

УДК 539.184 539.186

КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНЫХ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ В ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

© И. И. Рябцев^{1,2}, К. Ю. Митянин^{1,2}, И. И. Бетеров^{1,2,3,4},
Д. Б. Третьяков^{1,2}, В. М. Энтин^{1,2}, Е. А. Якшина^{1,2},
Н. В. Альянова^{1,2}, И. Г. Неизвестный^{1,3}

¹*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

²*Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

³*Институт лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13/3*

⁴*Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20*

E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Представлен краткий обзор экспериментальных и теоретических исследований по применению одиночных нейтральных атомов, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек, в качестве кубитов квантового компьютера. Обсуждаются методы загрузки, регистрации атомов в ловушках и выполнения двухкубитовых квантовых логических операций посредством диполь-дипольного взаимодействия при кратковременном лазерном возбуждении атомов в ридберговские состояния.

Ключевые слова: квантовая информатика, кубиты, одиночные атомы, оптические ловушки.

DOI: 10.15372/AUT20200509

Введение. Одним из перспективных вариантов построения квантового компьютера является использование одиночных нейтральных атомов в качестве квантовых битов (кубитов) [1–3]. Такие атомы, захваченные с помощью лазерного излучения в оптические решётки или ловушки с периодом в несколько микрон и охлаждённые до температуры <100 мкК, образуют регистр кубитов, необходимый для реализации квантового компьютера. В случае атомов щелочных металлов (Rb, Cs) рабочими уровнями кубитов служат два сверхтонких подуровня основного S -состояния, имеющих сверхтонкое расщепление в несколько гигагерц.

Квантовые алгоритмы должны выполняться в виде последовательности одно- и двухкубитовых квантовых операций. Однокубитовые операции над одиночными атомами осуществляются с помощью индивидуально адресованных рамановских переходов между сверхтонкими подуровнями в двухчастотном лазерном поле либо с помощью индивидуально адресованного резонансного СВЧ-поля. Выполнение более сложных двухкубитовых операций, требующих управляемого включения и выключения взаимодействия между кубитами, достигается путём кратковременного лазерного возбуждения атомов в высоковозбуждённые (ридберговские) состояния [4], для которых характерно сильное диполь-дипольное взаимодействие между атомами. Ридберговские атомы можно также использовать для детерминированной загрузки одиночных атомов в квантовые регистры и выполнения многокубитовых квантовых операций [1, 2]. Работы в этом направлении активно ведутся в нескольких мировых научных центрах, включая и коллектив авторов Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН.

Создание массивов оптических дипольных ловушек для одиночных атомов.

Для захвата отдельного атома в одиночную оптическую дипольную ловушку, представляющую собой сфокусированный лазерный луч, используется оптическая дипольная сила, которая возникает из-за взаимодействия оптически наведённого осциллирующего дипольного момента атома с градиентом напряжённости осциллирующего светового электрического поля [5, 6]. В результате взаимодействия атом перемещается вдоль градиента электрического поля в область минимума потенциала. Если луч света сильно сфокусирован, величина градиента интенсивности может быть достаточной для захвата и длительного удержания атомов в фокусе луча. Предельную температуру атомов в ловушке ограничивает в основном спонтанное рассеяние фотонов и связанный с ним эффект отдачи. Для загрузки атомов в оптическую ловушку их сначала предварительно захватывают и охлаждают в магнитооптической ловушке (МОЛ) в условиях сверхвысокого вакуума.

Для создания квантового регистра из одиночных кубитов необходимо сформировать массив одиночных ловушек. В настоящее время для этого широко применяются пространственные модуляторы света (spatial light modulator, SLM), которые представляют собой зеркала, поделённые на микроэлементы размером в несколько микрон, каждый из которых управляется независимо. С использованием таких зеркал можно сформировать волновой фронт лазерного луча произвольной формы. В частности, можно создать двумерный массив сфокусированных лазерных лучей высокого качества [7]. На их основе уже продемонстрированы квантовые регистры нейтральных атомов как за рубежом [7], так и в России в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова [8].

Нами начаты работы по захвату одиночных атомов Rb в оптические дипольные ловушки и созданию их массивов. Как правило, в таких экспериментах для фокусировки используются линзы с большой числовой апертурой ($NA > 0,5$), которые из-за короткого фокусного расстояния приходится располагать внутри вакуумной камеры МОЛ, а для регистрации одиночных атомов по сигналу резонансной флуоресценции применяют высокочувствительные EMCCD-видеокамеры или счётчики фотонов [7, 8]. Установка линз внутри вакуумной камеры приводит к значительным трудностям при юстировке оптической системы и к засветкам в системе регистрации одиночных атомов. Кроме того, EMCCD-видеокамеры являются уникальными дорогостоящими приборами, не всегда доступными к приобретению. В наших экспериментах для демонстрации захвата и регистрации одиночных атомов Rb применялся длиннофокусный объектив с числовой апертурой $NA = 0,172$, установленный снаружи вакуумной камеры МОЛ, а атомы регистрировались более дешёвой sCMOS-видеокамерой, чувствительность которой в несколько раз хуже, чем у EMCCD-видеокамер. Тем не менее нам удалось реализовать одиночную оптическую дипольную ловушку и зарегистрировать в ней одиночные атомы Rb. Первые результаты были опубликованы в [9].

Нами также были выполнены первые эксперименты по созданию массива ловушек и захвату в нём атомов Rb. Принципиальная оптическая схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 1. Первоначально атомы Rb охлаждаются и захватываются в МОЛ в вакуумной камере, в центре которой формируется облако холодных атомов с температурой 100–200 мкК. Количество атомов в облаке может изменяться примерно в 20 раз при изменении тока диспенсера атомов Rb. Затем для захвата атомов из МОЛ в оптическую дипольную ловушку используется лазерное излучение с отстройкой от резонанса с D_1 и D_2 линиями поглощения атомов Rb в длинноволновую сторону (красная отстройка). В данном эксперименте применялось излучение лазерного диода Thorlabs L830P200 с длиной волны 830 нм и максимальной выходной мощностью 200 мВт. Излучение заводилось в оптическую систему по оптоволокну. Оно могло модулироваться с помощью акустооптического модулятора. Отражённое от дихроичного зеркала лазерное излучение фокусировалось в облако атомов Rb объективом с фокусным расстоянием

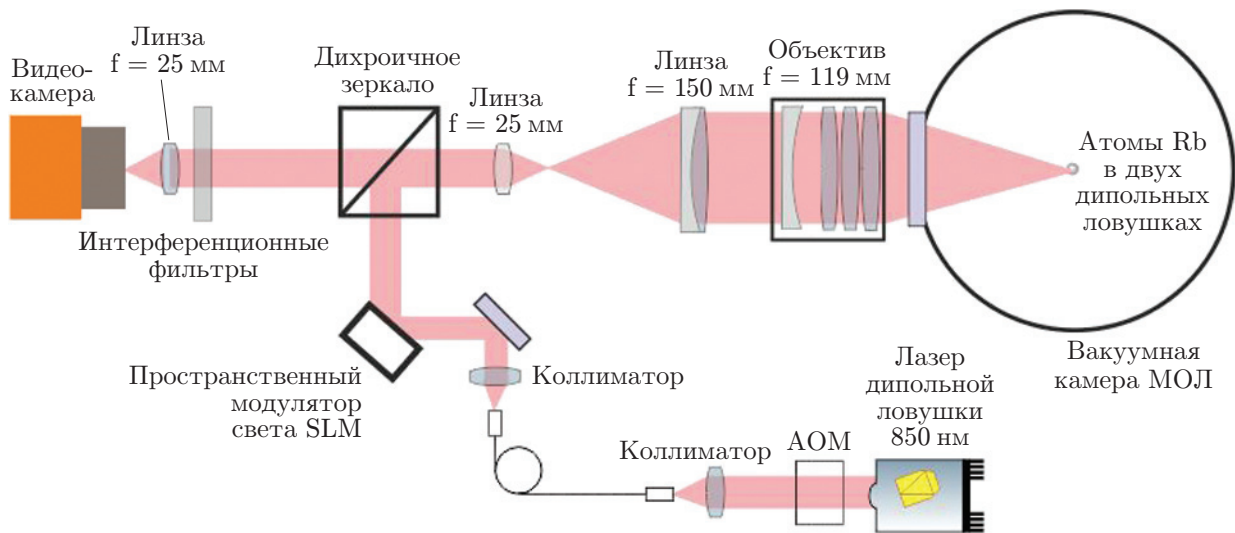


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для получения массива оптических дипольных ловушек для одиночных атомов Rb

$f = 119$ мм и числовой апертурой 0,172. Перед объективом был установлен телескоп из двух линз с фокусными расстояниями $f = 25$ мм и $f = 150$ мм для расширения лазерного пучка и увеличения степени фокусировки. Объектив обеспечивал фокусировку лазерного луча в перетяжку диаметром менее 8–10 мкм (по уровню интенсивности e^{-2}).

Для визуализации изображения захваченных атомов Rb использовалась резонансная флуоресценция, индуцированная охлаждающими лазерами МОЛ с длиной волны 780 нм (не показаны на рис. 1). Спонтанно испускаемые фотоны собирались тем же объективом с $f = 119$ мм, проходили через телескоп, дихроичное зеркало и фокусировались линзой с $f = 50$ мм на цифровую sCMOS-видеокамеру FLIR Tau CNV. Для устранения влияния паразитных засветок на длине волны лазера дипольной ловушки перед видеокамерой были установлены два интерференционных фильтра, пропускающих излучение только на длине волны 780 нм. Изображение с видеокамеры передавалось на компьютер через интерфейс CameraLink.

Для получения массива оптических дипольных ловушек излучение лазера дипольной ловушки отражалось от устройства SLM Hamamatsu LCOS-SLM X10468. Данное устройство имеет отражающее многоэлементное зеркало с разрешением 792×600 пикселей, каждый пиксель которого способен сообщать соответствующему участку фронта отражённой волны сдвиг фазы от 0 до $2,28\pi$. При фокусировке лазерного излучения объективом пространственное распределение интенсивности в фокусе пропорционально преобразованию Фурье волнового фронта падающего пучка. Это позволяет управлять распределением интенсивности в фокусе объектива с использованием SLM, вносящего изменения в волновой фронт излучения. Для этого на элементы SLM должна быть выведена фазовая маска. Для получения фазовой маски, соответствующей желаемому распределению интенсивности, использовался модифицированный метод Герчберга — Сакстона [10]. Нами были экспериментально реализованы различные фазовые маски и зарегистрированы цифровой видеокамерой изображения массивов фокусов размерностью вплоть до 10×10 . Наблюдалась некоторая неравномерность интенсивности сфокусированных лазерных пучков, связанная с тем, что волновой фронт излучения, падающего на SLM, не являлся идеально плоским. Задавая волновой фронт, можно управлять расстоянием между ловушками. Изображение атомов Rb в ловушках должно наблюдаться в виде отдельных пятен размером в несколько пикселей видеокамеры. Так как пространственное разрешение пикселей откалибровано, это позволяет измерять расстояние между атомами в ловушках.

С использованием излучения лазера Thorlabs L830P200 были проведены пробные эксперименты по захвату атомов Rb в массивы оптических дипольных ловушек. На рис. 2 приведены фазовые маски (слева) и изображения массивов захваченных атомов Rb (справа) различной размерности: 1×2 с расстоянием между центрами 10 мкм (*a*); равносторонний треугольник с расстоянием между центрами 14 мкм (*b*); 2×2 с расстоянием между центрами 17 мкм (*c*); 3×3 с расстоянием между центрами 17 мкм (*d*). Наблюдаемый диаметр изображений атомов Rb в отдельных дипольных ловушках составил около 5 мкм. Он характеризует неопределённость положения атома в ловушке вследствие остаточных тепловых колебаний. Поскольку этот эксперимент выполнялся с использованием сравнительно маломощного лазера дипольной ловушки, изображения атомов Rb в массивах ловушек были получены в непрерывном режиме работы, при этом в каждую ловушку было захвачено 10–100 атомов по выполненной калибровке. Это продемонстрировало работоспособность применяемой методики формирования массива оптических дипольных ловушек.

На следующем этапе необходимо реализовать загрузку одиночных атомов Rb в узлы массива ловушек. Для загрузки одиночных атомов в узлы используется механизм столкновительной блокады в области локализации атомов [11]. Суть его заключается в том, что при достаточно сильной фокусировке оптического поля межатомные столкновения приводят в конечном итоге к выталкиванию из ловушки наиболее горячих атомов. В общем случае для обеспечения работоспособности этого механизма следует первоначально загружать оптическую дипольную ловушку достаточно малым средним числом атомов (желательно не более 2). Поскольку процесс загрузки носит случайный характер, часть узлов оптической решётки на основе дипольных ловушек оказываются пустыми. Поэтому после первоначальной загрузки части узлов одиночными атомами применяют пересортировку заполненных узлов и получают полностью заполненные массивы меньших размеров [7, 8].

Применение ридберговских атомов для выполнения квантовых логических операций. Атомы в высоковозбуждённых (ридберговских) nL состояниях со значениями главного квантового числа $n \gg 1$ обладают большими дипольными моментами, которые растут как n^2 [4]. Они взаимодействуют друг с другом на много порядков сильнее, чем атомы в основном состоянии, так как энергия резонансного диполь-дипольного взаимодействия растёт как n^4 , а нерезонансного ван-дер-ваальсова взаимодействия как n^{11} . Времена жизни ридберговских состояний растут как $n^3 - n^5$, поэтому они имеют большое время когерентности (сотни микросекунд). Кроме того, одиночные ридберговские атомы можно эффективно детектировать методом селективной ионизации электрическим полем (СИЭП) [4] и регистрировать взаимодействия малого числа атомов в мезоскопических ансамблях [2]. Эти обстоятельства делают ридберговские атомы привлекательными для применения в схемах квантовой информатики с нейтральными атомами [1–3].

Реализация квантовых операций и получение перепутанных состояний между кубитами достигаются кратковременным возбуждением атомов в сильно взаимодействующие ридберговские состояния. В схемах с ридберговскими атомами перепутанные состояния могут быть получены различными способами. В первой теоретической работе [12] предлагалось использовать взаимодействие дипольных моментов ридберговских атомов, наведённых постоянным электрическим полем. Это взаимодействие вызывает изменение фазы коллективной волновой функции. Однако поскольку энергия взаимодействия ридберговских атомов сильно зависит от расстояния между ними, такая схема оказывается чувствительной к точности пространственной локализации атомов в ловушках. Поэтому в [13] было предложено использовать адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера при взаимодействии ридберговских атомов, чтобы уменьшить зависимость от расстояния.

Другой вариант был рассмотрен в [14], где предлагалось использовать изменение спектра коллективного возбуждения ансамбля взаимодействующих ридберговских атомов (эффект «дипольной блокады»). Его суть сводится к тому, что при наличии взаимодействия

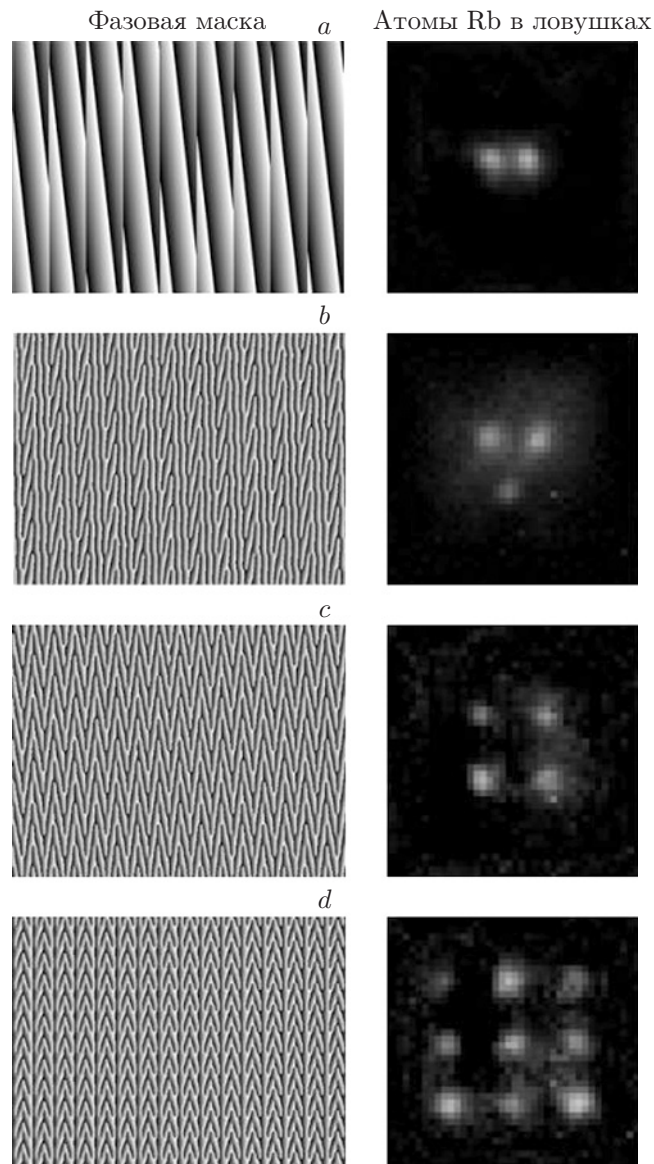


Рис. 2. Фазовые маски (слева) и изображения массивов захваченных атомов Rb (справа) различной размерности: 1×2 с расстоянием между центрами 10 мкм (*a*); равносторонний треугольник с расстоянием между центрами 14 мкм (*b*); 2×2 с расстоянием между центрами 17 мкм (*c*); 3×3 с расстоянием между центрами 17 мкм (*d*). В каждую ловушку захвачено 10–100 атомов

возбуждение одного ридберговского атома в небольшом объёме сдвигает частоты резонансов и блокирует возбуждение других атомов, поэтому из всего мезоскопического ансамбля может быть возбуждён только один ридберговский атом. Этот эффект нечувствителен к небольшим вариациям межатомных расстояний, поэтому квантовые операции на его основе могут выполняться с высокой точностью. Получение перепутанных состояний и реализация операции CNOT на основе дипольной блокады для двух атомов в двух разнесённых оптических дипольных ловушках с расстоянием 5–10 мкм были впервые продемонстрированы в [15, 16].

Эффект дипольной блокады может быть также использован для детерминированного возбуждения одиночных атомов из мезоскопических ансамблей и последующей загрузки ими узлов массива. В теоретической работе [17] показано, что это может быть достигнуто при адиабатическом возбуждении ридберговских атомов лазерными импульсами с чирпом частоты в режиме дипольной блокады. Такое возбуждение нечувствительно к вариации начального числа атомов в мезоскопическом ансамбле, поэтому независимо от числа атомов возбуждается только один атом. Это может быть также использовано в схемах квантовых вычислений с ридберговскими «суператомами», когда отдельный кубит представлен не одним атомом в ловушке, а мезоскопическим ансамблем атомов, как показано в [18]. Такая схема нечувствительна к потерям атомов в ловушках.

В наших экспериментах с холодными атомами Rb в МОЛ исследовались как особенности лазерного возбуждения ридберговских состояний [19, 20], так и управляемые электрическим полем дальнедействующие взаимодействия малого числа атомов в условиях резонансов Фёрстера [21–23]. В работе [21] впервые наблюдалось электрически управляемое диполь-дипольное взаимодействие двух ридберговских атомов Rb при резонансе Фёрстера в малом объёме лазерного возбуждения, также были измерены зависимости формы резонанса от числа атомов. В [22] было предложено и реализовано усиление таких взаимодействий с помощью радиочастотного поля, которое создаёт дополнительные ридберговские уровни Флоке и позволяет получать резонансы Фёрстера, которые не могут быть настроены одним лишь постоянным электрическим полем. В [23] впервые продемонстрированы управляемые трёхчастичные резонансные взаимодействия ридберговских атомов, когда в результате взаимодействия изменяются состояния трёх атомов одновременно, а вне такого резонанса атомы не взаимодействуют даже попарно.

В работе [19] впервые реализовано когерентное трёхфотонное лазерное возбуждение ридберговских атомов Rb тремя узкополосными непрерывными лазерами. Оно интересно тем, что позволяет исключить эффект отдачи и остаточный эффект Доплера, если сумма трёх волновых векторов лазерных излучений близка к нулю, что представляет интерес для увеличения точности выполнения квантовых операций.

В [20] трёхфотонное возбуждение позволило наблюдать частичную дипольную блокаду в спектрах мезоскопических ансамблей из $N = 1–5$ атомов при их регистрации методом СИЭП. Исследовались многоатомные спектры трёхфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$ холодных ридберговских атомов Rb, локализованных в малом объёме возбуждения (размером ~ 20 мкм) в МОЛ. Для низкого ридберговского состояния $39P_{3/2}$ при среднем расстоянии между атомами ~ 10 мкм признаков дипольной блокады не было обнаружено, в то время как для высоких состояний $81P_{3/2}$ и $110P_{3/2}$ наблюдалось значительное уменьшение амплитуд резонансов для $N = 3–5$ (рис. 3), 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, со снижением вероятности регистрации высоких состояний методом СИЭП, а также с сильной угловой зависимостью энергии взаимодействия ридберговских атомов в одиночном объёме взаимодействия. В настоящее

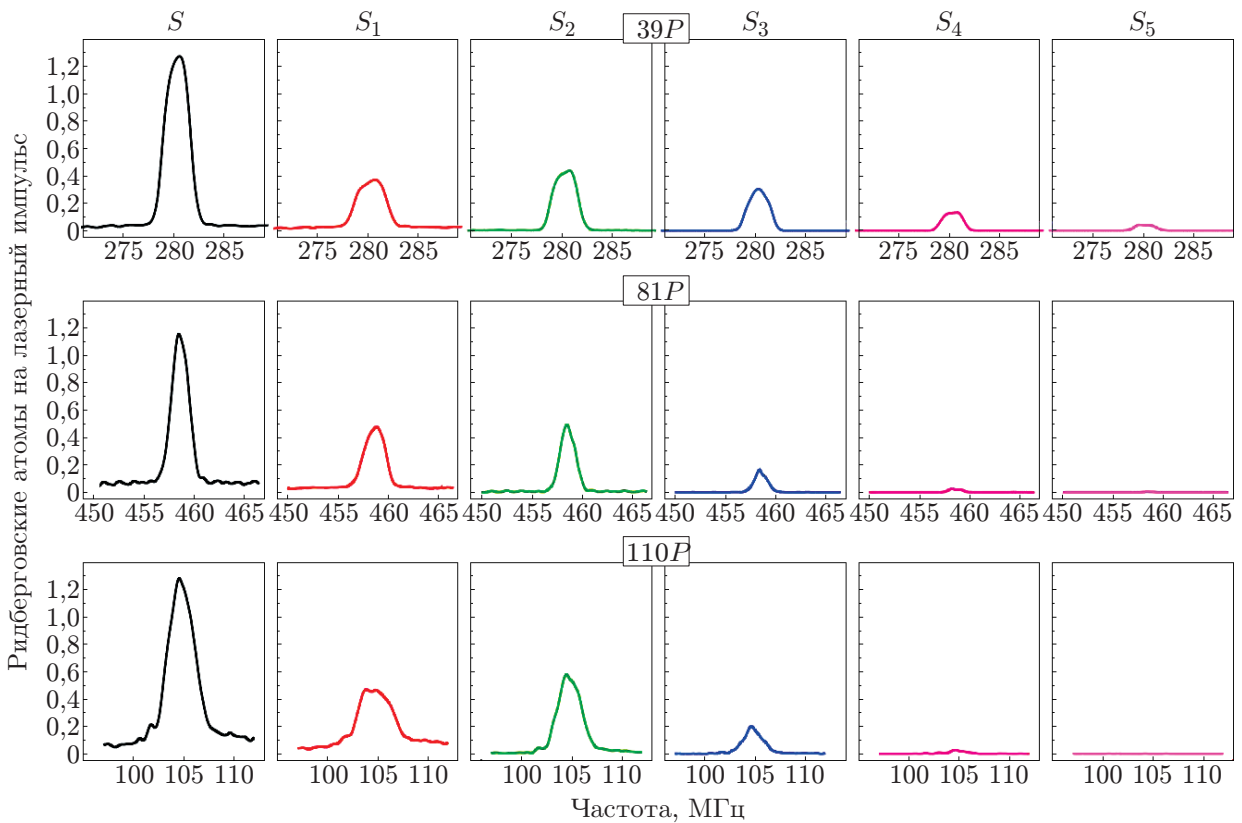


Рис. 3. Экспериментальные записи спектров трёхфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний: $39P_{3/2}$, $81P_{3/2}$ и $110P_{3/2}$. Сканируется частота электрооптического модулятора в системе привязки Ti-Sa-лазера на третьей ступени возбуждения к высокостабильному интерферометру. Столбец S представляет собой сигнал, соответствующий среднему числу ридберговских атомов, регистрируемых на лазерный импульс. Столбцы S_1 – S_5 представляют собой спектры возбуждения мезоскопических ансамблей с определённым числом ридберговских атомов $N = 1$ – 5 . Их сумма даёт полный измеряемый сигнал S . Наличие частичной дипольной блокады для высоких ридберговских состояний $81P_{2/3}$ и $110P_{3/2}$ уменьшает амплитуды резонансов для $N = 3$ – 5 и увеличивает амплитуды резонансов для $N = 1, 2$

время выполняются экспериментальные работы по реализации двухкубитовых квантовых операций с двумя атомами Rb в двух дипольных ловушках.

В теоретической работе [24] также были предложены новые методы реализации трёхкубитовых квантовых операций Тоффоли на основе управляемых трёхчастичных взаимодействий.

Заключение. В настоящее время одними из наиболее перспективных с точки зрения практической реализации признаны кубиты на одиночных ультрахолодных нейтральных атомах, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек. Нейтральные атомы слабо взаимодействуют с окружением, в оптические ловушки можно захватывать практически неограниченное число атомов и упорядочивать их в большие пространственные решётки, а квантовые операции могут выполняться одновременно во всём ансамбле путём лазерной адресации. Получение массива таких ловушек для холодных атомов щелочных металлов и реализация в них эффекта дипольной блокады при лазерном возбуждении

атомов в ридберговские состояния является основной задачей на пути реализации масштабируемого квантового компьютера на нейтральных атомах. Для этого должны быть решены задачи загрузки одиночных атомов в узлы массива, инициализации квантового регистра на основе оптической накачки и однокубитовых квантовых логических операций в оптических ловушках посредством рамановских переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния $5S$ атомов Rb в поле двухчастотного лазерного излучения. Далее необходимо продемонстрировать двухкубитовые квантовые операции для пар соседних кубитов квантового регистра на основе дипольной блокады при кратковременном лазерном возбуждении атомов во взаимодействующие ридберговские состояния. Нами в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН выполняются экспериментальные и теоретические исследования по всем этим направлениям.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (в части теоретического анализа резонансов Фёрстера, грант № 19-52-15010) и Российского научного фонда (в части анализа результатов, грант № 18-12-00313), Фонда перспективных исследований (в части проведения экспериментов) и Новосибирского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Saffman M., Walker T. G., Mølmer K.** Quantum information with Rydberg atoms // *Rev. Mod. Phys.* 2010. **82**. P. 2313-2363.
2. **Рябцев И. И., Бетеров И. И., Третьяков Д. Б. и др.** Спектроскопия холодных ридберговских атомов рубидия для применений в квантовой информатике // *УФН*. 2016. **182**, № 2. С. 206–219.
3. **Henriet L., Beguin L., Signoles A. et al.** Quantum computing with neutral atoms // *Quantum Physics. Cornell Univers.*, 2020. URL: <https://arxiv.org/abs/2006.12326> (дата обращения: 27.07.2020).
4. **Gallagher T. F.** *Rydberg Atoms*. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 512 p.
5. **Chu S., Bjorkholm J. E., Ashkin A., Cable A.** Experimental observation of optically trapped atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1986. **57**. P. 314–317.
6. **Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Yu. B.** Optical dipole traps for neutral atoms // *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 2000. **42**. P. 95–170.
7. **Barredo D. S., de Léséleuc S., Lienhard V. et al.** An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary 2d atomic arrays // *Science*. 2016. **354**. P. 1021.
8. **Samoylenko S. R., Lisitsin A. V., Schepanovich D. et al.** Single atom movement with dynamic holographic optical tweezers // *Las. Phys. Lett.* 2020. **17**, N 2. P. 025203.
9. **Бетеров И. И., Якшина Е. А., Третьяков Д. Б. и др.** Захват и регистрация одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке с использованием длиннофокусного объектива // *Квантовая электроника*. 2020. **50**, № 6. С. 543–550.
10. **Gerchberg R. W., Saxton W. O.** A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures // *Optic (Stuttgart)*. 1972. **34**. S. 237–246.
11. **Schlosser N., Reymond G., Grangier P.** Collisional blockade in microscopic optical dipole traps // *Phys. Rev. Lett.* 2002. **89**. P. 023005.
12. **Jaksh D., Cirac J. I., Zoller P. et al.** Fast quantum gates for neutral atoms // *Phys. Rev. Lett.* 2000. **85**. P. 2208–2211.
13. **Beterov I. I., Saffman M., Yakshina E. A. et al.** Two-qubit gates using adiabatic passage of the Stark-tuned Förster resonances in Rydberg atoms // *Phys. Rev. A*. 2016. **94**. P. 062307.

14. **Lukin M. D., Fleischhauer M., Cote R. et al.** Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. P. 037901.
15. **Isenhower L., Urban E., Zhang X. L. et al.** Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate // Phys. Rev. Lett. 2010. **104**. P. 010503.
16. **Wilk T., Gaetan A., Evellin C. et al** Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade // Phys. Rev. Lett. 2010. **104**. P. 010502.
17. **Beterov I. I., Tretyakov D. B., Entin V. M. et al.** Deterministic single-atom excitation via adiabatic passage and Rydberg blockade // Phys. Rev. A. 2011. **84**. P. 023413.
18. **Beterov I. I., Saffman M., Yakshina E. A. et al.** Quantum gates in mesoscopic atomic ensembles based on adiabatic passage and Rydberg blockade // Phys. Rev. A. 2013. **88**. P. 010303.
19. **Якшина Е. А., Третьяков Д. Б., Энтин В. М. и др.** Трёхфотонное лазерное возбуждение мезоскопических ансамблей холодных ридберговских атомов рубидия // Квантовая электроника. 2018. **48**, № 10. С. 886–893.
20. **Якшина Е. А., Третьяков Д. Б., Энтин В. М. и др.** Наблюдение эффекта дипольной блокады при регистрации ридберговских атомов методом селективной ионизации электрическим полем // ЖЭТФ. 2020. **157**, вып. 2. С. 206–220.
21. **Ryabtsev I. I., Tretyakov D. B., Beterov I. I., Entin V. M.** Observation of the Stark-tuned Förster resonance between two Rydberg atoms // Phys. Rev. Lett. 2010. **104**. P. 073003.
22. **Tretyakov D. B., Entin V. M., Yakshina E. A. et al.** Controlling the interactions of a few cold Rb Rydberg atoms by radio-frequency-assisted Förster resonances // Phys. Rev. A. 2014. **90**. P. 041403(R).
23. **Tretyakov D. B., Beterov I. I., Yakshina E. A. et al.** Observation of the Borromean three-body Förster resonances for three interacting Rb Rydberg atoms // Phys. Rev. Lett. 2017. **119**. P. 173402.
24. **Beterov I. I., Ashkarin I. N., Yakshina E. A. et al.** Fast three-qubit Toffoli quantum gate based on three-body Förster resonances in Rydberg atoms // Phys. Rev. A. 2018. **98**. P. 042704.

Поступила в редакцию 29.06.2020

После доработки 22.07.2020

Принята к публикации 27.07.2020
