

ВЛИЯНИЕ ФОТОИОНОВ НА ФОРМУ ЛИНИЙ РЕЗОНАНСА ФЁРСТЕРА И МИКРОВОЛНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ХОЛОДНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМАХ РУБИДИЯ

*Д. Б. Третьяков^a, И. И. Бетеров^a, В. М. Энтин^a,
Е. А. Якшина^a, И. И. Рябцев^{a*}, С. Ф. Дюбко^b, Е. А. Алексеев^b,
Н. Л. Погребняк^b, Н. Н. Безуглов^c, Э. Аримондо^{d**}*

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

^b *Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков, Украина*

^c *Санкт-Петербургский государственный университет
198904, Санкт-Петербург, Россия*

^d *Universita di Pisa, Largo Pontecorvo 3, I-56127 Pisa, Italy*

Поступила в редакцию 25 мая 2011 г.

Выполнены эксперименты по спектроскопии резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37P)+\text{Rb}(37P) \rightarrow \text{Rb}(37S)+\text{Rb}(38S)$ и микроволновых переходов $nP \rightarrow n'S, n'D$ между ридберговскими состояниями холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке. В обычных условиях для всех спектров наблюдалась ширина линии 2–3 МГц, независимо от времени взаимодействия атомов друг с другом или с микроволновым излучением, хотя предельная ширина резонансов должна была определяться обратным временем взаимодействия. Анализ экспериментальных условий показал, что основным источником уширения линий являлось неоднородное электрическое поле холодных фотоионов, образующихся при возбуждении начальных ридберговских nP -состояний широкополосным импульсным лазерным излучением. Применение дополнительного импульса электрического поля, быстро вытягивающего фотоионы после лазерного импульса, приводило к значительному сужению линий микроволновых резонансов и резонанса Фёрстера. Проведен анализ различных источников уширения линий в холодных ридберговских атомах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Холодные атомы в высоковозбужденных (ридберговских) состояниях с главным квантовым числом $n \gg 1$ представляют интерес для фундаментальных исследований и практических приложений [1]. В частности, спектроскопия холодных атомов открывает новые возможности повышения точности измерения энергетических и спектроскопических параметров атомов за счет устранения эффекта Доплера [2–4], а сами холодные ридберговские атомы могут быть использованы для реализации логических элементов квантового компьютера [5, 6].

В исследованиях такого рода важную роль играет ширина линий оптических и микроволновых переходов между ридберговскими состояниями, поскольку она определяет спектральное разрешение в спектроскопических измерениях и время когерентности при выполнении квантовых операций. В отсутствие внешних электромагнитных полей предельная ширина линий равна обратному времени жизни ридберговских состояний [7, 8] и составляет 1–10 кГц для $n > 30$. Однако такую ширину сложно наблюдать экспериментально, поскольку ридберговские уровни обладают сверхтонкой структурой (сотни килогерц для nS -состояний и десятки килогерц для nP -состояний при $n \approx 40$ [3, 4]). Предельное разрешение ограничено также конечным временем t_0

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

**E. Arimondo

взаимодействия с резонансным излучением, которое дает фурье-ширину резонансов порядка $1/t_0$. Кроме того, экспериментальные исследования выявили ряд проблем, связанных с уширением спектральных линий во внешних электромагнитных полях.

Во-первых, в магнитооптических ловушках (МОЛ) для захвата и охлаждения атомов используется неоднородное квадрупольное магнитное поле. Типичные значения градиента поля составляют 10–15 Гс/см, поэтому вариация магнитного поля на размерах облака холодных атомов (порядка 1 мм) равна примерно 1 Гс. Это поле действует на ридберговские атомы и приводит к расщеплению уровней на величину 1–3 МГц. Для уменьшения влияния этого источника уширения линий применяется кратковременное выключение магнитного поля при проведении измерений [3, 4] или локализация малого объема возбуждения ридберговских атомов вблизи центра облака холодных атомов, где поле обращается в нуль [9]. Это позволяет уменьшить вклад неоднородного магнитного поля МОЛ в ширину резонансов до величины 10–100 кГц. Также при исследовании двухфотонных микроволновых переходов между ридберговскими состояниями с одинаковой магнитной структурой была отмечена возможность наблюдения узких резонансов и без выключения магнитного поля, поскольку оно одинаковым образом сдвигает уровни таких переходов [2].

Во-вторых, линии переходов в холодных ридберговских атомах уширяются под действием паразитных электромагнитных полей, которые всегда присутствуют в экспериментах. Наибольшей чувствительностью ридберговские атомы обладают к паразитным электрическим полям, поскольку поляризуемости ридберговских уровней растут как n^7 [1]. Электрического поля в несколько милливольт на сантиметр может быть достаточно для сдвига и расщепления линий переходов на единицы и даже десятки мегагерц. Если паразитное поле пространственно-однородно, то его можно компенсировать с использованием системы дополнительных электродов, минимизируя штарковские сдвиги и уширения линий [3, 4]. Если же поле неоднородно, то его компенсация даже в малом объеме взаимодействия возможна только частично; поэтому линии переходов будут испытывать остаточное уширение.

В-третьих, в экспериментах с холодными ридберговскими атомами в МОЛ была обнаружена их спонтанная эволюция в ультрахолодную плазму по достижении некой критической плотности атомов, которая зависит от n [10]. При плотности атомов бо-

лее 10^9 см^{-3} плазма образуется за время порядка нескольких микросекунд, несмотря на низкую кинетическую энергию атомов. Первичные заряженные частицы могут образовываться вследствие фотоионизации ридберговских атомов лазерным и фоновым тепловым излучением, либо в результате столкновения холодных ридберговских атомов в случае притягивающего потенциала между ними [11]. С точки зрения прецизионной спектроскопии важен тот факт, что в отсутствие вытягивающего электрического поля заряженные частицы ультрахолодной плазмы находятся рядом с ридберговскими атомами длительное время. Их неоднородное электрическое поле может вызывать уширение и сдвиг спектральных линий в ридберговских атомах за счет эффекта Штарка [12].

В настоящей статье нами исследовалось влияние холодных фотоионов на спектры обменного резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37P) + \text{Rb}(37P) \rightarrow \text{Rb}(37S) + \text{Rb}(38S)$ и микроволновых переходов $nP \rightarrow n'S, n'D$ между ридберговскими состояниями холодных атомов рубидия в МОЛ. В наших экспериментах было обнаружено, что одним из основных источников уширения линий являлось неоднородное электрическое поле холодных фотоионов, образующихся при возбуждении ридберговских атомов $\text{Rb}(nP)$ широкополосным импульсным лазерным излучением. На основе метода спектроскопии микроволновых переходов и обменных взаимодействий нами был реализован неразрушающий спектроскопический метод диагностики ультрахолодной плазмы в газе холодных ридберговских атомов рубидия в МОЛ. Применимость этого метода была впервые продемонстрирована в работе [12]. В отличие от работы [12], в настоящих экспериментах нами получена более высокая чувствительность к слабым электрическим полям от малого числа фотоионов и более высокое пространственное разрешение благодаря локализации объема возбуждения в геометрии жестко сфокусированных скрещенных лазерных лучей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Детальное описание экспериментальной установки было приведено в нашей работе [9]. Эксперименты выполняются с холодными атомами Rb, захваченными в МОЛ, которая показана на рис. 1а. Ловушка включает в себя вакуумную камеру с оптическими окнами, нагреваемый источник атомов Rb, катодки Гельмгольца для создания трехмерного гра-

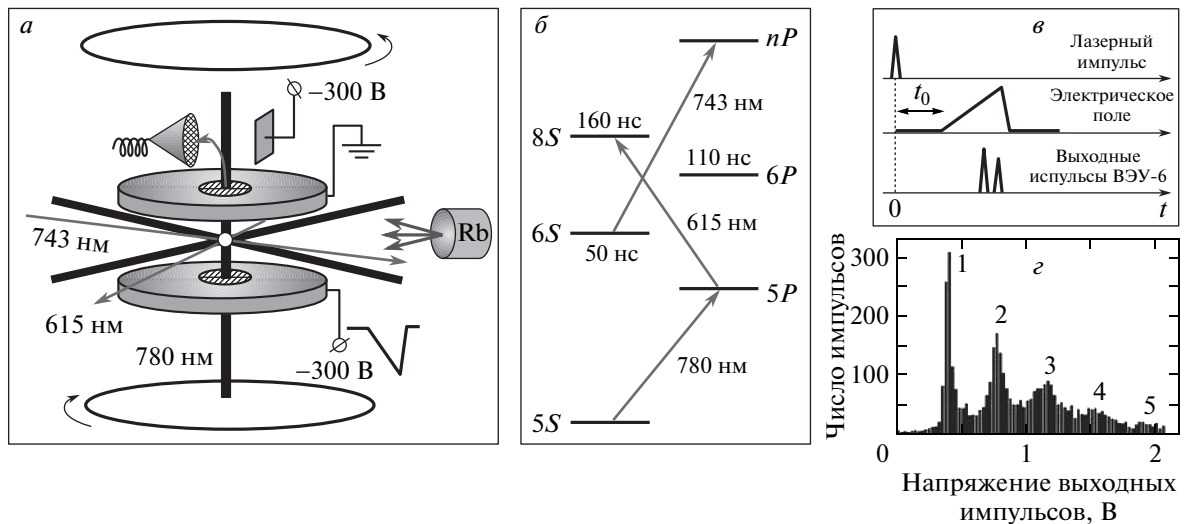


Рис. 1. а) Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами Rb в МОЛ. б) Схема трехступенчатого лазерного возбуждения ридберговских nP -состояний в атомах Rb. в) Временная диаграмма импульсов в экспериментах с селективной полевой ионизацией (СПИ) ридберговских атомов. г) Гистограмма усиленных выходных импульсов канального умножителя ВЭУ-6. Наблюдаемые пики соответствуют 1–5 электронам, зарегистрированным от ридберговских атомов методом СПИ

диента магнитного поля 10–15 Гс/см в центре МОЛ и систему лазерного охлаждения на основе двух полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на длину волны 780 нм. Охлаждение атомов осуществляется тремя ортогональными парами световых волн. Охлаждающий лазер настраивается с красной отстройкой примерно 20 МГц на замкнутый переход $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 4)$ изотопа ^{85}Rb , а лазер перекачки — на переход $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$. После точной настройки длин волн лазеров в центре ловушки возникает облако холодных атомов размером 0.5–1 мм и температурой 100–300 мкК. В наших экспериментах в МОЛ захватывается порядка 10^6 атомов ^{85}Rb , что соответствует концентрации 10^9 см^{-3} .

Возбуждение и регистрация ридберговских атомов осуществляются в пространстве между двумя пластинами из нержавеющей стали, в центре которых имеются отверстия диаметром 10 мм (рис. 1а). Для формирования однородного электрического поля отверстия закрыты оптически прозрачными (пропускание 85%) металлическими сетками. Расстояние между пластинами составляет 10 мм. Электрическое поле используется для спектроскопии эффекта Штарка и детектирования ридберговских атомов методом селективной полевой ионизации (СПИ) [1]. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, ускоряются электрическим полем, пролетают

через верхнюю сетку и с помощью отклоняющего электрода направляются во входной растроб электронного умножителя канального типа ВЭУ-6. Импульсные сигналы с его выхода обрабатываются быстродействующим АЦП, строб-интегратором и ЭВМ. Это позволяет контролировать число атомов и населенности ридберговских состояний в широком интервале значений главного квантового числа n .

Возбуждение холодных атомов Rb в ридберговские состояния nP ($n = 30–60$) осуществляется по трехступенчатой схеме (рис. 1б). Первая ступень, $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, возбуждается охлаждающим лазером, работающим в непрерывном режиме. На второй ступени, $5P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$, используется излучение импульсного лазера на красителе Родамин 6G (длина волны 615 нм) с частотой следования импульсов 5 кГц. Состояние $8S$ имеет время жизни 160 нс и быстро распадается в нижележащие 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. Далее, на третьей ступени, ридберговские nP -состояния возбуждаются из состояния $6S$ излучением импульсного титан-сапфирового лазера с длиной волны 743 нм. Длительности обоих лазерных импульсов составляют около 50 нс, а сами лазеры синхронизованы во времени. Излучения лазеров второй и третьей ступеней фокусируются на облако холодных атомов

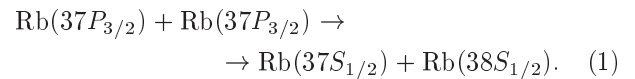
в геометрии скрещенных пучков (рис. 1а) с диаметрами перетяжек 9–10 мкм. В области пересечения сфокусированных лучей формируется эффективный объем возбуждения ридберговских атомов размером 20–30 мкм в зависимости от взаимного расположения перетяжек и наличия или отсутствия насыщения переходов.

Для диагностики холодных ридберговских атомов Rb в МОЛ применяется метод микроволновой спектроскопии [1]. В качестве источника микроволнового излучения используется генератор Г4-142 на лампе обратной волны, частота которого привязывается к кварцевому синтезатору частоты и сканируется в диапазоне 53–80 ГГц при ширине линии 20–50 кГц. Излучение вводится через окно. Спектры микроволновых переходов дают информацию о наличии внешних магнитных и электрических полей и их распределении в пространстве, поскольку объем возбуждения можно перемещать в пределах облака холодных атомов.

Временная диаграмма сигналов в системе регистрации приведена на рис. 1в. После каждого лазерного импульса, возбуждающего часть холодных атомов в начальное ридберговское nP -состояние, атомы свободно взаимодействуют друг с другом или с микроволновым излучением в течение времени $t_0 = 1\text{--}10$ мкс. Затем включается развертка ионизирующего электрического поля со временем нарастания около 2 мкс. В зависимости от состояния ридберговского атома ионизация происходит в разные моменты времени после лазерного импульса. Далее регистрируется 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, определяется числом ридберговских атомов в области возбуждения и эффективностью регистрации ВЭУ-6 [13]. На рис. 1г показана гистограмма амплитуд выходных импульсов ВЭУ-6. На ней видны несколько пиков, соответствующих разному числу зарегистрированных ридберговских атомов (от 1 до 5). После каждого лазерного импульса система сбора данных измеряет амплитуду выходного импульса ВЭУ-6 по обоим каналам регистрации (для начального и конечного состояний), затем по измеренной заранее гистограмме определяет число атомов, зарегистрированных в каждом канале, а после накопления данных за $10^3\text{--}10^5$ лазерных импульсов осуществляет сортировку сигналов по числу атомов и вычисляет вероятность перехода из начального в конечное ридберговское состояние.

3. СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЗОНАНСА ФЁРСТЕРА В ПРИСУТСТВИИ ХОЛОДНЫХ ФОТОИОНОВ

Резонанс Фёрстера, или обменно-резонансная передача энергии возникает вследствие диполь-дипольного взаимодействия между соседними ридберговскими атомами и наблюдается для двух и более атомов, когда энергетические интервалы переходов из начального состояния вверх и вниз по энергии совпадают [1]. В наших экспериментах в качестве начального состояния использовалось состояние $37P_{3/2}$, для которого резонансное взаимодействие двух атомов осуществляется по схеме [9]



Точный энергетический резонанс для этого процесса достигается с помощью штарковской подстройки ридберговских уровней в электрическом поле (рис. 2а). В результате взаимодействия один из атомов переходит в более низкое состояние $37S_{1/2}$, а другой атом одновременно переходит в более высокое состояние $38S_{1/2}$. Во взаимодействии могут участвовать не только два, но и большее количество атомов, находящихся в объеме возбуждения, если они расположены достаточно близко.

Для расчета эволюции населенностей ридберговских состояний решается квантово-механическая задача для квазимолекулы, образованной N взаимодействующими ридберговскими атомами [14, 15]. В работе [15] мы показали, что при слабом диполь-дипольном взаимодействии неподвижных ридберговских атомов эволюция населенности конечного состояния $37S$ в каждом атоме и форма линии резонанса Фёрстера описывается следующим выражением:

$$\rho_N(t_0) \approx \frac{1}{N} \frac{V_N^2}{V_N^2 + \Delta^2/4} \sin^2 \left(t_0 \sqrt{V_N^2 + \frac{\Delta^2}{4}} \right), \quad (2)$$

где V_N — суммарная энергия диполь-дипольного взаимодействия всех пар атомов (в шкале частот), $\Delta = (2E_{37P} - E_{37S} - E_{38S})/\hbar$ — отстройка от точного энергетического резонанса, управляемая электрическим полем, t_0 — время взаимодействия, $1/N$ — нормировочный множитель. Эта формула аналогична формуле, описывающей осцилляции Раби в двухуровневом атоме, причем при $V_N \rightarrow 0$ формой линии является фурье-спектр прямоугольного импульса шириной $1/t_0$. Точные численные расчеты показали, что формула (2) дает правильные результаты при $\rho_N(t_0) < 0.1$.

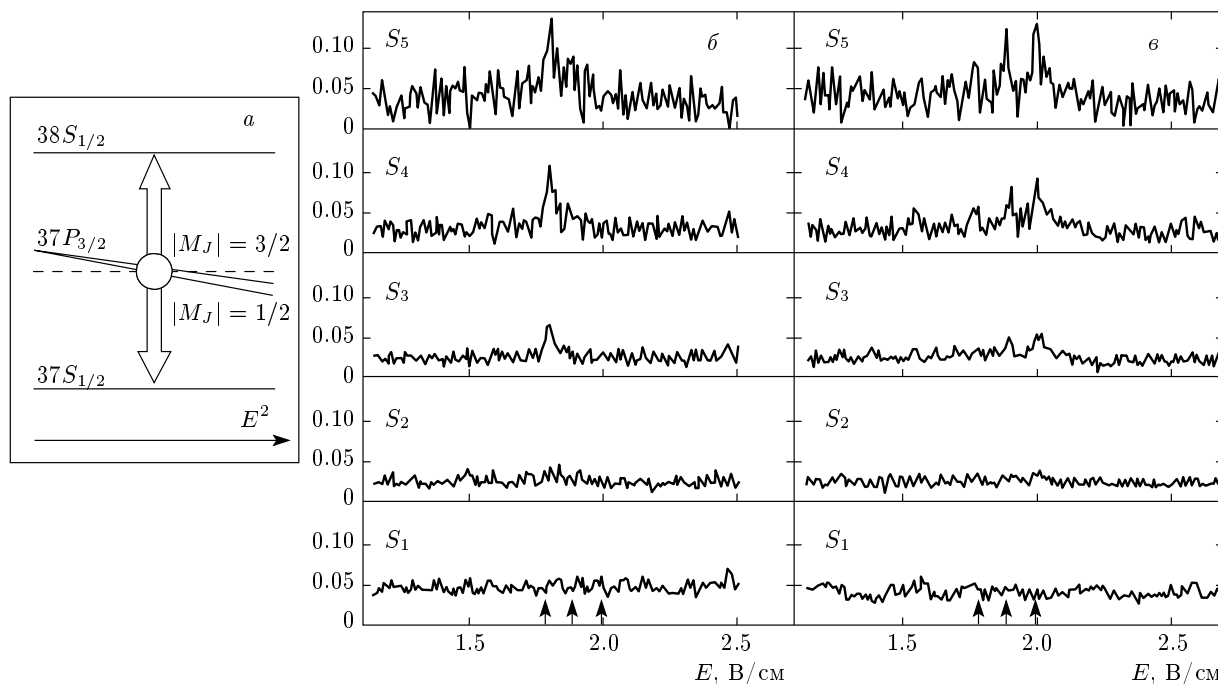


Рис. 2. а) Схема возникновения двойного штарковского резонанса $37S_{1/2} - 37P_{3/2} - 38S_{1/2}$ в атомах Rb в электрическом поле $E = 1.8-2.0$ В/см. б) Записи спектров резонанса Фёрстера $Rb(37P) + Rb(37P) \rightarrow Rb(37S) + Rb(38S)$ при π -поляризации излучения возбуждающего лазера и селективной регистрации от 1 до 5 ридберговских атомов. Вертикальными стрелками обозначены расчетные положения трех резонансов. в) То же самое для σ -поляризации излучения возбуждающего лазера

Изменение состояний атомов регистрируется методом СПИ путем измерения населенности конечного состояния $37S_{1/2}$. Особенностью наших экспериментов является возможность определения числа N ридберговских атомов и их состояний после каждого лазерного импульса. 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, т.е. $S_N = \rho_N$, если используется идеальный детектор СПИ с эффективностью регистрации $\eta = 1$. Эффективность нашей системы регистрации составляет $\eta = 65\%$, поэтому в реальности S_N представляет собой смесь сигналов ρ_i от большего числа реально возбужденных атомов $i \geq N$ [14].

Поскольку состояние $37P_{3/2}$ расщепляется в электрическом поле на два подуровня, $|M_J| = 1/2$

и $|M_J| = 3/2$, где M_J — проекция момента на направление электрического поля, в общем случае должны наблюдаться три резонанса Фёрстера при значениях электрического поля 1.79, 1.89 и 2.0 В/см (эти значения получены из численно рассчитанной штарковской диаграммы ридберговских уровней). В нашей первой работе [9] нам не удалось разрешить эти резонансы из-за уширения и перекрытия отдельных резонансов вследствие неоднородности электрического поля и паразитных электромагнитных полей, а также из-за слабости межатомного взаимодействия в объеме возбуждения размером примерно 100 мкм.

В последующих экспериментах уменьшение объема возбуждения было сначала достигнуто путем небольшого разведения перетяжек двух возбуждающих лазерных лучей, так что они только слегка соприкасались, формируя уменьшенный эффективный объем возбуждения размером 30–40 мкм. Несмотря на то что такой прием привел к уменьшению среднего числа атомов в объеме возбуждения и ухудшению отношения сигнал/шум, нам удалось сделать записи отдельных компонент резонан-

са Фёрстера. Эти записи представлены на рис. 2б и 2в для π - и σ -поляризаций возбуждающего лазерного излучения. При π -поляризации из состояния $6S_{1/2}$ возбуждается только штарковский подуровень $37P_{3/2}$ ($|M_J| = 1/2$), поэтому наблюдается только один резонанс Фёрстера в поле 1.79 В/см. При σ -поляризации возбуждаются оба штарковских подуровня, $|M_J| = 1/2$ и $|M_J| = 3/2$, причем последний заселяется в три раза больше, поэтому резонанс Фёрстера в поле 1.79 В/см ослаблен в три раза и на фоне шумов хорошо видны только резонансы в полях 1.89 и 2.0 В/см. В этом эксперименте ширина каждого из резонансов составляла 30–40 мВ/см, что при пересчете в шкалу частот соответствует 3–4 МГц. Таким образом, спектральное разрешение было все еще в несколько раз хуже расчетного по формуле (2), которое должно быть около 1 МГц с учетом неразрешенной сверхтонкой структуры ридберговских уровней (в сумме около 0.7 МГц) и конечного времени взаимодействия (0.3 МГц при времени взаимодействия 3 мкс). Это означает, что в ширину резонансов давали вклад и другие источники уширения линий, перечисленные во Введении.

К настоящему времени нами был проделан ряд работ, позволивших уменьшить размер объема возбуждения до 20–30 мкм путем более жесткой фокусировки лазерных лучей и более тщательного совмещения их перетяжек. Также были предприняты специальные меры для устранения паразитных электрических полей, связанных с петлями заземлений и наводками в системе регистрации. Это позволило значительно снизить влияние неоднородности электрического поля и улучшить спектральное разрешение при записи резонансов Фёрстера [14].

Для анализа дополнительных источников уширения линий были сделаны записи одиночного резонанса Фёрстера (при π -поляризации лазерного излучения) с меньшим шагом в шкале электрического поля и с большим временем накопления для улучшения отношения сигнал/шум (рис. 3). Резонанс Фёрстера достигался в слабом постоянном электрическом поле, которое сканировалось в окрестности 1.79 В/см. При этом время взаимодействия $t_0 = 3$ мкс определялось временным интервалом между лазерным импульсом и моментом включения сильного ионизирующего поля для СПИ. В ряде записей было обнаружено, что линии резонанса Фёрстера имеют сильное асимметричное уширение в области больших значений электрического поля (рис. 3а). В то время как амплитуда резонанса сильно зависела от числа регистрируемых ридберговских атомов, его ширина и форма были неизмен-

ными. Это свидетельствует о том, что асимметричное уширение вызвано не взаимодействием между ридберговскими атомами, а неоднородным электрическим полем неизвестной природы.

По результатам наших предыдущих экспериментов [9] измеренная неоднородность электрического поля, формируемого пластинами системы регистрации в объеме возбуждения размером 100 мкм, не превышала 0.5 %, что составляет 10 мВ/см для поля 2 В/см. Поскольку в настоящем эксперименте мы имели еще меньший объем возбуждения (размером 20–30 мкм), неоднородность этого поля не могла превышать 2–3 мВ/см. Однако наблюдаемое на рис. 3а уширение резонансов достигает 50 мВ/см. Единственным источником такого неоднородного электрического поля могли быть заряженные частицы, находящиеся непосредственно в объеме возбуждения.

Было высказано предположение, что источником уширения линий резонанса Фёрстера является неоднородное электрическое поле фотоионов, образующихся при импульсном возбуждении ридберговских атомов Rb широкополосным лазерным излучением по трехступенчатой схеме, приведенной на рис. 1б. В экспериментах было обнаружено, что импульсы лазерного излучения, используемые на второй и третьей ступенях возбуждения, дают сильный фотоионизационный сигнал в момент лазерного импульса, если дополнительно приложить вытягивающее электрическое поле более 10 В/см. Поскольку для фотоионизации не требуется резонансности излучения, все фотоны импульсных лазеров участвуют в фотоионизации, в то время как в возбуждении ридберговских состояний участвуют только резонансные фотоны (ширина линии поглощения примерно 5 МГц) из всего широкого спектра импульсных лазеров (ширина линии лазеров примерно 10 ГГц). Сигнал фотоионизации оказывается сравнимым или даже превышает сигналы от ридберговских атомов. Длины волн излучений лазеров второй и третьей ступеней позволяют фотоионизовать все состояния выше состояния $6S$, которые заселяются при спонтанном распаде состояния $8S$. Поэтому рассчитать полную вероятность фотоионизации не представляется возможным в силу неизвестного распределения населенностей по этим уровням и их динамики во времени.

При фотоионизации образуются свободные электроны и холодные фотоионы Rb^+ . Слабое электрическое поле вблизи 1.79 В/см, прикладываемое для наблюдения резонанса Фёрстера, вытягивает фотоэлектроны из объема возбуждения размером 20 мкм за время около 1 нс, в то время как для вытягива-

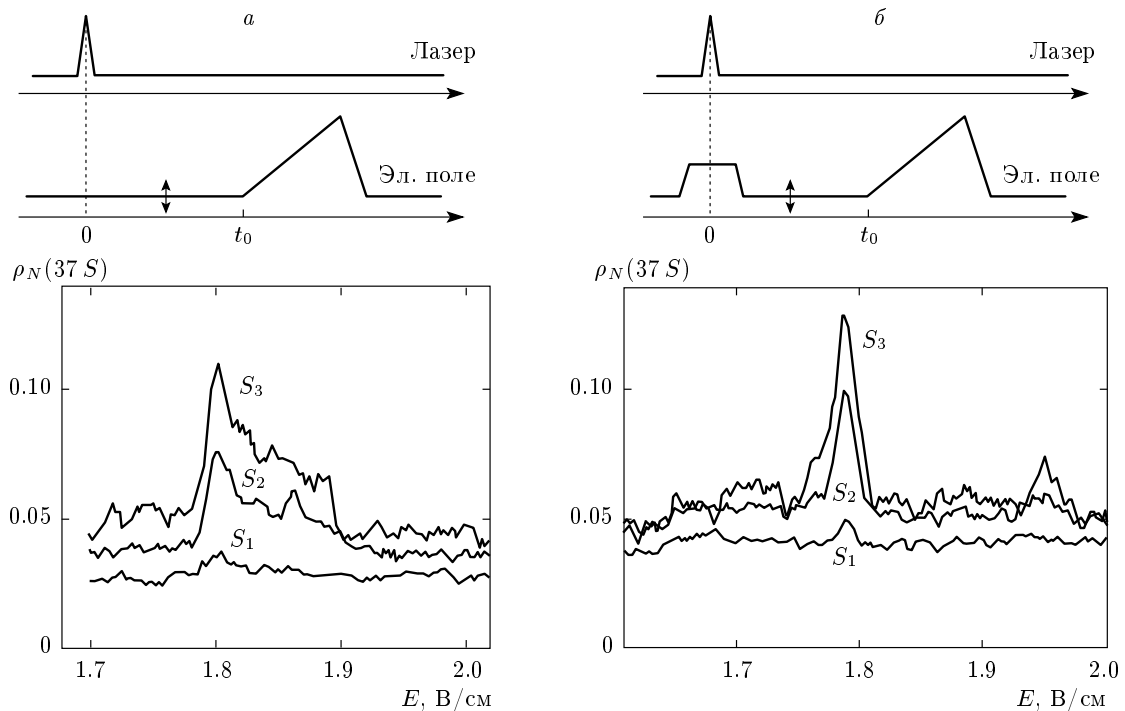


Рис. 3. Экспериментальные записи спектра резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37P) + \text{Rb}(37P) \rightarrow \text{Rb}(37S) + \text{Rb}(38S)$ в холодных атомах Rb для 1–3 зарегистрированных ридберговских атомов при π -поляризации возбуждающего лазерного излучения: *a* — в присутствии холодных фотоионов, образующихся при лазерном возбуждении ридберговского состояния $37P$; электрическое поле фотоионов уширяет резонанс Фёрстера; *b* — дополнительный электрический импульс в момент лазерного возбуждения (5 В/см, 2 мкс) быстро вытягивает фотоионы; наблюдается узкий резонанс Фёрстера в поле 1.79 В/см

ния холодных фотоионов требуется около 0.5 мкс. Это время сравнимо со временем $t_0 = 3$ мкс взаимодействия атомов друг с другом. Из-за эффекта Штарка присутствие холодных фотоионов приводит к девиации частоты атомных переходов в течение времени взаимодействия. Асимметричное уширение линий резонанса Фёрстера на рис. 3*a* составляет примерно 50 мВ/см и напрямую дает среднее электрическое поле фотоионов, которые под действием нашего внешнего поля начинают двигаться к отрицательно заряженной пластине системы регистрации. Таким образом, спектроскопия резонанса Фёрстера позволяет измерять среднее поле ультрахолодной плазмы в газе холодных ридберговских атомов.

Наш метод регистрации заряженных частиц позволяет измерять и количество фотоионов, образующихся после каждого лазерного импульса (от 0 до 10). Вероятность появления определенного числа ионов описывается статистикой Пуассона. На рис. 3*a* видно, что левая часть резонанса Фёрстера не уширена, из чего можно сделать вывод, что сигнал в этой части соответствует тем случаям, когда фото-

ионы не образуются. Асимметричный сигнал в правой части соответствует случаям, когда фотоионы сначала образуются, а затем постепенно смещаются управляющим электрическим полем в одну сторону. Возможность непосредственного измерения среднего электрического поля и числа фотоионов представляет интерес для изучения начальной стадии формирования ультрахолодной плазмы.

Для проверки предположения о наличии фотоионов нами было предложено в момент лазерного импульса прикладывать дополнительный импульс электрического поля амплитудой 5 В/см и длительностью 2 мкс, который должен вытягивать фотоионы за время 0.2–0.3 мкс (рис. 3*b*). В течение этого импульса атомы находятся далеко от резонанса Фёрстера и не взаимодействуют друг с другом, а фотоионы полностью удаляются из объема возбуждения. По окончании импульса электрическое поле уменьшается до резонансного значения, и далее атомы взаимодействуют друг с другом в течение $t_0 = 3$ мкс. Экспериментальная запись резонанса Фёрстера, приведенная на рис. 3*b*, свидетельству-

ет, что фотоионы действительно перестают влиять на форму линии, а резонанс становится почти симметричным (остаточная асимметрия связана с экспоненциальным переходным процессом при выключении вытягивающего импульса). Для одноатомного сигнала S_1 ширина резонанса уменьшается до 16.4 ± 0.3 мВ/см, что соответствует 1.94 ± 0.04 МГц в шкале частот. Для многоатомных сигналов ширина резонансов оказывается большей из-за большей энергии межатомных взаимодействий. Детальный анализ зависимости формы резонанса Фёрстера от числа регистрируемых ридберговских атомов был выполнен в наших работах [14, 15], поэтому здесь мы этот вопрос не обсуждаем.

4. СПЕКТРОСКОПИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПРИСУТСТВИИ ХОЛОДНЫХ ФОТОИОНОВ

Для абсолютной калибровки напряженности электрического поля в экспериментах по спектроскопии резонанса Фёрстера $\text{Rb}(37P_{3/2}) + \text{Rb}(37P_{3/2}) \rightarrow \text{Rb}(37S_{1/2}) + \text{Rb}(38S_{1/2})$ мы использовали резонансное микроволновое излучение. Точная калибровка была необходима для измерения и компенсации паразитных электрических полей в системе регистрации. Как видно из рис. 2а, для калибровки частота микроволнового поля должна быть настроена на частоту точного двойного резонанса $37S_{1/2} - 37P_{3/2} - 38S_{1/2}$, возникающего в электрическом поле 1.79–2.0 В/см. При сканировании напряженности электрического поля в измеряемом сигнале населенности состояния $37S_{1/2}$ должен возникать резонанс, аналогичный резонансу Фёрстера на рис. 3, однако его амплитуда будет определяться интенсивностью микроволнового поля, а не энергией межатомных взаимодействий. При этом следует измерять одноатомный сигнал S_1 , чтобы резонанс дополнительно не уширялся этими взаимодействиями.

На рис. 4 приведены записи таких резонансов для частоты микроволнового поля 81.072 ГГц и π -поляризации возбуждающего лазерного излучения. В присутствии фотоионов (рис. 4а) резонансный пик на 1.79 В/см асимметрично уширяется. Кроме того, в спектре появляется и запрещенная компонента в поле 2.0 В/см, которая может наблюдаться, только если заселен штарковский подуровень $37P_{3/2}$ ($|M_J| = 3/2$). Однако при π -поляризации лазерного излучения этот подуровень не должен заселяться, поэтому следует сделать

вывод, что электрическое поле фотоионов в этом эксперименте имело поперечную составляющую относительно постоянного электрического поля в системе регистрации. Поперечное поле вызывает прецессию магнитного момента и в конечном итоге приводит к заселению состояния $37P_{3/2}$ ($|M_J| = 3/2$), как было отмечено нами ранее в работе [16]. Это подтверждается записью микроволнового резонанса в отсутствие фотоионов (рис. 4б). В этом случае наблюдается узкий одиночный пик в поле 1.79 В/см, который и использовался в дальнейшем для абсолютной калибровки напряженности электрического поля в системе регистрации.

Нами были выполнены также эксперименты по спектроскопии однофотонных микроволновых переходов $37P-37S$, $40P-40S$, $45P-43D$, $50P-50D$, $55P-55D$, $60P-61D$ между ридберговскими состояниями холодных атомов Rb в МОЛ. Выбор именно этих переходов был обусловлен соответствием их частот диапазону перестройки микроволнового генератора Г4-142 (50–80 ГГц). Целью экспериментов было изучение возможности возбуждения и диагностики высоких ридберговских состояний для будущих исследований в области квантовой информатики, а также уточнение значений квантовых дефектов и частот переходов в ридберговских атомах Rb. Для этого был проведен детальный анализ формы линии микроволновых резонансов.

Как уже обсуждалось во Введении, предельное спектральное разрешение в экспериментах по спектроскопии холодных ридберговских атомов определяется их конечным временем жизни или конечным временем взаимодействия атомов с микроволновым излучением. Так как время взаимодействия обычно ограничено значениями 1–10 мкс, а времена жизни превышают десятки микросекунд для $n > 30$ [7, 8], предельная ширина линий определяется в основном фурье-шириной микроволновых импульсов и составляет 0.1–1 МГц. Вероятность однофотонного перехода и форма его линии для прямоугольного микроволнового импульса длительностью t_0 описываются известной формулой

$$\rho(t_0) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{t_0}{2} \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \right), \quad (4)$$

где Ω — частота Раби, δ — отстройка от точного резонанса. Эта формула описывает осцилляции Раби в двухуровневом атоме, а при $\Omega \rightarrow 0$ формой линии является фурье-спектр прямоугольного импульса шириной $1/t_0$. В наших экспериментах время взаимодействия выбиралось равным $t_0 = 3$ мкс, что соответствует фурье-ширине 0.33 МГц. Однако в пер-

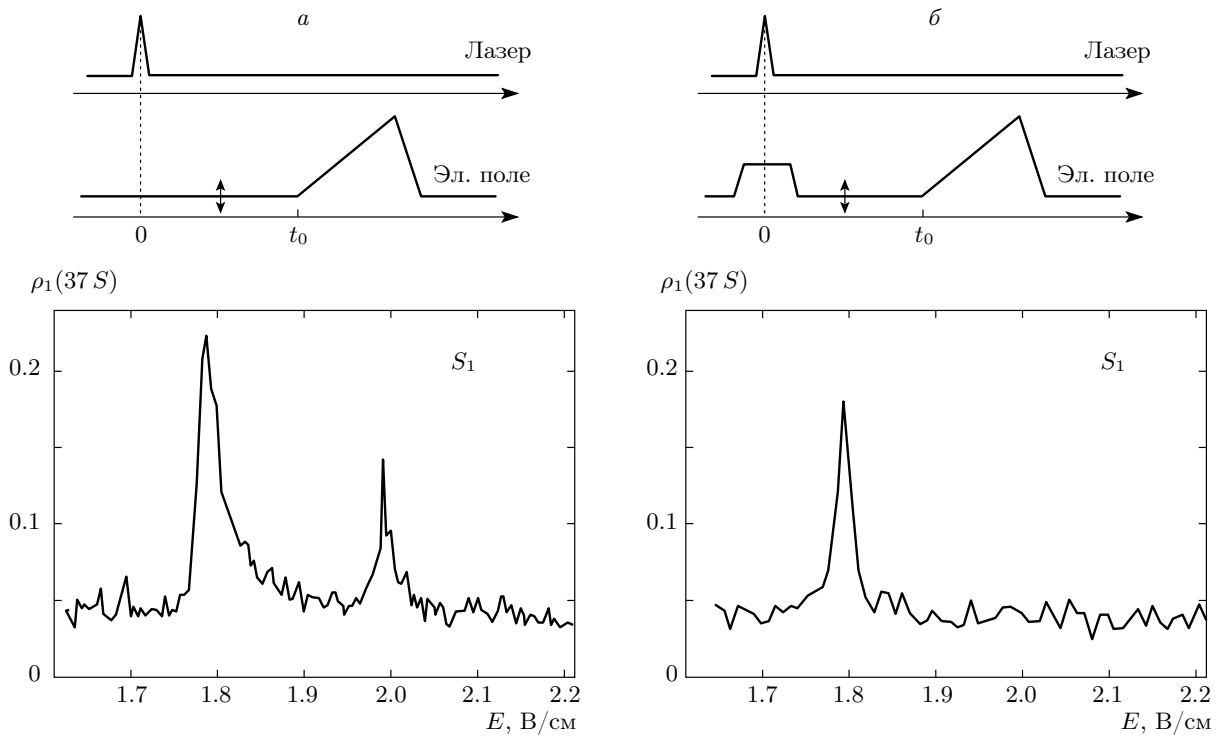


Рис. 4. Калибровка положения резонансов Фёрстера в микроволновом поле с частотой 81.072 ГГц при π -поляризации возбуждающего лазерного излучения: *a* — в присутствии холодных фотоионов, образующихся при лазерном возбуждении ридберговского состояния $37P$; электрическое поле фотоионов уширяет микроволновый резонанс и вызывает появление запрещенной компоненты в поле 2.0 В/см; *b* — дополнительный электрический импульс в момент лазерного возбуждения (5 В/см, 2 мкс) быстро вытягивает фотоионы; наблюдается узкий одиночный микроволновый резонанс в поле 1.79 В/см

вых экспериментах для всех микроволновых переходов мы обнаружили примерно одинаковую ширину линии, которая независимо от времени взаимодействия составляла 2–3 МГц. Кроме того, измеренные частоты переходов были заметно сдвинуты относительно расчетных значений, полученных с использованием квантовых дефектов из работы [2].

В качестве основного механизма сдвига и уширения линий микроволновых переходов был рассмотрен эффект Штарка в паразитных электрических полях. Для изучения этого явления к пластинам системы регистрации, формирующим однородное электрическое поле в вертикальном направлении, дополнительно прикладывалось небольшое постоянное напряжение обеих полярностей для компенсации постоянной составляющей паразитного электрического поля. Было обнаружено, что в системе регистрации присутствовало неучтенное электрическое поле напряженностью 100–150 мВ/см, которое проникало в область возбуждения от отклоняющего электрода через металлическую сетку системы ре-

гистрации (см. рис. 1*a*). Компенсация вертикальной компоненты этого поля позволила существенно уменьшить сдвиги и уширения микроволновых резонансов до значений менее 2 МГц. В качестве примера, на рис. 5 приведены спектры микроволнового резонанса $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ при различных значениях постоянного компенсирующего напряжения U . Также указаны значения результирующего электрического поля, вычисленные по сдвигу резонанса относительно расчетного положения. Отметим, что даже при минимальном сдвиге микроволнового резонанса на рис. 5 можно увидеть уширение, обусловленное неоднородным магнитным полем МОЛ. В дальнейшем оно устранялось настройкой положения объема возбуждения в точку нулевого магнитного поля [9].

Кроме того, зачастую к концу экспериментов возникали дополнительные паразитные электрические поля, предположительно обусловленные осаждением атомов Rb на металлические части системы регистрации и возникновением контактной разности потенциалов. Устранение влияния этих полей требо-

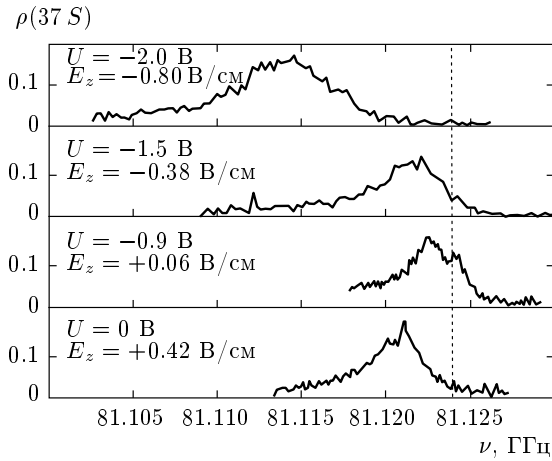


Рис. 5. Спектр микроволнового резонанса $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ между ридберговскими состояниями атомов Rb при различных значениях постоянного компенсирующего напряжения U в системе регистрации. Также указаны значения результирующей вертикальной компоненты электрического поля, вычисленные по сдвигу резонанса относительно расчетного положения (показано штриховой линией)

вало периодической подстройки компенсирующего напряжения в системе регистрации. Такое явление наблюдалось ранее и в других работах по микроволновой спектроскопии ридберговских атомов [17].

На рис. 6а приведены записи спектров микроволновых переходов $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, $45P_{3/2} \rightarrow 43D_{3/2}$ и $50P_{3/2} \rightarrow 50D_{3/2}$, полученные после настройки положения объема возбуждения в точку нулевого магнитного поля и компенсации вертикальной составляющей паразитного электрического поля, но без вытягивающего импульса для фотоионов. Стрелками показаны расчетные положения резонансов согласно квантовым дефектам из работы [2]. Видно, что измеряемые нами частоты переходов отличаются от расчетных не более чем на 1 МГц. Тем не менее наблюдаемые ширины резонансов все еще довольно велики и составляют 1.5–2 МГц, что свидетельствует о наличии нестационарного электрического поля фотоионов, образующихся при лазерном возбуждении, как и в случае спектроскопии резонанса Фёрстера.

Применение дополнительного вытягивающего импульса для фотоионов позволило существенно уменьшить ширину микроволновых резонансов (рис. 6б) до значений 1.1 МГц для перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, 0.64 МГц для $45P_{3/2} \rightarrow 43D_{3/2}$ и 0.38 МГц для $50P_{3/2} \rightarrow 50D_{3/2}$. В случае перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ необходимо учесть, что в изотопе ^{85}Rb этот переход изначально имеет сверхтонкую

структуру с общей шириной около 0.44 МГц [9]. Кроме того, в общую ширину каждого из резонансов дает вклад и полевое уширение микроволновым полем, поскольку частота Раби для исследуемых резонансов составляет $\Omega/2\pi = 0.1\text{--}0.2$ МГц. С учетом этих источников уширения линий наблюдаемые на рис. 6б ширины микроволновых резонансов близки к минимально возможным. Как показали наши эксперименты, необходимым условием для этого является быстрое удаление фотоионов из области взаимодействия.

Несмотря на достижение предельной ширины линий на рис. 6б, измеренные частоты переходов остаются сдвинутыми относительно расчетных значений на -0.23 МГц для перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, на -0.73 МГц для $45P_{3/2} \rightarrow 43D_{3/2}$ и на $+0.81$ МГц для $50P_{3/2} \rightarrow 50D_{3/2}$, в то время как абсолютная точность измерения частоты в наших экспериментах составляет 0.1–0.2 МГц. Это означает, что в системе регистрации присутствует нескомпенсированное поперечное электрическое поле. Прикладывая компенсирующее напряжение к пластинам системы регистрации, мы можем компенсировать только вертикальную составляющую паразитного электрического поля. Поперечная составляющая поля, которая появляется из-за проникновения поля отклоняющего электрода или контактной разности потенциалов, остается нескомпенсированной. Это косвенно подтверждается тем, что для переходов $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ и $45P_{3/2} \rightarrow 43D_{3/2}$ наблюдается сдвиг в область меньших частот, а для перехода $50P_{3/2} \rightarrow 50D_{3/2}$ — в область больших частот в полном соответствии со знаками разностей поляризуемостей этих уровней в слабом электрическом поле. Если бы в наших измерениях присутствовала систематическая ошибка, то все резонансы были бы сдвинуты в одну сторону на одинаковую величину. Более того, зная расчетные значения поляризуемостей ридберговских уровней, указанные сдвиги частот переходов дают одинаковое значение паразитного поперечного электрического поля, равное 0.12 ± 0.2 В/см, что также косвенно подтверждает наше объяснение этих сдвигов.

Можно сделать вывод, что для повышения точности спектроскопических измерений на микроволновых переходах в холодных ридберговских атомах помимо удаления фотоионов необходимо также тщательно компенсировать паразитные электрические поля по всем координатам. Для этого система регистрации должна иметь дополнительные электроды, позволяющие варьировать знак и величину поперечного компенсирующего поля в области взаимо-

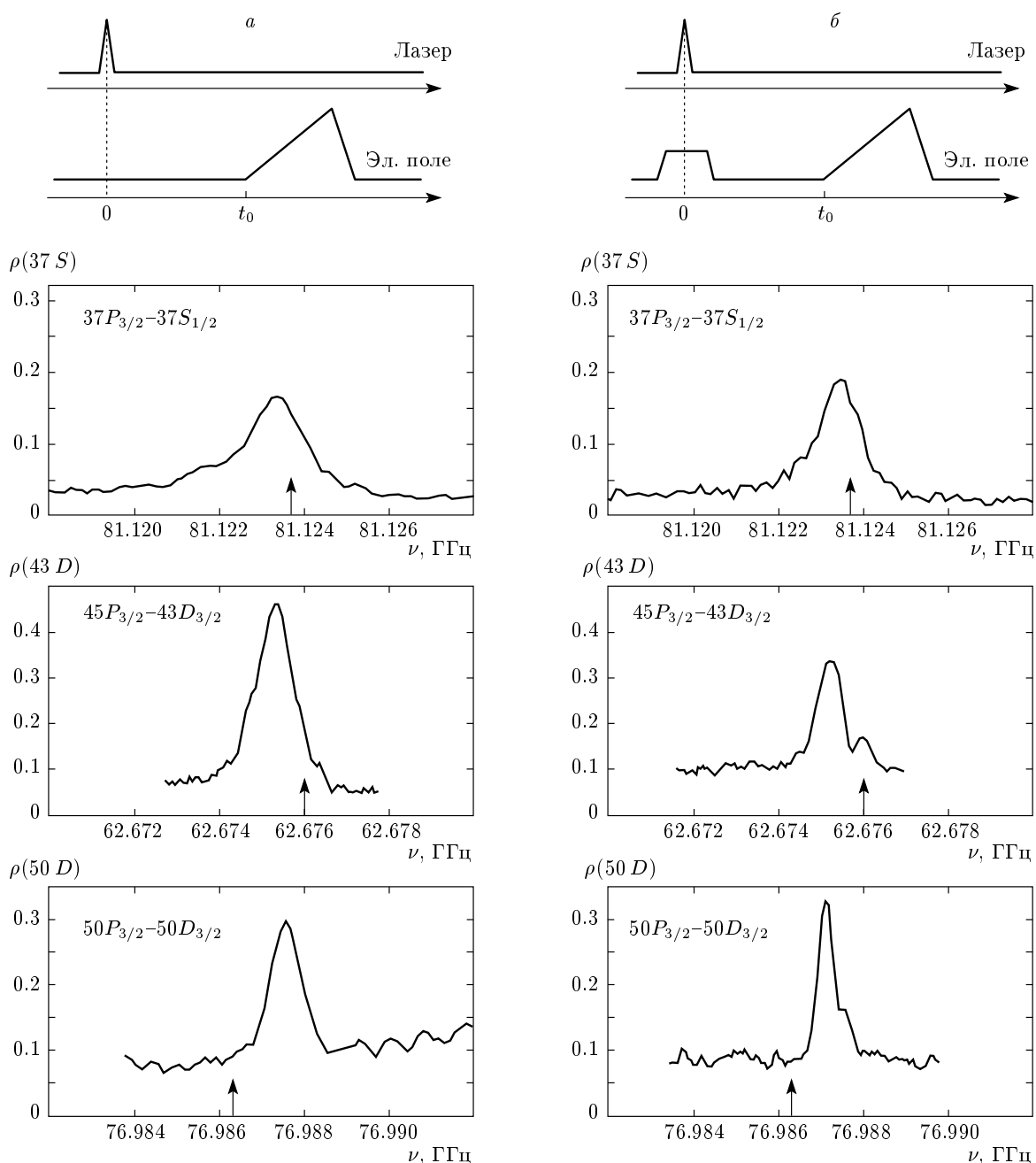


Рис. 6. Спектры различных микроволновых резонансов между ридберговскими состояниями атомов Rb: *a* — в присутствии холодных фотоионов, образующихся при лазерном возбуждении начального ридберговского состояния nP ; электрическое поле фотоионов заметно уширяет микроволновые резонансы; *б* — дополнительный электрический импульс в момент лазерного возбуждения (5 В/см, 2 мкс) быстро вытягивает фотоионы, что приводит к сужению микроволновых резонансов; стрелками обозначены расчетные положения резонансов

действия. В работе [4] такая компенсация совместно с быстрым выключением магнитного поля МОЛ на время взаимодействия с микроволновым излучением позволила наблюдать резонансы шириной около 30 кГц.

В заключение отметим, что метод микроволновой спектроскопии ридберговских атомов был впервые применен для измерения слабых электрических полей в ультрахолодной плазме Rb в работе [12]. Магнитное поле МОЛ в этой работе не выключа-

лось, поэтому однофотонный микроволновый резонанс имел ширину 5 МГц, а предельная чувствительность измерения микроскопического поля плазмы составляла 0.1 В/см. При этом для наблюдения сдвига микроволнового резонанса требовалось порядка 10^4 ионов Rb, так как объем возбуждения имел размеры более 100 мкм. Отличием наших экспериментов является использование более узкого резонанса в точке нулевого магнитного поля МОЛ и, за счет этого, более высокая чувствительность к слабым электрическим полям (около 10 мВ/см), возможность регистрации микроскопических полей от малого числа фотоионов (1–10) и более высокое пространственное разрешение (20–30 мкм) благодаря локализации объема возбуждения в геометрии жестко сфокусированных скрещенных лазерных лучей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что одной из существенных причин уширения линий в ансамблях холодных ридберговских атомов служат фотоионы, образующиеся при возбуждении ридберговских состояний широкополосным импульсным лазерным излучением. Поскольку для фотоионизации не требуется резонансности излучения, все фотоны импульсных лазеров участвуют в фотоионизации, в то время как в возбуждении ридберговских состояний участвуют только резонансные фотоны; поэтому вероятность фотоионизации оказывается сравнимой с вероятностью возбуждения ридберговских атомов.

При фотоионизации образуются холодные фотоионы, которые могут находиться в объеме возбуждения длительное время. Из-за эффекта Штарка присутствие холодных фотоионов приводит к девиации частоты атомных переходов в течение времени взаимодействия, вызывая асимметричное уширение линий резонанса Фёрстера и микроволновых резонансов. С другой стороны, асимметричное уширение позволяет неразрушающим образом измерять среднее поле ультрахолодной плазмы в газе холодных ридберговских атомов. Кроме того, наш метод регистрации заряженных частиц позволяет измерять и количество фотоионов, образующихся за каждый лазерный импульс. Возможность непосредственного измерения среднего электрического поля и числа фотоионов может представлять интерес для изучения различных стадий формирования ультрахолодной плазмы в ансамблях ридберговских атомов.

Полученные данные по формам линий микроволновых резонансов и резонанса Фёрстера в ридберговских атомах могут быть использованы и для разработки различных методов сужения линий и повышения точности измерения частот переходов. Например, методом борьбы с нежелательным образованием фотоионов является использование менее мощного узкополосного непрерывного лазерного излучения для возбуждения ридберговских состояний. В нашем случае при уменьшении ширины линии лазеров с 10 ГГц до 1 МГц вероятность рождения фотоионов будет уменьшена в 10^4 раз и они практически не будут влиять на наблюдаемые спектры. Это позволит исследовать другие вероятные источники формирования ультрахолодной плазмы в плотных ансамблях холодных ридберговских атомов — фотоионизацию ридберговских атомов фоновым тепловым излучением [18], пеннинговскую ионизацию при диполь-дипольном взаимодействии ридберговских атомов [19], а также фотоионизацию холодных атомов лазерным излучением [20].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 10-02-00133, 09-02-90427, 09-02-92428), программ РАН и СО РАН, грантов Президента РФ (МК-6386.2010.2, МК-3727.2011.2), фонда «Династия» и проекта FP7-PEOPLE-2009-IRSES «COLIMA».

ЛИТЕРАТУРА

1. *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).
2. W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. A* **67**, 052502 (2003).
3. J. Han, Y. Jamil, D. V. L. Norum et al., *Phys. Rev. A* **74**, 054502 (2006).
4. K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, J. D. Carter et al., *Phys. Rev. A* **73**, 063403 (2006).
5. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and I. I. Beterov, *J. Phys. B* **38**, S421 (2005).
6. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Molmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
7. I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. A* **79**, 052504 (2009).

8. D. B. Branden, T. Juhasz, T. Mahlokozera et al., J. Phys. B **43**, 015002 (2010).
9. Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин и др., ЖЭТФ **135**, 428 (2009).
10. M. P. Robinson, B. Laburthe Tolra, M. W. Noel et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 4466 (2000).
11. T. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J. Rost, Phys. Rep. **449**, 77 (2007); S. L. Rolston, Physics **1**, 2 (2008).
12. H. Park, R. Ali, and T. F. Gallagher, Phys. Rev. A **82**, 023421 (2010).
13. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and V. M. Entin, Phys. Rev. A **76**, 012722, 049902(E) (2007).
14. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and V. M. Entin, Phys. Rev. Lett. **104**, 073003 (2010).
15. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov et al., Phys. Rev. A **82**, 053409 (2010).
16. I. I. Ryabtsev and I. M. Beterov, Phys. Rev. A **61**, 063414 (2000).
17. S. Dyubko, M. Efimenko, V. Efremov, and S. Podnos, Phys. Rev. A **52**, 514 (1995).
18. I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev et al., New J. Phys. **11**, 013052 (2009).
19. T. Amthor, J. Denskat, C. Giese et al., Eur. Phys. J. D **53**, 329 (2009).
20. M. Viteau, J. Radogostowicz, A. Chotia et al., J. Phys. B **43**, 155301 (2010).