

Резонансное диполь-дипольное взаимодействие ридберговских атомов для реализации квантовых вычислений

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

Рассмотрено применение резонансного диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов для реализации квантовых вычислений с ультрахолодными нейтральными атомами. Когерентные осцилляции населенностей между коллективными состояниями систем, состоящих из двух взаимодействующих атомов, позволяют реализовать двухкубитовые фазовые вентили, необходимые для универсальных квантовых вычислений. Исследованные нами схемы являются альтернативами двухкубитовым вентилям, основанным на эффекте ридберговской дипольной блокады. В отличие от них, предложенные нами схемы не требуют больших энергий диполь-дипольного взаимодействия и могут быть реализованы для атомов, находящихся на значительном расстоянии друг от друга.

Ключевые слова: ридберговские атомы, квантовые вычисления, адиабатическое прохождение.

1. Введение

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в экспериментальной реализации квантовых вычислений [1]. Важнейшие достижения последнего времени связаны с созданием на основе переходов Джозефсона в сверхпроводниках [2] квантовых регистров, состоящих из 50 отдельных кубитов – двухуровневых квантовых систем. Вместе с тем точность двухкубитовых операций в таких системах остается недостаточно высокой, а масштабирование к большому числу кубитов при сохранении индивидуальной адресации является довольно сложной задачей [3]. Высокая точность двухкубитовых операций продемонстрирована с ультрахолодными ионами в радиочастотных электрических ловушках [4, 5]. В то же время масштабирование квантовых регистров, состоящих из ионов, также затруднено из-за сложных колебаний цепочки ионов [6].

В связи с этим особый интерес для создания квантового регистра большого масштаба представляют ультрахолодные нейтральные атомы [7–9]. В последнее время продемонстрировано получение одномерных, двумерных и трехмерных массивов оптических дипольных ловушек, загруженных одиночными ультрахолодными атомами щелочных металлов с индивидуальной адресацией к каждому отдельному атому [10–13]. Пример двумерного массива оптических дипольных ловушек изображен на рис.1,а. В качестве логических состояний кубитов используются долгоживущие сверхтонкие подуровни основного состояния атомов, обеспечивающие длительное хранение квантовой информации [7, 9].

Успешно реализованы методы инициализации начального квантового состояния регистра с использованием оптической накачки и оптического детектирования квантовых состояний кубитов по сигналу резонансной флуоресценции. Продемонстрированы точные однокубитовые вентили с использованием резонансного микроволнового излучения, индуцирующего магнитодипольные переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния атомов щелочных металлов. Индивидуальность адресации к отдельным кубитам достигается при облучении отдельных атомов сфокусированным нерезонансным лазерным излучением. Вследствие светового сдвига, возникаю-

Успешно реализованы методы инициализации начального квантового состояния регистра с использованием оптической накачки и оптического детектирования квантовых состояний кубитов по сигналу резонансной флуоресценции. Продемонстрированы точные однокубитовые вентили с использованием резонансного микроволнового излучения, индуцирующего магнитодипольные переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния атомов щелочных металлов. Индивидуальность адресации к отдельным кубитам достигается при облучении отдельных атомов сфокусированным нерезонансным лазерным излучением. Вследствие светового сдвига, возникаю-

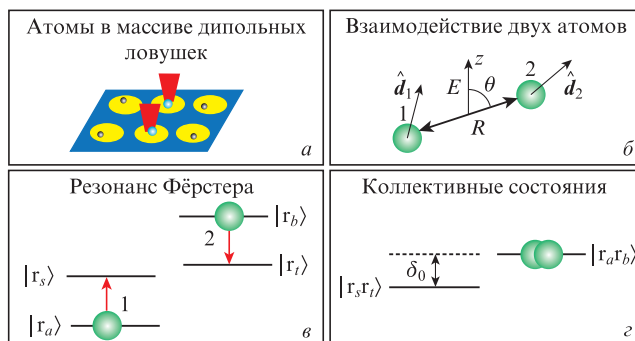


Рис.1. Схема квантового регистра, состоящего из одиночных ультрахолодных нейтральных атомов, захваченных в массив оптических дипольных ловушек с индивидуальной адресацией к каждому отдельному атому сфокусированным лазерным излучением (а), диполь-дипольное взаимодействие двух ридберговских атомов (ось квантования направлена вдоль внешнего электрического поля) (б), резонансы Фёрстера для двух взаимодействующих ридберговских атомов (в) и отстройка от резонанса Фёрстера для перехода между коллективными состояниями $|r_a, r_b\rangle$ и $|r_s, r_t\rangle$ (г).

И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20; e-mail: beterov@isp.nsc.ru

Г.Н.Хамзина. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, Е.А.Якшина, И.И.Рябцев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

щего в поле такого излучения, уровни энергии выбранного кубита подстраиваются в резонанс с микроволновым излучением [11].

Основным затруднением, препятствующим созданию квантовых компьютеров на основе ультрахолодных нейтральных атомов, является сравнительно низкая точность двухкубитовых вентиляей. Для их реализации может быть использован эффект ридберговской дипольной блокады [14], когда при облучении двух атомов резонансным лазерным излучением, возбуждающим ридберговские уровни энергии, из-за сильного межатомного взаимодействия возникает сдвиг коллективного уровня энергии, для которого оба атома находятся в ридберговском состоянии. При достаточном сильном взаимодействии (например, значительно превышающем частоту Раби лазерного возбуждения) такие коллективные уровни энергии выводятся из резонанса с лазерным излучением и возбуждение двух ридберговских атомов одновременно становится невозможным. В результате система из двух взаимодействующих атомов оказывается в перепутанном коллективном состоянии, содержащем только одно ридберговское возбуждение. Это может быть использовано для выполнения двухкубитовых вентиляей «Управляемый фазовый сдвиг» (CZ) и «Управляемое НЕ» (CNOT). Несмотря на то что, согласно теоретическим расчетам, точность таких квантовых операций может достигать 99.99% [15], экспериментально измеренные точности пока не превышают 73% [16].

Это может быть связано с целым рядом причин. Ридберговские уровни энергии чрезвычайно чувствительны к паразитным электрическим полям (их поляризуемости растут с ростом главного квантового числа n как n^7). Сложная структура шарковских подуровней сильно взаимодействующих ридберговских атомов может приводить к частичному или полному разрушению дипольной блокады и к потере когерентности при лазерном возбуждении. В связи с этим представляют интерес альтернативные схемы реализации двухкубитовых вентиляей, не требующих больших энергий диполь-дипольного взаимодействия. Для таких схем могут быть использованы электрически настраиваемые резонансы Фёрстера, продемонстрированные и исследованные в ряде экспериментов [17–21].

В настоящей работе рассмотрены схемы двухкубитовых вентиляей, основанных на резонансном диполь-дипольном взаимодействии. В первой схеме используется когерентное диполь-дипольное взаимодействие атомов рубидия в условиях точного резонанса Фёрстера, подстраиваемого электрическим полем. Оценена точность двухкубитового вентиля с учетом конечных времен жизни ридберговских состояний и влияния близлежащих ридберговских уровней. Во второй схеме используется адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера в зависящем от времени электрическом поле. Адиабатическое прохождение позволяет снизить чувствительность точности квантовых вентиляей к флуктуациям межатомного расстояния.

2. Резонансы Фёрстера, настраиваемые электрическим полем

Рассмотрим взаимодействие двух ридберговских атомов, находящихся на расстоянии R друг от друга, как показано на рис. 1, б. Выберем ось квантования z совпадающей с направлением внешнего управляющего электрического поля E . Пусть θ – угол между осью квантования и век-

тором, соединяющим атомы. Оператор диполь-дипольного взаимодействия атомов описывается выражением

$$V_{dd} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R^3} (\hat{d}_1 \hat{d}_2 - 3(\hat{d}_1 \mathbf{n})(\hat{d}_2 \mathbf{n})). \quad (1)$$

Здесь \hat{d}_1 и \hat{d}_2 – операторы дипольного момента для атомов 1 и 2; \mathbf{n} – единичный вектор, соединяющий атомы; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная. Запишем уравнение (1) в следующей удобной для расчетов форме:

$$\begin{aligned} \hat{V}_{dd} = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R^3} [S_1(\theta)(\hat{d}_{1+} \hat{d}_{2-} + \hat{d}_{1-} \hat{d}_{2+} + 2\hat{d}_{1z} \hat{d}_{2z}) \\ & + S_2(\theta)(\hat{d}_{1+} \hat{d}_{2z} - \hat{d}_{1-} \hat{d}_{2z} + \hat{d}_{1z} \hat{d}_{2+} - \hat{d}_{1z} \hat{d}_{2-}) \\ & - S_3(\theta)(\hat{d}_{1+} \hat{d}_{2+} + \hat{d}_{1-} \hat{d}_{2-})]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\hat{d}_{k,\pm} = \mp(\hat{d}_{k,x} \pm i\hat{d}_{k,y})/\sqrt{2}$ – компоненты оператора дипольного момента в сферическом базисе, а

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= \frac{1 - 3\cos^2\theta}{2}, \\ S_2(\theta) &= \frac{3\sin\theta\cos\theta}{\sqrt{2}}, \\ S_3(\theta) &= \frac{3\sin^2\theta}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

– угловые факторы. Диполь-дипольное взаимодействие, описываемое оператором \hat{V}_{dd} , приводит к переходам между коллективными ридберговскими состояниями двух взаимодействующих атомов $|r_a, r_b\rangle \rightarrow |r_s, r_l\rangle$, как показано на рис. 1, а, где для состояния каждого отдельного атома $|r\rangle = |nljm_j\rangle$ (n – главное квантовое число; l – орбитальный момент; j – полный момент и m_j – проекция полного момента на ось z). Матричный элемент оператора описывается следующим выражением [22]:

$$\begin{aligned} \langle n_s m_s l_s j_s; n_l m_l l_l j_l | \hat{V}_{dd} | n_a m_a l_a j_a; n_b m_b l_b j_b \rangle = & \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \\ & \times \left\{ S_1(\theta) \left[2C_{j_a m_a 10}^{j_s m_s} C_{j_b m_b 10}^{j_l m_l} + C_{j_a m_a 11}^{j_s m_s} C_{j_b m_b 1-1}^{j_l m_l} \right. \right. \\ & + \left. C_{j_a m_a 1-1}^{j_s m_s} C_{j_b m_b 11}^{j_l m_l} \right] + S_2(\theta) \left[(C_{j_a m_a 11}^{j_s m_s} - C_{j_a m_a 1-1}^{j_s m_s}) \right. \\ & \times \left. C_{j_b m_b 10}^{j_l m_l} + C_{j_a m_a 10}^{j_s m_s} (C_{j_b m_b 11}^{j_l m_l} - C_{j_b m_b 1-1}^{j_l m_l}) \right] \\ & - \left. S_3(\theta) \left[C_{j_a m_a 11}^{j_s m_s} C_{j_b m_b 11}^{j_l m_l} + C_{j_a m_a 1-1}^{j_s m_s} C_{j_b m_b 1-1}^{j_l m_l} \right] \right\} \\ & \times \sqrt{\max(l_a, l_s)} \sqrt{\max(l_b, l_l)} \sqrt{(2j_a + 1)(2j_b + 1)} \\ & \times \left\{ \frac{l_a}{j_s} - \frac{1/2}{1} - \frac{j_a}{l_s} \right\} \left\{ \frac{l_b}{j_l} - \frac{1/2}{1} - \frac{j_b}{l_b} \right\} \\ & \times (-1)^{l_s + \frac{l_a + l_s + 1}{2}} (-1)^{l_l + \frac{l_b + l_l + 1}{2}} (-1)^{j_a + j_b} R_{n_a l_a}^{n_s l_s} R_{n_b l_b}^{n_l l_l}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $R_{n_a l_a}^{n_s l_s}$ и $R_{n_b l_b}^{n_l l_l}$ – радиальные матричные элементы для переходов $|n_a l_a\rangle \rightarrow |n_s l_s\rangle$ и $|n_b l_b\rangle \rightarrow |n_l l_l\rangle$ соответственно. Мы рассчитывали матричные элементы с использованием квазиклассического приближения и метода квантового дефекта [23].

Оператор диполь-дипольного взаимодействия \hat{V}_{dd} связывает коллективные состояния двух взаимодействующих

атомов, для которых полное магнитное квантовое число $M = m_1 + m_2$ изменяется на $\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$.

Коллективные уровни энергии двух взаимодействующих атомов схематически изображены на рис.1,г. Разность энергий коллективных состояний определяется следующим образом:

$$\hbar\delta_0 = [U(r_a) - U(r_s)] + [U(r_b) - U(r_t)]. \quad (5)$$

В случае, когда эти уровни вырождены, т.е. $\delta_0 = 0$, наблюдается резонанс Фёрстера, который проявляется как значительное увеличение вероятности перехода между такими состояниями. Величина δ_0 представляет собой энергетический дефект, или отстройку от резонанса Фёрстера. Для подстройки энергетических уровней в точный резонанс можно использовать внешнее электрическое поле. На рис.2,а приведена численно рассчитанная штарковская диаграмма энергетических уровней рубидия во внешнем электрическом поле для состояний с проекцией полного момента атома $|m| = 1/2$ на направление электрического поля. На рис.2,б построены численно рассчитанные коллективные уровни энергии $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ и $|70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$ во внешнем электрическом поле. Резонанс Фёрстера соответствует пересечению этих уровней и наблюдается в электрическом поле 0.222 В/см. Выбор именно этого резонанса обусловлен тем, что в его окрестности эффект Штарка для ридберговских nS -состояний сохраняет, как видно из рис.2, квадратичный характер. Квадратичность эффекта

Штарка необходима для обеспечения отсутствия пересечения рабочих уровней с водородоподобным набором большого числа состояний, испытывающих линейный эффект Штарка (рис.2,а), и увеличения точности квантовых операций. Для более высоких состояний поиск таких резонансов является достаточно сложной задачей.

3. Двухкубитовые операции с использованием когерентного резонансного диполь-дипольного взаимодействия

В случае точного резонанса Фёрстера для двух неподвижных ридберговских атомов наблюдаются когерентные осцилляции населенностей коллективных состояний $|r_a, r_b\rangle$ и $|r_s, r_t\rangle$, аналогичные осцилляциям Раби в двухуровневой квантовой системе, взаимодействующей с резонансным излучением. Подобные осцилляции были экспериментально зарегистрированы в работе [24]. Можно подобрать такую длительность взаимодействия, что система из двух взаимодействующих атомов вернется в исходное состояние, приобретя фазовый сдвиг их коллективной волновой функции. Это предлагается использовать для выполнения двухкубитового вентиля CZ, как показано на рис.3,а.

Атом 1 возбуждается в ридберговское состояние $|r_a\rangle$ лазерным π -импульсом, обозначенным цифрой 1. Атом 2 возбуждается в ридберговское состояние $|r_b\rangle$ лазерным π -импульсом 2. Эти π -импульсы должны обеспечивать полный перенос населенностей из начальных состояний атомов в конечные. Импульсы 1 и 2 могут быть как одновременными, так и разнесенными во времени. Атомы расположены достаточно далеко от друга, так что взаимодействие ван дер Ваальса между ними не приводит к дипольной блокаде ридберговского возбуждения (в отсутствие внешнего электрического поля резонанс Фёрстера имеет большую отстройку, поэтому взаимодействие будет ван-дер-ваальсовым). Затем включается электрическое поле, подстраивающее коллективные уровни энергии в резонанс Фёрстера, который теперь соответствует резонансному диполь-дипольному взаимодействию. Через некоторое время система переходит из состояния $|r_a, r_b\rangle$ в состояние $|r_s, r_t\rangle$, а затем возвращается в исходное состояние, приобретя фазовый сдвиг π , что эквивалентно действию 2π -импульса в двухуровневой системе. После этого внешнее электрическое поле выключается и атомы деовозбуждаются лазерными $-\pi$ -импульсами 3 и 4, оптические фазы которых по отношению к импульсам 1 и 2 соответственно должны быть подобраны таким образом, чтобы в отсутствие диполь-дипольного взаимодействия каждый атом возвращался в исходное состояние без фазового сдвига.

Данная схема может быть модифицирована и для выполнения вентиля CNOT (см. рис.3,б). Для этого до и после операции CZ выполняются однокубитовые вращения вектора состояний контролируемого кубита вокруг оси y на угол $\pi/2$ в противоположных направлениях. Действующая на контролируемый кубит последовательность импульсов оставляет его состояние неизменным в том случае, если контролирующий кубит не возбуждается в ридберговское состояние и диполь-дипольное взаимодействие не приводит к фазовому сдвигу. В противном случае состояние контролируемого кубита будет инвертировано, что и требуется для реализации вентиля CNOT.

Мы провели численное моделирование динамики населенностей (нормированы на единицу, рис.3,в) и фаз

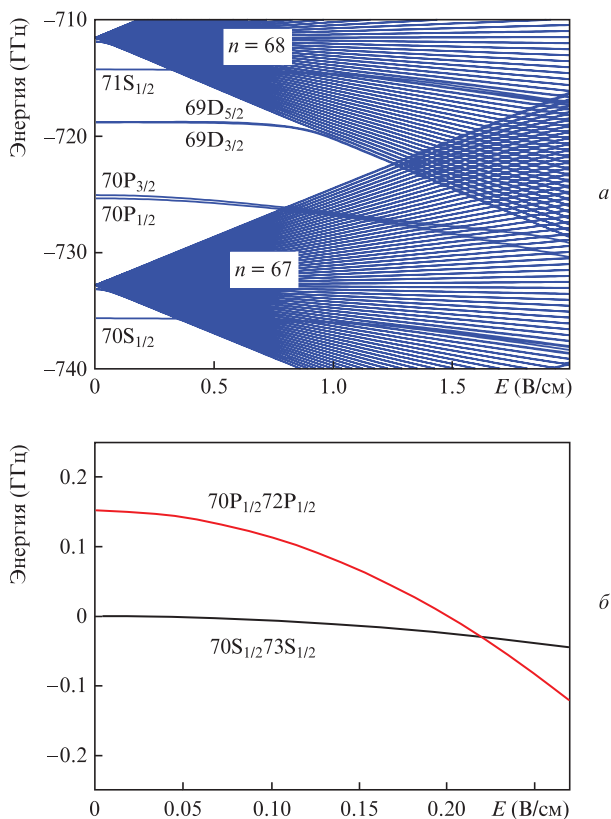
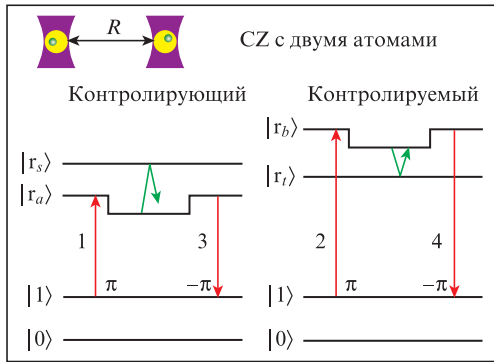
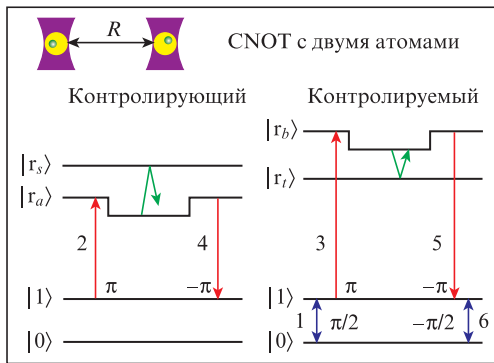


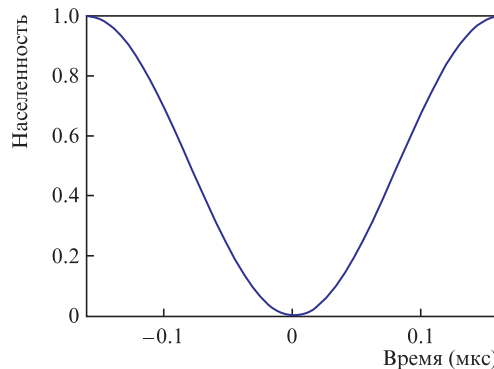
Рис.2. Численно рассчитанная штарковская диаграмма ридберговских атомов рубидия во внешнем электрическом поле для состояний с проекцией полного момента атома $|m| = 1/2$ на направление электрического поля (а) и коллективные уровни энергии $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ и $|70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$ во внешнем электрическом поле (резонанс Фёрстера соответствует пересечению этих уровней и наблюдается в электрическом поле 0.222 В/см) (б).



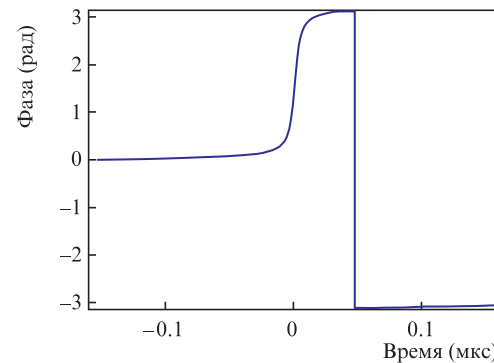
a



б



в



г

Рис.3. Схемы двухкубитовых вентилях CZ (а) и CNOT (б) с использованием резонансного диполь-дипольного взаимодействия, а также численно рассчитанные зависимости населенности (в) и фазы (г) начального коллективного состояния $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ от времени в условиях резонансного диполь-дипольного взаимодействия с состоянием $|70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$.

(рис.3,г) коллективных состояний для резонанса Фёрстера $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$ в атомах рубидия, находящихся на расстоянии 15.5 мкм друг от друга в резонансном электрическом поле 0.222 В/см. Электрическое поле было направлено вдоль вектора, соединяющего атомы. Это

позволило ограничить все возможные переходы между теми коллективными состояниями, для которых $\Delta M = 0$. В расчетах мы учитывали все штарковские подуровни для резонанса $|70S, 73S\rangle \leftrightarrow |70P, 72P\rangle$. Поскольку область значений фазы находится в диапазоне $(-\pi, \pi)$, при накоплении динамической фазы происходит скачок фазы, $\pi \rightarrow -\pi$, изображенный на рис.3,г. Ранее нами было обнаружено, что нерезонансные каналы возбуждения приводят к фазовым ошибкам, снижающим точность двухкубитовых вентилях [24]. Поэтому для оценки точности двухкубитовых вентилях мы провели численное моделирование генерации квантово-перепутанных состояний Белла с учетом времени жизни ридберговских уровней [25] и диполь-дипольного взаимодействия атомов во время лазерного возбуждения. В наших расчетах было принято, что лазерное возбуждение происходит в условиях, когда электрическое поле равно нулю. Перепутанные состояния Белла описываются следующими волновыми функциями:

$$\begin{aligned} \Phi^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sim |00\rangle + |11\rangle), \\ \Phi^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sim |00\rangle - |11\rangle), \\ \Psi^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sim |01\rangle + |10\rangle), \\ \Psi^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sim |01\rangle - |10\rangle). \end{aligned} \tag{6}$$

Численно рассчитанные матрицы плотности состояний Белла приведены на рис.4. Эти расчеты показывают, что точность их генерации довольно высока и достигает 96%.

4. Адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера, настраиваемых электрическим полем

Важным фактором, снижающим точность квантовых вентилях на основе резонансного диполь-дипольного взаимодействия, являются флуктуации расстояния между атомами, захваченными в оптические дипольные ловушки. Для уменьшения их влияния может быть использовано двойное адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера в зависящем от времени электрическом поле [26, 27]. Для этого мы модифицировали схему двухкубитового вентиля CZ так, как показано на рис.5,а. В работе [26] мы рассмотрели такой двухкубитовый вентиль с атомами цезия, а затем модифицировали данную схему для резонансов Фёрстера, индуцированных радиочастотным электрическим полем [27].

Зависящее от времени электрическое поле за счет эффекта Штарка сдвигает коллективные уровни энергии так, что система дважды проходит через резонанс Фёрстера, $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$. При этом вследствие резонансного диполь-дипольного взаимодействия система переходит из начального состояния $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ в конечное состояние $|70P_{1/2}, 72P_{1/2}\rangle$, а затем возвращается обратно, приобретая детерминированный фазовый сдвиг π .

В работах [26, 27] мы показали, что для точного быстрого адиабатического прохождения в том случае, когда

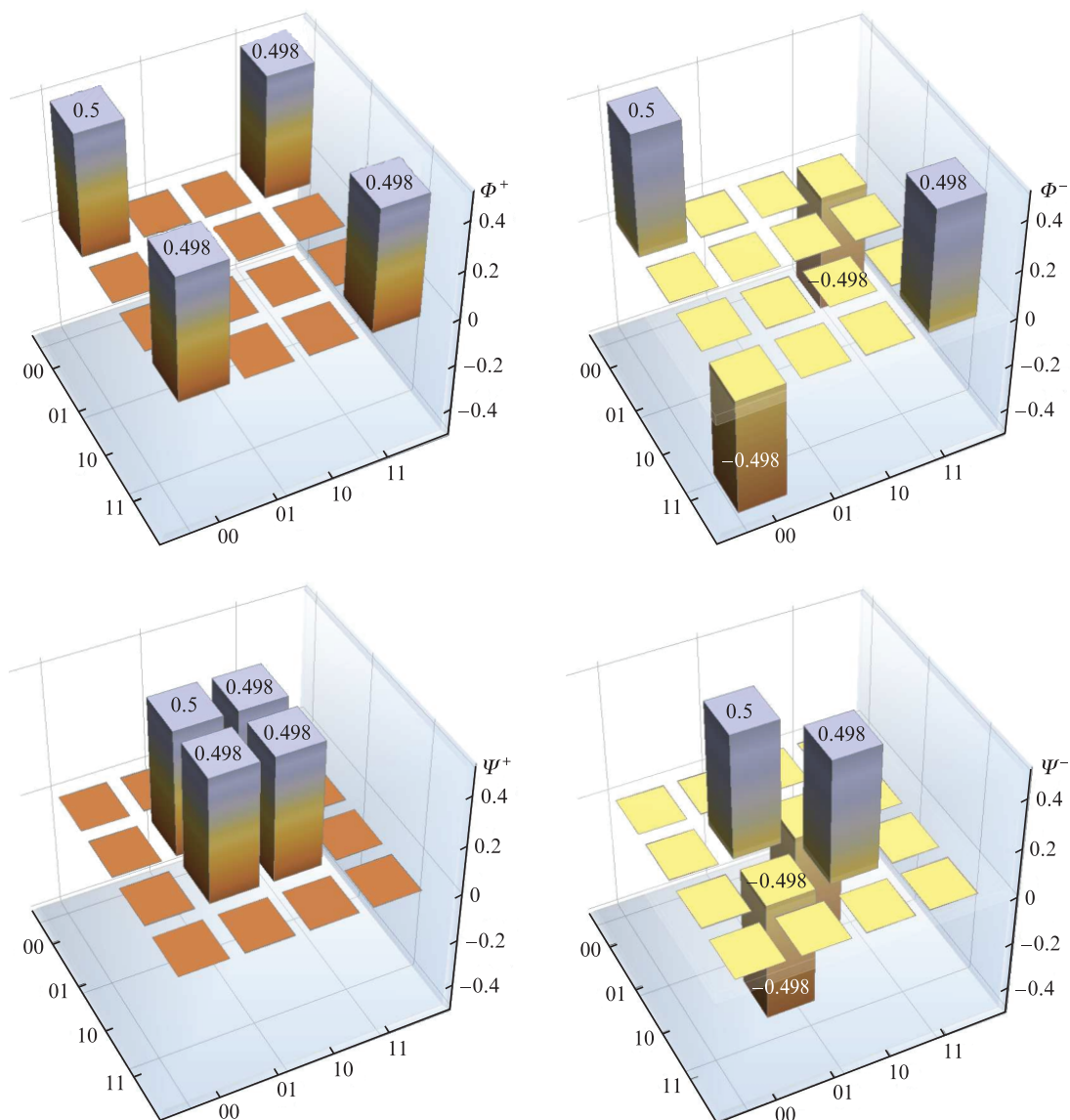


Рис.4. Численно рассчитанные матрицы плотности квантово-перепутанных состояний Белла для атомов рубидия, полученных с использованием когерентного диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов.

энергия взаимодействия не зависит от времени, нужно использовать нелинейную зависимость отстройки резонанса от времени. В расчетах мы использовали следующую зависимость отстройки резонанса Фёрстера от времени:

$$\delta_0(t) = \begin{cases} s_1(t - t_1) + s_2(t - t_1)^5, & t \leq 0, \\ s_1(t - t_2) + s_2(t - t_2)^5, & t > 0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $s_1/2\pi = 22.6$ МГц/мкс; $s_2/2\pi = 28800$ МГц/мкс⁵; $t_1 = -0.3$ мкс и $t_2 = 0.3$ мкс. Зависимость от времени электрического поля, настраивающего резонанс Фёрстера $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ в соответствии с уравнением (6), приведена на рис.5,б. Численно рассчитанные зависимости населенности и фазы начального состояния $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ показаны на рис.5,в и г соответственно. Нерезонансные каналы возбуждения приводят как к незначительной утечке населенности, так и к возникновению фазовых ошибок, которые могут быть частично исправлены изменением зависимости электрического поля от времени, например изменением $t_2 = 0.2993$ мкс. Численно рассчитанные зависимости населенности и фазы состояния

$|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ с коррекцией фазовой ошибки показаны на рис.5,д и е, соответственно. Коррекция фазовых ошибок позволяет компенсировать влияние нерезонансных каналов возбуждения только для определенного расстояния между атомами. При его изменении такие ошибки возникают вновь.

Для оценки влияния флуктуаций межатомного расстояния на погрешность двухкубитовых вентилях мы сравнили на рис.6 точности численно рассчитанных состояний Белла в зависимости от расстояния между атомами для двух различных схем двухкубитовых вентилях – с использованием когерентных осцилляций населенностей и двойного адиабатического прохождения. Адиабатическое прохождение требует большего времени для выполнения двухкубитовых вентилях по сравнению с когерентным диполь-дипольным взаимодействием при том же расстоянии между атомами. Это приводит к увеличению вклада конечных времен жизни ридберговских состояний в ошибки при генерации состояний Белла. Несмотря на это видно, что использование двойного адиабатического прохождения с фазовой коррекцией позволяет получить более вы-

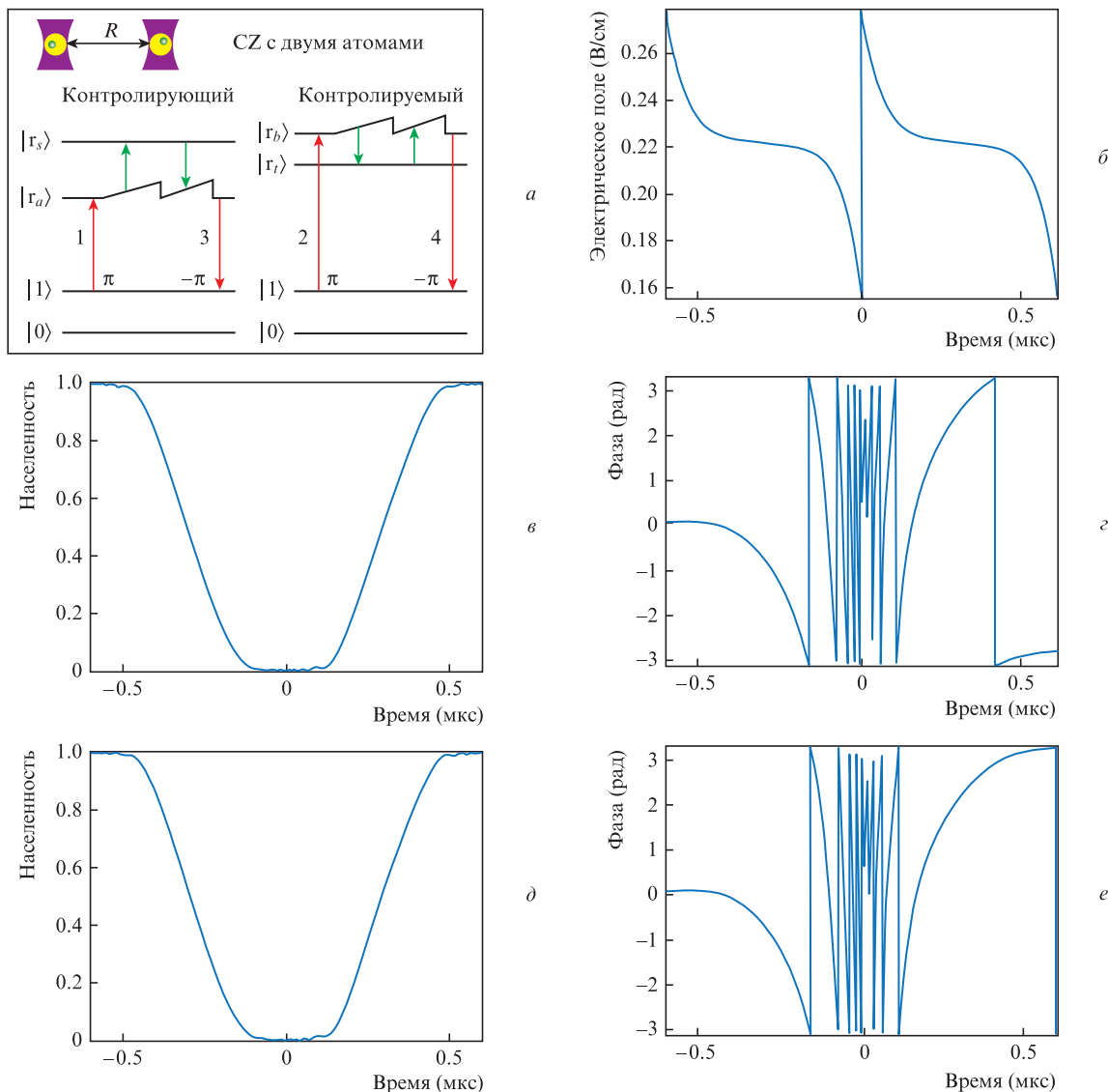


Рис.5. Схема двухкубитового вентиля CZ с использованием двойного адиабатического прохождения резонансов Фёрстера, настраиваемых электрическим полем (а), зависимость от времени электрического поля для адиабатического прохождения резонансов Фёрстера (б), а также численно рассчитанные динамики населенностей (в) и фазы (г) начального состояния $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ при двойном адиабатическом прохождении и численно рассчитанные динамики населенностей (д) и фазы (е) состояния $|70S_{1/2}, 73S_{1/2}\rangle$ при двойном адиабатическом прохождении с корректировкой фазы.

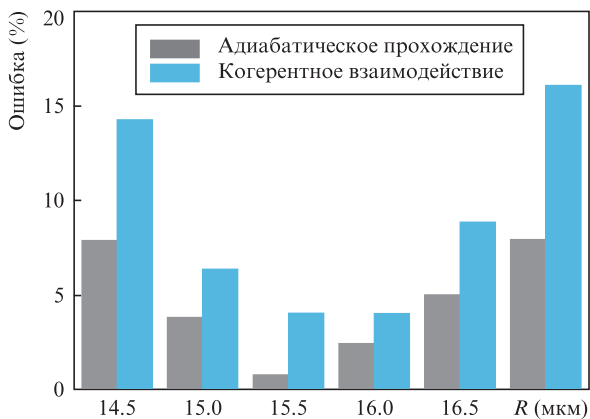


Рис.6. Зависимости ошибки генерации состояний Белла от расстояния между атомами для двухкубитовых вентилях, использующих когерентное диполь-дипольное взаимодействие и двойное адиабатическое прохождение.

сокую точность генерации состояний Белла и снизить чувствительность к флуктуациям межатомного расстояния. Минимальная ошибка генерации состояний Белла в наших расчетах составила 0.7%.

5. Заключение

Мы рассмотрели схемы двухкубитовых вентилях на основе резонансного диполь-дипольного взаимодействия ультрахолодных ридберговских атомов рубидия. Показано, что точность генерации квантово-перепутанных состояний Белла можно повысить, используя двойное адиабатическое прохождение резонансов Фёрстера, подстраиваемых электрическим полем.

Основные источники ошибок при выполнении двухкубитовых вентилях – конечные времена жизни ридберговских состояний, фазовые ошибки и утечки населенности вследствие нерезонансных каналов возбуждения, а так-

же возможное нарушение адиабатического режима при двойном адиабатическом прохождении. Экспериментальная реализация предложенных нами схем требует прецизионного контроля электрических полей, в которых находятся ридберговские атомы.

Исследование точности генерации состояний Белла поддержано РФФ (грант №16-12-00028). Работа также поддержана РФФИ (гранты №16-02-00383 и 17-02-00987), Новосибирским государственным университетом и РАН.

- Nielsen M.A., Chuang I.L. *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press, 2011).
- <https://www.research.ibm.com/ibm-q/>
- Gambetta J.M., Chow J.M., Steffen M. *Nature Partner J. Quantum Inform.*, **3**, 2, (2017).
- Ballance C., Harty T.P., Linke N.M., Sepiol M.A., Lukas D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 060504 (2016).
- Gaebler J.P., Tan T.R., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Keith R.A.C., Glancy S., Coakley K., Knill E., Leibfried D., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 060505 (2016).
- Brown K.R., Kim J., Monroe C. *Nature Partner J. Quantum Inform.*, **2**, 16034 (2016).
- Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010).
- Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **176**, 206 (2016).
- Saffman M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 202001 (2016).
- Bernien H., Schwartz S., Keesling A., Levine H., Omran A., Pichler H., Choi S., Zibrov A.S., Endres M., Greiner M., Vuletić V., Lukin M.D. *Nature*, **551**, 579 (2017).
- Xia T., Lichtman M., Maller K., Carr A.W., Piotrowicz M.J., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 100503 (2015).
- Barredo D., de Léséleuc S., Lienhard V., Lahaye T., Browaeys A. *Science*, **354**, 1021 (2016).
- Barredo D., Lienhard V., de Léséleuc S., Lahaye T., Browaeys A. ArXiv:1712.02727.
- Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., Duan L.M., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (2001).
- Theis L.S., Motzoi F., Wilhelm F.K., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **94**, 032306 (2016).
- Maller K.M., Lichtman M.T., Xia T., Sun Y., Piotrowicz M.J., Carr A.W., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **92**, 022336 (2015).
- Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., Entin V.M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 073003 (2010).
- Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A., Beterov I.I., Andreeva C., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **90**, 041403 (2014).
- Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Andreeva C., Cinins A., Markovski A., Iftikhar Z., Ekers A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 043417 (2016).
- Tretyakov D.B., Beterov I.I., Yakshina E.A., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Cheinet P., Pillet P. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 173402 (2017).
- Van Ditzhuijzen C.S.E., Tauschinsky A., van Linden van den Heuvell H.B. *Phys. Rev. A*, **80**, 063407 (2009).
- Варшолович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л.: Наука 1975).
- Kaulakys B. *J. Phys. B: At. Molec. Phys.*, **28**, 4963 (1995).
- Ravets S., Labuhn H., Barredo D., Beguin L., Lahaye T., Browaeys A. *Nat. Phys.*, **10**, 914 (2014).
- Beterov I.I., Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Entin V.M. *Phys. Rev. A*, **79**, 052504 (2009).
- Beterov I.I., Saffman M., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Bergamini S., Kuznetsova E.A., Ryabtsev I.I. *Phys. Rev. A*, **94**, 062307 (2016).
- Beterov I.I., Hamzina G.N., Yakshina E.A., Tretyakov D.B., Entin V.M., Ryabtsev I.I. ArXiv:1710.04384 (2017).