константой затухания $\gamma = 1/\tau$, определяемой обратным временем жизни ридберговского состояния τ , или еще быстрее, если отстройки от промежуточных резонансов недостаточно велики. При этом населенность ридберговского состояния выходит на некоторое стационарное значение. Такая модель была

построена нами в четырехуровневом приближении на основе оптических уравнений Блоха для матрицы плотности [15]. Найти точное аналитическое решение для населенности ρ_{33} ридберговского состояния при произвольных частотах Раби и отстройках не представляется возможным, поэтому в общем случае необходимо решать задачу численно. Однако при слабом возбуждении ($\Omega \ll \gamma$) нами было найдено следующее приближенное аналитическое решение:

$$|a_3|^2 = \rho_{33} \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2 + 4\delta^2} \times [1 + \exp(-\gamma t) - 2\exp(-\gamma t/2)\cos(t\sqrt{\Omega^2 + \delta^2})]. \quad (2)$$

Из него видно, что при больших временах взаимодействия ($\gamma t \gg 1$) осцилляции Раби затухают и населенность выходит на стационарное значение, описываемое лоренцевским контуром спектра возбуждения.

Кроме того, разработанная теоретическая модель [15] позволяет дополнительно учесть конечные ширины линий Γ_j всех трех лазерных излучений в модели диффузии фазы, когда в лазерном излучении присутствуют случайные флуктуации фазы, но отсутствуют амплитудные флуктуации [19]. Для этого в уравнениях для оптических когерентностей в каждую отстройку δ_j была добавлена мнимая часть, равная по модулю $\Gamma_j/2$, для внесения дополнительного затухания когерентности. Наши численные расчеты согласно данной модели показали хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов [15]. Однако необходимо отметить, что в такой модели спектр лазерного излучения имеет лоренцевскую форму, в то время как обычно для него характерен гауссов профиль с более быстрым спаданием на крыльях. Поэтому теоретические спектры возбуждения ридберговских состояний в указанной модели могут иметь некоторые расхождения с экспериментальными данными на крыльях резонансов.

4. Спектры лазерного возбуждения трехфотонного перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$

Для нас наибольший интерес представляло изучение спектра возбуждения ридберговского состояния $37P_{3/2}$ атомов Rb, поскольку в нем удалось впервые наблюдать электрически управляемые резонансы Фёрстера между двумя [16] либо тремя [17] ридберговскими атомами. На рис. 2 приведены экспериментальные спектры трехфотонного лазерного возбуждения этого состояния при сканировании отстройки δ_3 для различных времен взаимодействия t , трехфотонных частот Раби Ω и динамических световых сдвигов Δ , а также результаты численных расчетов по четырехуровневой теоретической модели работы [15]. Во всех случаях наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Анализ представленных спектров позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых, трехфотонный резонанс возникает при отстройке $\delta_3 \approx -162$ МГц, что является следствием суммарной отстройки $\delta_1 + \delta_2 = +162$ МГц от двух промежуточных резонансов. Такой резонанс соответствует когерентному трехфотонному возбуждению без заселения промежуточных уровней $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$, в отличие от некогерентного

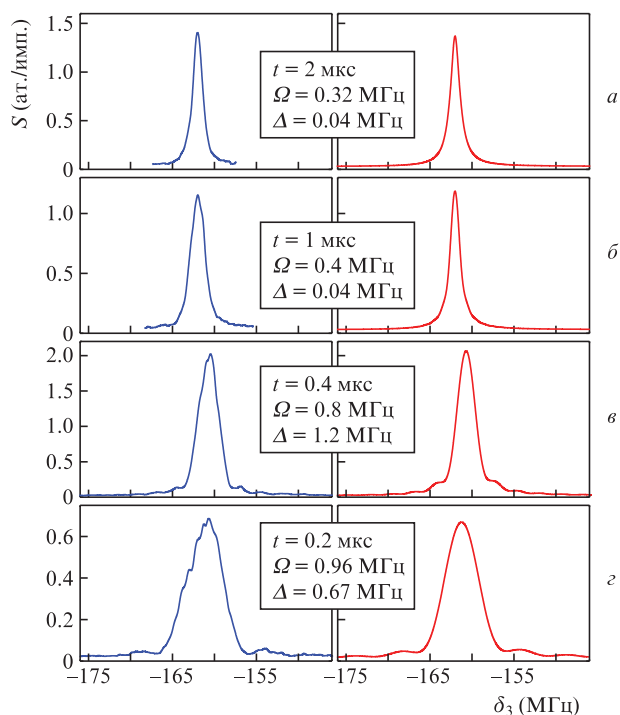


Рис.2. Экспериментальные спектры S трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при сканировании отстройки δ_3 для различных времен взаимодействия t , трехфотонных частот Раби Ω и динамических световых сдвигов Δ (левая колонка) и результаты численных расчетов согласно четырехуровневой модели [15] (правая колонка).

трехступенчатого резонанса при $\delta_3 = 0$, когда состояния $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$ частично заселяются на крыльях лоренцевских контуров поглощения для первой и второй ступеней возбуждения. Различия между этими процессами обсуждались в нашей работе [15]. В частности, когерентное трехфотонное возбуждение соответствует поглощению всех трех фотонов одновременно, в то время как при трехступенчатом возбуждении фотоны могут поглощаться в разные моменты времени, что приводит к дефазировке и потере когерентности. Именно поэтому осцилляции Раби наблюдаются только для когерентного трехфотонного лазерного возбуждения. Из рис.2 видно, что при увеличении частоты Раби Ω увеличивается и динамический сдвиг трехфотонных резонансов Δ , однако он сравнительно мал и по порядку величины совпадает с Ω .

Во-вторых, минимальная ширина трехфотонного резонанса (1.3 МГц) наблюдается при максимальном времени взаимодействия 2 мкс (рис.2,а) для сравнительно небольшого значения $\Omega/(2\pi) \approx 0.3$ МГц. При этом значении ширина резонанса обусловлена суммарной шириной линий трех лазерных излучений $(\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)/(2\pi) \approx 0.6$ МГц, динамическим полевым уширением $\Omega/(2\pi) \approx 0.3$ МГц и спектральной шириной лазерного импульса возбуждения $1/t \approx 0.5$ МГц. В то время как последние два фактора не влияют на когерентность, как это видно из уравнений (1) и (2), ненулевая ширина линий лазерного излучения обуславливает сравнительно малое время когерентности лазерного импульса, $1/(\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3) \approx 0.3$ мкс, и не позволяет увидеть в спектре осцилляции Раби, предсказываемые уравнениями (1) и (2) для времени возбуждения 2 мкс (рис.2,а). То же самое относится и к спектру при времени возбуждения 1 мкс, представленному на рис.2,б.

В-третьих, при дальнейшем уменьшении времени взаимодействия до 0.4 мкс (рис.2,в) в спектре на крыльях резонансов появляются признаки структуры, описываемой формулой (2) и соответствующей осцилляциям Раби, при этом их неполный контраст свидетельствует о наличии дефазировки и лишь о частичной когерентности осцилляций. Однако уменьшение времени взаимодействия до 0.2 мкс все же позволяет получить спектр с достаточно контрастными структурами осцилляций Раби на крыльях резонансов (рис.2,з), что говорит о достижении нами когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов. По имеющимся литературным данным такое возбуждение реализовано впервые. В то же время уменьшение длительности лазерных импульсов приводит к уширению резонансов до 2.4 МГц для спектра на рис.2,в и 3.8 МГц для спектра на рис.2,з.

В-четвертых, достигнутая минимальная ширина трехфотонных резонансов (1.3 МГц) значительно меньше тех значений (более 5 МГц), которые получены нами в предыдущих экспериментах [5, 15]. Это является следствием предпринятых нами усилий по стабилизации частот и сужению ширин линий путем их привязки методом Паунда–Дривера–Холла к резонансам насыщенного поглощения либо к резонансам высокостабильного интерферометра Фабри–Перо. Однако в идеале для выполнения квантовых операций с ридберговскими атомами [6] необходимо увеличить время когерентности до 100 мкс и более, что требует дальнейшего уменьшения ширин линий до 1 кГц и менее. Для этого нужно модернизировать системы стабилизации частот и увеличить ширины полос обратной связи. Также для уменьшения влияния остаточного эффекта Доплера имеет смысл реализовать трехфотонное лазерное возбуждение без эффекта отдачи и эффекта Доплера на основе звездообразной геометрии трех лазерных пучков в условиях равенства нулю суммы их волновых векторов, как было предложено нами в работе [14].

5. Трехфотонное лазерное возбуждение мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов

Поскольку используемая система регистрации ридберговских атомов на основе СПИ предоставляет возможность измерения числа атомов и постселекции сигналов с сортировкой по числу атомов, нами было проведено исследование спектров трехфотонного лазерного возбуждения мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов с числом атомов $N = 1-5$.

На рис.3 приведены экспериментальные спектры трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния $37P_{3/2}$ для различных частот Раби Ω при времени взаимодействия $t = 2$ мкс. Величины S_1-S_5 представляют собой спектры возбуждения мезоскопических ансамблей с определенным числом ридберговских атомов $N = 1-5$, а величина S , равная их сумме, является сигналом, соответствующим среднему числу ридберговских атомов, регистрируемых за лазерный импульс.

Для спектров полного сигнала S с увеличением Ω наблюдается увеличение как амплитуды трехфотонного резонанса, так и его ширины в соответствии с уравнениями (1) и (5) (см. ниже). Эти спектры хорошо описываются численными расчетами по нашей четырехуровневой теоретической модели.

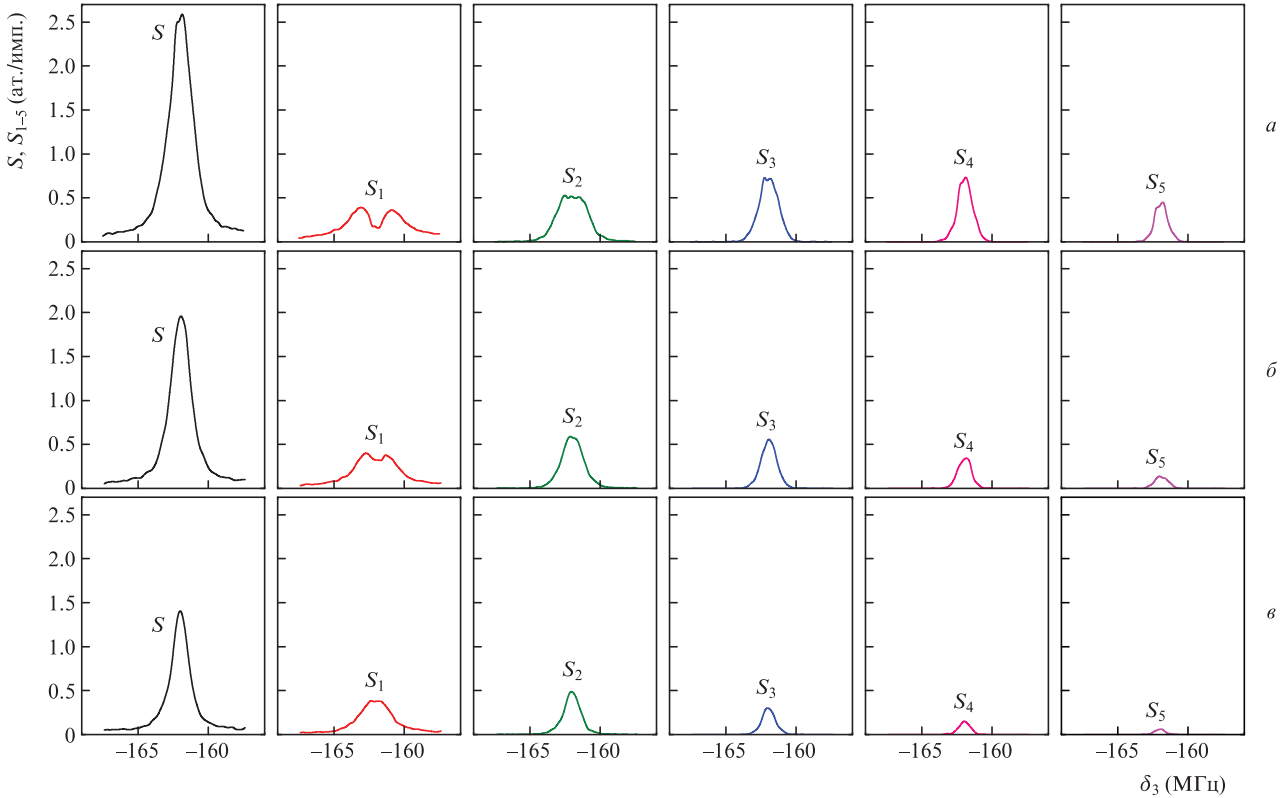


Рис.3. Экспериментальные спектры трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния $37P_{3/2}$ для частот Раби $\Omega = 0.43$ (а), 0.38 (б) и 0.28 МГц (в) при времени взаимодействия $t = 2$ мкс: сигнал S , соответствующий среднему числу ридберговских атомов, регистрируемых за лазерный импульс, и сигналы $S_1 - S_5$, представляющие собой спектры возбуждения мезоскопических ансамблей с определенным числом ридберговских атомов $N = 1 - 5$.

Принципиально новым в нашей работе является регистрация спектров возбуждения мезоскопических ансамблей S_N для различных N . Впервые эта особенность нашей экспериментальной установки была продемонстрирована в работе [3] на примере микроволновых переходов между ридберговскими состояниями. В отсутствие межатомных взаимодействий эти спектры описываются статистикой возбуждения и регистрации ридберговских атомов [2].

Пусть до начала лазерного импульса в объеме возбуждения находится мезоскопический ансамбль из N_0 атомов Rb в основном состоянии. За время лазерного импульса имеется ненулевая вероятность p возбуждения каждого атома в ридберговское состояние, причем эта вероятность зависит от трехфотонной отстройки и в определенных условиях дается уравнением (1) или (2). Тогда среднее число ридберговских атомов, возбуждаемых за лазерный импульс,

$$\bar{N} = pN_0. \quad (3)$$

Статистика числа ридберговских атомов, возбуждаемых за лазерный импульс, зависит от величины p . При слабом возбуждении ($p \ll 1$) можно применять распределение Пуассона для вероятности P_N^{weak} найти N ридберговских атомов после одного лазерного импульса:

$$P_N^{\text{weak}} = \frac{(\bar{N})^N}{N!} \exp(-\bar{N}). \quad (4)$$

Однако в общем случае, в том числе при сильном когерентном возбуждении с осцилляциями Раби, следует использовать более сложное нормальное распределение:

$$P_N^{\text{strong}} = p^N (1-p)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}, \quad (5)$$

которое справедливо для любых p и N_0 . Именно такое статистическое распределение наблюдалось бы для идеального детектора ридберговских атомов, имеющего вероятность регистрации $T = 1$.

Для реальных детекторов вероятность регистрации всегда меньше 1. Например, в наших экспериментах [16, 17] вероятность регистрации составляла около 0.7, что является рекордной величиной для ридберговских атомов. Можно легко показать, что с учетом конечной вероятности регистрации справедливы следующие распределения для вероятности зарегистрировать N ридберговских атомов:

$$\bar{P}_N^{\text{weak}} = \frac{(\bar{N}T)^N}{N!} \exp(-\bar{N}T), \quad (6)$$

$$\bar{P}_N^{\text{strong}} = (pT)^N (1-pT)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}. \quad (7)$$

Таким образом, среднее число ридберговских атомов, регистрируемых за лазерный импульс, уменьшается до $\bar{N}T$. Именно эта величина измеряется экспериментально при усреднении по большому числу лазерных импульсов. Например, амплитуды пиков на гистограмме, приведенной на рис.1,з, пропорциональны \bar{P}_N^{weak} . Поэтому отношение амплитуд проинтегрированных одноатомного и двухатомного пиков $\bar{P}_2^{\text{weak}}/\bar{P}_1^{\text{weak}} = \bar{N}T/2$, что дает на основе наших измерений $\bar{N}T \approx 2.2$.

При сильном возбуждении полный сигнал, измеряемый как среднее число атомов, зарегистрированных за лазерный импульс, определяется выражением

$$S = pN_0 T = \sum_{N=1}^{N_0} N \bar{P}_N^{\text{strong}} = \sum_{N=1}^{N_0} S_N, \quad (8)$$

при этом следует положить $p = \rho_{33}$ для спектральной зависимости вероятности возбуждения. Следовательно, полный сигнал S фактически представляет собой усреднение по числу зарегистрированных атомов N . Решение обратной задачи дается следующей формулой для многоатомных спектров на рис.3:

$$S_N = N \left(\frac{S}{N_0} \right)^N \left(1 - \frac{S}{N_0} \right)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}. \quad (9)$$

Из нее видно, что для мезоскопических ансамблей с небольшим числом атомов N_0 и при достаточно сильном возбуждении в центре многоатомного резонанса может образоваться провал, обусловленный чисто статистическим эффектом – вероятность возбудить и зарегистрировать более одного атома оказывается больше вероятности возбудить и зарегистрировать только один атом.

Именно этот эффект наблюдается на рис.3,а для одноатомного сигнала – провал в центре одноатомного спектра S_1 . Для двух атомов в спектре S_2 провала нет, но имеется плоская вершина резонанса, что также обусловлено уменьшением вероятности возбудить два атома в центре резонанса. Для большего числа атомов такой провал в многоатомных спектрах отсутствует. Более слабый провал наблюдается также в одноатомном спектре на рис.3,б при меньшей трехфотонной частоте Раби и, следовательно, меньшей вероятности возбуждения. Наконец, на рис.3,в этот провал полностью исчезает из-за недостаточно большой вероятности возбуждения.

На рис.3 обращает на себя внимание также тот факт, что с увеличением числа атомов N ширины многоатомных резонансов заметно уменьшаются. Это объясняется тем, что если одноатомный спектр дается выражением (1) или (2) для a_3 , то при слабом возбуждении N -атомный спектр будет описываться уже величиной $|a_3|^{2N} (1 - |a_3|^2)^{N_0-N}$, из-за чего крылья резонанса в значительной степени подавляются и остается только его центральная часть. Впервые на это обстоятельство было указано в нашей работе [3], где обсуждалось также применение данного эффекта для увеличения точности спектроскопических измерений, если имеется возможность селективно регистрировать многоатомные сигналы с определенным числом атомов. Например, уравнение (1) для одного атома дает ширину резонанса, равную Ω . Если же взять N атомов, то ширина резонанса составит $\Omega(2^{1/N} - 1)^{1/2}$. Для $N = 5$ многоатомный резонанс сужается в 2.7 раза.

Многоатомные спектры на рис.3 представляют интерес для квантовой информатики. В частности, в мезоскопических ансамблях холодных атомов, возбуждаемых в ридберговские состояния, может наблюдаться эффект дипольной блокады [20,21], если энергия взаимодействия ридберговских атомов превышает ширину резонанса возбуждения (как правило, частоту Раби). При полной дипольной блокаде из всего мезоскопического ансамбля может возбудиться в ридберговское состояние только один атом, т.к. для большего числа атомов коллективные уров-

ни энергии оказываются сдвинутыми относительно частоты невозмущенного резонанса возбуждения. Это должно приводить к радикальному изменению спектров, представленных на рис.3: остается только одноатомный сигнал ($N = 1$), а все остальные многоатомные резонансы исчезают. Если они не исчезают полностью, это может свидетельствовать о неполной дипольной блокаде, а изменение отношения амплитуд резонансов согласно уравнению (9) позволит определить степень полноты дипольной блокады в конкретных экспериментальных условиях. В настоящее время нами ведутся эксперименты по наблюдению этого эффекта при трехфотонном лазерном возбуждении атомов Rb в высокие ридберговские состояния с $n = 100-120$, которые имеют гораздо большие энергии межатомных взаимодействий по сравнению с атомами в состоянии $37P_{3/2}$.

6. Заключение

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию спектров трехфотонного лазерного возбуждения по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов Rb в МОЛ с использованием непрерывных одночастотных лазеров на каждой ступени. Ансамбли состояли из $N = 1-5$ атомов и регистрировались методом СПИ с постселекцией по числу атомов. Изучалась зависимость формы спектра трехфотонного возбуждения от длительности возбуждающих лазерных импульсов, а также от числа регистрируемых ридберговских атомов.

Для импульсов длительностью 2 мкс минимальная ширина спектра составляла 1.3 МГц и была обусловлена ширинами линий излучений лазеров и спектральной шириной, определяемой длительностью лазерных импульсов. Для импульсов длительностью менее 0.5 мкс наблюдались дополнительное уширение спектров и появление осцилляций Раби на крыльях трехфотонных резонансов, что говорит о достижении нами когерентного трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских атомов. По имеющимся литературным данным такое возбуждение реализовано впервые. Анализ спектров в четырехуровневой теоретической модели на основе оптических уравнений Блоха показал хорошее согласие эксперимента с теорией. Сделан вывод о том, что для увеличения времени когерентности лазерных импульсов необходимо дальнейшее сужение ширин линий всех лазерных излучений до 1 кГц и менее. Это позволит наблюдать полные осцилляции Раби при возбуждении ридберговских состояний и выполнять на их основе квантовые логические операции с ридберговскими атомами.

Исследование зависимости формы спектра трехфотонного возбуждения от числа регистрируемых атомов показало, что при увеличении среднего числа атомов в спектрах одноатомного возбуждения появляется провал, обусловленный спецификой статистики возбуждения и регистрации одиночных ридберговских атомов. Многоатомные спектры полезны тем, что позволяют выявить наличие полного или частичного эффекта дипольной блокады для различных применений ридберговских атомов в квантовой информатике. Также нами было обнаружено сужение многоатомных спектров при увеличении числа атомов в мезоскопических ансамблях. Это может быть использовано для увеличения точности спектроскопиче-

ских измерений, если имеется возможность селективно регистрировать многоатомные сигналы с определенным числом атомов.

Работа была поддержана грантами РФФИ №16-02-00383 (в части теоретического анализа лазерного возбуждения) и 17-02-00987 (в части применений в квантовой информатике), грантами РНФ №16-12-00028 (в части теоретического анализа многоатомных сигналов) и 18-12-00313 (в части экспериментов по лазерному возбуждению ридберговских атомов), а также Новосибирским государственным университетом.

1. Gallagher T.F. *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press, 1994).
2. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M. *Phys. Rev. A*, **76**, 012722 (2007); Erratum: *Phys. Rev. A*, **76**, 049902(E) (2007).
3. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I. *J. Phys. B*, **38**, S421 (2005).
4. Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
5. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **182**, 206 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 196 (2016)].
6. Saffman M. *J. Phys. B*, **49**, 202001 (2016).
7. Pohl T., Demler E., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 043002 (2010).
8. Cinti F., Jain P., Boninsegni M., Micheli A., Zoller P., Pupillo G. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 135301 (2010).
9. Cubel T., Teo B.K., Malinovsky V.S., Guest J.R., Reinhard A., Knuffman B., Berman P.R., Raitchel G. *Phys. Rev. A*, **72**, 023405 (2005).
10. Reetz-Lamour M., Deiglmayr J., Amthor T., Weidemüller M. *New J. Phys.*, **10**, 045026 (2008).
11. Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., Murashkin D.A., Zelener B.B., Zelener B.V. *Laser Phys.*, **26**, 115701 (2016).
12. Maller K.M., Lichtman M.T., Xia T., Sun Y., Piotrowicz M.J., Carr A.W., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **92**, 022336 (2015).
13. Camargo F., Whalen J.D., Ding R., Sadeghpour H.R., Yoshida S., Burgdorfer J., Dunning F.B., Killian T.C. *Phys. Rev. A*, **93**, 022702 (2016).
14. Ryabtsev I.I., Beterov I.I., Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A. *Phys. Rev. A*, **84**, 053409 (2011).
15. Энтин В.М., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б., Бетеров И.И., Рябцев И.И. *ЖЭТФ*, **143** (5), 831 (2013) [*JETP*, **116** (5), 721 (2013)].
16. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 073003 (2010).
17. Tretyakov D.B., Beterov I.I., Yakshina E.A., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Cheinet P., Pillet P. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 173402 (2017).
18. Третьяков Д.Б., Бетеров И.И., Энтин В.М., Рябцев И.И., Чаповский П.Л. *ЖЭТФ*, **135**, 428 (2009) [*JETP*, **108**, 374 (2009)].
19. Agarwal G.S. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1383 (1976).
20. Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., Duan L.M., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (2001).
21. Comparat D., Pillet P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, A208 (2010).