

# НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ДИПОЛЬНОЙ БЛОКАДЫ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

*Е. А. Якшина<sup>a,b</sup>, Д. Б. Третьяков<sup>a,b</sup>, В. М. Энтин<sup>a,b</sup>,*

*И. И. Бетеров<sup>a,b,c</sup>, И. И. Рябцев<sup>a,b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>c</sup> *Новосибирский государственный технический университет  
630073, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 23 июля 2019 г.,  
после переработки 23 июля 2019 г.  
Принята к публикации 16 сентября 2019 г.

Эффект дипольной блокады при лазерном возбуждении мезоскопических ансамблей ридберговских атомов состоит в том, что возбуждение одного атома в ридберговское состояние блокирует возбуждение других атомов вследствие сдвига коллективных уровней энергии взаимодействующих ридберговских атомов. Он применяется для получения перепутанных состояний кубитов на основе одиночных нейтральных атомов в оптических ловушках. В настоящей статье представлены экспериментальные результаты по наблюдению дипольной блокады для мезоскопических ансамблей из 1–5 атомов при их регистрации методом селективной ионизации электрическим полем. Исследовались спектры трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$  холодных ридберговских атомов Rb в магнитооптической ловушке. Обнаружено, что для мезоскопических ансамблей этот метод позволяет наблюдать лишь частичную дипольную блокаду. Наиболее вероятно это связано с наличием паразитных электрических полей, уменьшающих энергию взаимодействия ридберговских атомов, с уменьшением вероятности регистрации высоких состояний, а также с сильной угловой зависимостью энергии взаимодействия ридберговских атомов в одиночном объеме взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0044451020020029

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Атомы в высоковозбужденных (ридберговских) состояниях с главным квантовым числом  $n \gg 1$  являются предметом интенсивных исследований в настоящее время. Поскольку радиус орбиты ридберговского электрона растет как  $n^2$ , дипольные моменты ридберговских атомов также растут как  $n^2$ , и они взаимодействуют друг с другом намного сильнее, чем атомы в основном состоянии [1]. Это свойство ридберговских атомов используется для реализации квантовых компьютеров и симуляторов с кубитами

на основе одиночных нейтральных атомов щелочных металлов в массивах оптических дипольных ловушек [2–4]. Кратковременное лазерное возбуждение атомов в ридберговские состояния позволяет включать и выключать взаимодействия между кубитами, что необходимо для выполнения квантовых операций и симуляций [5].

Одним из основных методов выполнения квантовых операций является использование изменения вероятности коллективного возбуждения ансамбля взаимодействующих ридберговских атомов (эффект «дипольной блокады»). Его суть сводится к тому, что при наличии взаимодействия возбуждение одного ридберговского атома в небольшом объеме сдвигает частоты резонансов и блокирует возбуждение других атомов, поэтому из всего мезоскопического

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

ансамбля может быть возбужден только один ридберговский атом. Дипольная блокада была впервые предсказана в работе [6] и затем наблюдалась в различных экспериментах, а также применялась для получения перепутанных состояний кубитов на основе одиночных нейтральных атомов в оптических ловушках [7].

В первых экспериментах по демонстрации дипольной блокады [8–13] использовались большие ансамбли ( $N = 10^3\text{--}10^5$ ) холодных атомов Rb или Cs в магнитооптических ловушках. Детектирование ридберговских атомов осуществлялось методом селективной ионизации электрическим полем (СИЭП) с регистрацией ионов электронными умножителями на основе микроканальных пластин. В этом методе атомы ионизируются с вероятностью 1, как только электрическое поле достигает критического значения

$$E_{cr} \approx 3.2 \cdot 10^8 / n_{eff}^4 \text{ В/см}, \quad (1)$$

где  $n_{eff} = n - \delta_L$ , а  $\delta_L$  — квантовый дефект ридберговского состояния, который зависит от его орбитального момента  $L$  [1]. Метод СИЭП характеризуется высоким быстродействием (микросекунды) и высокой эффективностью регистрации (более 50%). Однако в экспериментах такого рода не наблюдалось полной дипольной блокады, когда из всего большого ансамбля возбуждается только один атом. Вместо этого регистрировалось уменьшение на 30–50% вероятности возбуждения высоких ридберговских состояний ( $n \geq 80$ ), которая для невзаимодействующих атомов должна описываться масштабной зависимостью  $n_{eff}^{-3}$ . Экспериментов с малыми мезоскопическими ансамблями ( $N = 1\text{--}10$  атомов) не выполнялось, так как умножители на микроканальных пластинах использовались в аналоговом режиме и не имели разрешения по числу атомов.

Последующие эксперименты по наблюдению дипольной блокады имели целью реализацию двухкубитовых квантовых операций и поэтому проводились с двумя атомами в соседних микроскопических оптических дипольных ловушках диаметром 1–3 мкм и с расстоянием между ними 5–10 мкм [14, 15]. Поскольку требовалась индивидуальная регистрация каждого из атомов, метод СИЭП в таких экспериментах был неприменим, так как в нем ионизируются все ридберговские атомы, если прикладывается однородное электрическое поле. Вместо этого использовался значительно более медленный оптический метод. В этом методе регистрация одиночных ридберговских атомов осуществлялась по флу-

оресценции атомов в первом возбужденном состоянии при их подсветке лазерным излучением, резонансным переходу из основного состояния. Если атом не флуоресцировал, это означало, что он находится в ридберговском состоянии. Для регистрации флуоресценции одиночных атомов необходимо было применять высокочувствительные счетчики фотонов на основе лавинных фотодиодов либо малошумящие охлаждаемые CCD-камеры с усилителями; при этом минимальное время регистрации составляло не менее 1 мс, что на 3 порядка больше, чем время регистрации методом СИЭП.

В дальнейшем для изучения дипольной блокады применялись как метод СИЭП [16, 17], так и оптический метод [18–24]. С использованием метода СИЭП выполнялись эксперименты по наблюдению субпуассоновской статистики [10, 16] и пространственных корреляций [17] при лазерном возбуждении больших ансамблей ридберговских атомов в условиях дипольной блокады. С использованием оптического метода наблюдались одноатомные коллективные возбуждения вследствие дипольной блокады не только для двух атомов в оптических ловушках [18–22], но и для больших ансамблей из сотен атомов в оптической ловушке или решетке [23, 24].

Вопрос о возможности наблюдения полной дипольной блокады методом СИЭП в малых мезоскопических ансамблях атомов до сих пор остается открытым. Ранее нами была разработана оригинальная методика регистрации таких ансамблей ридберговских атомов ( $N = 1\text{--}5$ ) методом СИЭП при использовании электронного умножителя каналового типа ВЭУ-6 [25]. Было обнаружено, что каналовый умножитель позволяет различать число регистрируемых атомов и сортировать измеряемые сигналы по числу атомов после каждого лазерного импульса. На основе этой методики был выполнен ряд экспериментов по наблюдению электрически управляемого резонансного диполь-дипольного взаимодействия в мезоскопических ансамблях ридберговских атомов [26–29].

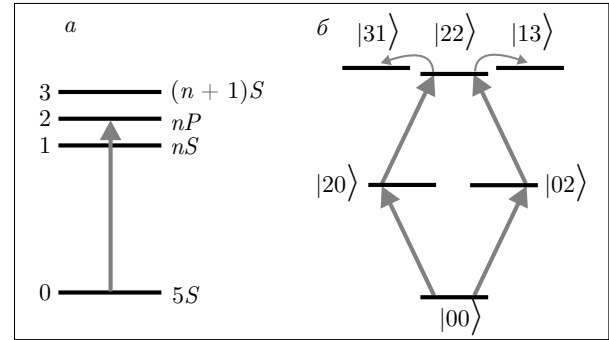
К настоящему времени для реализации дипольной блокады нами создана узкополосная система лазерного возбуждения и продемонстрирована возможность получения узких (шириной менее 2 МГц) трехфотонных многоатомных резонансов для ридберговского состояния  $37P_{3/2}$  [30]. Это состояние имеет слабое взаимодействие (менее 1 МГц при расстоянии между атомами примерно 10 мкм) и не годится для наблюдения дипольной блокады. Поэтому в работе [31] был выполнен теоретический ана-

лиз сигналов многоатомного возбуждения и показана принципиальная возможность наблюдения дипольной блокады для высоких ридберговских состояний с  $n \approx 120$ , которая должна проявляться в изменении как амплитуд многоатомных трехфотонных резонансов, так и статистики регистрации многоатомных сигналов умножителем ВЭУ-6.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по наблюдению дипольной блокады для мезоскопических ансамблей из  $N = 1-5$  атомов в одиночной ловушке при их регистрации методом СИЭП. Исследовались многоатомные спектры трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$  холодных ридберговских атомов Rb, локализованных в малом объеме возбуждения (размером около 20 мкм) в магнитооптической ловушке. С использованием оригинальной методики осуществлялась постселекция сигналов по числу зарегистрированных атомов  $N = 1-5$ . Ожидалось, что при полной дипольной блокаде из всего мезоскопического ансамбля может возбудиться в ридберговское состояние только один атом, поэтому дипольная блокада должна приводить к радикальному изменению многоатомных спектров — амплитуда одноатомного спектра с  $N = 1$  должна увеличиваться, а все остальные многоатомные резонансы должны исчезнуть. Если они не исчезают полностью, это может свидетельствовать о неполной дипольной блокаде, а изменение соотношения амплитуд многоатомных резонансов должно позволить определить степень полноты дипольной блокады в конкретных экспериментальных условиях. Также исследовалось изменение статистики регистрации многоатомных сигналов умножителем ВЭУ-6 при дипольной блокаде.

## 2. ЭФФЕКТ ДИПОЛЬНОЙ БЛОКАДЫ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ АНСАМБЛЕЙ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Эффект дипольной блокады при возбуждении мезоскопического ансамбля нейтральных атомов в ридберговские состояния излучением узкополосных непрерывных лазеров заключается в следующем. После возбуждения одного ридберговского атома лазерным импульсом дальнедействующие взаимодействия сдвигают вырожденный с ним по энергии ридберговский уровень в соседних атомах на величину  $\delta W$ , зависящую от энергии взаимодействия. Если ширина  $\delta\nu$  линии лазерного возбуждения много меньше  $\delta W$ , то после возбуждения одного атома в



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) *а*) Схема лазерного возбуждения одиночного ридберговского атома Rb( $nP$ ) и состояний, участвующих в резонансе Фёрстера  $nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2}$ . *б*) Схема переходов между коллективными состояниями двух атомов. Резонансное лазерное излучение вызывает переходы между состояниями  $|00\rangle \rightarrow (|02\rangle, |20\rangle) \rightarrow |22\rangle$ , а состояние  $|22\rangle$  связано дипольным взаимодействием с состояниями  $|31\rangle, |13\rangle$ , которые вызывают переходы  $|22\rangle \rightarrow |31\rangle, |13\rangle$ . В результате взаимодействия состояние  $|22\rangle$  сдвигается по энергии, что и приводит к эффекту дипольной блокады

ридберговское состояние возбудить остальные взаимодействующие с ним атомы будет невозможно [6].

Взаимодействие атомов в ридберговских состояниях удобнее всего рассматривать в условиях резонансов Фёрстера, которые исследовались нами в предыдущих работах [26–29]. Такие резонансы возникают, например, когда ридберговский уровень 2, возбуждаемый лазерным излучением из основного состояния 0, лежит посередине между двумя соседними уровнями 1 и 3 противоположной четности (рис. 1а). Примером могут служить резонансы Фёрстера в ридберговских атомах Rb [26]:

$$nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2}. \quad (2)$$

В отсутствие электрического поля они имеют небольшие дефекты энергии

$$\Delta = W(nS_{1/2}) + W([n + 1]S_{1/2}) - 2W(nP_{3/2}),$$

которые зависят от  $n$ . Здесь  $W(nL_J)$  обозначают энергии ридберговских состояний в единицах частоты. Для  $n \leq 38$  дефект энергии можно сделать равным нулю за счет эффекта Штарка в постоянном электрическом поле, а для более высоких состояний необходимо использовать комбинацию постоянного и радиочастотного полей [27, 28]. При  $\Delta = 0$  между атомами возникает резонансное диполь-дипольное взаимодействие с энергией, зависящей от расстояния как  $R^{-3}$ , а при больших  $\Delta$  имеется более слабое взаимодействие Ван дер Ваальса с зависимостью

$R^{-6}$ . Таким образом, с помощью электрического поля и резонансов Фёрстера можно существенным образом изменять характер взаимодействия ридберговских атомов. Для высоких состояний точные резонансы Фёрстера не могут быть настроены электрическим полем (см. ниже рис. 2). В этом случае взаимодействие можно также описать резонансом Фёрстера, но с ненулевым дефектом энергии  $\Delta$ . За счет больших дипольных моментов эти состояния оказывается более выгодным использовать для наблюдения дипольной блокады.

Для описания эффекта дипольной блокады при лазерном возбуждении взаимодействующих ридберговских атомов необходимо рассматривать переходы между различными коллективными состояниями двух атомов (рис. 1б). Резонансное лазерное излучение вызывает переходы между состояниями  $|00\rangle \rightarrow (|02\rangle, |20\rangle) \rightarrow |22\rangle$ , а состояние  $|22\rangle$  связано оператором диполь-дипольного взаимодействия с состояниями  $|31\rangle, |13\rangle$ , которые вызывают переходы  $|22\rangle \rightarrow |31\rangle, |13\rangle$ . В результате взаимодействия состояние  $|22\rangle$  сдвигается по энергии, что и приводит к эффекту дипольной блокады. Параметрами такой задачи являются частота Раби  $\Omega$  и отстройка частоты  $\delta$  на оптическом переходе  $0 \rightarrow 2$  в отдельном атоме, матричный элемент оператора резонансного диполь-дипольного взаимодействия  $V$  на переходах  $|22\rangle \rightarrow |31\rangle, |13\rangle$  и дефект энергии  $\Delta$  резонанса Фёрстера.

Для двух ридберговских атомов в начальном состоянии  $nP_{3/2}(|M_J| = 1/2)$  матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия дается выражением

$$V = \frac{d_1 d_2}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{R^3} - \frac{3Z^2}{R^5} \right], \quad (3)$$

где  $d_1$  и  $d_2$  —  $z$ -компоненты матричных элементов дипольных моментов переходов  $|nP_{3/2}(M_J = 1/2)\rangle \rightarrow |nS_{1/2}(M_J = 1/2)\rangle$  и  $|nP_{3/2}(M_J = 1/2)\rangle \rightarrow |(n+1)S_{1/2}(M_J = 1/2)\rangle$ ,  $Z$  —  $z$ -компонента вектора  $\mathbf{R}$ , соединяющего два атома (ось  $z$  выбирается вдоль направления управляющего электрического поля), а  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная. Здесь для простоты мы учитываем только переходы без изменения проекции момента  $M_J$ , так как иначе необходимо учитывать еще и структуру магнитных подуровней, что резко усложнит задачу. Как обсуждалось в нашей работе [31], сдвиг энергии  $\delta W_{22}$  коллективного состояния  $|22\rangle$  при резонансе Фёрстера описывается следующим приближенным выражением:

$$\delta W_{22} = \pm \left( \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + 2V^2} - \frac{|\Delta|}{2} \right). \quad (4)$$

Здесь знак берется положительным, если состояние  $|22\rangle$  лежит выше состояний  $|31\rangle, |13\rangle$ , и наоборот. При  $\Delta = 0$  взаимодействие является резонансным диполь-дипольным и состояние  $|22\rangle$  расщепляется на два подуровня с энергиями  $\pm\sqrt{2}V = C_3/R^3$ , а при больших  $\Delta$  оно становится ван-дер-ваальсовым с энергией  $\pm 2V^2/\Delta = C_6/R^6$ , где  $C_3$  и  $C_6$  — константы взаимодействия [32].

Взаимодействующие атомы могут быть либо пространственно-локализованы в отдельных оптических дипольных ловушках с расстоянием между ними  $R$  в несколько микрометров [14, 15, 18–22], либо находиться в одиночном объеме лазерного возбуждения и иметь случайное расположение в нем с некоторым средним расстоянием между атомами [8–13, 16, 17, 25–29]. Оптические дипольные ловушки создаются путем жесткой фокусировки нерезонансного лазерного излучения [2]. Эффект дипольной блокады обычно наблюдается для двух атомов в соседних ловушках с расстоянием 5–10 мкм между ними. Одиночный объем может быть сформирован на пересечении сфокусированных лазерных лучей, возбуждающих ридберговские состояния, как это делалось в наших экспериментах [25–29]. Тогда среднее расстояние между атомами равно примерно половине объема возбуждения и составляет в нашем случае около 10 мкм. Дипольные моменты ридберговских атомов имеют порядок величины  $n^2$  атомных единиц. Тогда по формуле (2) можно оценить энергию взаимодействия и найти, что при  $R \sim 10$  мкм для достижения дипольной блокады в наших экспериментах необходимо возбуждать атомы в достаточно высокие ридберговские состояния  $n \geq 80$ .

Отметим, что согласно формуле (2) энергия диполь-дипольного взаимодействия имеет сильную угловую зависимость и при определенном значении угла между осью квантования и вектором  $\mathbf{R}$  обращается в нуль. Поэтому наблюдение дипольной блокады для атомов со случайным расположением в объеме лазерного возбуждения требует более сильного взаимодействия, чем в случае атомов в соседних оптических дипольных ловушках, чтобы вероятность нулевой энергии взаимодействия была мала при усреднении по положению атомов. Это, в свою очередь, требует более близкого расположения атомов либо использования более высоких ридберговских состояний, что не всегда реализуемо в экспериментах. Именно поэтому в работах [8–13, 16, 17] для больших атомных ансамблей в одиночном объ-

еме достигалась лишь частичная дипольная блокада, так как энергии взаимодействия было недостаточно для блокирования многоатомных возбуждений во всем объеме.

Для экспериментального наблюдения эффекта дипольной блокады при регистрации атомов методом СИЭП в одиночном объеме необходимо анализировать изменение статистики регистрации и спектров  $S_N$  лазерного возбуждения определенного числа  $N$  ридберговских атомов при переходе от низких ( $n \leq 40$ ) к высоким ( $n \geq 80$ ) ридберговским состояниям путем их сравнения с теоретическими расчетами для невзаимодействующих атомов. При полной дипольной блокаде из всего мезоскопического ансамбля может возбудиться в ридберговское состояние только один атом, поэтому дипольная блокада должна приводить к радикальному изменению многоатомных спектров — должен наблюдаться только одноатомный спектр  $S_1$ , а все остальные многоатомные резонансы должны исчезнуть. Если они не исчезают полностью, это будет свидетельствовать о неполной дипольной блокаде, а изменение соотношения амплитуд многоатомных резонансов должно позволить определить степень полноты дипольной блокады в конкретных экспериментальных условиях.

Поэтому для выполнения экспериментов нами были выбраны ридберговские уровни  $nP_{3/2}$  атомов Rb со значениями главного квантового числа  $n = 39, 81, 110$ . На рис. 2 слева приведены их штарковские диаграммы, рассчитанные по методу работы [33]. На них видно, что ридберговские состояния  $S$ ,  $P$  и  $D$  имеют большие квантовые дефекты и испытывают квадратичный эффект Штарка в отличие от водородоподобных наборов уровней с большими орбитальными моментами, которые испытывают линейный эффект Штарка вследствие вырождения по энергии. Справа на рис. 2 приводятся расчетные штарковские диаграммы коллективных ридберговских состояний, участвующих в резонансах Фёрстера (2) для подуровней с проекцией момента  $|M_J| = 1/2$ . Пересечение коллективных состояний соответствует резонансу Фёрстера (резонансное диполь-дипольное взаимодействие) и имеет место только для состояний с  $n \leq 38$  вследствие специфических значений квантовых дефектов и поляризуемостей ридберговских уровней атомов Rb. Такие резонансы исследовались нами в предыдущих работах [26–29]. Более высокие состояния в постоянном электрическом поле не пересекаются и испытывают взаимодействие Ван дер Ваальса, а приложение по-

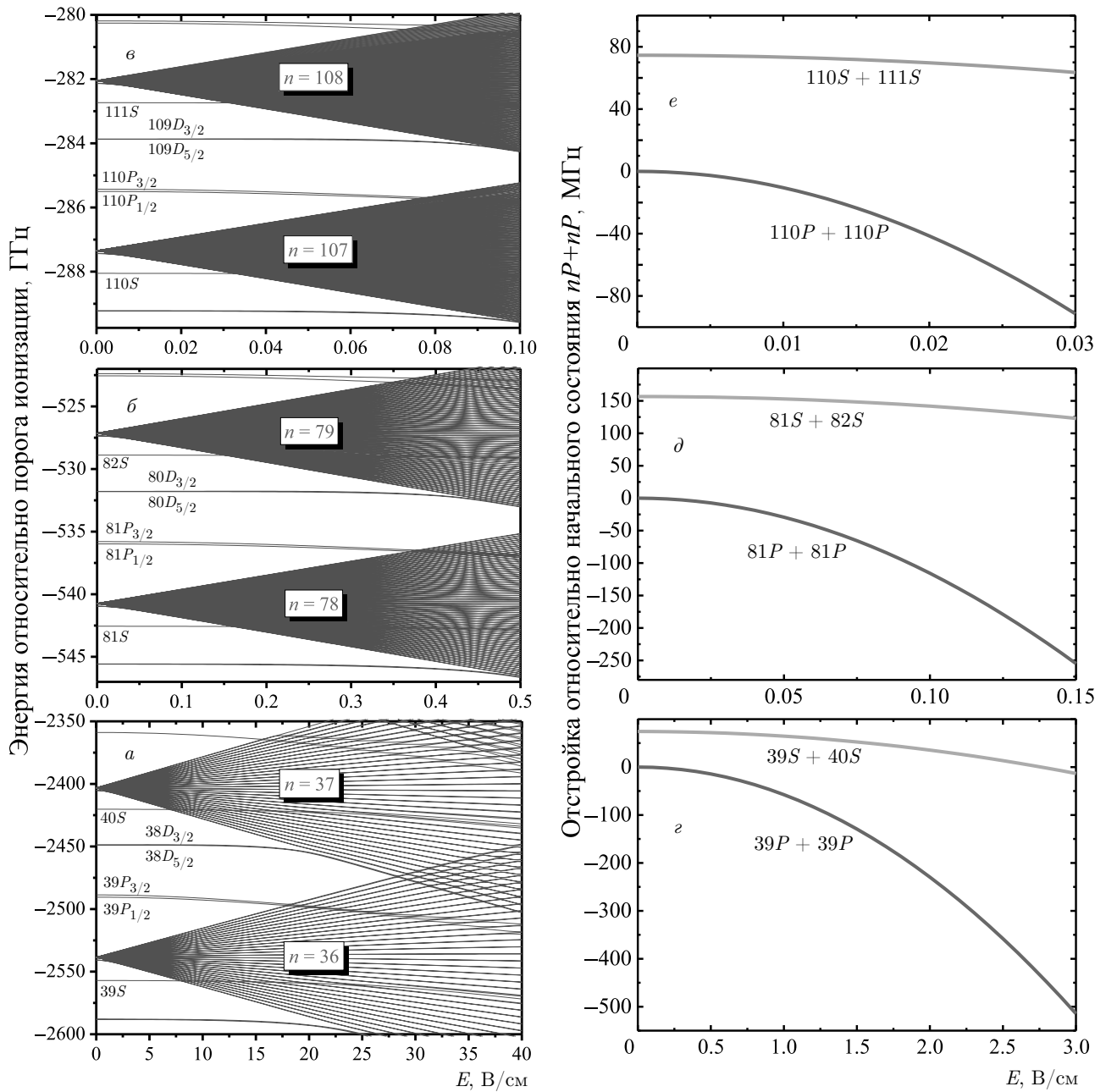
стоянного поля лишь увеличивает дефект энергии резонанса Фёрстера и ослабляет взаимодействие.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

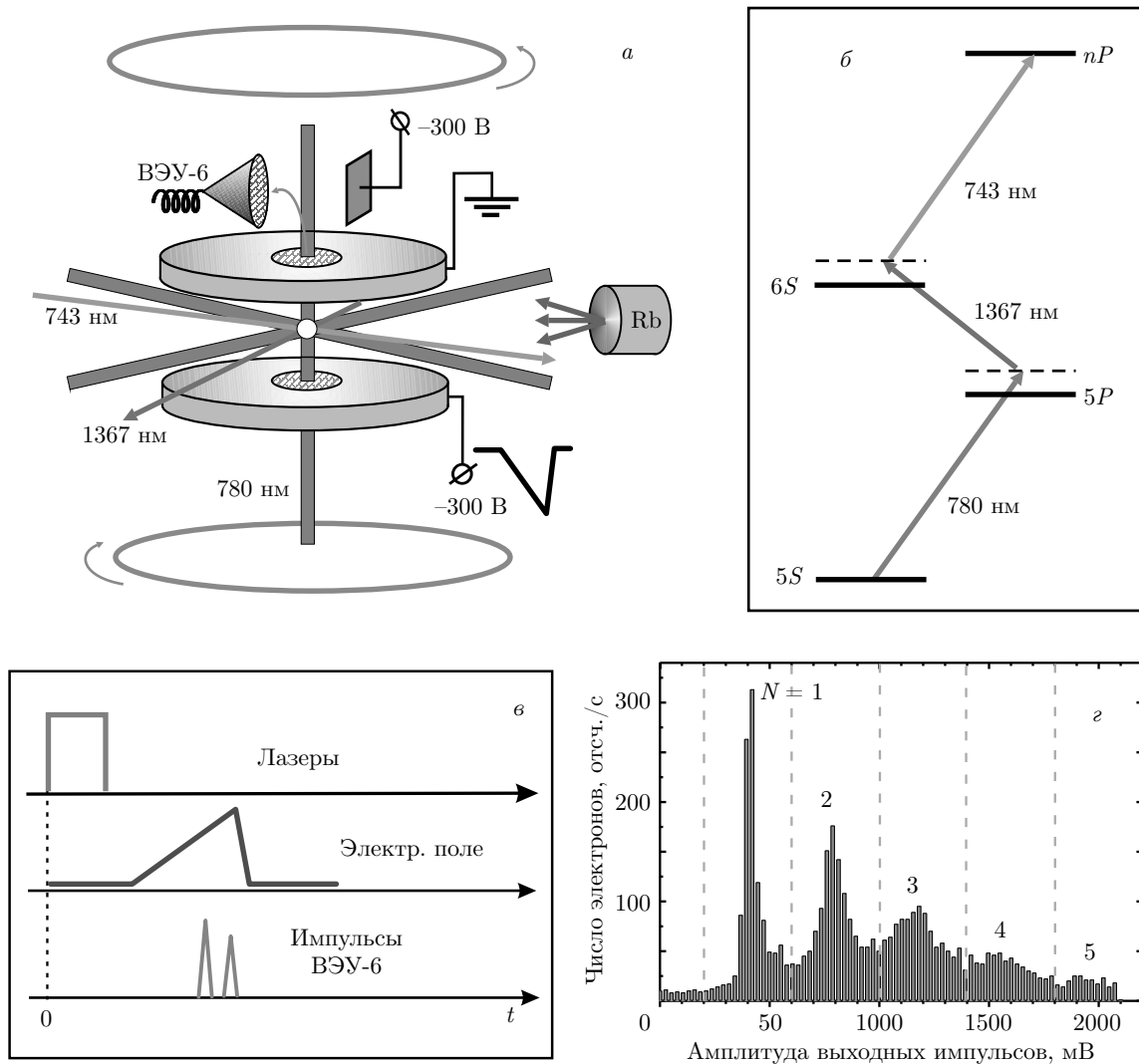
Эксперименты выполняются с холодными атомами  $^{85}\text{Rb}$ , захваченными в магнитооптическую ловушку (МОЛ), которая показана на рис. 3а [3, 30]. Атомы охлаждаются тремя ортогональными парами световых волн с длиной волны 780 нм. Охлаждающий лазер настраивается на замкнутый переход  $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 4)$  изотопа  $^{85}\text{Rb}$ , а лазер перекачки — на переход  $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$ . В центре ловушки формируется облако размерами 0.5–1 мм из примерно  $10^6$  холодных атомов с температурой 100–200 мкК.

Возбуждение холодных атомов Rb в ридберговские состояния  $nP$  ( $n = 30$ –120) осуществляется по трехступенчатой схеме  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$  (рис. 3б). Первая ступень,  $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 4)$ , возбуждается полупроводниковым лазером с внешним резонатором Toptica DL PRO с длиной волны 780 нм, работающим в непрерывном режиме с выходной мощностью до 50 мВт. Лазер имеет встроенный фарадеевский изолятор и оптоволоконный выход. Частота этого лазера стабилизирована методом Паунда–Древера–Холла по резонансу насыщенного поглощения в ячейке с парами атомов Rb. Измеренная ширина линии лазера составляет  $\Gamma_1/2\pi \approx 0.3$  МГц. Выходное излучение лазера пропускается через акустооптический модулятор, который формирует импульсы произвольной длительности с фронтами длительностью около 100 нс, а 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 длиной волны 1367 нм от непрерывного одночастотного полупроводникового лазера с внешним резонатором Sacher TEC150 со встроенным фарадеевским изолятором, оптоволоконным выходом и выходной мощностью до 30 мВт. Частота этого лазера стабилизирована методом Паунда–Древера–Холла по резонансу высокостабильного оптического интерферометра Фабри–Перо Stable Laser Systems ATF. Измеренная ширина линии лазера составляет  $\Gamma_2/2\pi \approx 0.3$  МГц. Выходное излучение лазера пропускается через электрооптический модулятор с глубиной модуляции 20 дБ, который формирует импульсы произвольной длительности с фронтами длитель-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Расчетные штарковские диаграммы ридберговских уровней атомов Rb вблизи состояний  $nP_{3/2}$  с  $n = 39$  (а), 81 (б), 110 (в) для подуровней с проекцией момента  $|M_J| = 1/2$ . Ридберговские  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -состояния имеют большие квантовые дефекты и испытывают квадратичный эффект Штарка. Штарковские диаграммы коллективных ридберговских состояний, участвующих в резонансах Фёрстера  $nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n + 1)S_{1/2}$  для подуровней с проекцией момента  $|M_J| = 1/2$  приведены на рис. z-e. Пересечение коллективных состояний соответствует резонансу Фёрстера (резонансное диполь-дипольное взаимодействие) и имеет место только для состояний с  $n < 38$ . Более высокие состояния в постоянном электрическом поле не пересекаются и испытывают взаимодействие Ван дер Ваальса



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) *а*) Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами  $^{85}\text{Rb}$  в МОЛ. Ридберговские атомы возбуждаются в малом объеме облака холодных атомов и регистрируются методом СИЭП. *б*) 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. *в*) Временная диаграмма лазерных и электрических импульсов. *г*) Гистограмма выходных импульсов вторично-электронного умножителя ВЭУ-6, регистрирующего электроны, образовавшиеся в результате СИЭП. Наблюдаются отдельные пики, соответствующие  $N = 1-5$  зарегистрированным ридберговским атомам

ностью около 10 нс. Частота излучения лазера 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 Teknoscan TIS-SF-07 с выходной мощностью до 500 мВт. При перестройке лазера в диапазоне длин волн 738–745 нм можно селективно возбуждать подуровни тонкой структуры  $J = 1/2, 3/2$  рид-

берговских  $nP$ -состояний с главным квантовым числом  $n = 30-120$ . Частота лазера стабилизируется методом Паунда–Древера–Холла по резонансу того же высокостабильного оптического интерферометра Фабри–Перо Stable Laser Systems ATF. Измеренная ширина линии лазера составляет  $\Gamma_3/2\pi \approx 0.01$  МГц. На выходе лазера установлен акустооптический модулятор для работы в импульсном режиме с фронтами длительностью около 100 нс.

Излучения лазеров второй и третьей ступеней подводится к МОЛ через одномодовые оптические

волокна. На выходе из волокон они коллимируются и затем фокусируются на облако холодных атомов в геометрии скрещенных под прямым углом пучков (рис. 3а) с диаметрами перетяжек около 10 мкм для излучения 743 нм и около 20 мкм для излучения 1367 нм. В области пересечения сфокусированных лучей формируется эффективный объем возбуждения ридберговских атомов размером примерно 20 мкм в зависимости от взаимного расположения перетяжек и наличия или отсутствия насыщения переходов. Излучение лазера первой ступени (780 нм) не фокусируется, имеет диаметр луча 1 мм и направляется на облако холодных атомов под углами  $45^\circ$  навстречу остальным лучам. Ридберговские атомы возбуждаются лазерными импульсами с частотой повторения 5 кГц.

Возбуждение ридберговских атомов осуществляется в пространстве между двумя пластинами из нержавеющей стали, формирующими однородное электрическое поле (рис. 3а). Электрическое поле используется для спектроскопии эффекта Штарка и детектирования ридберговских атомов методом СИЭП. Атомы регистрируются с частотой повторения 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 каналового типа ВЭУ-6. Импульсные сигналы с его выхода обрабатываются быстродействующим АЦП, строб-интегратором и ЭВМ. Число электронов, зарегистрированных за один лазерный импульс, определяется числом ридберговских атомов в области возбуждения и общей эффективностью регистрации электронов [25]. В наших экспериментах эффективность регистрации достигает 70% [27, 28].

Временная диаграмма сигналов в системе регистрации приведена на рис. 3б. После каждого лазерного импульса, возбуждающего часть холодных атомов в ридберговское состояние  $nP$ , включалась развертка ионизирующего электрического поля со временем нарастания около 2 мкс. В зависимости от состояния ридберговского атома ионизация происходила в разные моменты времени после лазерного импульса согласно формуле (1). Далее регистрировался импульсный ионизационный сигнал на выходе ВЭУ-6 с помощью импульса строга, соответствующего по времени ионизации состояния  $nP$ . На рис. 3г показана гистограмма амплитуд выходных импульсов ВЭУ-6. На ней видны несколько пиков,

соответствующих разному числу зарегистрированных ридберговских атомов,  $N = 1-5$ . Интегральная амплитуда (площадь) каждого из пиков описывается распределением Пуассона и зависит от среднего числа регистрируемых атомов за лазерный импульс. Для рис. 3г эта величина составляет 2.2 ат./имп., при этом вероятности одно- и двухатомного возбуждения примерно равны, но одноатомный пик более узок и высок.

После каждого лазерного импульса система сбора данных измеряла амплитуду выходного импульса ВЭУ-6, затем по измеренной заранее гистограмме (рис. 3г) 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, 1 атом — 200–600 мВ; 2 атома — 600–1000 мВ; 3 атома — 1000–1400 мВ и т. д. Соответствующие пороги сигналов изображены на рис. 3г вертикальными штриховыми линиями.

Эксперименты по спектроскопии трехфотонного возбуждения выполнялись в предварительно выключаемой на короткое время МОЛ. Для этого на все охлаждающие лазерные лучи были установлены акустооптические модуляторы, которые выключали 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 нулевого магнитного поля, что контролировалось по отсутствию зеемановского расщепления микроволнового перехода  $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$  на частоте 80 ГГц по методу нашей работы [34]. Это позволяло иметь большую частоту повторения лазерных импульсов (5 кГц) и отслеживать изменение сигналов от ридберговских атомов в реальном времени на экране осциллографа и в компьютерной системе сбора данных.

#### 4. СПЕКТРЫ ТРЕХФОТОННОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ АНСАМБЛЕЙ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Записи спектров трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$ ,  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  осуществлялись путем медленного сканирования частоты излучения лазера третьей ступени



(титан-сапфировый лазер). Для этого перестраивалась частота цифрового синтезатора, управляющего электрооптическим модулятором в системе стабилизации частоты лазера по опорному высокостабильному интерферометру Фабри–Перо (к интерферометру привязывалась одна из боковых частот излучения лазера, прошедшего через модулятор, что обеспечивало возможность перестройки частоты основного излучения в режиме стабилизации частоты). Полученные записи приводятся на рис. 4.

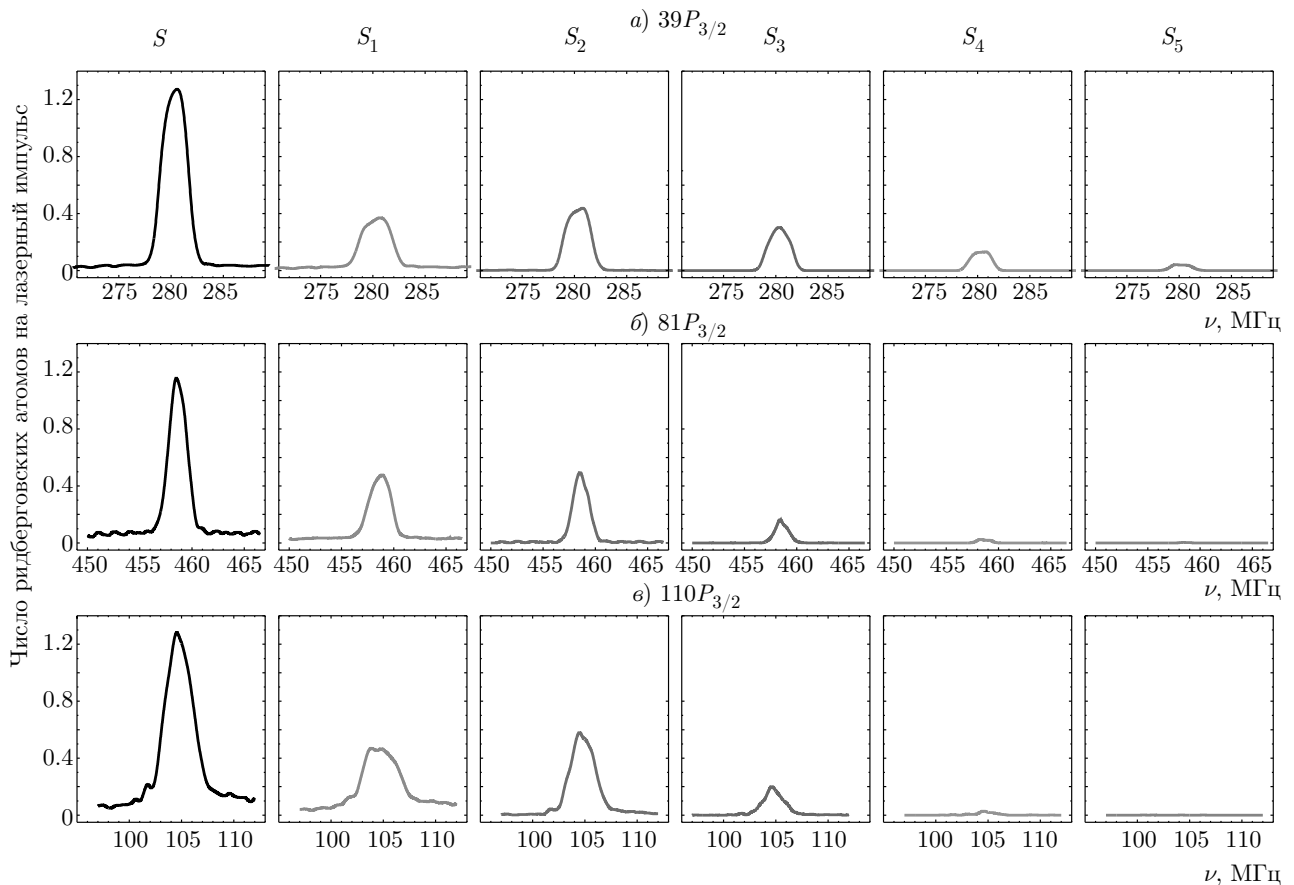
Далее был проведен анализ спектров лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$ ,  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  на предмет наличия в них признаков дипольной блокады. Низкое ридберговское состояние  $39P_{3/2}$  имеет дефект энергии резонанса Фёрстера 74.3 МГц в нулевом электрическом поле (см. рис. 2г) и расчетный матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия  $V(39P) \approx 0.46$  МГц при среднем расстоянии между атомами  $R = 10$  мкм. Отсюда по формуле (4) получаем оценку для энергетического сдвига коллективного состояния  $|22\rangle$ :  $\delta W_{22} \approx 6$  кГц, что пренебрежимо мало по сравнению с шириной спектра лазерного возбуждения этого состояния,  $\delta\nu \approx 2.3$  МГц (рис. 4а). Поэтому эффект дипольной блокады для этого состояния не ожидается, а его многоатомные спектры можно использовать как эталонные для невзаимодействующих атомов и сравнивать их со спектрами для высоких состояний.

Высокое ридберговское состояние  $81P_{3/2}$  имеет дефект энергии резонанса Фёрстера 156.6 МГц (см. рис. 2д) и расчетный матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия  $V(81P) \approx 10$  МГц при среднем расстоянии между атомами  $R = 10$  мкм. Отсюда по формуле (4) получаем оценку для энергетического сдвига коллективного состояния  $|22\rangle$ :  $\delta W_{22} \approx 1.3$  МГц, что уже сравнимо с шириной спектра лазерного возбуждения этого состояния,  $\delta\nu \approx 1.7$  МГц (рис. 4б). Поэтому для этого состояния можно было ожидать частичный эффект дипольной блокады.

Наконец, еще более высокое ридберговское состояние  $110P_{3/2}$  имеет дефект энергии резонанса Фёрстера 74.6 МГц (см. рис. 2е) и расчетный матричный элемент оператора диполь-дипольного взаимодействия  $V(110P) \approx 35$  МГц при среднем расстоянии между атомами  $R = 10$  мкм. Отсюда по формуле (4) получаем оценку для энергетического сдвига коллективного состояния  $|22\rangle$ :  $\delta W_{22} \approx 25$  МГц, что значительно превышает ширину спектра лазерного возбуждения этого состояния,  $\delta\nu \approx 2.8$  МГц (рис. 4в). Однако это состояние имеет чрезвычайно

большую поляризуемость в постоянном электрическом поле и уже в поле 80 мВ/см пересекается с водородоподобным набором ридберговских состояний  $n = 107$ , а соседние  $S$ -состояния, участвующие в резонансе Фёрстера, пересекаются с другими уровнями уже в поле 30 мВ/см (см. рис. 2в). Между тем в экспериментах всегда присутствует неконтролируемое паразитное электрическое поле (например, от атомов Rb, осевших на электрических пластинах системы регистрации, и от умножителя ВЭУ-6, имеющего напряжение питания 3–4 кВ). Проведенные ранее эксперименты по микроволновой спектроскопии показали, что в нашей системе регистрации имеется паразитное электрическое поле около 50 мВ/см. Оно может приводить к увеличению дефекта энергии и даже к разрушению резонанса Фёрстера, что, в свою очередь, приведет к ослаблению дипольной блокады. Исходя из этого, для состояния  $110P_{3/2}$  также ожидался эффект лишь частичной дипольной блокады, но более сильной, чем для состояния  $81P_{3/2}$ .

Еще одной проблемой является уменьшение вероятности регистрации атомов в высоких ридберговских состояниях методом СИЭП. Согласно формуле (1), критические электрические поля для СИЭП составляют 8.5 В/см для состояния  $81P_{3/2}$  и 2.4 В/см для состояния  $110P_{3/2}$ , в то время как для низкого состояния  $39P_{3/2}$  это поле имеет значение 183 В/см. Поскольку оторвавшийся от атома электрон долетает до ВЭУ-6 за время 10–100 нс, которое намного меньше времени нарастания ионизирующего импульса, энергия электронов практически равна энергии, получаемой в ионизирующем поле. Измеренная нами ранее вероятность регистрации для низких состояний с  $n = 36, 37$  по соотношениям одно- и двухатомных сигналов при резонансах Фёрстера была равна 70% [27, 28]. Для высоких ридберговских состояний такие измерения нами не проводились, так как для них отсутствуют резонансы Фёрстера в постоянном электрическом поле (см. рис. 2). Однако из литературных данных известно, что максимальная эффективность регистрации электронов на ВЭУ-6 соответствует энергиям 100–300 эВ; при энергии электронов 10 эВ она уменьшается примерно в 1.5 раза, а при энергии 2 эВ — в 2.3 раза [35]. Кроме того, поскольку градиентное магнитное поле МОЛ в нашем эксперименте не выключается, низкоэнергетичные электроны летят к ВЭУ-6 по более сложной траектории, что может приводить к дальнейшему уменьшению эффективности регистрации. Поэтому для высоких ридберговских состояний, особенно для состояния  $110P_{3/2}$ , следует ожидать, что влияние эффекта дипольной блока-



**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Экспериментальные записи спектров трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$  (а),  $81P_{3/2}$  (б) и  $110P_{3/2}$  (в). Столбец  $S$  — сигнал, соответствующий среднему числу ридберговских атомов, регистрируемых на лазерный импульс. Столбцы  $S_1$ – $S_5$  — спектры возбуждения мезоскопических ансамблей с определенным числом ридберговских атомов  $N = 1$ – $5$ . Их сумма дает полный измеряемый сигнал  $S$ . Наличие дипольной блокады для высоких ридберговских состояний должно уменьшать амплитуды резонансов для  $N = 2$ – $5$  и увеличивать амплитуду резонанса для  $N = 1$ , что требует их сравнения с теоретическими расчетами

ды на спектры многоатомного возбуждения может быть ослаблено меньшей вероятностью регистрации ридберговских атомов методом СИЭП.

В качестве эталонных многоатомных спектров для невзаимодействующих атомов (без дипольной блокады) были взяты спектры  $S_N$  для состояния  $39P_{3/2}$  (см. рис. 4а). Уже из прямого сравнения этих спектров с аналогичными спектрами для состояний  $81P_{3/2}$  (см. рис. 4б) и  $110P_{3/2}$  (см. рис. 4в) видно, что амплитуды многоатомных резонансов  $S_3$ – $S_5$  для высоких состояний значительно ослаблены по сравнению с амплитудой резонанса состояния  $39P_{3/2}$ . Это является первым признаком наличия частичной дипольной блокады для высоких состояний.

## 5. ДИПОЛЬНАЯ БЛОКАДА В СПЕКТРАХ И В СТАТИСТИКЕ ТРЕХФОТОННОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ АНСАМБЛЕЙ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Для получения количественной информации о дипольной блокаде следует рассмотреть статистику лазерного возбуждения и регистрации невзаимодействующих атомов и сравнить ее со статистикой, измеренной для высоких состояний. Для этого воспользуемся теорией статистики лазерного возбуждения и регистрации невзаимодействующих атомов, развитой нами в предыдущей работе [30]. Пусть до начала лазерного импульса мы имеем в объеме возбуждения мезоскопический ансамбль из  $N_0$  атомов Rb в основном состоянии. За время лазерного им-

пульса существует ненулевая вероятность возбуждения в ридберговское состояние каждого из атомов,  $0 \leq p \leq 1$ , причем вероятность  $p$  зависит от трехфотонной отстройки и представляет собой спектр возбуждения одиночного атома. Тогда среднее число ридберговских атомов, возбуждаемых за лазерный импульс, равно

$$\bar{n} = pN_0. \quad (5)$$

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

$$P_N^{weak} = \frac{\bar{n}^N}{N!} e^{-\bar{n}}. \quad (6)$$

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

$$P_N^{strong} = p^N (1-p)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}, \quad (7)$$

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

Для реальных детекторов вероятность регистрации всегда меньше единицы. Взяв свертку от вероятности возбуждения и регистрации определенного числа атомов, можно показать, что с учетом конечной вероятности регистрации мы будем иметь следующие распределения для вероятности зарегистрировать  $N$  ридберговских атомов:

$$\bar{P}_N^{weak} = \frac{(\bar{n}T)^N}{N!} e^{-\bar{n}T}, \quad (8)$$

$$\bar{P}_N^{strong} = (pT)^N (1-pT)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}. \quad (9)$$

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 рис. 3г пропорциональны  $\bar{P}_N^{weak}$ . Поэтому соотношение между проинтегрированными одноатомным и двухатомным пиками равно  $\bar{P}_2^{weak} / \bar{P}_1^{weak} = \bar{n}T/2$ , и наше измерение для этой гистограммы дает  $\bar{n}T \approx 2.2$ .

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

$$S = pN_0T = \sum_{N=1}^{N_0} N \bar{P}_N^{strong} = \sum_{N=1}^{N_0} S_N, \quad (10)$$

т. е. полный сигнал  $S$  на рис. 4а для невзаимодействующего состояния  $39P_{3/2}$  фактически представляет собой усреднение по разному числу  $N$  зарегистрированных атомов. Решение обратной задачи дает следующую формулу для многоатомных спектров на рис. 4а:

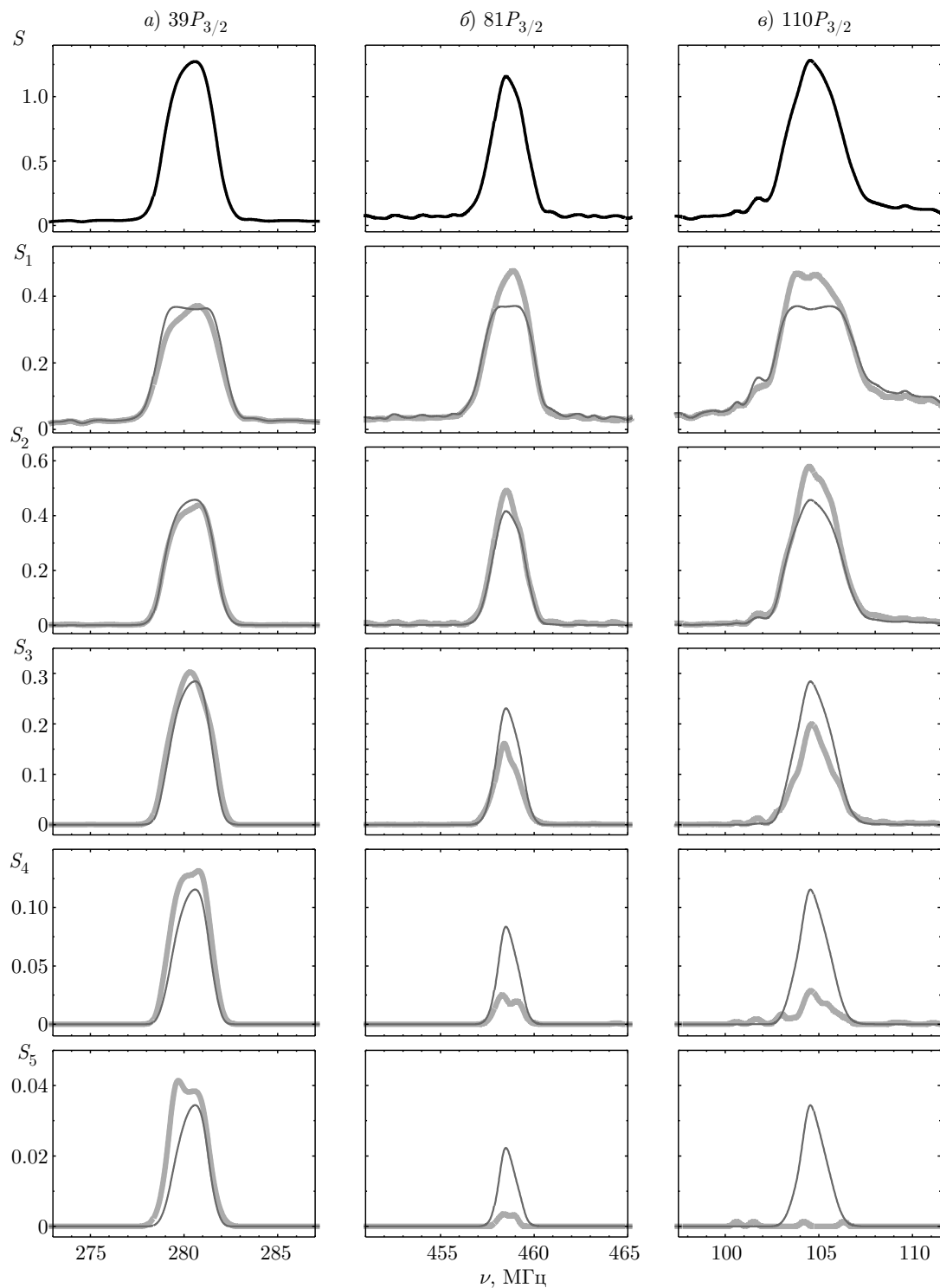
$$S_N = N \left(\frac{S}{N_0}\right)^N \left(1 - \frac{S}{N_0}\right)^{N_0-N} \frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}. \quad (11)$$

Таким образом, для известного числа атомов  $N_0$  в основном состоянии многоатомные спектры  $S_N$  для невзаимодействующего состояния  $39P_{3/2}$  на рис. 4а должны однозначно определяться полным спектром  $S$ , представляющим собой просто среднее число ридберговских атомов, регистрируемых за лазерный импульс.

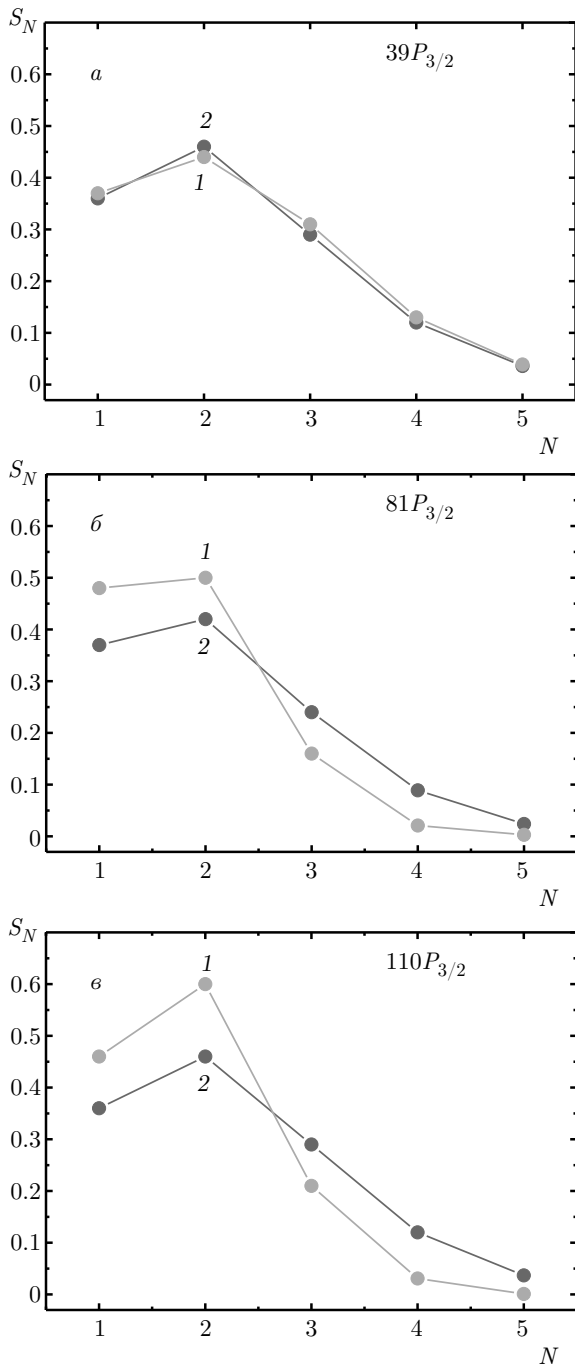
По измеренным заранее данным облако холодных атомов Rb в нашей магнитооптической ловушке диаметром 0.5–0.7 мм содержит примерно  $10^6$  атомов в основном состоянии. Тогда в объеме лазерного возбуждения ридберговских атомов размером примерно 20 мкм будет содержаться  $N_0 \approx 50$  атомов. В то же время формула (11) перестает быть чувствительной к точному значению  $N_0$  уже при десяти атомах, поэтому измерения точного количества атомов не требуется для ее сравнения с экспериментом.

На рис. 5 представлено сравнение экспериментальных записей многоатомных спектров  $S_N$  трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$ ,  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  с расчетными спектрами по формуле (11) для невзаимодействующих атомов при  $N_0 \approx 50$ . На этом рисунке видно, что для невзаимодействующего состояния  $39P_{3/2}$  имеется практически полное совпадение между экспериментом и теорией по амплитудам и формам многоатомных резонансов независимо от числа  $N$  регистрируемых атомов. В то же время для высоких ридберговских состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  наличие ожидавшейся частичной дипольной блокады уменьшает амплитуды резонансов для  $N = 3-5$  и увеличивает их для  $N = 1, 2$ .

Для количественных измерений на рис. 6 представлено сравнение экспериментальных амплитуд многоатомных спектров  $S_N$  трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$ ,



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Сравнение экспериментальных записей многоатомных спектров  $S_N$  трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$  (а),  $81P_{3/2}$  (б) и  $110P_{3/2}$  (в) (жирные зеленые кривые) с расчетными спектрами по формуле (11) для невзаимодействующих атомов при  $N_0 \approx 50$  (тонкие синие кривые). Наличие частичной дипольной блокады для высоких ридберговских состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  уменьшает амплитуды резонансов для  $N = 3-5$  и увеличивает их для  $N = 1, 2$



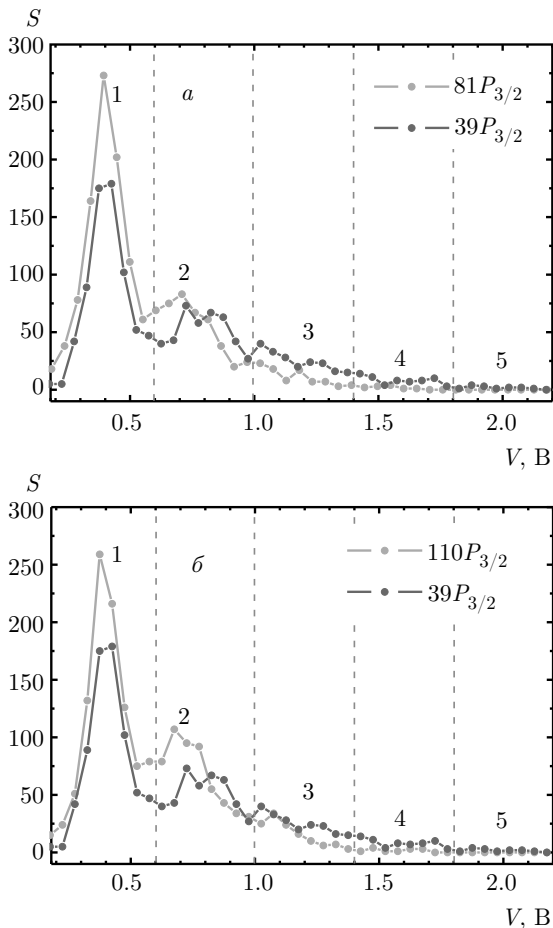
**Рис. 6.** Сравнение экспериментальных амплитуд многоатомных спектров  $S_N$  трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний  $39P_{3/2}$  (а),  $81P_{3/2}$  (б) и  $110P_{3/2}$  (в) (точки 1) с расчетными амплитудами спектров по формуле (11) для невзаимодействующих атомов при  $N_0 \approx 50$  (точки 2). Погрешность измерений примерно соответствует размерам кружков, обозначающих экспериментальные точки. Наличие частичной дипольной блокады для высоких ридберговских состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  уменьшает амплитуды резонансов для  $N = 3-5$  и увеличивает их для  $N = 1, 2$

$81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  с расчетными амплитудами спектров по формуле (11) для невзаимодействующих атомов при  $N_0 \approx 50$ . На этом рисунке также видно, что для невзаимодействующего состояния  $39P_{3/2}$  имеется практически полное совпадение между экспериментом и теорией по амплитудам многоатомных резонансов независимо от числа  $N$  регистрируемых атомов.

Для высокого ридберговского состояния  $81P_{3/2}$  частичная дипольная блокада увеличивает одноатомный сигнал с теоретического значения для невзаимодействующих атомов,  $S_1^{theor} = 0.37$ , до экспериментального значения для взаимодействующих атомов,  $S_1^{exp} = 0.48$ , и увеличивает двухатомный сигнал с  $S_2^{theor} = 0.42$  до  $S_2^{exp} = 0.5$  (рис. 6б). В то же время трехатомный сигнал уменьшается с  $S_3^{theor} = 0.24$  до  $S_3^{exp} = 0.16$ , четырехатомный — с  $S_4^{theor} = 0.089$  до  $S_4^{exp} = 0.021$  и пятиатомный — с  $S_5^{theor} = 0.024$  до  $S_5^{exp} = 0.003$ . Если для корректного сравнения перенормировать эти значения на одинаковые одноатомные сигналы, то необходимо все теоретические значения умножить на нормировочный коэффициент  $S_1^{exp}/S_1^{theor} = 1.3$ . Тогда окончательно получаем, что наличие частичной дипольной блокады не изменяет населенность двухатомного коллективного состояния, но уменьшает населенность трехатомного состояния на  $50 \pm 5\%$ , четырехатомного — на  $81 \pm 7\%$  и пятиатомного — на  $90 \pm 8\%$ .

Аналогичные результаты из анализа рис. 6в получаются и для более высокого ридберговского состояния  $110P_{3/2}$ . Для него наличие частичной дипольной блокады также не изменяет населенность двухатомного коллективного состояния, но уменьшает населенность трехатомного состояния на  $50 \pm 5\%$ , четырехатомного — на  $83 \pm 7\%$  и пятиатомного — на  $97 \pm 3\%$ . Таким образом, для этого состояния дипольная блокада имеет еще большее влияние на четырех- и пятиатомные сигналы, причем пятиатомные сигналы подавляются практически полностью. Полной дипольной блокады для этого состояния не наблюдается в силу причин, обсуждавшихся выше.

Еще одним подтверждением изменения статистики лазерного возбуждения высоких ридберговских состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  вследствие частичной дипольной блокады по сравнению со статистикой для невзаимодействующего состояния  $39P_{3/2}$  является сравнение гистограмм выходных импульсов умножителя ВЭУ-6 для разного числа  $N$  регистрируемых ридберговских атомов при настройке на центры линий лазерных переходов в эти состояния (рис. 7). Наличие частичной дипольной блокады для



**Рис. 7.** (В цвете онлайн) Сравнение гистограмм выходных импульсов умножителя ВЭУ-6 для разного числа  $N$  регистрируемых ридберговских атомов при настройке на центры линий лазерных переходов в невзаимодействующее состояние  $39P_{3/2}$  и во взаимодействующие состояния  $81P_{3/2}$  (а) и  $110P_{3/2}$  (б). Наличие частичной дипольной блокады для высоких ридберговских состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  уменьшает амплитуды сигналов для  $N = 3-5$  и увеличивает их для  $N = 1, 2$

высоких состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  уменьшает амплитуды сигналов для  $N = 3-5$  и увеличивает их для  $N = 1, 2$ . Одним из методов обнаружения частичной дипольной блокады в таких гистограммах является измерение параметра Мандела  $Q$ , который должен быть равен нулю для чисто пуассоновской статистики (невзаимодействующие атомы) и меньше нуля в условиях дипольной блокады, как это было продемонстрировано в работах [10, 16]. Однако мы такие измерения не проводили, поскольку измерение соотношения амплитуд на рис. 6 уже наглядно демонстрирует субпуассоновскую статистику регистрации и частичную дипольную блокаду для высоких ридберговских состояний.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по наблюдению дипольной блокады для мезоскопических ансамблей из  $N = 1-5$  атомов в одиночной ловушке при их регистрации методом СИЭП. Исследовались многоатомные спектры трехфотонного лазерного возбуждения  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$  холодных ридберговских атомов Rb, локализованных в малом объеме возбуждения (размером около 20 мкм) в магнитооптической ловушке. Для низкого ридберговского состояния  $39P_{3/2}$  при среднем расстоянии между атомами около 10 мкм признаков дипольной блокады не обнаружено, в то время как для высоких состояний  $81P_{3/2}$  и  $110P_{3/2}$  наблюдалось значительное уменьшение амплитуд резонансов для  $N = 3-5$ , что свидетельствует о достижении режима частичной дипольной блокады. В то же время полной дипольной блокады, когда остаются только резонансы с  $N = 1$ , наблюдать не удалось. Наиболее вероятно это связано с наличием паразитных электрических полей, уменьшающих энергию взаимодействия ридберговских атомов, с уменьшением вероятности регистрации высоких состояний методом СИЭП, а также с сильной угловой зависимостью энергии взаимодействия ридберговских атомов в одиночном объеме взаимодействия.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что оптический метод более предпочтителен при регистрации дипольной блокады для высоких ридберговских состояний, несмотря на его значительно меньшее быстродействие. Численные расчеты согласно работе [31] также показали, что для достижения полной дипольной блокады в нашем эксперименте необходимо либо уменьшить имеющийся объем лазерного возбуждения в 2-3 раза (до размера менее 10 мкм), либо выполнять эксперименты для одиночных атомов в соседних оптических дипольных ловушках. Последнее исключит угловую зависимость энергии взаимодействия ридберговских атомов, которая приводит к ослаблению дипольной блокады при усреднении по одиночному объему взаимодействия, как в нашем эксперименте.

**Финансирование.** Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 19-52-15010 в части теоретического анализа резонансов Фёрстера и грант № 17-02-00987 в части применений в квантовой информатике), Российским научным фондом (грант № 18-12-00313

в части теории дипольной блокады), Фондом перспективных исследований (в части проведения эксперимента и анализа результатов) и Новосибирским государственным университетом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).
2. M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
3. И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, *УФН* **182**, 206 (2016).
4. M. Saffman, *J. Phys. B* **49**, 202001 (2016).
5. D. Jaksh, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
6. M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
7. D. Comparat and P. Pillet, *J. Opt. Soc. Amer. B* **27**, A208 (2010).
8. D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Côté, E. E. Eyler, and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 063001 (2004).
9. K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, L. G. Marcassa, and M. Weidemüller, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 163001 (2004).
10. T. Cubel Liebisch, A. Reinhard, P. R. Berman, and G. Raithel, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 253002 (2005).
11. T. Vogt, M. Viteau, J. Zhao, A. Chotia, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 083003 (2006).
12. T. Vogt, M. Viteau, A. Chotia, J. Zhao, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 073002 (2007).
13. R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos, and T. Pfau, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 163601 (2007).
14. T. Wilk, A. Gaetan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroschnichenko, P. Grangier, and A. Browayes, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
15. L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010503 (2010).
16. M. Viteau, P. Huillery, M. G. Bason, N. Malossi, D. Ciampini, O. Morsch, E. Arimondo, D. Comparat, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 053002 (2012).
17. A. Schwarzkopf, R. E. Sapiro, and G. Raithel, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 103001 (2011).
18. A. M. Hankin, Y.-Y. Jau, L. P. Parazzoli, C. W. Chou, D. J. Armstrong, A. J. Landahl, and G. W. Biedermann, *Phys. Rev. A* **89**, 033416 (2014).
19. D. Barredo, S. Ravets, H. Labuhn, L. Béguin, A. Vernier, F. Nogrette, T. Lahaye, and A. Browaeys, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 183002 (2014).
20. M. Ebert, M. Kwon, T. G. Walker, and M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 093601 (2015).
21. Y.-Y. Jau, A. M. Hankin, T. Keating, I. H. Deutsch, and G. W. Biedermann, *Nature Phys.* **12**, 71 (2016).
22. Y. Zeng, P. Xu, X. He, Y. Liu, M. Liu, J. Wang, D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and M. Zhan, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 160502 (2017).
23. Y. O. Dudin, L. Li, F. Bariani, and A. Kuzmich, *Nature Phys.* **8**, 790 (2012).
24. Y. O. Dudin and A. Kuzmich, *Science* **336**, 887 (2012).
25. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. A* **76**, 012722 (2007); Erratum: *Phys. Rev. A* **76**, 049902(E) (2007).
26. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 073003 (2010).
27. D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Beterov, C. Andreeva, and I. I. Ryabtsev, *Phys. Rev. A* **90**, 041403(R) (2014).
28. E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin, C. Andreeva, A. Cinins, A. Markovski, Z. Iftikhar, A. Ekers, and I. I. Ryabtsev, *Phys. Rev. A* **94**, 043417 (2016).
29. D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, E. A. Yakshina, V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, P. Cheinet, and P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 173402 (2017).
30. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *КЭ* **48**, 886 (2018).
31. И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. Б. Третьяков, Е. А. Якшина, В. М. Энтин, *КЭ* **49**, 455 (2019).
32. A. A. Kamenski, N. L. Manakov, S. N. Mokhnenko, and V. D. Ovsiannikov, *Phys. Rev. A* **96**, 032716 (2017).
33. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, and D. Kleppner, *Phys. Rev. A* **20**, 2251 (1979).
34. Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин, И. И. Рябцев, П. Л. Чаповский, *ЖЭТФ* **135**, 428 (2009).
35. В. А. Рыков, П. П. Дьяченко, А. А. Кошелев, *Атомная энергия* **63**, 39 (1987).