

РАЗРЫВ L – S -СВЯЗИ И ДВОЙНОЙ ШТАРКОВСКИЙ РЕЗОНАНС В СПЕКТРЕ ДВУХФОТОННОГО ПЕРЕХОДА $36P \rightarrow 37P$ В РИДБЕРГОВСКИХ АТОМАХ НАТРИЯ

*И. И. Рябцев**, *Д. Б. Третьяков***

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

Поступила в редакцию 19 сентября 2001 г.

Представлены новые результаты экспериментального исследования спектра двухфотонного микроволнового перехода $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах натрия в постоянном электрическом поле. В зависимости от условий возбуждения начального состояния $36P$ (постоянное электрическое поле включалось либо до, либо после возбуждающего лазерного импульса) и поляризации лазерного излучения наблюдалось сильное изменение амплитуд отдельных двухфотонных переходов между штарковскими компонентами тонкой структуры состояний $36P$ и $37P$. Этот эффект является аналогом эффекта Пашена–Бака в сильном магнитном поле и обусловлен разрывом L – S -связи и изменением волновых функций ридберговского электрона в электрическом поле. Также обнаружено, что разрыв L – S -связи существенно влияет на форму двойного штарковского резонанса, возникающего при пересечении виртуального промежуточного уровня двухфотонного перехода с реальным промежуточным уровнем $37S$.

PACS: 32.80.-t, 32.60.+i, 32.10.-f

1. ВВЕДЕНИЕ

Двойной штарковский резонанс на двухфотонных

$$nP \rightarrow (n+1)P$$

микроволновых переходах в ридберговских атомах Na в слабом электрическом поле впервые наблюдался и исследовался нами в работах [1, 2]. Он заключается в том, что при включении электрического поля отстройка реального промежуточного уровня $(n+1)S$ от виртуального промежуточного уровня двухфотонного перехода быстро уменьшается, и при определенном значении поля двухфотонный резонанс превращается в точный двойной резонанс

$$nP \rightarrow (n+1)S \rightarrow (n+1)P.$$

Вероятность перехода возрастает на несколько порядков, что приводит к появлению в спектре поглощения широкой полосы вместо отдельных узких пиков, соответствующих переходам между компонентами тонкой структуры P -состояний.

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

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

В [1, 2] было продемонстрировано, что двойной штарковский резонанс может быть использован для абсолютной калибровки напряженности слабого электрического поля в вакууме. Для каждой компоненты перехода двойной резонанс возникает в узком интервале напряженностей электрического поля (~ 0.1 В/см), если интенсивность микроволнового излучения меньше интенсивности насыщения промежуточных однофотонных переходов. К основным достоинствам этого метода можно отнести следующие: во-первых, эксперименты выполняются с единичными ридберговскими атомами, поэтому можно утверждать, что найден бесконтактный способ измерения слабых электрических полей; во-вторых, значения критических полей двойного штарковского резонанса могут быть рассчитаны с высокой точностью для любого двухфотонного перехода $nP \rightarrow (n+1)P$, таким образом можно получить набор реперных точек в широком интервале напряженности поля.

К сожалению, в работах [1, 2] были неправильно идентифицированы некоторые штарковские компоненты двухфотонных переходов, не была изучена за-

висимость спектра двойного штарковского резонанса от условий лазерного возбуждения, а для абсолютной калибровки электрического поля использовалась приближенная формула квадратичного эффекта Штарка. Поэтому в настоящей работе были проведены новые исследования спектра двойного штарковского резонанса на двухфотонном переходе $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na (частота перехода около 72.6 ГГц). Обнаружено, что спектр существенным образом зависит как от способа возбуждения начального состояния $36P$, так и от поляризации возбуждающего лазерного излучения. Также проведен точный численный расчет частот переходов в электрическом поле и критических полей двойного штарковского резонанса.

2. ТЕОРИЯ

На рис. 1 приведена расчетная штарковская диаграмма уровней энергии ридберговских атомов Na вблизи водородоподобных наборов уровней $n = 35, 36$. В слабом электрическом поле $E \leq 10$ В/см, когда сдвиги P -уровней много меньше расстояний до

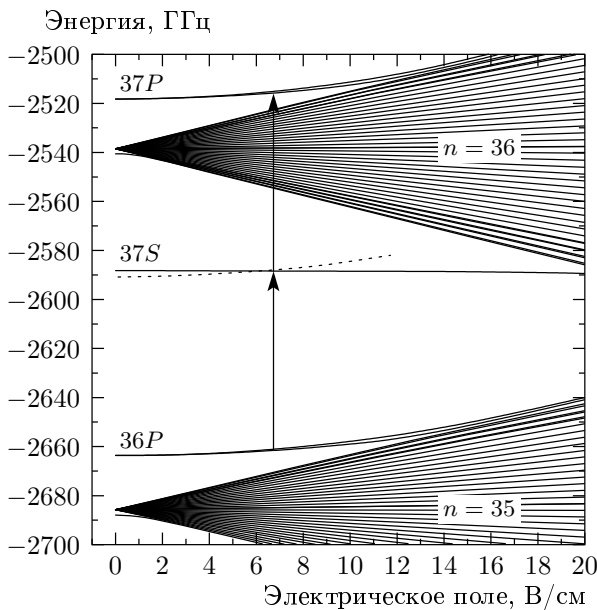


Рис. 1. Расчетная штарковская диаграмма уровней энергии ридберговских атомов Na вблизи водородоподобных наборов уровней $n = 35, 36$ для состояний с проекцией полного момента $|M| = 1/2$. Пунктиром обозначено положение виртуального промежуточного уровня уровня двухфотонного перехода $36P \rightarrow 37P$. Двойная стрелка соответствует двойному штарковскому резонансу

ближайших D -уровней (нижняя компонента водородоподобного набора), для состояний $36P$ и $37P$ характерен квадратичный эффект Штарка, поскольку P -состояния Na обладают значительным квантовым дефектом ($\delta_P \approx 0.855$). То же самое относится и к промежуточному уровню $37S$ ($\delta_S \approx 1.347$), который расположен практически посередине между уровнями $36P$ и $37P$ (отстройка от виртуального уровня двухфотонного перехода $\Omega \approx 2.6$ ГГц, виртуальный уровень обозначен на рис. 1 пунктиром).

Состояния nP расщеплены спин-орбитальным взаимодействием [3]

$$\hat{H}_{LS} = \frac{\alpha^2}{2r^3} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (1)$$

(α — постоянная тонкой структуры, r — расстояние от электрона до ядра, \mathbf{L} — оператор орбитального момента, \mathbf{S} — оператор спина электрона) на два подуровня с полным моментом J , равным $1/2$ и $3/2$. Интервалы тонкой структуры составляют 124 и 114 МГц соответственно для $36P$ и $37P$. Наличие L - S -связи у P -состояний усложняет штарковскую структуру спектров переходов. Качественная диаграмма поведения уровней $36P$ и $37P$ в электрическом поле приведена на рис. 2. В отсутствие поля волновые функции отдельных магнитных подуровней Ψ_{JM} тонкой структуры nP -состояния с моментом J и его проекцией M являются линейной суперпозицией невозмущенных (без учета спин-орбитального взаимодействия) волновых функций Φ_{lm} ридберговского электрона с орбитальным моментом $l = 1$ и его проекцией $m = 0, \pm 1$, умноженных на соответствующие спиновые волновые функции φ_s с проекцией спина $s = \pm 1/2$ [3]:

$$\begin{aligned} \Psi_{1/2 - 1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{1 - 1} \varphi_{+1/2} - \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{1 0} \varphi_{-1/2}, \\ \Psi_{1/2 + 1/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{1 0} \varphi_{+1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{1 + 1} \varphi_{-1/2}, \\ \Psi_{3/2 - 3/2} &= \Phi_{1 - 1} \varphi_{-1/2}, \\ \Psi_{3/2 - 1/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{1 - 1} \varphi_{+1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{1 0} \varphi_{-1/2}, \\ \Psi_{3/2 + 1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}} \Phi_{1 0} \varphi_{+1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \Phi_{1 + 1} \varphi_{-1/2}, \\ \Psi_{3/2 + 3/2} &= \Phi_{1 + 1} \varphi_{+1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

В первом приближении сдвиг центра тяжести и расщепление этих уровней в слабом электрическом поле описываются формулой [4]

$$\Delta W = -\frac{1}{2} \left\{ \alpha_0 + \alpha_2 \frac{3M^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \right\} E^2, \quad (3)$$

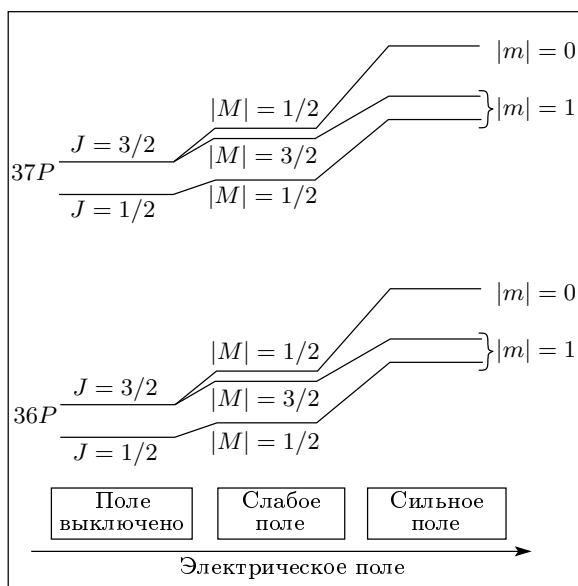


Рис. 2. Схема разрыва $L-S$ -связи для состояний $36P$ и $37P$ в атомах Na в постоянном электрическом поле. В отсутствие поля и в слабом поле (< 1 В/см) состояния описываются волновыми функциями в базисе $nlJM$. В сильном поле (> 3 В/см) волновые функции соответствуют базису nlm

где α_0 , α_2 — скалярная и тензорная поляризуемости, которые быстро растут с увеличением главного квантового числа ридберговского состояния пропорционально n^7 . Значения поляризуемостей для состояний $36P$ и $37P$ измерялись в наших работах [1, 2, 5]. Отметим, что $\alpha_2 = 0$ для состояний с $J = 1/2$, т.е. эти уровни не расщепляются, а вырождение уровней по знаку M не снимается электрическим полем.

В очень слабых полях (≤ 1 В/см) формула (3) имеет довольно хорошую точность (погрешность $< 1\%$). Однако в области двойного штарковского резонанса при $E = 6-7$ В/см (см. рис. 1) она оказывается недостаточной для правильного расчета критических полей каждой из девяти компонент двухфотонного перехода. Это связано с тем, что (3) выводится с использованием теории возмущений и не учитывает изменения частот переходов и волновых функций атомных состояний в электрическом поле. В работах [1, 2] значения критических полей рассчитывались на основе формулы (3) и поэтому нуждаются в уточнении. Более точные формулы могут быть взяты из работ [6, 7], однако они довольно громоздки и требуют измерения дополнительных параметров ридберговских уровней.

Мы использовали численный расчет собственных значений энергии атома в электрическом поле.

Штарковская диаграмма на рис. 1 для состояний $|M| = 1/2$ была получена нами методом диагонализации матрицы гамильтониана взаимодействия атома с полем [8]

$$\hat{H}_E = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \tag{4}$$

где \mathbf{d} — оператор дипольного момента атома. В качестве базиса невозмущенных состояний были взяты магнитные подуровни тонкой структуры $nlJM$ -состояний, $n = 34-39$, а точные значения квантовых дефектов — из работы [9]. Это позволило рассчитать собственные значения энергий и получить уточненные данные по критическому полю двойного штарковского резонанса для перехода $36P \rightarrow 37P$, которые приведены в таблице.

Расчет волновых функций и вероятностей переходов представляет более сложную задачу и требует определения собственных векторов матрицы оператора взаимодействия. В произвольном электрическом поле для определения волновых функций необходимо решить задачу о нахождении собственных векторов матрицы гамильтониана $\hat{H}_{LS} + \hat{H}_E$, включающего в себя как спин-орбитальное взаимодействие, так и взаимодействие атома с электрическим полем. Поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением поведения волновых функций и вероятностей переходов в электрическом поле согласно рис. 2.

В отсутствие поля стационарные волновые функции состояний $36P$ и $37P$ определяются формулами (2) и относятся к базису состояний $nlJM$, в котором гамильтониан спин-орбитального взаимодействия диагонален. В «слабом» электрическом поле (порядка 1.5 В/см) энергия взаимодействия атома с полем сравнивается с энергией спин-орбитального взаимодействия, что приводит к изменению коэффициентов разложения в (1). Наконец, в «сильном» поле при $E \geq 3-4$ В/см происходит практически полный разрыв $L-S$ -связи и поведение ридберговского электрона можно описать в базисе состояний nlm с помощью волновых функций Φ_{lm} . Следует учесть, что при дальнейшем росте поля (> 10 В/см, см. рис. 1) происходит перемешивание состояний разной четности и волновая функция электрона будет линейной суперпозицией волновых функций с различными значениями l .

Достоинство двухфотонных микроволновых переходов $nP \rightarrow (n+1)P$ в ридберговских атомах Na состоит в том, что они позволяют экспериментально исследовать переход от слабого взаимодействия атома с электрическим полем к сильному. Благодаря близости скалярных поляризуемостей соседних nP -

Результаты численного расчета критических полей двойного штарковского резонанса для двухфотонных переходов между штарковскими подуровнями состояний $36P$ и $37P$ в атомах Na. Номера резонансов соответствуют их идентификации на экспериментальных записях (рис. 5, 6)

Номер пика на рис. 5, 6	Переход $36P_{J M } \rightarrow 37P_{J' M' }$	Критическое поле, В/см
6	$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	6.37
8	$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	6.67
9	$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	6.73
2	$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	6.75
1	$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	6.79
4	$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	7.10
3	$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	7.15
7	$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	7.15
5	$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	7.20

и $(n+1)P$ -состояний их большие штарковские сдвиги частично компенсируются и оказывается возможным определить зависимости вероятностей и частот отдельных переходов от электрического поля, сканируя частоту микроволнового генератора в довольно узком интервале частот порядка 1 ГГц, а не нескольких ГГц, как было бы, например, в случае однофотонных переходов $nP \rightarrow n'S$ [5]. Последнее обстоятельство важно для обеспечения неизменной интенсивности микроволнового излучения в области взаимодействия с ридберговскими атомами.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты выполнялись с эффузионным пучком атомов Na с температурой 500 К в вакуумной камере при давлении остаточных газов $3 \cdot 10^{-7}$ Торр (рис. 3). Возбуждение ридберговских состояний осуществлялось по трехступенчатой схеме

$$3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2} \rightarrow 36P_{J=1/2,3/2}$$

при поперечном освещении пучка излучениями трех синхронизованных импульсных перестраиваемых лазеров с высокой (5 кГц) частотой следования импульсов. На первой и третьей ступенях использовались лазеры на красителях Родамин 6G и Оксазин 17, а на второй ступени лазер на F_2^- -центрах окраски в кристалле LiF.

Далее пучок атомов направлялся в область взаимодействия с резонансным микроволновым излучением с частотой 72–73 ГГц, которое вводилось через волновод в пространство между двумя медными пластинами, формирующими постоянное электрическое поле. Микроволновое поле имело вид стоячей волны сложной пространственной конфигурации. Поскольку длина волны излучения (~ 4.2 мм) существенно превышала диаметр атомного пучка (1 мм), можно было выбрать точку взаимодействия со стоячей волной, изменяя точку лазерного возбуждения ридберговских состояний, что было продемонстрировано в работе [10].

В качестве источника излучения использовался генератор на лампе обратной волны Г4-142 с диапазоном перестройки 53–78 ГГц. Частота генератора стабилизировалась с помощью внешнего гетеродина, который в свою очередь был привязан к кварцевому синтезатору частоты. Ширина линии генератора в непрерывном режиме была менее 20 кГц. В экспериментах использовался импульсный режим генерации, для того чтобы разделить во времени моменты лазерного возбуждения, взаимодействия с микроволновым излучением и детектирования населенностей ридберговских состояний. Длительности микроволнового импульса 1 мкс соответствовала эффективная ширина линии излучения 1 МГц.

При сканировании частоты генератора индуцировались двухфотонные переходы между уровнями тонкой структуры начального состояния $36P$ и ко-

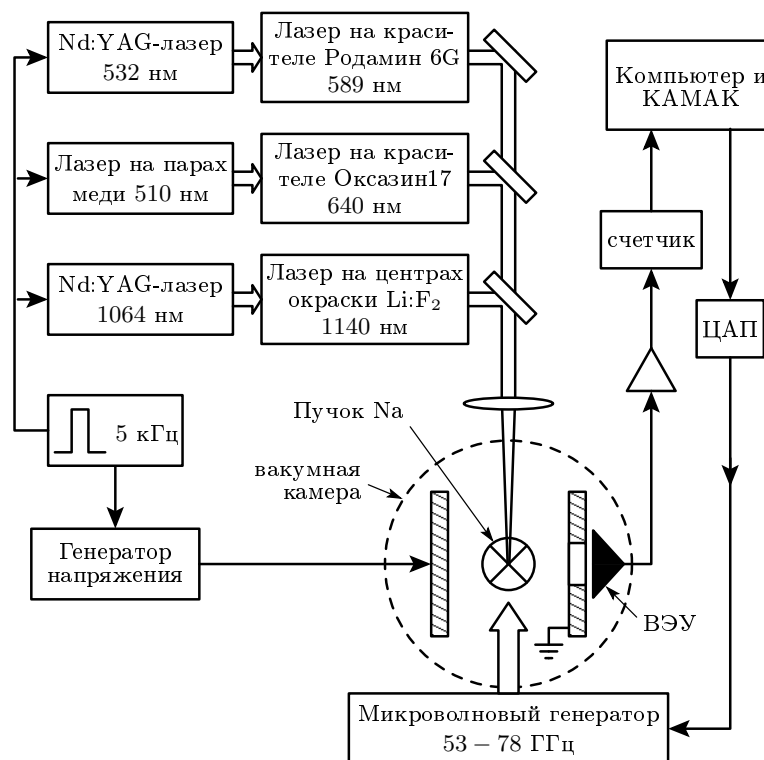


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для микроволновой спектроскопии ридберговских атомов Na

нечного $37P$, что приводило к изменению их населенностей. Населенности контролировались методом селективной полевой ионизации в импульсном электрическом поле [11, 12]. Образовавшиеся в результате ионизации электроны детектировались вакуумным каналным умножителем ВЭУ-6, а сигнал с его выхода обрабатывался в режиме счета импульсов в крейте КАМАК и ЭВМ. Для уменьшения влияния теплового фонового излучения, которое вызывает нежелательные переходы между соседними ридберговскими состояниями и сокращает их времена жизни [12], все элементы системы регистрации и ввода микроволнового излучения охлаждались до температуры жидкого азота 77 К.

Временная диаграмма сигналов приведена на рис. 4. В момент времени $t = 0$ импульс лазерного излучения (рис. 4а) возбуждал оба подуровня тонкой структуры состояния $36P$. Электрическое поле в области взаимодействия имело двухступенчатую форму (рис. 4б). Первая, слабая (0–10 В/см), ступень плавно включалась либо до, либо сразу после лазерного импульса и затем выходила на стационарное значение перед моментом включения микроволнового импульса длительностью 1.2 мкс (рис. 4в). Вторая, сильная, линейно нарастающая до 220 В/см

ступень электрического поля включалась по окончании микроволнового импульса и использовалась для селективной полевой ионизации ридберговских атомов. В зависимости от того, в каком состоянии находился атом, на выходе ВЭУ-6 появлялись разделенные во времени сигналы, соответствующие состояниям $36P$ и $37P$ (рис. 4г), которые ионизируются при разных значениях электрического поля. В режиме счета импульсов частота каждого из сигналов пропорциональна населенности данного состояния. Сигналы усреднялись приблизительно за 2000 лазерных импульсов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектр двухфотонного перехода $36P \rightarrow 37P$ исследовался при различных напряженностях первой («слабой») ступени электрического поля и различных режимах ее включения — до лазерного импульса (для краткости назовем его «режим А»), либо после лазерного импульса («режим Б»). Также варьировалась поляризация возбуждающего лазерного излучения. Неизвестная поляризация микроволнового поля E была определена по спектрам микроволно-

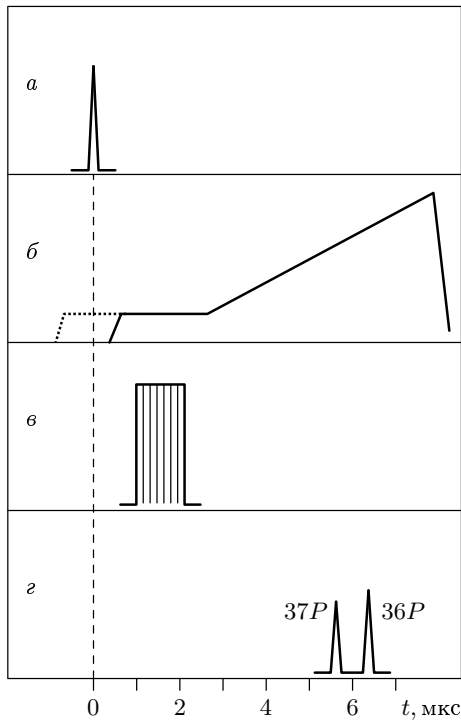


Рис. 4. Временная диаграмма сигналов. *a* — Импульс лазерного излучения, возбуждающего начальное ридберговское состояние $36P$. *б* — Электрическое поле двухступенчатой формы. Первая (слабая) ступень включается либо до (режим А), либо после (режим Б) лазерного импульса. Вторая (сильная) линейно нарастающая ступень используется для селективной полевой ионизации ридберговских атомов. *в* — Импульс микроволнового излучения, индуцирующий двухфотонный переход $36P \rightarrow 37P$. *г* — Сигналы на выходе канального умножителя ВЭУ-6, соответствующие населенностям ридберговских состояний

вых переходов с использованием известных угловых частей дипольных моментов переходов между S - и P -состояниями [13]. Она оказалась линейной, а поле содержало как компоненту \mathcal{E}_σ (ортогональную электрическому полю), так и компоненту \mathcal{E}_π (коллинеарную с полем), причем $\mathcal{E}_\sigma/\mathcal{E}_\pi \approx 2$. Интенсивность излучения оценивалась по полевому уширению резонансов с использованием расчетных значений радикальных частей дипольных моментов переходов [14] и составляла около 10^{-5} Вт/см².

На рис. 5 приведены записи спектра, полученные при линейной σ -поляризации возбуждающего лазерного излучения. Левая колонка записей относится к режиму А, когда электрическое поле E включается за 0.8 мкс до лазерного импульса, а правая — к режи-

му Б, когда поле включается с задержкой 0.2 мкс после лазерного импульса. Пунктирными линиями обозначены расчетные положения резонансов, а цифры рядом с ними соответствуют номерам резонансов в таблице.

В отсутствие поля спектры совпадают и содержат четыре компоненты переходов между невозмущенными уровнями тонкой структуры (см. рис. 2). В электрическом поле спектр в общем случае содержит девять компонент вследствие штарковского расщепления уровней с $J = 3/2$. Все девять компонент наблюдались в режиме Б при $E = 4.73$ В/см (рис. 5). При той же напряженности поля в режиме А отсутствуют компоненты спектра 1, 2 и 6. Остановимся на этом моменте более подробно.

Как уже отмечалось, поле 4.73 В/см относится к сильному полю, при котором L - S -связь разрывается, и вероятности переходов следует рассчитывать в базисе состояний nlm . Следовательно, в таком поле и правила отбора для дипольных переходов будут определяться квантовым числом m , а не M . На спектрах при $E = 4.73$ В/см видно, как формируются три группы резонансов $\{1 - 2\}$, $\{3 - 4 - 5 - 6 - 7\}$ и $\{8 - 9\}$, которые соответствуют группам переходов (см. рис. 2) $\{36P_{m=0} \rightarrow 37P_{|m|=1}\}$, $\{36P_{|m|=1} \rightarrow 37P_{|m|=1}, 36P_{m=0} \rightarrow 37P_{m=0}\}$ и $\{36P_{|m|=1} \rightarrow 37P_{m=0}\}$. В электрическом поле микроволнового излучения может индуцировать все три группы указанных переходов, поскольку поляризация его такова, что промежуточное состояние $37S_{m=0}$ двухфотонного перехода связано как с подуровнями $m = 0$, так и с подуровнями $|m| = 1$ P -состояний. Однако необходимо также учесть и правила отбора при возбуждении ридберговских состояний поляризованным лазерным излучением.

Если при σ -поляризации лазерного излучения возбуждение перехода $4S \rightarrow 36P$ осуществляется в режиме А, т.е. в присутствии электрического поля, возбужденными окажутся только подуровни $36P_{|m|=1}$, а подуровень $36P_{m=0}$ не заселяется, поскольку σ -поляризованное излучение индуцирует переходы с $\Delta m = \pm 1$ из начального состояния $4S_{m=0}$. Это и приводит к тому, что в режиме А в спектре, изображенном на рис. 5, при $E = 4.73$ В/см отсутствуют компоненты 1, 2 и 6, поскольку они ассоциируются с переходами из состояния $36P_{m=0}$.

Если же возбуждение осуществляется в режиме Б, то ситуация изменяется. Поскольку в момент лазерного импульса электрическое поле отсутствует, выполняются правила отбора по M , причем $\Delta M = \pm 1$ для σ -поляризованного излучения. В

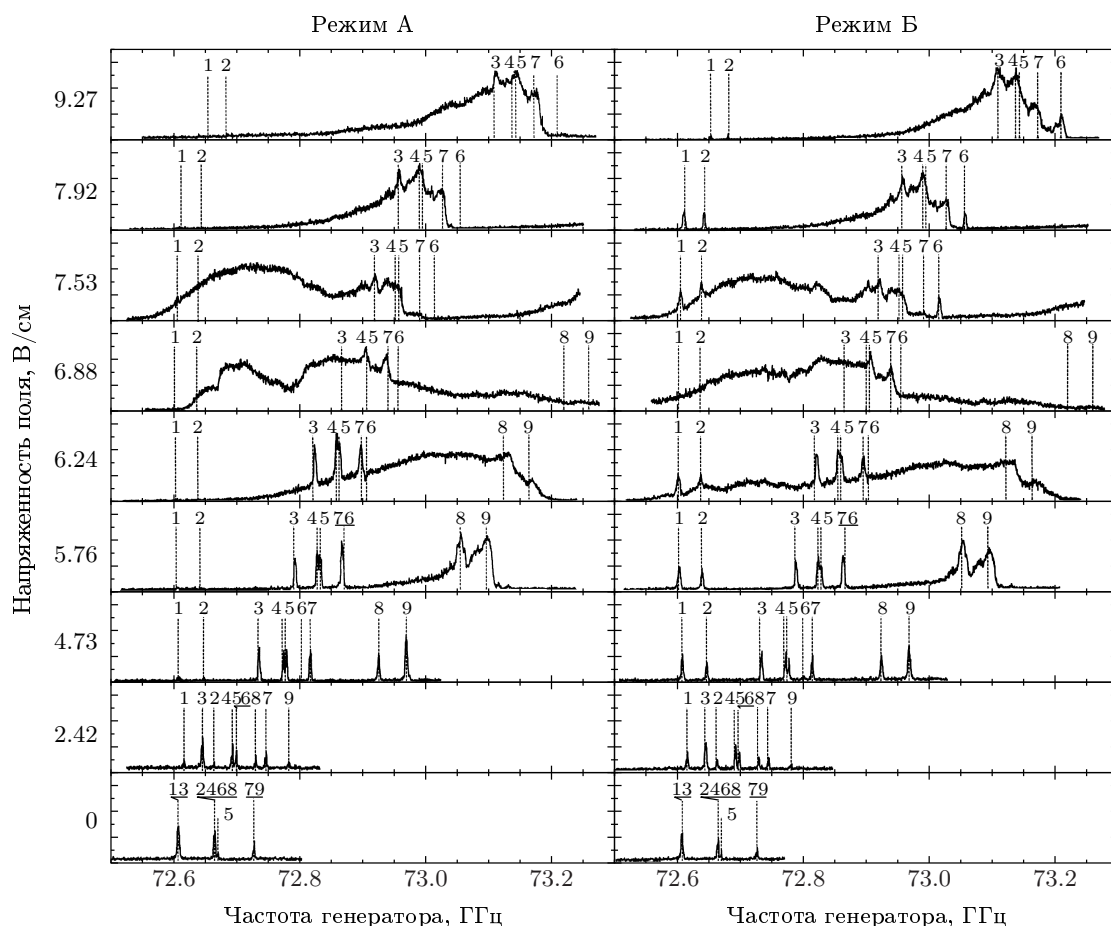


Рис. 5. Спектры двухфотонного перехода $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na при различных напряженностях электрического поля и σ -поляризации возбуждающего лазерного излучения. Левая колонка записей соответствует режиму А, когда электрическое поле включается за 0.8 мкс до лазерного импульса. Правая колонка записей соответствует режиму Б, когда электрическое поле включается через 0.2 мкс после окончания лазерного импульса

результате из состояния $4S_{J=1/2|M|=1/2}$ заселяются все магнитные подуровни тонкой структуры состояния $36P$. Далее, при адиабатическом включении первой ступени электрического поля окажутся заселенными как подуровни $36P_{|m|=1}$, так и подуровень $36P_{m=0}$ (см. рис. 2). Поэтому на рис. 5 в режиме Б при $E = 4.73$ В/см присутствуют все девять компонент двухфотонного перехода.

Аналогичная ситуация наблюдается и при $E = 2.42$ В/см (рис. 5), хотя в спектре еще не видно четкого разделения на три группы резонансов. В режиме А пики 1 и 2 оказываются в несколько раз меньше, чем в режиме Б. Это свидетельствует о том, что даже такого слабого электрического поля достаточно для разрыва $L-S$ -связи у ридберговских состояний.

Теперь обратимся к области напряженности поля

$E = 6-8$ В/см, где согласно таблице возникает двойной штарковский резонанс. Наименьшую критическую напряженность имеет пик 6. Однако амплитуда его мала по сравнению с другими пиками вследствие специфических поляризаций лазерного и микроволнового излучений. Поэтому в спектрах, записанных при $E = 5.76$ В/см, в первую очередь двойной штарковский резонанс наблюдается у пиков 8 и 9, что проявляется в их сильном полевом уширении. Асимметрия уширения вызвана наличием небольшой асимметрии в спектре микроволнового импульса из-за девиации частоты при импульсной модуляции генератора Г4-142. В отсутствие двойного штарковского резонанса этот эффект не проявляется, однако в области двойного штарковского резонанса вероятности переходов возрастают на несколько порядков. Это приводит к тому, что интенсивности да-

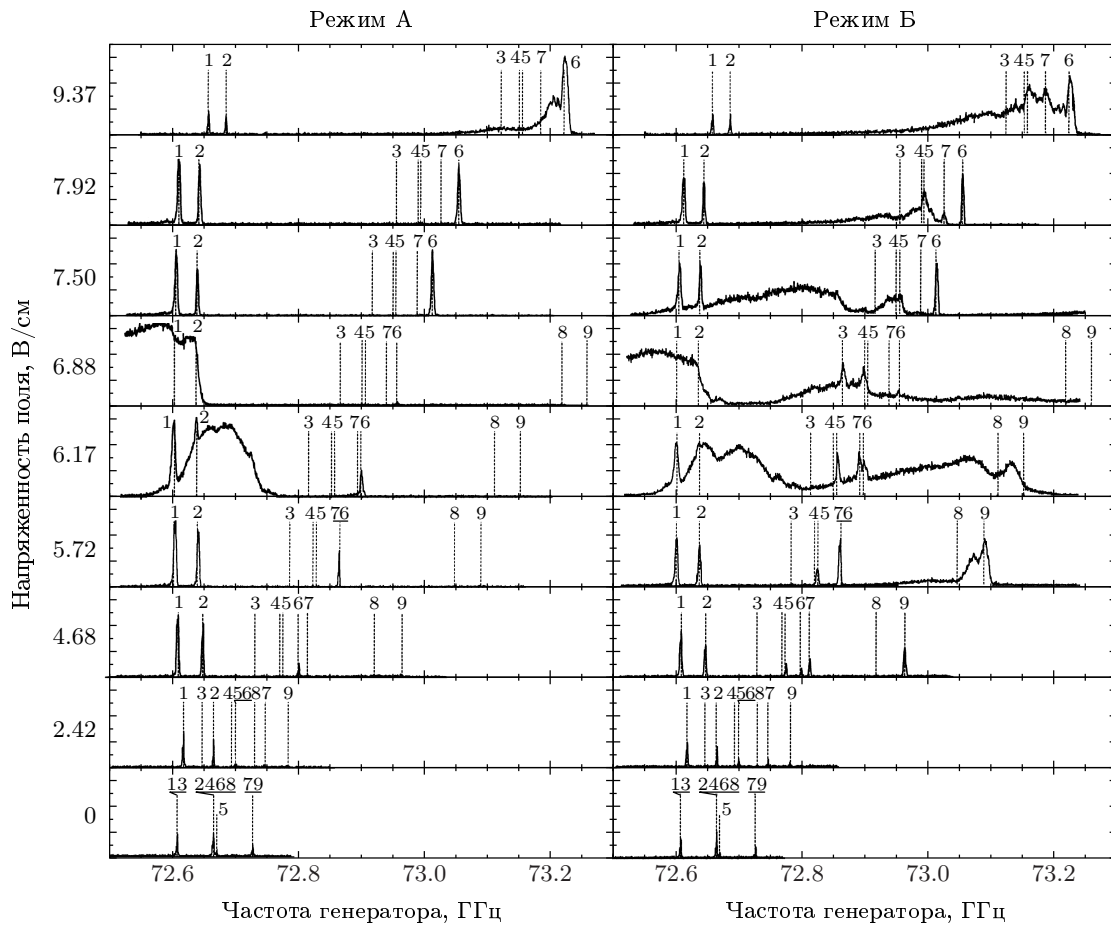


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но при π -поляризации возбуждающего лазерного излучения

же очень слабых спектральных составляющих микроволнового импульса достаточно для насыщения перехода.

При увеличении напряженности поля до 6.88 В/см в двойной резонанс входят также другие компоненты спектра, в результате чего спектр принимает вид широкой полосы поглощения без четко выраженных резонансов. Формулы для оценки ширины спектра двойного штарковского резонанса приведены в работе [2], для каждого из резонансов она оказывается порядка частоты Раби при точном резонансе с однофотонным переходом (порядка 100 МГц в нашем эксперименте). В полях 7.53 и 7.92 В/см часть переходов выходит из двойного штарковского резонанса и восстанавливает свой резонансный характер. Следует отметить различия в спектрах двойного штарковского резонанса для режимов А и Б, связанные лишь с наличием или отсутствием электрического поля в момент лазерного возбуждения.

Изменение поляризации лазерного излучения приводит к еще более радикальному изменению формы спектра. На рис. 6 приведены записи спектра, полученные при π -поляризации. Левая колонка записей по-прежнему соответствует режиму А, а правая — режиму Б.

Теперь в режиме А лазерное излучение возбуждает только состояние $36P_{m=0}$ вследствие правила отбора $\Delta m = 0$, а в режиме Б не возбуждаются подуровни $36P_{J=3/2, |M|=3/2}$ вследствие правил отбора $\Delta M = 0$. В результате на рис. 6 при $E = 4.68$ В/см в спектре присутствуют только 3 пика в режиме А и 6 пиков в режиме Б. Соответственно и в области двойного штарковского резонанса спектры выглядят совершенно иначе, чем на рис. 5, в особенности для режима А. В частности, в режиме А при $E = 6.17$ и 6.88 В/см исчезла широкая полоса поглощения в центре графика, но осталась полоса в левой части, она соответствует двойному штарковскому резонансу для пиков 1 и 2. Для режима А в обла-

сти полей 7.5–8 В/см сигнал двойного штарковского резонанса отсутствует вообще, однако при дальнейшем увеличении напряженности до 9.37 В/см начинает уширяться и входить в двойной штарковский резонанс пик 6. Последний момент является неожиданным, поскольку расчетное значение критического поля для этого пика составляет 6.37 В/см.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные исследования показывают, что наблюдаемый спектр двухфотонного микроволнового перехода $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na существенным образом зависит от наличия электрического поля в момент лазерного возбуждения. Этот эффект связан с изменением волновых функций ридберговского атома в электрическом поле. Несмотря на то, что в электрическом поле спин-орбитальное взаимодействие все еще проявляется как расщепление компонент двухфотонного перехода, его можно учесть в качестве возмущения для отдельных штарковских подуровней [3], поскольку энергия взаимодействия атома с электрическим полем намного превышает энергию L - S -связи. При этом вероятности переходов определяются правилами отбора по m , а не по M .

В этом смысле имеется полная аналогия с переходом от эффекта Зеемана в слабом магнитном поле к эффекту Пашена–Бака в сильном магнитном поле [3]. Однако эффект Пашена–Бака требует для его наблюдения полей порядка 10^5 Э, что обуславливает сложность проведения экспериментов. В то же время, как показал наш эксперимент, для разрыва L - S -связи электрическим полем в ридберговских атомах требуется напряженность поля всего лишь порядка нескольких В/см. Это открывает широкие возможности для исследования области перехода от слабого взаимодействия атома с электрическим полем к сильному. Отметим, что для атомов в низковозбужденных состояниях необходимые для этого поля достигают сотен кВ/см и более.

Разрыв L - S -связи существенным образом сказывается на форме двойного штарковского резонанса в ридберговских атомах. Исчезновение отдельных компонент двухфотонного перехода приводит к уменьшению ширины спектра в области двойного резонанса. Это позволяет упростить идентификацию переходов, и, тем самым, провести сравнение экспериментальных и теоретических значений критических полей двойного штарковского резонанса.

Следует отметить, что на всех записях рис. 5 и

6 наблюдается хорошее совпадение наблюдаемых частот двухфотонных резонансов с расчетными для тех переходов, которые не попадают в точный двойной резонанс и не испытывают сильного полевого уширения. Это свидетельствует о высокой точности расчета энергий уровней по методу [8], поэтому значения критических полей двойного штарковского резонанса, приведенные в таблице, также должны соответствовать экспериментальным при малой интенсивности микроволнового излучения, когда полевого уширения резонансов невелико. Однако в нашем эксперименте однофотонная частота Раби (порядка 100 МГц) была сравнима с энергией L - S -связи. По-видимому, это и приводит к заметному различию в экспериментальном и теоретическом значениях критического поля для пика 6. Таким образом, следует сделать вывод, что для точного расчета критических полей двойного штарковского резонанса необходимо одновременно учитывать как спин-орбитальное взаимодействие, так и статический и динамический эффекты Штарка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 99-02-17131, 01-02-06507, 01-02-06508 и частично 00-02-17924).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Бетеров, Г. Л. Василенко, В. П. Крайнов и др., Письма в ЖТФ **17**, 44 (1991).
2. И. М. Бетеров, А. О. Выродов, И. И. Рябцев, Н. В. Фатеев, ЖЭТФ **101**, 1154 (1992).
3. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
4. В. А. Давыдкин, Б. А. Зон, Опт. и спектр. **52**, 600 (1982).
5. И. М. Бетеров, И. И. Рябцев, Письма в ЖЭТФ **68**, 853 (1998).
6. A. Khadjavi, A. Lurio, and A. Happer, Phys. Rev. **167**, 128 (1968).
7. M. S. O'Sullivan and B. P. Stoicheff, Phys. Rev. A **33**, 1640 (1986).
8. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash et al., Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979).
9. С. Ф. Дюбко, М. Н. Ефименко, В. А. Ефремов, С. В. Поднос, КЭ **22**, 946 (1995).
10. I. I. Ryabtsev and D. V. Tretyakov, Phys. Rev. A **64**, 033413 (2001).

11. Р. А. Амбарцумян, Г. И. Беков, В. С. Летохов, В. И. Мишин, Письма в ЖЭТФ **31**, 595 (1975).
12. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, под ред. Р. Стеббингса, Ф. Даннинга, Мир, Москва (1985).
13. I. I. Ryabtsev and I. M. Beterov, Phys. Rev. A **61**, 063414 (2000).
14. С. П. Гореславский, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **82**, 1789 (1982).