

(19)



Евразийское
патентное
ведомство

(21) 202290106 (13) A1

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ЕВРАЗИЙСКОЙ ЗАЯВКЕ

(43) Дата публикации заявки
2022.04.06

(51) Int. Cl. G06N 10/00 (2019.01)

(22) Дата подачи заявки
2020.07.10

(54) СИСТЕМА И СПОСОБ ДЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МНОГОКУБИТОВЫХ КВАНТОВЫХ ВЕНТИЛЕЙ

(31) 62/873,009

(32) 2019.07.11

(33) US

(86) PCT/US2020/041709

(87) WO 2021/007560 2021.01.14

(71) Заявитель:
ПРЕЗИДЕНТ ЭНД ФЕЛЛОУЗ
ОФ ГАРВАРД КОЛЛЕДЖ;
МАССАЧУСЕТС ИНСТИТЮТ ОФ
ТЕКНОЛОДЖИ (US)

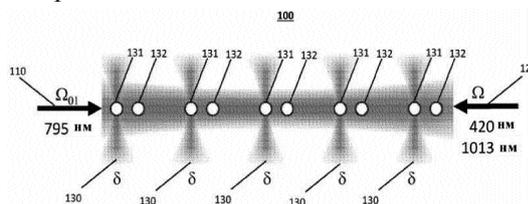
(72) Изобретатель:

Пичлер Ханнес, Ливайн Хэрри Джей,
Лукин Михаил Д., Омран Ахмед,
Кислинг Контрерас Александр,
Семегини Джулия, Вулетич Владан,
Грайнер Маркус, Ван Тоут, Эбади
Сепехр (US)

(74) Представитель:

Джермакян Р.В., Угрюмов В.М.,
Прищепный С.В., Гизатуллина Е.М.,
Строкова О.В., Костюшенкова М.Ю.,
Гизатуллин Ш.Ф., Парамонова К.В.
(RU)

(57) Настоящим изобретением предложено устройство, включающее в себя группу из N кубитов, где число N равно двум или более; и источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из числа таких параметров, как относительный фазовый сдвиг, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса): подачи по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.



A1

202290106

202290106

A1

СИСТЕМА И СПОСОБ ДЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МНОГОКУБИТОВЫХ КВАНТОВЫХ ВЕНТИЛЕЙ

ОПИСАНИЕ

Ссылка на родственную заявку

[0001] Данная заявка испрашивает преимущество по предварительной заявке на патент США № 62/873,009, поданной 11 июля 2019 года, содержание которой полностью включено в настоящий документ посредством ссылки.

Предшествующий уровень техники настоящего изобретения

[0002] Любая унитарная операция может выполняться на квантовом компьютере, который снабжен полным набором универсальных вентиляей. Полный набор вентиляей может состоять из однокубитовых операций вместе с двухкубитовым вентиляем контролируемого отрицания (CNOT). Вентиль CNOT успешно проявил себя в нескольких разных физических системах, включая захваченные нейтральные атомы, захваченные ионы, сверхпроводящие цепи и линейную оптику.

[0003] Обработка квантовой информации с использованием нейтральных атомов открывает множество обещающих возможностей. Нейтральные атомы могут захватываться в гибких геометрических структурах и в больших количествах с использованием методов оптического захвата. Каждый отдельный атом может хранить квантовый бит информации в двух основных сверхтонких состояниях, а именно $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Такое хранение обладает преимуществом длительного периода когерентности, что достигается за счет отличной изоляции от окружающей среды, почти идеальной инициализации кубитов с помощью оптической накачки, отдельного оптического считывания каждого кубита и прямого оперирования одинарными кубитами. И, наконец, сильные и длиннодействующие взаимодействия между атомами могут быть включены путем их привязки к высоковозбужденным ридберговским состояниям для управления многокубитовыми запутывающими вентилями с целью обеспечения возможности выполнения универсальных квантовых вычислений.

[0004] В течение последнего десятилетия были теоретически и экспериментально разработаны протоколы для перепутывания атомов, где используются ридберговские взаимодействия, но несмотря на достигнутые успехи прогресс в этой области ограничен

относительно низким уровнем достоверности, связанной с когерентным контролем основных ридберговских состояний.

[0005] Как было указано выше, кубиты, закодированные в сверхтонких состояниях нейтральных атомов, могут быть перепутаны с использованием вентилей с контролируемой фазой (*CZ*) или вентилей *CNOT*, запускаемых взаимодействием ридберговских состояний. Стандартная последовательность импульсов для вентиля *CZ* в режиме ридберговской блокады состоит из π -импульса на управляющем кубите, 2π -импульса на целевом кубите и π -импульса на управляющем кубите, причем каждый импульс резонирует между основным сверхтонким состоянием $|1\rangle$ кубита и ридберговским уровнем $|r\rangle$. Если управляющий кубит поступает в вентиль в состоянии $|1\rangle$, то он переходит в возбужденное ридберговское состояние, и будет находиться на ридберговском уровне во время подачи 2π -импульса на целевой кубит. Возбуждение целевого атома и его перевод из возбужденного в невозбужденное состояние соответствует 2π -вращению эффективного спина $\frac{1}{2}$, что – соответственно – придает фазовый сдвиг π волновой функции целевого атома. Если управляющий атом блокирует целевое возбуждение, то вращение не происходит, и отсутствует фазовый сдвиг волновой функции. Результатом будет операция *CZ* контролируемой фазы, где фазовый сдвиг целевого атома зависит от состояния управляющего атома. Вместе с произвольными однокубитовыми вентилями эта операция запутывания формирует универсальный набор квантовых вентилей для вычислений. Однако однокубитная адресация многокубитовых квантовых вентилей, необходимая для подачи локальных π - и 2π -импульсов, соответственно, на управляющие и целевые атомы, остается экспериментально сложной.

[0006] Следовательно, существует неудовлетворенная потребность в усовершенствованных системах и способах реализации многокубитовых квантовых вентилей.

Краткое раскрытие настоящего изобретения

[0007] Согласно одному из вариантов осуществления настоящего изобретения предложен способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов, причем этот способ предусматривает: выбор значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из относительного фазового сдвига, частоты лазерного излучения, интенсивности лазерного излучения и длительности импульса; и подачу по меньшей мере первого и второго лазерных

импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, где величина N равна двум или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после окончания по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в группе оказываются взаимно заблокированными.

[0008] Согласно другому варианту осуществления настоящего изобретения предложен способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов, причем этот способ предусматривает: выбор нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем параметры выбираются из фазы лазерного излучения, частоты лазерного излучения, интенсивности лазерного излучения и длительности импульса; и подачу лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, где величина N равна трем или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после окончания лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в группе оказываются взаимно заблокированными.

[0009] Согласно еще одному из вариантов осуществления настоящего изобретения предложено устройство, содержащее группу из N кубитов, где величина N равна двум или более, и источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из относительного фазового сдвига, частоты лазерного излучения, интенсивности лазерного излучения и длительности импульса) подачи по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после окончания по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в группе оказываются взаимно заблокированными.

[0010] Согласно еще одному из вариантов осуществления настоящего изобретения предложено устройство, содержащее группу из N кубитов, где величина N равна трем или более, и источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем параметры выбираются из фазы лазерного излучения, частоты лазерного излучения,

интенсивности лазерного излучения и длительности импульса) подачи лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после окончания лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в группе оказываются взаимно заблокированными.

[0011] Системы и способы, описанные выше, имеют множество преимуществ, например, устраняют необходимость в быстром переключении лазеров между разными пространственными положениями, что обеспечивает возможность работы вентиля с большими массивами кубитов, а также одновременного срабатывания множества вентиля на множестве отдельных группах атомов.

Краткое описание фигур

[0012] Различные цели, признаки и преимущества раскрытого предмета изобретения могут быть оценены в полной мере после ознакомления с последующим подробным описанием, которое следует рассматривать в привязке к прилагаемым чертежам, представленным ниже, где одни и те же элементы обозначены одинаковыми номерами позиций.

[0013] На фиг. 1А представлена схема, отображающая соответствующие атомные уровни согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0014] На фиг. 1В представлена схема, отображающая атомы, выстроенные попарно, согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0015] На фиг. 1С показан график осцилляций Раби из $|0\rangle$ в $|1\rangle$, возбуждаемых рамановскими лазерами согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0016] На фиг. 1D показан график осцилляций Раби из $|1\rangle$ в $|r\rangle$, возбуждаемых ридберговскими лазерами согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0017] На фиг. 1Е показан график локальных фазовых сдвигов для адресуемого целевого атома и неадресуемого соседнего атома согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0018] На фиг. 2А представлена схема, иллюстрирующая последовательность импульсов согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0019] На фиг. 2B представлена схема, отображающая основные состояния согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0020] На фиг. 2C представлена схема, отображающая двухуровневую систему согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0021] На фиг. 2D представлена сфера Блоха, иллюстрирующая воздействие последовательности импульсов на двухуровневую систему, показанную на фиг. 2C, согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0022] На фиг. 2E показан график зависимости накопленной фазы, показанной на фиг. 2D, от отстройки согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0023] На фиг. 2F представлена схема, отображающая другую двухуровневую систему согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0024] На фиг. 2G представлена сфера Блоха, иллюстрирующая воздействие последовательности импульсов на двухуровневую систему, показанную на фиг. 2F, согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0025] На фиг. 2H показан график зависимости накопленной фазы, показанной на фиг. 2G, от отстройки согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0026] На фиг. 2I представлены схемы, отображающие соответствующие атомные уровни трехкубитового вентиля согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0027] На фиг. 2J-O представлены сферы Блоха, иллюстрирующие воздействие последовательности импульсов на двухуровневую систему, показанную на фиг. 2I, согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0028] На фиг. 3A представлено схематическое изображение, иллюстрирующее квантовую схему согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0029] На фиг. 3B показан график измеренных населенностей вычислительных базовых состояний согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0030] На фиг. 3C показан график зависимости осцилляций четности от накопленной фазы согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0031] На фиг. 3D представлено схематическое изображение, иллюстрирующее квантовую схему для вентиля CNOT согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0032] На фиг. 3E представлен график вероятностей четырех вычислительных базовых состояний согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0033] На фиг. 3F показан график, иллюстрирующий таблицу истинности для вентиля CNOT согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0034] На фиг. 4A представлена схема, иллюстрирующая атомы, выстроенные по трое, согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0035] На фиг. 4B представлено схематическое изображение, иллюстрирующее квантовую схему для вентиля Тоффоли согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0036] На фиг. 4C представлен график вероятностей восьми вычислительных базовых состояний согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0037] На фиг. 4D представлен график, иллюстрирующий таблицу истинности для вентиля Тоффоли согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0038] На фиг. 5A представлена другая схема, отображающая соответствующие атомные уровни согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0039] На фиг. 5B представлена схема, отображающая оптическую накачку с помощью рамановского лазера согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0040] На фиг. 5C-5I представлены схематические изображения, иллюстрирующие квантовые схемы согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0041] На фиг. 6 представлен график изменения во времени частоты Раби и отстройки ридберговского лазера согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0042] На фиг. 7A представлено схематическое изображение, иллюстрирующее квантовую схему для вентиля с контролируемой фазой согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0043] На фиг. 7В представлена схема, иллюстрирующая последовательность импульсов согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0044] На фиг. 8А-В представлены схемы, отображающие статистику измерений для таблиц истинности CNOT и Тоффоли согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0045] На фиг. 9 представлено схематическое изображение, иллюстрирующее квантовую схему для вентиля Тоффоли согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0046] На фиг. 10 представлен график целевых вероятностей для вентиля Тоффоли согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0047] На фиг. 11А представлена схема, отображающая еще один набор соответствующих атомных уровней согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

[0048] На фиг. 11В представлена схема, отображающая атомы, выстроенные попарно в непрерывной цепочке атомов согласно примерам осуществления системы, описанной в настоящем документе.

Подробное раскрытие настоящего изобретения

[0049] В контексте настоящего документа термин «кубит» может относиться или к единице информации теоретического характера в квантовом компьютере, или к физической реализации блока квантовой схемы. В любом случае этот термин относится к двухуровневой квантовой механической системе с двумя основными состояниями, обычно обозначаемыми как $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Тогда как классический «бит», представляющий собой единицу информации теоретического характера в обычном компьютере, может находиться в одном из двух состояний, обозначаемых нулем или единицей, «кубит» может находиться в любом состоянии, которое является линейной комбинацией (суперпозицией) двух его основных состояний. Один из примеров физической реализации квантового вентиля, работающего на одном или нескольких кубитах, содержит атомы (или ионы), которые могут приводиться в ридберговское состояние (т.е. в состояние со сверхвысоким значением главного квантового числа n).

[0050] Согласно некоторым вариантам осуществления настоящего изобретения предложены способы и системы для обеспечения работы квантового вентиля с группой из N кубитов, где число N равно двум или более кубитам. Способы и системы, описанные в

настоящем документе, применимы к различным кубитам, включая атомные кубиты, ионные кубиты и молекулярные кубиты. В одном из примеров осуществления настоящего изобретения предложен способ реализации многокубитовых запутывающих вентилях между отдельными нейтральными атомами, захваченными в оптические пинцеты. Кубиты кодируются в устойчивых сверхтонких состояниях $|0\rangle$ и $|1\rangle$, которые могут когерентно управляться по отдельности или в целом для реализации однокубитовых вентилях. Двухкубитовый вентиль, т.е. вентиль с контролируемой фазой, реализуется с помощью протокола, состоящего из двух глобальных лазерных импульсов, которые возбуждают соседние атомы в режиме ридберговской блокады. Как будет дополнительно описано ниже, этот вентиль сравнивается с эталоном путем подготовки состояний Белла двух атомов с достоверностью $\mathcal{F} \geq 95,0(2)\%$, усредненной по пяти парам атомов. После учета ошибок при подготовке и измерении состояний (SPAM) извлеченная достоверность операции перепутывания составляет $\mathcal{F}^{\mathcal{E}} \geq 97,4(3)\%$, что сопоставимо с другими основными платформами, способными одновременно оперировать десятками или более кубитов. Кроме того, ниже дополнительно описана реализация трехкубитового вентиля Тоффли, в котором два атома одновременно ограничивают третий атом посредством ридберговской блокады, где подчеркивается возможность потенциального использования ридберговских взаимодействий для эффективной реализации многокубитовых операций.

[0051] Согласно одному или нескольким вариантам осуществления настоящего изобретения отдельные атомы ^{87}Rb захватываются в оптические пинцеты и сортируются с помощью процедуры обратной связи в режиме реального времени в группы из двух или трех атомов, организованные, например, в виде одномерного массива. Кубиты кодируются в сверхтонких основных состояниях этих атомов, где $|0\rangle = |5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$, а $|1\rangle = |5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$. Все кубиты инициализируются в $|0\rangle$ посредством процедуры оптической накачки с помощью рамановского лазера, которая дополнительно описана ниже. Однокубитовый когерентный контроль обеспечивается за счет комбинации глобального поля лазерного излучения, которое равномерно возбуждает все кубиты, а также лазеров локальной адресации, которые применяют переменный эффект Штарка к отдельным кубитам. Как показано на фиг. 1А-1В, глобальное поле 110 лазерного излучения в устройстве 100 генерируется рамановским лазером с длиной волны 795 нм, перестраиваемым под переход $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$, что дополнительно будет описано ниже. Этот лазер модулируется по интенсивности для генерирования боковых полос, которые возбуждают кубиты через двухфотонный рамановский переход с эффективной частотой Раби $\Omega_{01} \approx 2\pi \times 250$ кГц, показанной на фиг. 1С. Лучи 130 локальной адресации генерируются акустооптическим дефлектором, который разделяет одинарный лазер с

длиной волны 420 нм, перестраиваемый под переход $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, на несколько лучей, фокусируемых на отдельные атомы, что дает в итоге световой сдвиг δ , используемый для индивидуальной адресации. Эти две связи, т.е. $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ и $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, описаны в настоящем документе, соответственно, как глобальное вращение $X(\theta) = \exp(-i\theta X/2)$ кубита и локальные вращения $Z(\theta) = \exp(-i\theta Z/2)$. После каждой последовательности отдельные состояния кубита измеряются путем выталкивания атомов в состоянии $|1\rangle$ из ловушек с помощью резонансного лазерного импульса, после чего следует построение разложенного на участки флуоресцентного изображения оставшихся атомов, что будет дополнительно описано ниже.

[0052] Многокубитовые вентили срабатывают за счет глобального возбуждения атомов из состояния $|1\rangle$ кубита в ридберговское состояние $|r\rangle = |70S_{1/2}, m_J = -1/2\rangle$ с помощью бихроматического ридберговского лазера 120, испускающего световое излучение с длиной волны 420 нм и 1013 нм. Все атомы равномерно переходят из невзаимодействующего квантового состояния $|1\rangle$ в возбужденное состояние $|r\rangle$ взаимодействия в ходе выполнения двухфотонного процесса с отстройкой Δ и эффективной частотой Раби $\Omega \approx 2\pi \times 3,5$ МГц, показанной на фиг. 1D. В пределах данного кластера атомов 131 и 132 ридберговское взаимодействие между ближайшими соседними атомами 131 и 132 составляет $2\pi \times 24$ МГц $\gg \Omega$; следовательно, соседние атомы 131 и 132 эволюционируют в соответствии с ридберговской блокадой, вследствие чего кубиты 131 и 132 в группе оказываются взаимно заблокированными в том смысле, что они не могут одновременно возбуждаться с переходом в ридберговское состояние. Протокол, описанный в настоящем документе, может быть применен к другим взаимно заблокированным кубитам, таким как взаимно заблокированные кубиты, находящиеся в дипольной блокаде. Как показано на фиг. 1E, локальные фазовые сдвиги, измеренные в последовательности Рамсея, усредненные по пяти парам атомов 131 и 132, как это показано на фиг. 1B, демонстрируют высококонтрастные осцилляции 135 для адресуемого целевого атома 131 и ограниченную ($< 2\%$) интерференцию 140 для соседнего неадресуемого атома 132.

[0053] Согласно настоящему документу для перепутывания атомов в таких матрицах вводится определенный протокол для двухкубитового вентиля с контролируемой фазой (CZ), который основывается на глобальном возбуждении атомов только в режиме ридберговской блокады. Как показано на фиг. 2B, требуемый унитарный вентиль CZ отображает вычислительные базовые состояния следующим образом:

$$|00\rangle \rightarrow |00\rangle,$$

$$\begin{aligned}
 |01\rangle &\rightarrow |01\rangle e^{i\varphi}, \\
 |10\rangle &\rightarrow |10\rangle e^{i\varphi}, \\
 |11\rangle &\rightarrow |11\rangle e^{i(2\varphi-\pi)}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

[0054] Такое отображение эквивалентно каноническому виду вентиля с контролируемой фазой $\mathcal{C}_{\mathcal{Q}} = 2|00\rangle\langle 00| - \mathbb{1}$ до однокубитной фазы φ . Как показано на фиг. 2A, для реализации этого вентиля используются два глобальных импульса 210 ридберговского лазера с одинаковой длиной волны или длительностью τ и отстройкой Δ , которые связывают $|1\rangle$ и $|r\rangle$, причем фаза 220 лазерного излучения второго импульса 210 сдвинута на величину ξ .

[0055] Вентиль можно понять, если рассмотреть динамику изменений четырех вычислительных базовых состояний. Состояние $|00\rangle$ блокируется полем лазерного излучения и, следовательно, не эволюционирует. Динамика $|01\rangle$ (и $|10\rangle$) задается связыванием одиночного атома на переходе $|1\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ с формированием двухуровневой системы с частотой Раби, равной величине, Ω и отстройкой Δ , как это показано на фиг. 2C. Состояние $|11\rangle$ эволюционирует в режиме ридберговской блокады вследствие совместного перехода из $|11\rangle \leftrightarrow |W\rangle = (1/\sqrt{2})(|1r\rangle + |r1\rangle)$ с более эффективной частотой Раби, составляющей $\sqrt{2}\Omega$, и такой же отстройкой Δ , как это показано на фиг. 2F. Для выбранной отстройки Δ и интенсивности лазерного излучения, выбранного таким образом, что частота Раби лазерных импульсов составляет Ω , ширина или длительность τ импульса необязательно выбирается таким образом, что первый лазерный импульс 210 выполняет полный цикл 230 расстроенной осцилляции Раби для системы $|11\rangle$, как это

показано на фиг. 2G, т.е. $\tau = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + K\Omega^2}$, где ($N = K = 2$), а величина K обозначает количество кубитов в группе, состоящей из N кубитов, которые находятся во взаимно заблокированном состоянии. Этот же импульс 210 возбуждает неполную осцилляцию 240 Раби в системе $|01\rangle$, как это показано на фиг. 2D. Последующий относительный фазовый сдвиг 220 $\Omega \rightarrow \Omega e^{i\xi}$ поворачивает ориентацию поля возбуждения вокруг оси Z на угол ξ так, что второй импульс 210 длительностью τ завершает осцилляцию 250 и возвращает состояние в $|01\rangle$, приводя при этом вторую полную расстроенную осцилляцию 235 к конфигурации $|11\rangle$. К завершению второго лазерного импульса 210 оба состояния $|01\rangle$ и $|11\rangle$ возвращаются в исходное положение на сфере Блоха, но с накопленными динамическими фазами φ_{01} и φ_{11} , которые зависят от геометрической площади

поверхности сферы Блоха, замкнутой Δ -зависимыми траекториями. Как показано на фиг. 2H, для конкретного выбора отстройки лазера ($\Delta \approx 0,377 \Omega$), $2\varphi_{01} - \pi = \varphi_{11}$, реализуется вентиль CZ с такими параметрами, как частота лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг, выбираемыми на основании угла θ условного фазового сдвига вентиля с контролируемой фазой. Следует отметить, что протокол этого вентиля действует быстрее (общая длительность $1\tau \approx 2,732\pi/\Omega$), чем при традиционном подходе с использованием последовательных локальных импульсов (общей длительностью $4\pi/\Omega$), и обеспечивает дополнительное преимущество, состоящее в том, что он требует лишь глобального связывания обоих кубитов.

[0056] Параллельная работа вентиля CZ демонстрируется на пяти отдельных парах атомов с использованием вентиля CZ для формирования состояний Белла в виде $|\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|00\rangle + |11\rangle)$ с использованием квантовой схемы, показанной на фиг. 3A. Все атомные кубиты инициализируются в $|0\rangle$, после чего подается глобальный рамановский импульс $X(\pi/2)$ для подготовки каждого атома в $|\rightarrow\rangle_y = (1/\sqrt{2})(|0\rangle - i|1\rangle)$. Затем в течение всего 0,4 мкс применяется протокол вентиля CZ, состоящий из двух импульсов ридберговского лазера, причем в течение указанного времени оптические пинцеты отключаются во избежание антизахвата ридберговского состояния. Последовательность импульсов реализует отображение (1), описанное выше и показанное на фиг. 2B, вместе с дополнительным вращением фазы на каждом кубите вследствие светового сдвига ридберговских лазеров на сверхтонкие состояния кубита. Вариант реализации вентиля CZ встроен в спин-эхо последовательность для устранения влияния светового сдвига, а для устранения одночастичной фазы φ добавляется дополнительный небольшой световой сдвиг, что будет дополнительно описано ниже. За счет всего этого реализуется унитарный вентиль, который объединяет канонический вентиль  с глобальным вентиляем $X(\pi)$, как это показано на фиг. 3A и 3D. Последнее вращение $X(\pi/4)$ создает состояние Белла $|\Phi^+\rangle$, как это показано на фиг. 3A и дополнительно описано ниже.

[0057] Экспериментально созданное состояние ρ может быть охарактеризовано оценкой его достоверности в отношении целевого состояния Белла $\mathcal{F} = \langle \Phi^+ | \rho | \Phi^+ \rangle$. Достоверность представляет собой сумму двух членов, первый из которых отображает населенность состояния Белла, определяемую вероятностью отслеживания $|00\rangle$ или $|11\rangle$, как это показано на фиг. 3B. Необработанные измерения, соотносящие $|0\rangle$ с присутствием атома и $|1\rangle$ с отсутствием атома, дают 97,6(2)% в целевых состояниях. Отдельные измерения утечки из кубитового подпространства указывают на ее незначительный вклад

в эти вероятности; если вычесть этот вклад, то измеренная населенность составит $\geq 95,8(3)\%$. Второй член отображает когерентность между $|00\rangle$ и $|11\rangle$, измеренную путем применения глобального вращения $Z(\theta)$, за которым следует глобальное вращение $X(\pi/2)$, как это показано на фиг. 3А, и отслеживания осцилляций четности, показанных на фиг. 3С. Осцилляция четности в отношении накопленной фазы θ характеризуется измеренной амплитудой $94,2(4)\%$. Выходные данные необработанных измерений дают в результате достоверность $\mathcal{F}^{raw} \geq 95,9(2)\%$. При оценке вклада в достоверность учитывается плотность атомов, оставшихся в ридберговском состоянии, после выполнения операции и после учета фоновых потерь. Потери обоих этих типов соответствуют утечке из кубитового подпространства и могут привести к завышенной оценке населенности $|1\rangle$ и достоверностей состояния Белла в необработанных измерениях. Используя отдельные измерения атомов в обоих сверхтонких состояниях кубита, определяется и вычитается верхняя граница ошибок вследствие указанной утечки, которая берется с запасом, что дополнительно будет описано ниже. Итоговая нижняя граница достоверности состояния Белла составляет $\mathcal{F} \geq 95,0(2)\%$.

[0058] Измеренная достоверность состояния Белла включает в себя ошибки при подготовке и измерении состояний (SPAM), а также ошибки в двухкубитовом запутывающем вентиле. Для того чтобы конкретным образом охарактеризовать запутывающий вентиль, оценивается доля ошибок SPAM (1,2(1)% в расчете на атом) и вычисляется скорректированная по SPAM достоверность $\mathcal{F}^c \geq 97,4(3)\%$, что дополнительно будет описано ниже. Большая часть оставшихся ошибок обусловлена конечной температурой атомов и рассеянием лазерного излучения во время динамического изменения ридберговского состояния, что дополнительно будет описано ниже. Изначальный вентиль  может отдельно характеризоваться его преобразованием в контролируемое отрицание (CNOT) с добавлением локальных вращений сверхтонких кубитов, как это показано на фиг. 3D. Как показано на фиг. 3E, подготовлено четыре вычислительных базовых состояния со средней достоверностью $96,8(2)\%$. Действие вентиля CNOT измеряется по каждому вычислительному базовому состоянию с целью получения его достоверности по таблице истинности, составляющей $\mathcal{F}_{\text{CNOT}} \geq 94,1(2)\%$ и $\mathcal{F}_{\text{CNOT}}^c \geq 96,5(3)\%$ с поправкой на ошибки SPAM, как это показано на фиг. 3F и дополнительно описано ниже.

[0059] Кроме того, управление множеством атомных кубитов расширено для реализации трехкубитового вентиля с дважды контролируемой фазой (CCZ). Эта логическая операция может быть разложена на пять двухкубитовых вентилях. В качестве

альтернативы этот вентиль с множественным управлением реализуется напрямую путем подготовки трех атомов в режиме блокады ближайшего соседа таким образом, что оба внешних атома ограничивают поведение среднего атома. Сложная трехатомная динамика затрудняет аналитическое построение глобальных лазерных импульсов, которые реализуют вентиль CCZ в этой конфигурации. Следовательно, для построения глобального лазерного импульса с амплитудной и частотной модуляцией используется численная оптимизация, в результате чего приближенно реализуется вентиль CCZ , что дополнительно будет описано ниже. Лазерный импульс оптимизируется с помощью алгоритма оптимального управления под названием RedCRAB (Remote Dressed Chopped Random Basis).

[0060] Вентиль CCZ реализуется параллельно по четырем тройкам атомных кубитов с использованием одних и тех же лазеров, что и для двухкубитовых вентилях, описанных выше, как это показано на фиг. 4А. Три атома 410, 420 и 430 в каждой тройке выстроены таким образом, что ближайшие соседи (410, 420 и 420, 430) заблокированы сильным взаимодействием $2\pi \times 24$ МГц, как и в двухкубитовом варианте реализации. Краевые атомы 410 и 430 слабо взаимодействуют друг с другом ($2\pi \times 0,4$ МГц). Как и в случае с двухкубитовым вентилем вентиль CCZ встроен в спин-эхо последовательность для устранения световых сдвигов таким образом, что вентиль реализует CCZ в сочетании с глобальным вращением $X(\pi)$. Работа этого трехкубитового вентиля характеризуется его преобразованием в вентиль Тоффоли путем применения локального Адамара по отношению к среднему атому 420 перед и после вентиля CCZ (вместе с краевыми импульсами $X(\pi)$ для упрощения реализации, как это показано на фиг. 4В и дополнительно описано ниже). Подготовлено восемь вычислительных базовых состояний со средней достоверностью 95,3(3)%, как это показано на фиг. 4С. К каждому вычислительному базовому состоянию применяется вентиль Тоффоли для измерения достоверности по таблице истинности, составляющей $\mathcal{F}_{\text{Toff}} \geq 83,7(3)\%$ и $\mathcal{F}_{\text{Toff}}^c \geq 87,0(4)\%$ с поправкой на ошибки SPAM, как это показано на фиг. 4D и дополнительно описано ниже. Кроме того, была проведена «ограниченная томография», состоящая из измерений по таблице истинности на основе вращения для верификации фаз унитарного вентиля Тоффоли более доступным с экспериментальной точки зрения способом, чем томография полного процесса. Достоверность ограниченной томографии составляет $\mathcal{F}_{\text{IT}}^c \geq 86,2(6)\%$, что дополнительно будет описано ниже.

[0061] Эти результаты могут быть напрямую улучшены и расширены по нескольким направлениям. Достоверность ридберговского перехода ограничена, главным образом, конечной температурой атомов и нерезонансным рассеянием лазерного

излучения, и эта проблема может быть решена за счет охлаждения атомов методом боковой полосы в оптических пинцетах и использования лазеров более высокой мощности. Фоновые атомные потери могут быть уменьшены, а подготовка состояний может быть улучшена за счет использования вакуумных систем более высокого качества и более сложных методов подготовки состояний. И, наконец, считывание атомных кубитов может быть улучшено за счет использования недавно представленных протоколов считывания без разрушения информации для наложения более строгих ограничений на атомные населенности.

[0062] Хотя в настоящем документе описана параллельная реализация вентилей на пространственно разделенных кластерах атомов, этот же подход может быть распространен на нелокальную связь в непрерывных матрицах атомов, где используется локальная адресация с помощью дополнительной нерезонансной лазерной системы. В частности, поднаборы матрицы могут одновременно освещаться для создания световых сдвигов, которые вводят их в резонанс с лазером с глобальным резонансным ридберговским возбуждением, дополнительно описанным ниже. Кроме того, за счет большего числа атомов, размещенных в заблокированном объеме, вентиль с контролируемой фазой, представленный в настоящем документе, может быть расширен до многокубитовых вентилей более высокого уровня с глобальной связью, что дополнительно будет описано ниже. Дипольное взаимодействие между ридберговскими состояниями S и P также может быть использовано для улучшения вентиляционной связности кубитов. Сочетание настоящих результатов с недавно представленным захватом и перегруппировкой отдельных нейтральных атомов в двухмерных (2D) и трехмерных (3D) матрицах особенно подходит для реализации «глубоких» квантовых схем или вариационной квантовой оптимизации с сотнями кубитов. Кроме того, такая платформа может быть использована для разработки эффективных способов коррекции ошибок и обеспечения отказоустойчивой работы, что в итоге обеспечивает возможность масштабируемой квантовой обработки данных.

Рамановский лазер

[0063] Переходы между состояниями кубита возбуждаются с помощью рамановского лазера с длиной волны 795 нм и красной отстройкой $2\pi \times 100$ ГГц на переходе от $5S_{1/2}$ к $5P_{1/2}$. Этот лазер вводится в модулятор интенсивности Маха-Цандера на основе волокна (Jenoptik AM785), который смещен по постоянному току относительно минимальной передачи. Модулятор приводится в действие на половине частоты кубита

($\omega_{01} = 2\pi \times 6,83$ ГГц), что дает в итоге боковые полосы при $\pm 2\pi \times 3,42$ ГГц, тогда как несущая и боковые полосы более высокого порядка интенсивно подавляются. Этот подход является пассивно стабильным на суточной шкале времени без какой-либо активной обратной связи, в отличие от других подходов, предусматривающих генерирование боковых полос посредством фазовой модуляции и последующее отдельное подавление моды несущей с помощью беспроводных оптических резонаторов или интерферометров.

[0064] Рамановский лазер отцентрован вдоль матрицы атомов (совмещен с подмагничивающим полем 8,5 Гс) и имеет полярность σ^+ , вследствие чего две боковые полосы когерентно возбуждают переходы π между многообразиями $F = 1$ и $F = 2$ основных состояний с частотой Раби, составляющей $\Omega = 2\pi \times 250$ кГц, как это показано на фиг. 5А. Рамановское световое излучение возбуждения индуцирует дифференциальный световой сдвиг $2\pi \times 20$ кГц на кубитовом переходе; при этом задающая частота модулятора интенсивности регулируется с тем, чтобы сделать поправку на этот световой сдвиг при подаче рамановского импульса.

Оптическая накачка в $|0\rangle$

[0065] Атомы оптически накачиваются в состояние $|0\rangle = |5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ с использованием схемы накачки с рамановской поддержкой в магнитном поле 8,5 Гс. Как показано на фиг. 5В, грубая накачка атомов во все состояния m_F в пределах многообразия $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ начинается с подачи резонансного светового излучения на переходе от $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ к $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$. Затем подается рамановский импульс π при отстройке, который переводит населенность из $|F = 1, m_F = -1\rangle$ в $|F = 2, m_F = -1\rangle$. Второй импульс переводит населенность из $|F = 1, m_F = +1\rangle$ в $|F = 2, m_F = +1\rangle$. Затем этот процесс повторяется путем повторной грубой накачки любой населенности, которая была переведена в $F = 2$, обратно в многообразие $F = 1$. Суммарный эффект одного цикла состоит в переводе части населенности из $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ в $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Этот цикл обычно повторяется 70 раз в течение 300 мкс для достижения достоверности подготовки $|0\rangle$, равной 99,3(1)%.

Система с ридберговским лазером

[0066] Атомы переводятся из состояния $|1\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ в состояние $|r\rangle = |70S_{1/2}, m_J = -1/2\rangle$ с помощью двухцветной лазерной системы с длиной волны лазера 420 нм

и 1013 нм. Лазеры поляризованы для возбуждения, соответственно, переходов σ^- и σ^+ через промежуточное состояние $|6P_{3/2}\rangle$. В предыдущих примерах реализации, где в качестве уровня основного состояния используется $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$, правила выбора гарантируют, что могут быть связаны только один промежуточный подуровень в $|6P_{3/2}\rangle$ и только одно ридберговское состояние. Кроме того, комбинированный двухфотонный переход был магнитно нечувствительным.

[0067] Переход из состояния $|1\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ в ридберговские состояния согласно описанию, представленному в настоящем документе, несколько усложняет дело. Во-первых, происходит связывание множества промежуточных состояний, и могут быть достигнуты оба подуровня $|70S_{1/2}, m_J = \pm 1/2\rangle$ в ридберговском многообразии. Это требует работы в более мощном магнитном поле для спектрального разделения ридберговских уровней $m_J = \pm 1/2$. В вариантах осуществления, описанных в настоящем документе, магнитное поле 8,5 Гс обеспечивает разделение между $m_J = \pm 1/2$ для $2\pi \times 23,8$ МГц. При переходе из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ также уменьшается матричный элемент, тогда как скорость рассеяния лазерного излучения остается такой же; кроме того, переход теперь оказывается магнитно чувствительным. Тем не менее, эта схема извлекает преимущество из состояний $|0\rangle$ в $|1\rangle$ кубитов высокого качества в пределах многообразия основных состояний, которое может быть легко увязано с рамановской лазерной системой, и которое сохраняет когерентность в оптических пинцетах. Обратите внимание на то, что в этой схеме чувствительность к воздействию электрических полей остается неизменной, но дрейф или флуктуация электрических полей может быть ограничена, вследствие чего ридберговский резонанс изменяется менее чем на 50 кГц.

[0068] Еще одним дополнительным усложняющим обстоятельством в этом варианте осуществления является взаимосвязь с другим ридберговским состоянием $|\bar{7}\rangle$. Однако эта взаимосвязь просто порождает переменный эффект Штарка, который может быть учтен путем соответствующей ренормализации отстройки Δ .

Построение квантовых схем по изначальным однокубитовым вентилям

[0069] Все последовательности импульсов, описанные выше, разлагаются на предварительно откалиброванные однокубитовые вентили (и, там, где это указано выше, глобальные многокубитовые вентили). Два однокубитовых вентиля представляют собой вентиль $X(\pi/4)$, глобально реализуемый одновременно на всех кубитах, и вентиль $Z(\pi)$, реализуемый световым сдвигом с лазера, который сфокусирован на одиночном атоме. На

практике локальные вентили $Z(\pi)$ одновременно применяются к одному атому из каждого кластера (т.е. к левому атому каждого кластера или к среднему атому каждого кластера).

Инициализация вычислительных базовых состояний

[0070] Для двух кубитов все четыре вычислительные базовые состояния инициализируются с использованием глобальных импульсов $X(\pi/2)$ (состоящих из двух последовательных вентилях $X(\pi/4)$) и локальных вентилях $Z(\pi)$ только на левом атоме (верхний кубит в каждой схеме)). Состояние $|00\rangle$ не требует импульсов для своей подготовки, а для состояния $|11\rangle$ требуется лишь глобальный вентиль $X(\pi)$. Состояние $|01\rangle$ подготовлено так, как это показано на фиг. 5C, а состояние $|10\rangle$ подготовлено так, как это показано на фиг. 5D.

[0071] Для трех кубитов восемь вычислительных базовых состояний также инициализируются с использованием импульсов $X(\pi/2)$ и локальных импульсов $Z(\pi)$, которые могут подаваться на любой из трех атомов. Состояния $|000\rangle$ и $|111\rangle$ также могут быть подготовлены, соответственно, или без какой-либо операции, или с глобальным вентиляем $X(\pi)$. Другие состояния предусматривают, что один атом находится в состоянии $|1\rangle$, а два других – в состоянии $|0\rangle$; или наоборот. Методика подготовки обеих конфигураций проиллюстрирована в настоящем документе на двух примерах. В первом примере состояние $|100\rangle$ готовится так, как это показано на фиг. 5E. Во втором примере подготовка состояния $|110\rangle$ требует вместо этого локальное обращение к крайне правому атому, как это показано на фиг. 5F.

Локальный $X(\pi/2)$ для вентиля CNOT

[0072] Для преобразования вентиля CNOT в вентиль CNOT на целевой атом подается локальный импульс $X(\pi/2)$ перед и после вентиля, как это показано на фиг. 5G. Схема, представленная на фиг. 5G, подает локальный импульс $X(\pi/2)$ на правый атом; и хотя она дополнительно применяет вентиль $Z(\pi)$ к левому атому, эта схема применяется только в контексте, в котором левый атом находится в вычислительном базовом состоянии $|0\rangle$ или $|1\rangle$, и в этом случае вентиль $Z(\pi)$ вводит только глобальную фазу и, следовательно, не играет никакой роли. В общем, применение дополнительных вентилях $Z(\pi)$ может быть использовано для устранения воздействия на левый атом, но это не обязательно для вариантов реализации, описанных в настоящем документе.

Локальный вентиль Адамара для реализации вентиля Тоффоли

[0073] Для преобразования вентиля CCZ в вентиль Тоффоли целевому (среднему) кубиту придается локальное вращение перед и после подачи импульса CCZ . Простейший способ осуществить это, если задан этот исходный набор вентиляей, заключается в подаче глобального импульса $X(\pi/4)$, за которым следует подача локального импульса $Z(\pi)$ на средний кубит, а затем – глобального импульса $X(3\pi/4)$, как это показано на фиг. 5Н.

[0074] На каждом краевом кубите итоговым результатом будет просто вентиль $X(\pi)$. На среднем кубите эта последовательность представляет собой вентиль Адамара (заданный по другой оси, отличной от обычного определения), где:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & -1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Устройство двухкубитового вентиля CZ

[0075] В этом разделе представлено подробное теоретическое описание двухкубитового вентиля, реализованного согласно настоящему документу. Требуемая унитарная операция отображает вычислительные базовые состояния следующим образом:

$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle, \\ |01\rangle &\rightarrow |01\rangle \\ |10\rangle &\rightarrow |10\rangle \\ |11\rangle &\rightarrow |11\rangle e^{i\pi}. \end{aligned} \quad (3)$$

[0076] Вплоть до выбора глобальной калибровки (т.е. глобального вращения кубитов) это эквивалентно следующему вентилю:

$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle, \\ |01\rangle &\rightarrow |01\rangle e^{i\varphi_1} \\ |10\rangle &\rightarrow |10\rangle e^{i\varphi_1} \\ |11\rangle &\rightarrow |11\rangle e^{i(2\varphi_1+\pi)}. \end{aligned} \quad (4)$$

, где величина φ_1 является произвольной.

[0077] Для реализации такого затвора оба атома глобально и равномерно возбуждаются с помощью лазера, который связывает состояние $|1\rangle$ с ридберговским состоянием $|r\rangle$. Это может быть достигнуто с помощью поля излучения одномодового лазера или путем выполнения двухфотонного процесса. Гамильтоново описание динамических свойств пары атомов выглядит следующим образом:

$$H = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} (\Omega |1\rangle_i \langle r| + \Omega |r\rangle_i \langle 1|) - \Delta |r\rangle_i \langle r| + V |r\rangle_1 \langle r| \otimes |r\rangle_2 \langle r|$$

, где величина Δ обозначает отстройку возбуждающего лазера от частоты перехода между состояниями $|1\rangle$ и $|r\rangle$, а величина Ω обозначает соответствующую частоту Раби. Сила взаимодействия между двумя атомами в ридберговских состояниях задается величиной V . В последующем анализе сначала вводится допущение, что $V \gg |\Omega|, |\Delta|$, что может быть реализовано путем захвата атомов, располагающихся достаточно близко друг к другу. Этот так называемый режим ридберговской блокады упрощает последующее описание, но не является необходимым для реализации вентиля.

[0078] Динамика системы делится на несколько простых секторов:

- (i) Состояние $|00\rangle$ не эволюционирует.
- (ii) Если один из атомов находится в состоянии $|0\rangle$, то эволюционирует только другая система. Как следствие, динамика будет эквивалентна динамике двухуровневой системы (TLS) с состояниями $|1\rangle = |a_1\rangle$ и $|r\rangle = |b_1\rangle$, и гамильтонианом

$$H_1 = \frac{1}{2} (\Omega |a_1\rangle \langle b_1| + \Omega |b_1\rangle \langle a_1|) - \Delta |b_1\rangle \langle b_1|.$$

- (iii) Если оба атома инициализируются в состоянии $|1\rangle$, то и в этом случае динамика будет эквивалентна динамике эффективной одиночной системы TLS, сформированной состояниями $|11\rangle = |a_2\rangle$ и $\frac{1}{\sqrt{2}} (|r, 1\rangle + |1, r\rangle) = |b_2\rangle$, с гамильтонианом

$$H_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} (\Omega |a_2\rangle \langle b_2| + \Omega |b_2\rangle \langle a_2|) - \Delta |b_2\rangle \langle b_2|.$$

Это предполагает идеальную ридберговскую блокаду, эквивалентную $V \rightarrow \infty$. Однако следует отметить, что это допущение упрощает анализ, но не является необходимым для реализации вентиля, описанного в настоящем документе.

[0079] Вентиль с контролируемой фазой может быть выстроен из двух идентичных импульсов поля излучения ридберговского лазера с одинаковой длительностью τ и отстройкой Δ вместе со скачком фазы (т.е. относительным фазовым сдвигом) между ними

на величину ξ . Каждый импульс изменяет состояние атомов в соответствии с унитарной $U = \exp(-iH\tau)$. Изменение фазы лазерного излучения между импульсами, $\Omega \rightarrow \Omega e^{i\xi}$, эффективно соответствует приведению системы в движение вокруг другой оси на сфере Блоха.

[0080] Рассмотрим, как четыре вычислительных базовых состояния эволюционируют под действием величины \mathcal{U} , которая описывает комбинированное воздействие обоих лазерных импульсов. Во-первых, следует отметить, что $\mathcal{U}|00\rangle = |00\rangle$. Таким образом, унитарная \mathcal{U} отображает состояние $|00\rangle$ так, как это предполагается для затвора CZ.

[0081] Далее рассмотрим эволюцию состояния $|11\rangle$, когда все кубиты в составе группы начинаются в квантовом состоянии $|1\rangle$. Ширина или длительность каждого импульса τ необязательно выбирается таким образом, что система, подготовленная в состоянии $|11\rangle$, подвергается воздействию полной расстроенной осцилляции Раби и возвращается в состояние $|11\rangle$ сразу после подачи первого лазерного импульса; т.е. $U|11\rangle = e^{i\phi_2/2}|11\rangle$. Возврат в состояние $|11\rangle$ обеспечивается следующим выбором величины τ :

$$\tau = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + 2\Omega^2} \quad (5)$$

Второй лазерный импульс также влечет за собой полный расстроенный цикл Раби вокруг другой оси таким образом, что все кубиты в составе группы возвращаются в квантовое состояние $|1\rangle$ после завершения каждого из первого и второго лазерных импульсов, причем второй лазерный импульс дает в итоге такую же накопленную фазу. В общем, $U|11\rangle = e^{i\phi_2}|11\rangle$. Динамическая фаза, накопленная в ходе выполнения этого процесса, описывается формулой $\phi_2 = 2\pi \times 2\Delta / \sqrt{\Delta^2 + 2\Omega^2}$.

[0082] И, наконец, рассмотрим эволюцию состояний $|01\rangle$ и $|10\rangle$. В любом случае эта эволюция также описывается расстроенной осцилляцией Раби. Однако из-за несоответствия между эффективными частотами Раби в H_1 и H_2 состояние $|10\rangle$ ($|01\rangle$) не возвращается по истечении времени τ , а создается состояние суперпозиции: $U|10\rangle = \cos(\alpha)|10\rangle + \sin(\beta)e^{i\gamma} |r0\rangle$ и $U|01\rangle = \cos(\alpha)|01\rangle + \sin(\beta)e^{i\gamma} |0r\rangle$. Вещественные коэффициенты α , β и γ определяются выбором величин Ω , Δ и τ . За счет правильного выбора скачка фазы (т.е. относительного фазового сдвига) между первым и вторым лазерными импульсами (ξ) можно всегда гарантировать, что система вернется в состояние

$|10\rangle$ ($|01\rangle$) после второго лазерного импульса. Скачок фазы может быть рассчитан следующим образом:

$$e^{-i\xi} = \frac{-\sqrt{y^2 + 1} \cos\left(\frac{1}{2}s\sqrt{y^2 + 1}\right) + iys \sin\left(\frac{1}{2}s\sqrt{y^2 + 1}\right)}{\sqrt{y^2 + 1} \cos\left(\frac{1}{2}s\sqrt{y^2 + 1}\right) + iys \sin\left(\frac{1}{2}s\sqrt{y^2 + 1}\right)} \quad (6)$$

, где $y = \Delta/\Omega$, а $s = \Omega\tau$. При таком выборе фазы $U|10\rangle = e^{-i\phi_1}|10\rangle$, а $U|01\rangle = e^{-i\phi_1}|01\rangle$, и каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения первого и второго лазерных импульсов. Полученная динамическая фаза может быть рассчитана с использованием простейшей алгебры, и является функцией величин Δ/Ω , $\tau\Omega$ и ξ . Поскольку величина τ является фиксированной в уравнении (5), а величина ξ является фиксированной в уравнении (6), то величина ϕ_1 фактически определяется исключительно безразмерной величиной Δ/Ω . Следует отметить, что величина ϕ_2 также является лишь функцией величины Δ/Ω . Однако эта функциональная зависимость будет иной, и для Δ/Ω может быть предусмотрен выбор, вследствие чего $e^{i\phi_2} = e^{i(2\phi_1 + \pi)}$, как это показано на фиг. 2Н. С помощью этих выбранных значений для набора параметров первого и второго лазерных импульсов и параметров, выбранных из относительного фазового сдвига, частоты лазерного излучения, интенсивности лазерного излучения и длительности импульса, может быть конкретно получен вентиль, представленный в отображении (4), который эквивалентен вентилю с контролируемой фазой в отображении (3) (вплоть до тривиальных вращений одного кубита). Соответствующие числовые значения релевантных параметров указаны ниже:

$$\Delta/\Omega = 0,377371 \quad (7)$$

$$\xi = 3,90242 \quad (8)$$

$$\Omega\tau = 4,29268 \quad (9)$$

, где единицами измерения величины ξ выступают радианы.

[0083] Следует отметить, что это построение может быть обобщено для многокубитовых вентилях с контролируемой фазой в полностью заблокированных системах с более чем двумя атомами, что дополнительно будет описано ниже.

Учет неполной ридберговской блокады

[0084] Представленный выше анализ основан на механизме полной блокады. При этом могут учитываться взаимодействия при конечной блокаде (и прочие несовершенства, такие как взаимодействие с другими ридберговскими состояниями), что может привести

лишь к эффективной ренормализации параметров, представленных в уравнениях (7-9). Для того чтобы выявить это, примите во внимание тот факт, что конечное значение величины V влияет на динамику только в том случае, если система изначально находится в состоянии $|11\rangle$. Вместо ограничения двумя состояниями $|a_2\rangle = |11\rangle$ и $|b_2\rangle = (|1r\rangle + |r1\rangle)$ должно быть учтено третье состояние $|c_2\rangle = |rr\rangle$, а величина H_2 заменяется следующим:

$$H_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} (\Omega|a_2\rangle\langle b_2| + \Omega|b_2\rangle\langle c_2| + \Omega^*|c_2\rangle\langle b_2| + \Omega^*|b_2\rangle\langle a_2|) - \Delta|b_2\rangle\langle b_2| + (V - 2\Delta)|c_2\rangle\langle c_2|. \quad (10)$$

Для $V \gg |\Delta|$, $|\Omega|$ результатом конечной блокады будет просто двухуровневая система $\{|a_2\rangle, |b_2\rangle\}$, где величина Δ ренормирована величиной $\Omega^2/(2V)$. Даже для малых значений $V > 0$ и заданных значений величины Δ , значения Ω и τ могут быть всегда выбраны таким образом, что система, инициализированная в состоянии $|a_2\rangle$, возвращается в состояние $|a_2\rangle$ после первого импульса. Таким образом, конечная блокада просто заменяет полную осцилляцию Раби в режиме полной блокады немного усложненным, но по-прежнему замкнутым контуром в двухмерном гильбертовом пространстве. Конечное значение величины V не влияет на анализ динамики других вычислительных базовых состояний. Таким образом, легко обеспечивается возврат системы, изначально находящейся в состоянии $|10\rangle$, в состояние $|10\rangle$ для каждого выбора величин V и Δ . Это позволяет использовать величину Δ в качестве элемента управления относительно динамическими фазами, полученными по $|11\rangle$ и $|10\rangle$, и тем самым реализовать вентиль CZ для всех значений величины V . Три примера решений показаны в Таблице 1.

Таблица 1.

Пример 1	Пример 2	Пример 3
$V/\Omega = 2,7685$	$V/\Omega = 4,31092$	$V/\Omega = 7,28278$
$\Delta/\Omega = 0,539911$	$\Delta/\Omega = -0,320228$	$\Delta/\Omega = -0,342217$
$\xi = -2,21031$	$\xi = 2,52094$	$\xi = 2,46328$

Экспериментальная калибровка вентиля CZ

[0085] Вентиль CZ требует подачи двух лазерных импульсов с относительным фазовым сдвигом между ними. Отстройка двух импульсов Δ определяется относительно экспериментально откалиброванного ридберговского резонанса с помощью числовых расчетов. Оба параметра из числа длительности импульса и скачка фазы между

импульсами требуют экспериментальной калибровки из-за возмущений по синхронизации и фазе, обусловленных системой управления на базе акустооптического модулятора (АОМ). Длительность τ импульса сначала калибруется путем подготовки обоих атомов в паре кубитов в состоянии $|1\rangle$ и их принудительного перевода в ридберговское состояние при отстройке Δ . После этого отслеживаются расстроенные осцилляции Раби для симметрично возбужденного состояния $|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1r\rangle + |r1\rangle)$, и извлекается период повторения импульса, в течение которого населенность полностью возвращается в состояние $|11\rangle$.

[0086] После фиксации величины τ только одиночные изолированные атомы подготавливаются в состоянии $|1\rangle$, и возбуждается два импульса длительностью τ с изменяемой относительной фазой. Относительная фаза ζ фиксируется путем идентификации фазы, в течение которой одиночный атом полностью возвращается в состояние $|1\rangle$ к концу последовательности.

[0087] И, наконец, в настоящем документе описывается калибровка глобального фазового сдвига, необходимая для преобразования вентиля CZ (с одночастичной фазой φ) в канонический вид:

$$\mathcal{C}_\varphi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

[0088] Эта фазовая коррекция реализуется путем подачи глобального лазерного излучения с длиной волны 420 нм в течение фиксированного периода времени при отсутствии ридберговского светового излучения с длиной волны 1013 нм, что предотвращает резонансное ридберговское возбуждение, а вместо этого добавляет фазовый сдвиг. Для калибровки фазовой коррекции применяется последовательность состояния Белла, где делается попытка подготовить состояние Белла $|\Phi^+\rangle$, после чего обоим кубитам придается дополнительное вращение $X(\pi/2)$. При оптимальной фазовой коррекции должно быть подготовлено состояние $|\Psi^+\rangle$, которое может быть измерено по населенности. Глобальная фазовая коррекция варьируется с тем, чтобы максимально увеличить измеренные населенности в $|\Psi^+\rangle$ в конце этой последовательности.

Подготовка состояния Белла с использованием вентиля \mathcal{C}_φ и импульса $\pi/4$

[0089] Глобальная реализация вентиля $\mathcal{C}\mathcal{C}\mathcal{Z}$, описанная в настоящем документе, обеспечивает возможность подготовки состояний Белла без локальной адресации. Протокол легче всего понять путем описания двухкубитовой системы в базисе Белла:

$$|\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle \pm |10\rangle) \quad (12)$$

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle \pm |11\rangle) \quad (13)$$

Система подготавливается в состоянии $|11\rangle$, и после завершения глобального импульса $X(\pi/2)$ подготавливается следующее состояние:

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{2}(|00\rangle - i|01\rangle - i|10\rangle - |11\rangle) \quad (14)$$

Вентиль с контролируемой фазой создает следующее состояние:

$$|\psi_2\rangle = \mathcal{C}\mathcal{C}\mathcal{Z}|\psi_1\rangle = \frac{1}{2}(|00\rangle - i|01\rangle - i|10\rangle - |11\rangle) \quad (15)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi^+\rangle + i|\Psi^+\rangle) \quad (16)$$

Оба состояния $|\Phi^+\rangle$ и $|\Psi^+\rangle$ находятся в триплетном многообразии двух кубитов и резонансно связаны друг с другом полем глобального возбуждения, образуя эффективную двухуровневую систему с удвоенной одночастичной частотой Раби. Импульс $\pi/2$ в этой эффективной двухуровневой системе соответствует импульсу $\pi/4$ при одночастичной частоте Раби и отображается следующим образом:

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi^+\rangle + i|\Psi^+\rangle) \rightarrow |\psi_3\rangle = |\Phi^+\rangle \quad (17)$$

Реализации вентиля CCZ

[0090] Указанный двухкубитовый вентиль может быть обобщен на трехкубитовый вентиль с дважды контролируемой фазой, что отображается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 &|000\rangle \rightarrow |000\rangle \\
 &|001\rangle \rightarrow |001\rangle e^{i\phi_1} \\
 &|010\rangle \rightarrow |010\rangle e^{i\phi_1} \\
 &|100\rangle \rightarrow |100\rangle e^{i\phi_1} \\
 &|011\rangle \rightarrow |011\rangle e^{2i\phi_1} \\
 &|101\rangle \rightarrow |101\rangle e^{2i\phi_1} \\
 &|110\rangle \rightarrow |110\rangle e^{2i\phi_1} \\
 &|111\rangle \rightarrow |111\rangle e^{i(3\phi_1 + \pi)}
 \end{aligned} \tag{18}$$

, что эквивалентно вентилю с дважды контролируемой фазой (вплоть до глобальных вращений одного кубита).

[0091] Динамика трех задействованных атомов описывается гамильтонианом:

$$\begin{aligned}
 H = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\Omega}{2} (|1\rangle_i \langle r| + |r\rangle_i \langle 1|) - \Delta |r\rangle_i \langle r| \right) + V_{1,2} |r\rangle_1 \langle r| \otimes |r\rangle_2 \langle r| + V_{2,3} |r\rangle_2 \langle r| \otimes |r\rangle_3 \langle r| \\
 + V_{1,3} |r\rangle_1 \langle r| \otimes |r\rangle_3 \langle r|
 \end{aligned}$$

[92] Рассмотрим конфигурацию трех атомов, где все они находятся в пределах радиуса блокады, т.е. все кубиты в составе группы взаимно заблокированы таким образом, что по существу никакие два атома не могут быть одновременно возбуждены для перехода в ридберговское состояние, а это значит, что $V_{ij} \gg |\Omega| \gg |\Delta|$. Таким образом, единственное отличие от представленного выше варианта осуществления, где описан двухкубитовый вентиль с контролируемой фазой, состоит в том, что в этом случае предусмотрена дополнительная двухуровневая система, которая должна быть учтена, с состояниями $|111\rangle = |e\rangle$ и $\frac{1}{\sqrt{3}}(|11r\rangle + |1r1\rangle + |r11\rangle) = |f\rangle$, и гамильтонианом

$$H_3 = \frac{\sqrt{3}\Omega}{2} (|e\rangle \langle f| + |f\rangle \langle e|) - \Delta |f\rangle \langle f|.$$

[0093] Для реализации вентиля с дважды контролируемой фазой используется последовательность импульсов, перемежающаяся скачками (т.е. изменениями относительной фазы) фазы возбуждения лазерного излучения, которая описывается следующим образом:

$$\mathcal{U} = \prod_{l=1}^p \exp(-i\xi_l) \exp(-iH\tau). \tag{19}$$

[0095] Эта последовательность импульсов представляет собой обобщение указанной последовательности импульсов при двухкубитовой операции с p циклами (с одинаковой продолжительностью, частотой Раби и отстройкой), перемежающимися

относительными изменениями $p-1$ фазы лазерного излучения ($\xi_p = 0$ без потери общности). Вентиль с дважды контролируемой фазой может быть реализован с шестью импульсами ($p = 6$) и палиндромной (например, симметрической) последовательностью импульсов, где $\xi_l = \xi_{p-l}$.

[0096] В контексте настоящего документа термин «палиндромный», когда он относится к последовательности (или серии) упорядоченных импульсов, означает, что эта последовательность остается без изменений и в обратном порядке. Одним из примеров палиндромной последовательности лазерных импульсов служит «симметрическая» последовательность, т.е. последовательность лазерных импульсов, начинающаяся в момент $t = t_0$ и завершающаяся в момент $t = t_1$, которая отличается тем, что график зависимости амплитуды лазерного излучения от времени $A = A(t)$ характеризуется зеркальной симметрией относительно линии $t = \frac{1}{2}(t_1 - t_0)$.

[0097] Ширина или длительность импульса и в этом случае необязательно выбирается ($N = K = 3$) следующим образом:

$$\tau = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + 3\Omega^2}, \quad (20)$$

, вследствие чего $\exp(-iH\tau)|111\rangle = \exp(i\varphi_3/6)|111\rangle$. Такой выбор величины τ гарантирует, что самая быстродействующая эффективная двухуровневая система осуществляет расстроенную осцилляцию Раби после завершения каждого из шести импульсов. Три параметра, количественно отображающие скачки фазы (т.е. относительные изменения фазы), а именно ξ_1 , ξ_2 и ξ_3 , определяются таким образом, что система, инициализированная в одном из трех базовых состояний, возвращается в то же самое состояние (до динамической фазы) после завершения шести импульсов. Иначе говоря, $\mathcal{U}|001\rangle = \exp(i\varphi_1)|001\rangle$, $\mathcal{U}|011\rangle = \exp(i\varphi_2)|011\rangle$. Прочие состояния удовлетворяют соответствующим уравнениям по соображениям симметрии, а состояние $|000\rangle$ тривиально не эволюционирует. Помимо указанных условий динамические фазы, полученные в ходе такого динамического изменения, удовлетворяют выражениям $\exp(i2\varphi_1) = \exp(i\varphi_2)$ и $\exp(i3\varphi_1) = \exp(i\varphi_3 + \pi)$. По этим четырем уравнениям численно определяются четыре независимых свободных параметра Δ/Ω , ξ_1 , ξ_2 и ξ_3 . Конкретное решение выглядит следующим образом:

$$\Delta/\Omega = -0,229479 \quad (21)$$

$$\xi_1 = 0,5869771 = \xi_5 \quad (22)$$

$$\xi_2 = 4,5323846 = \xi_4 \quad (23)$$

$$\xi_3 = 6,2250881 \quad (24)$$

[0098] На фиг. 2I показаны три двухуровневые системы, обозначенные как системы А, В и С. Первый импульс, показанный на фиг. 2J-О, обозначен как импульс А10, В10 и С10. На фиг. 2J-О используется обозначение X##, где буквы указывают на двухуровневую систему А, В или С, первая цифра указывает на номер импульса с первого по шестой, а вторая цифра указывает на номер фазового сдвига с первого по пятый. Как показано на сфере Блоха с обозначением С10, первый импульс С10 обуславливает полную расстроенную осцилляцию Раби при более эффективной частоте Раби, составляющей $\sqrt{3}\Omega$, и отстройку Δ , что проиллюстрировано на фиг. 2I в системе С. Как показано на сферах Блоха с обозначениями А10 и В10, первый импульс А10 и В10 обуславливает неполный цикл Раби для двухуровневых систем А и В с одинаковой отстройкой Δ , частотой Раби, составляющей Ω , для двухуровневой системы А и более эффективной частотой Раби, составляющей $\sqrt{2}\Omega$, для двухуровневой системы В, что проиллюстрировано на фиг. 2I в системах А и В, соответственно. Первый фазовый сдвиг ($\zeta_1 = 0,5869771$, рад $\approx 33^\circ$) обозначен как А11 и В11 на сферах Блоха с обозначениями А11 и В11, соответственно. Как показано на сфере Блоха с обозначением С11, двухуровневая система С находится в своем основном состоянии и, следовательно, не изменяется фазовым сдвигом, оставаясь на южном полюсе С11 сферы Блоха во время этого фазового сдвига. Второй импульс С21 и в этом случае обуславливает полный расстроенный цикл Раби, как это показано на сфере Блоха с обозначением С21, и неполные циклы Раби с обозначениями А21 и В21, как это показано на сферах Блоха с обозначениями А21 и В21, соответственно. Второй фазовый сдвиг ($\zeta_2 = 2\pi-4,5323846$, рад $\approx -100^\circ$) обозначен как А22 и В22 на сферах Блоха с обозначениями А22 и В22, соответственно. Как показано на сфере Блоха с обозначением С22, двухуровневая система С находится в своем основном состоянии и, следовательно, и в этом случае не изменяется фазовым сдвигом, оставаясь на южном полюсе С22 сферы Блоха во время этого фазового сдвига. Третий импульс С32 и в этом случае обуславливает полный расстроенный цикл Раби, как это показано на сфере Блоха с обозначением С32, и неполные циклы Раби с обозначениями А32 и В32, как это показано на сферах Блоха с обозначениями А32 и В32, соответственно. Третий фазовый сдвиг ($\zeta_3 = 2\pi-6,2250881$, рад $\approx -3,3^\circ$) обозначен как А33 и В33 на сферах Блоха с обозначениями А33 и В33, соответственно. Как показано на сфере Блоха с обозначением С33, двухуровневая система С находится в своем основном состоянии и, следовательно, и в этом случае не изменяется фазовым сдвигом, оставаясь на южном полюсе С33 сферы Блоха во время этого фазового сдвига. Четвертый импульс С43 и в этом случае обуславливает полный расстроенный цикл Раби, как это показано на сфере Блоха с обозначением С43, и неполные циклы Раби с обозначениями А43 и В43, как это показано

на сферах A43 и B43, соответственно. Четвертый фазовый сдвиг ($\zeta_4 = \zeta_2 = 2\pi - 4,5323846$, рад $\approx -100^\circ$) обозначен как A44 и B44 на сферах Блоха с обозначениями A44 и B44, соответственно. Как показано на сфере Блоха с обозначением C44, двухуровневая система С находится в своем основном состоянии и, следовательно, и в этом случае не изменяется фазовым сдвигом, оставаясь на южном полюсе C44 сферы Блоха во время этого фазового сдвига. Пятый импульс C54 и в этом случае обуславливает полный расстроенный цикл Раби, как это показано на сфере Блоха с обозначением C54, и неполные циклы Раби с обозначениями A54 и B54, как это показано на сферах Блоха с обозначениями A54 и B54, соответственно. Пятый фазовый сдвиг ($\zeta_5 = \zeta_1 = 0,5869771$, рад $\approx 33^\circ$) обозначен как A55 и B55 на сферах Блоха с обозначениями A55 и B55, соответственно. Как показано на сфере Блоха с обозначением C55, двухуровневая система С находится в своем основном состоянии и, следовательно, и в этом случае не изменяется фазовым сдвигом, оставаясь на южном полюсе C55 сферы Блоха во время этого фазового сдвига. Шестой импульс A65 и B65 возвращает двухуровневые системы А и В в их исходное положение, как это показано на сферах Блоха с обозначениями A65 и B65, соответственно, и завершает последний расстроенный цикл Раби с обозначением C65, как это показано на сфере Блоха с обозначением C65.

[0099] Может быть реализован и другой вариант исполнения этого вентиля, если атомы располагаются таким образом, что $V_{1,2}, V_{2,3} \gg |\Omega|, |\Delta|$, а $V_{1,3} \ll |\Omega|, |\Delta|$. При этом используется такой же палиндромный (например, симметрический) шестиимпульсный подход, описанный уравнением (19), но в этом случае – с шириной или длительностью τ импульса, необязательно выбираемой ($K = 2$) следующим образом:

$$\tau = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + 2\Omega^2}, \quad (25)$$

, и со следующими параметрами:

$$\Delta/\Omega = 0,0422037 \quad (26)$$

$$\zeta_1 = -1,20646 = \zeta_5 \quad (27)$$

$$\zeta_2 = 5,18936 = \zeta_4 \quad (28)$$

$$\zeta_3 = 5,30347 \quad (29)$$

Этот набор параметров дает приблизительно требуемый трехкубитовый вентиль с ошибкой в измерении населенности, составляющей менее $\Theta(10^{-2})$, и ошибкой в измерении фазы, составляющей менее $\Theta(10^{-5})$.

[0100] Как было указано выше, этот вентиль с дважды контролируемой фазой (CCZ) реализуется в режиме, в котором ближайшие соседи ограничены ридберговской блокадой, но соседи, следующие за ближайшими соседями, слабо взаимодействуют между

собой, т.е. $V_{1,2}, V_{2,3} \gg |\Omega|, |\Delta|$, а $V_{1,3} \ll |\Omega|, |\Delta|$. В этой связи вентиль CCZ , который должен быть реализован, руководствуется тем фактом, что оба крайних атома могут одновременно блокировать средний (целевой) атом. В частности, для реализации вентиля CCZ , который предусматривает локальное возбуждение с переходом в ридберговское состояние, рассматривается следующая схема:

[0101]

1. Подача импульса π на оба крайних атома, переводящая всю их населенность из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$.

2. Подача импульса 2π на центральный атом, возбуждающая его переход из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ и обратно в состояние $|1\rangle$ с накоплением только фазового сдвига π , если ни один крайний атом не блокирует этот центральный атом, и этот атом находится в состоянии $|1\rangle$.

3. Подача еще одного импульса π на крайние атомы для возврата любой населенности из состояния $|r\rangle$ в состояние $|1\rangle$.

Такой протокол реализует следующую унитарную матрицу:

$$CCZ = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (30)$$

Эта унитарная матрица эквивалентная каноническому вентилю с дважды контролируемой фазой, обозначенному как $CCZ = \mathbb{1} - 2|111\rangle\langle 111|$, вплоть до локальных вращений, как это показано на фиг. 5I.

[0102] В условиях отсутствия локального возбуждения в ридберговские состояния глобальная ридберговская связь все равно может приблизительно реализовать эту матрицу. Поскольку на основании динамики малоуровневых систем с разными частотами связи эволюционируют разные конфигурации входа, сложно смоделировать одиночный аналитический глобальный импульс для управления всеми конфигурациями входа надлежащим образом. Например, состояние $|001\rangle$ связывается с $|00r\rangle$ в виде двухуровневой системы с частотой Раби, обозначаемой величиной Ω . Состояние $|011\rangle$ связывается с $\frac{1}{\sqrt{2}}(|r11\rangle + |0r1\rangle)$ с частотой Раби, равной $\sqrt{2}\Omega$. Состояние $|111\rangle$ связывается как с $|1r1\rangle$ с частотой Раби, обозначаемой величиной Ω , так и с $\frac{1}{\sqrt{2}}(|r11\rangle + |11r\rangle)$ с частотой Раби, равной $\sqrt{2}\Omega$ (которое затем связывается с $|r1r\rangle$). Эти системы дополнительно

усложнены конечным взаимодействием со следующим за ближайшим соседом атомом, которое осуществляется между краевыми атомами.

[0103] Для выявления глобального импульса, который работал бы на выходе всех конфигураций, в одном из вариантов осуществления настоящего изобретения был использован алгоритм оптимального управления под названием RedCRAB с целью оптимизации амплитудного и частотного профиля для связывающего поля и, таким образом, для выбора интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, длительности импульса и фазы лазерного излучения. Оптимизированный импульс, показанный на фиг. 6, характеризуется длительностью 1,2 мкс и обеспечивает требуемую численно смоделированную достоверность вентиля, составляющую 97,6%.

[0104] Дополнительные варианты реализации с более холодными атомами могут обеспечить более высокую достоверность вентиля за счет конфигурирования продолжительностей циклов вентиля для намеренного устранения эффекта нежелательного накопления фазы между следующими за ближайшими соседями. В альтернативном варианте малокубитные вентили могут быть реализованы таким образом, что все атомы будут находиться в режиме полной блокады, что обеспечивается за счет сведения атомов ближе друг к другу или их возбуждения с переводом в ридберговские состояния более высокого уровня.

Процедура спинового эха для CZ и CCZ

[0105] Реализация вентиля с контролируемой фазой в замкнутой области, проиллюстрированная на фиг. 7, более детально показана справа от знака равенства. Прямая реализация вентиля $\mathcal{C}\mathcal{Z}$ (область I) предусматривает дополнительный фазовый сдвиг на обоих кубитах. Это корректируется подачей эхо-импульса $X(\pi)$ на сверхтонкий кубит (II), за чем следуют соответствующие фазовые сдвиги (III и IV). Ридберговский импульс, который реализует вентиль CZ или CCZ, включает в себя как поле лазерного излучения с длиной волны 1013 нм, так и поле лазерного излучения с длиной волны 420 нм, причем последнее добавляет дифференциальный световой сдвиг к уровням кубита $\sim 2\pi \times 3$ МГц. Для введения поправки на фазу, накопленную вследствие этого светового сдвига, после вентиля CZ, всем атомам придается вращение кубита $X(\pi)$, после чего подается такой же импульс длительностью 420 нм, что и импульс, используемый для вентиля CZ, но на этот раз при отсутствии светового излучения с длиной волны 1013 нм. Одночастичная фаза φ , показанная в отображении (1) выше, которая присуща структуре

протокола CZ , отдельно корректируется дополнительным коротким импульсом лазера с длиной волны 420 нм. Полная детальная последовательность импульсов показана на фиг. 7В. Полная последовательность импульсов для подготовки состояний Белла начинается тогда, когда оба атома находятся в состоянии $|0\rangle$, и с подачей глобального импульса $X(\pi/2)$ (сгенерированного двумя импульсами $\pi/4$) для перевода обоих атомов в состояние $|\text{---}\rangle_y$. Затем, когда 1014-нм лазер включен, применяется 420-нм лазер, подающий два импульса (с относительной фазой между импульсами) для ввода в действие вентилей CZ , наряду с глобальными фазовыми сдвигами, порождаемыми световым сдвигом 420-нм лазера. Глобальный импульс $X(\pi)$ переключает состояния кубита, и в этот момент подаются такие же импульсы длительностью 420 нм, но теперь при отсутствии светового излучения с длиной волны 1013 нм. Это нейтрализует воздействие световых сдвигов на первом этапе реализации вентилей CZ . Затем дополнительный короткий импульс лазера с длиной волны 420 нм придает дополнительную фазовую коррекцию для преобразования вентилей CZ в канонический вентиль $\mathcal{C}\mathcal{Z}$. Последующий глобальный импульс $X(\pi/4)$ подготавливает два атома в состоянии Белла $|\Phi^+\rangle$. Последний импульс лазерного излучения с длиной волны 420 нм может быть использован для придания динамической фазы этому состоянию Белла, что может быть детектировано последующим глобальным импульсом $X(\pi/2)$ для измерения осцилляций четности. И в конце атомы в состоянии $|1\rangle$ выталкиваются для детектирования населенностей.

Считывание состояний с учетом потерь атомов

[0106] Основной метод, используемый в настоящем документе для считывания состояний, заключается в подаче резонансного лазерного импульса, который нагревает атомы в состоянии $|1\rangle$ (в $F = 2$, если брать шире), выталкивая их из пинцетов, после чего может быть получено флуоресцентное изображение атомов, оставшихся в состоянии $|0\rangle$. Этот метод точно идентифицирует атомы в состоянии $|0\rangle$, но может ошибиться в отношении атомов, которые были утеряны в ходе процессов фоновых потерь или вследствие остаточного ридберговского возбуждения атомов в состоянии $|1\rangle$, что приводит к завышению населенности в состоянии $|1\rangle$. По всем измерениям, предусматривающим ридберговское возбуждение, были собраны статистические данные этих измерений, как с выталкивающим импульсом, так и без него, что дало верхнюю границу объема утечки из кубитового подпространства и, следовательно, также и нижнюю границу истинной населенности в состоянии $|1\rangle$.

[0107] Эта процедура проиллюстрирована в контексте экспериментов с двумя кубитами, где два типа измерений обозначены как измерение A (при котором применяется выталкивание атомов $|1\rangle$) и измерение B (при котором выталкивание не допускается). Для каждой методики измерений были получены статистические данные путем отслеживания четырех двухкубитовых состояний, состоящего из фиксации «потери» или «наличия» каждого кубита. Вектор A соотносит их с состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$, так что величина A_{ij} (для $i, j \in \{0, 1\}$) обозначает вероятность идентификации левого и правого атомов в состояниях 0, 1 с помощью простого анализа потери/наличия. Однако атомы могут находиться не только в состояниях 0, 1 кубита, но они могут также покинуть ловушку или находиться в ридберговском состоянии, причем в обоих случаях такие атомы будут детектированы как «утерянные». Если символом C обозначить вычислительное подпространство, содержащее состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$, а символом \bar{C} – все, что находится за пределами этого подпространства (включая населенность ридберговских состояний или потери), то вектор B измерит, находятся ли атомы в подпространстве C (либо в состоянии $|0\rangle$, либо в состоянии $|1\rangle$) или нет (\bar{C}), и поэтому он обозначен как B_{ij} , где $i, j \in \{C, \bar{C}\}$.

[0108] Обе величины A_{ij} и B_{ij} могут быть явным образом выражены в виде базовых атомных населенностей $p_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta \in \{0, 1, \bar{C}\}$, следующим образом:

$$A_{00} = p_{00} \quad (31)$$

$$A_{01} = p_{01} + p_{0\bar{C}} \quad (32)$$

$$A_{10} = p_{10} + p_{\bar{C}0} \quad (33)$$

$$A_{11} = p_{11} + p_{1\bar{C}} + p_{\bar{C}1} + p_{\bar{C}\bar{C}} \quad (34)$$

$$B_{CC} = p_{00} + p_{01} + p_{10} + p_{11} \quad (35)$$

$$B_{C\bar{C}} = p_{0\bar{C}} + p_{1\bar{C}} \quad (36)$$

$$B_{\bar{C}C} = p_{\bar{C}0} + p_{\bar{C}1} \quad (37)$$

$$B_{\bar{C}\bar{C}} = p_{\bar{C}\bar{C}} \quad (38)$$

[0109] Измеряя A_{ij} и B_{ij} , теперь можно вычислить атомные населенности, представляющие интерес: p_{00} , p_{01} , p_{10} и p_{11} .

$$p_{00} = A_{00} \quad (39)$$

$$p_{01} = A_{01} - B_{C\bar{C}} + p_{1\bar{C}} \quad (40)$$

$$p_{10} = A_{10} - B_{\bar{C}C} + p_{\bar{C}1} \quad (41)$$

$$p_{11} = A_{11} - B_{C\bar{C}} - B_{\bar{C}C} - B_{\bar{C}\bar{C}} + (p_{0\bar{C}} + p_{\bar{C}0}) \quad (42)$$

[0110] Поскольку все вероятности является неотрицательными, а $B_{c\bar{c}} + B_{\bar{c}c} + B_{cc} = 1 - B_{cc}$, то могут быть получены нижние границы истинных населенностей:

$$p_{00} = A_{00} \quad (43)$$

$$p_{01} \geq A_{01} - B_{c\bar{c}} \quad (44)$$

$$p_{10} \geq A_{10} - B_{\bar{c}c} \quad (45)$$

$$p_{11} \geq A_{11} - (1 - B_{cc}) \quad (46)$$

[0111] Это представляет собой анализ, проводимый для населенностей состояний Белла, таблицы истинности вентиля CNOT и таблицы истинности вентиля Тоффоли (с расширением на три кубита). Для таблиц истинности проводится отдельный анализ всех измерительных конфигураций (каждая из которых соответствует отдельному вычислительному базовому состоянию входа), выстроенных порядно в матрицах, представленных на фиг. 8А-В, где показано распределение вероятностей (выраженное в процентных пунктах) разных конфигураций выходов, как с выталкивающим импульсом, так и без него согласно описанию, представленному выше.

Введение поправок на ошибки при подготовке и измерении состояний

[0112] Ниже рассмотрена задача коррекции измеренной достоверности с учетом ошибок при подготовке и измерении состояний (SPAM). Величина P обозначает вероятность корректной инициализации и измерения всех кубитов; обычно $P = (1 - \epsilon)^N$ для частоты ϵ появления одночастичных ошибок. Измеренная достоверность соотносится с «скорректированной достоверностью» следующим образом:

$$F = P \times F^c + (1 - P) \times F^{false} \quad (47)$$

В данном случае величина F^{false} обозначает ложный вклад в измеренный сигнал достоверности в тех случаях, когда происходит ошибка SPAM. Основная тонкость при выполнении коррекции состоит в точной оценке потенциального ложного вклада F^{false} .

[0113] В порядке эксперимента ошибка SPAM составляет $\epsilon = 1,2(1)\%$ в расчете на кубит, при этом на нее влияют два фактора: во-первых, оптическая накачка в $|0\rangle$ характеризуется вероятностью ошибки в $0,7(1)\%$, представляющей собой ошибку при подготовке состояния; во-вторых, существует небольшой шанс того, что атом может быть утерян из-за столкновения с фоном до или после реализации схемы для создания состояния Белла. Потери перед схемой вносятся в виде ошибки при подготовке состояния;

потери за схемой, но перед считанным флуоресцентным изображением вносятся в виде ошибки измерения. Суммарная доля фоновых потерь составляет 0,5(1)% ошибки на атом.

Достоверность состояний Белла

[0114] Полная вероятность того, что не возникнет какая-либо ошибка на любом из двух кубитов, составляет $P = 97,6(2)\%$. Уравнение (47) отдельно справедливо как для измерения населенности, так и для измерений осцилляций четности. Измерение населенности явным образом учитывает только нижние границы населенности атомами в кубитовом подпространстве (см. Раздел «Считывание состояний с учетом потерь атомов»). Следовательно, в случаях потери атома отсутствует ложный вклад в измеренную достоверность. Однако измеренная достоверность не проводит различия между атомами, которые накачиваются в магнитные подуровни за пределами кубитового подпространства. Оценка показывает, что в тех случаях, когда один из двух атомов подготовлен на неправильном магнитном подуровне (вероятность 1,4(2)%), может наблюдаться ложный вклад $F^{false} = 1 - \cos^2\left(\frac{7\pi}{8}\right) \approx 15\%$ (рассчитанный путем анализа квантовой схемы, показанной на фиг. 3А, с одним не участвующим атомом). Следовательно, нижняя граница измеренных вероятностей $p_{00} + p_{11} \geq 95,8(3)\%$ задает нижнюю границу скорректированных населенностей: $p_{00}^c + p_{11}^c \geq 97,9\%$.

[0115] С другой стороны амплитуда осцилляций четности не содержит ложного вклада в тех случаях, когда атом подготовлен не в том подуровне или потерян, поскольку эта ошибка не зависит от накопленной фазы и, следовательно, не осциллирует в зависимости от продолжительности накопления фазы. Следовательно, ложный вклад составляет $F^{false} = 0$. В этом случае когерентность C (заданная амплитудой осцилляций четности) соотносится со скорректированной когерентностью как $C = P \times C^c$. Поскольку $C = 94,2(4)\%$, получаем скорректированную когерентность $C^c = 96,5(4)\%$. Таким образом, суммарная достоверность состояний Белла с поправкой на SPAM составит $\mathcal{F}^c = \frac{1}{2}(p_{00}^c + p_{11}^c + C) \geq 97,2\%$.

Таблица истинности для вентиля CNOT

[0116] Значения в таблице истинности измеряются путем реализации вентиля CNOT по каждому вычислительному базовому состоянию. Базовые состояния

подготавливаются с конечной достоверностью, измеренной и показанной на фиг. 3Е. Для каждого базового состояния желательно оценить, как конечная достоверность выхода в целевом состоянии соотносится с конечной достоверностью инициализации, чтобы можно было определить, насколько правильно реализуется вентиль по этому состоянию входа. Устанавливается вероятность P_{ij} отсутствия ошибки SPAM, возникающей в каждой точке измерения (где величина ij обозначает точку, в которой инициализируется вычислительное базовое состояние $|ij\rangle$). Кроме того, измеряется нижняя граница вероятности выхода в целевом состоянии, F_{ij} .

[0117] Рассмотрим теперь ложный вклад в измеренную достоверность. Когда возникает ошибка, связанная с потерей атома, ложный вклад в достоверность отсутствует, поскольку достоверность измеряет населенность атомами только в кубитовом подпространстве. В альтернативном варианте, когда подготовлено не то вычислительное базовое состояние, величина F^{false} ограничена по своему верхнему пределу максимальным нежелательным значением в таблице истинности или составляет $< 4\%$. Следовательно, суммарный ложный вклад записывается как $(1 - P) \times F^{false} < (3\%) \times (4\%) \lesssim 0,1\%$. Этот вклад представляет собой дискретность измерения и не принимается в расчет.

Следовательно, скорректированная достоверность задается как $F_{ij}^c = \frac{F_{ij}^{meas}}{P_{ij}}$. Соответственно, средняя скорректированная достоверность в таблице истинности, заданная средней величиной F_{ij}^c , составляет $F_{CNOT}^c \geq 96,5\%$, как это показано в Таблице 2 ниже.

Таблица истинности для вентиля Тоффоли

[0118] Такой же анализ, что и для вентиля CNOT, проводится с целью определения скорректированной достоверности в таблице истинности для вентиля Тоффоли. Средняя скорректированная достоверность в таблице истинности составляет $F_{Toff}^c \geq 87,0\%$, как это показано в Таблице 2 ниже.

Таблица 2.

	Необработанные выходные данные	Нижняя граница	Скорректированные значения
Населенности состояний Белла	97,6%	95,8%	97,9%
Когерентности состояний Белла	94,2%	94,2%	96,5%
Достоверность состояний Белла	95,9%	95,0%	97,2%

CNOT: Вход 00	97,3%	95,0%	96,5%
01	96,4%	94,9%	97,9%
10	93,3%	93,3%	96,3%
11	94,4%	93,1%	95,4%
Таблица истинности вентиля CNOT	95,5%	94,1%	96,5%
Тоффоли: Вход 000	90,3%	73,1%	75,1%
001	88,9%	82,6%	86,2%
010	87,4%	73,0%	76,0%
011	90,3%	86,7%	90,0%
100	90,4%	84,3%	87,4%
101	91,6%	91,6%	95,7%
110	90,3%	87,0%	90,5%
111	93,3%	91,0%	95,0%
Таблица истинности вентиля Тоффоли	90,3%	83,7%	87,0%

Ограниченная томография вентиля Тоффоли

[0119] Таблица истинности для вентиля Тоффоли отображает величину матричных элементов вентиля, выраженную в виде логического базиса. Однако измеренные населенности не несут никакой информации об относительных фазах между разными вводимыми данными. Выполнение процедуры, аналогичной таблице истинности, но с вращением вентиля Тоффоли, воздействующим на базис X вместо базиса Z , позволяет извлечь некоторую информацию об этих фазах. Ранее для того, чтобы охарактеризовать достоверность вентиля Тоффоли, использовалась ограниченная версия такой процедуры, получившая название «Ограниченная томография». Эта процедура предусматривает инициализацию всех вычислительных базовых состояний в базисе Z с последующим приданием вращения $X(\pm\pi/2)$ всем кубитам до и после вентиля Тоффоли в квантовой схеме, показанной на фиг. 9. Знак «+» в $X(+\pi/2)$ выбирается тогда, когда целевой кубит инициализируется в состоянии $|0\rangle$, а знак «-» в $X(-\pi/2)$ выбирается тогда, когда целевой кубит инициализируется в состоянии $|1\rangle$. Привязка знака вращения к состоянию целевого кубита обеспечивает нахождение целевого кубита всегда в одном и том же состоянии $|+\rangle_y$ перед срабатыванием самого вентиля Тоффоли.

[0120] Реализованный таким образом вентиль Тоффоли, содержащий импульс спинового эха, который действует как глобальный вентиль $X(\pi)$ (показанный на фиг. 4В), идеально описывается следующей унитарной матрицей:

$$T_{\text{Ideal}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (48)$$

[0121] Выполнение процедуры ограниченной томографии должно дать в итоге следующую таблицу истинности выходов:

$$\text{Lim}[T_{\text{Ideal}}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (49)$$

, где каждый ряд отображает целевые вероятности выходов для данного состояния входа. Однако если вентиль Тоффоли может отклоняться от идеальной унитарной матрицы на произвольные фазы φ_j в соответствии с

$$T_{\phi} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ie^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ie^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -ie^{i\phi_3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{i\phi_4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & ie^{i\phi_5} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -e^{i\phi_6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_7} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -e^{i\phi_8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (50)$$

, то таблица истинности ограниченной томографии будет отражать это фазовое отклонение. В частности, каждый матричный элемент таблицы истинности, в котором ограниченная томография должна дать единицу, вместо этого даст в итоге максимальную вероятность $|\frac{1}{8}\sum_j e^{i\phi_j}|^2$. Следовательно, средняя достоверность таблицы истинности ограниченной томографии отражает то, насколько фазы в унитарной матрице для вентиля Тоффоли приближены к своим идеальным значениям, и может достигнуть единицы только в том случае, если корректна каждая фаза. Измеренная таблица истинности ограниченной томографии показана на фиг. 10, где необработанные целевые вероятности равны в среднем 88,0(3)%. Поскольку четыре измерительные конфигурации совпадают с глобальными вентилями $X(\pi)$, примененными к другим четырем состояниям входов, эти распределения выходов могут сравниваться для надлежащего учета оставшихся

ридберговских населенностей с использованием процедуры, аналогичной той, которая описана выше в разделе «Считывание состояний с учетом потерь атомов». Следовательно, достоверность ограниченной томографии устанавливается равной $F \geq 81,5(5)\%$. С поправкой на ошибки SPAM достоверность будет $\geq 86,2(6)\%$.

[0122] Стоит отметить, что протокол ограниченной томографии использует только четыре из восьми состояний входов в базисе X , что вытекает из того факта, что целевой кубит всегда инициализируется в состоянии $|+\rangle$. Это делает четыре из восьми измерений эквивалентными другим четырем измерениям вплоть до глобального вращения $X(\pi)$ в конце. Сравнение этих наборов измерений ограничивает вероятность утечки из кубитового подпространства аналогично подходу, описанному выше в разделе «Считывание состояний с учетом потерь атомов».

Параллельная реализация вентилях в непрерывной матрице

[0123] Варианты осуществления настоящего изобретения, описанные выше, предусматривают параллельную реализацию многокубитовых вентилях на отдельных парах атомов, где межпарным взаимодействием можно пренебречь. Однако этот протокол можно распространить на параллельную реализацию вентилях в непрерывной цепочке атомов 1100, как это показано на фиг. 11А и 11В. Рассмотрим дополнительную лазерную систему 1130 локальной адресации, которая может обращаться к произвольному поднабору атомов с использованием, например, акустооптического дефлектора. В частности, длину волны для этого лазера можно выбрать таким образом, чтобы сообщенный световой сдвиг одинаково влиял на состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$, но с отличием от ридберговского состояния $|r\rangle$. В таком случае световой сдвиг, обусловленный этим дополнительным лазером 1130 локальной адресации, не вызывает какие-либо манипуляции с кубитами, а вместо этого просто смещает эффективный ридберговский резонанс на величину δ , как это показано на фиг. 11А. Длины волн в ближней инфракрасной области спектра, далеко отстоящие от оптического перехода основного состояния ($\lambda \approx 820$ нм), подходят для рубидия. Как показано на фиг. 11В, лазеры локальной адресации фокусируют свое излучение на тот поднабор кубитов, на котором предполагается реализовать параллельные многокубитовые вентилях. Лазер 1120 для возбуждения глобальной ридберговской связи настроен на резонанс со световым сдвигом с тем, чтобы только локально адресуемые атомы переходили в ридберговское состояние для реализации вентилях 1110.

[0124] С помощью такой системы можно осветить все пары соседних атомов 1131 и 1132, на которых предполагается реализовать двухкубитовые вентили, а затем – за счет настройки ридберговского лазера на резонанс со световым сдвигом – можно реализовать многокубитовый вентиль параллельно на всех парах. Единственное ограничение состоит в том, что между адресуемыми парами 1131 и 1132 должно быть достаточное пространство с тем, чтобы можно было пренебречь взаимодействием (перекрестным) между ними на определенном уровне реализации вентиляей.

Многокубитовые вентили на полностью заблокированных ансамблях из N кубитов

[0125] Рассмотрим ансамбль или группу из N полностью заблокированных кубитов ($N = K$), где в ридберговское состояние $|r\rangle$ одновременно может быть возбужден, как максимум, всего один кубит. Атомные кубиты характеризуются двумя невзаимодействующими состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$, помимо взаимодействующего ридберговского состояния $|r\rangle$. Под действием лазерного возбуждения, которое связывает состояние $|1\rangle$ с состоянием $|r\rangle$ с частотой Раби, обозначенной как Ω , и отстройкой Δ , ансамбль атомов эволюционирует как эффективная двухуровневая система с «более эффективной» частотой Раби, которая зависит от того, сколько атомов находится в кубитовом состоянии $|1\rangle$ (а не в состоянии $|0\rangle$). Предусмотрено $N+1$ таких возможных конфигураций, где количество атомов, начинающих в состоянии $|1\rangle$ (которое обозначено как M), варьируется от 0 до N . Каждая такая система эволюционирует в соответствии с более эффективной частотой Раби, составляющей $\sqrt{M}\Omega$.

[0126] Наиболее общий N -кубитовый вентиль, который может быть реализован глобальным протоколом лазерных импульсов, описанным в настоящем документе, предусматривает возврат каждой из этих $N+1$ конфигураций (обозначенных величиной $|M\rangle$, где значение M варьируется от 0 до N) в их исходное состояние, с накоплением фазы ϕ_M . Точнее говоря, если U является унитарной величиной, которая описывает действие вентиля, то каждая начальная конфигурация $|M\rangle$ эволюционирует в соответствии с $U|M\rangle = e^{i\phi_M}|M\rangle$. Выделено два аспекта этого выражения: первый аспект $|\langle M|U|M\rangle|^2 = 1$ указывает на тот факт, что состояние $|M\rangle$ возвращается в свое исходное состояние (до фазовой постоянной) к концу срабатывания вентиля. Эту фазовую постоянную характеризует второй аспект $Arg[\langle M|U|M\rangle] = \phi_M$. Следовательно, вентиль может характеризоваться фазами $\{\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_N\}$. Два дополнительных замечания: Во-первых, поскольку $|M=0\rangle$ не содержит кубитов в состоянии $|1\rangle$, это состояние блокируется полем

лазерного излучения, и поэтому эволюционирует тривиальным образом: $U|M=0\rangle = |M=0\rangle$. Следовательно, $\phi_0 = 0$. Во-вторых, два вентиля считаются «эквивалентными», если они соотносятся друг с другом по действию однокубитовых вентиляй. Конкретный однокубитовый вентиль, рассмотренный в настоящем документе, представляет собой вентиль $Z(\theta)$, который был определен выше как однокубитовый вентиль с фазовым сдвигом, применяемый ко всем кубитам. Этот вентиль добавляет фазу θ для каждого кубита в состоянии $|1\rangle$. Иначе говоря, состояние $|M\rangle$ эволюционирует следующим образом: $Z(\theta)|M\rangle = e^{iM\theta}|M\rangle$. Если вентиль U характеризуется фазами $\{\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_N\}$, то этот вентиль считается эквивалентным вентилю, который характеризуется $\{\phi_0, \phi_1 + \theta, \dots, \phi_N + N\theta\}$. Поскольку в каждом случае $\phi_0 = 0$, и при этом можно выбрать $\theta = -\phi_1$, то этот вентиль U эквивалентен вентилю V с фазами $\{0, 0, \phi_2 - 2\theta, \dots, \phi_N - N\theta\}$. Таким образом, любой вентиль эквивалентен другому вентилю, в котором $\phi_0 = \phi_1 = 0$.

[0127] При конфигурировании вентиля задаются следующие фазы: $\phi_2, \phi_3, \dots, \phi_N$. Может быть выбрано $N-1$ таких фаз. Дополнительно задается возврат всех конфигураций в свое исходное состояние, что накладывает дополнительные ограничения числом N . Следовательно, существует всего $2N-1$ ограничений, накладываемых на требуемую реализацию вентиля.

[0128] Для реализации любого целевого вентиля, который характеризуется $2N-1$ ограничениями, предусмотрен подход с использованием последовательности лазерных импульсов. Эта последовательность будет состоять из $4N-6$ лазерных импульсов, каждый из которых характеризуется отстройкой Δ и длительностью τ , с фазовыми сдвигами лазерного излучения между каждым импульсом, заданными относительными фазовыми сдвигами $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{4N-7}$. Палиндромным фазовым сдвигам придается симметрия таким образом, что $\xi_i = \xi_{(4N-6-i)}$, в результате чего обеспечивается возможность выбора всего $2N-3$ независимых фазовых сдвигов. Может быть выбрано всего $2N-1$ степеней свободы, включая все фазовые сдвиги, т.е. Δ и τ . Следует отметить, что это количество степеней свободы совпадает с количеством ограничений, подлежащих удовлетворению при срабатывании целевого вентиля.

[0129] В необязательном варианте длительность τ импульса выбирается таким образом, чтобы одна из конфигураций $|M\rangle$ возвращалась обратно в свое исходное состояние после каждого лазерного импульса. Это можно сделать путем задания $\tau = 2\pi/\sqrt{\Delta^2 + M\Omega^2}$. На практике величина τ выбирается таким образом, чтобы $M = N$, так

как это ускоряет срабатывание вентиля. Этот выбор сокращает одну степень свободы в последовательности лазерных импульсов, но гарантирует, что конфигурация $|M\rangle$ вернется в свое исходное состояние к концу последовательности импульсов, в результате чего удовлетворяется одно ограничение в целевом венти́ле. Теперь следует удовлетворить дополнительные степени свободы числом $2N-2$ и дополнительные ограничения числом $2N-2$. После этого можно численно рассчитать набор параметров лазерного импульса с помощью решателей задач удовлетворения численных ограничений, таких как, например, Mathematica, и благодаря этому выбрать частоту лазерного излучения, длительность импульса и фазовые сдвиги на основании угла θ условного фазового сдвига вентиля с контролируемой фазой. Были найдены решения для всех протестированных целевых вентиля́ей вплоть до $N=5$.

[0130] Фазы $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$ вентиля определяют его воздействие на систему кубитов. Некоторые такие варианты выбора хорошо известны как $C^{N-1}Z(\phi)$ или многокубитовый венти́ль с контролируемой фазой. В частности, это соответствует $\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_{N-1} = 0$ и $\phi_N = \phi$. Для $N = 2$ это соответствует максимально запутывающему двухкубитовому венти́лю, называемому венти́лем с контролируемой фазой (который эквивалентен любому другому максимально запутывающему двухкубитовому венти́лю, такому как контролируемое отрицание или CNOT). Этот венти́ль широко используется в квантовых алгоритмах. Для $N \geq 3$ этот венти́ль эквивалентен N -кубитовому венти́лю Тоффоли, и также часто используется в квантовых алгоритмах. Эти вентиля́и могут быть разложены на большое число отдельных двухкубитовых вентиля́ей, но может быть целесообразно реализовать N -кубитовый венти́ль напрямую, если это может быть сделано по умолчанию на квантовом аппаратном обеспечении, вместо их разложения и реализации большого числа обособленных вентиля́ей по отдельности. Например, для реализации одного трехкубитового вентиля́я с дважды контролируемой фазой (CCZ) требуется пять двухкубитовых вентиля́ей. Ниже представлены примеры решений для многокубитовых вентиля́ей $C^{N-1}Z(\pi)$ с контролируемой фазой, где все значения ζ_i фазового сдвига выражены в радианах. Обратите внимание, что все фазовые сдвига $\zeta_i + 2\pi$ эквивалентны величине ζ_i .

[0131] Для $N = 2$, как это описано выше, $\Delta/\Omega = 0,377371$, $\zeta_1 = 3,90242$. Для $N = 3$ находится множество решений, причем четыре простых решения из их числа представлены в Таблице 3. Обратите внимание, что решение 3 аналогично решению, описанному выше, с $\zeta_2 + 2\pi$ и $\zeta_3 + 2\pi$.

Таблица 3.

Параметр	Решение 1	Решение 2	Решение 3	Решение 4
$\frac{\Delta}{\bar{\Omega}}$	-0,0570895	-0,267234	-0,229481	-0,776102
ξ_1	0,150574	-1,5427	0,586978	-1,4483
ξ_2	-0,530291	1,37871	-1,7508	0,688775
ξ_3	2,0049	0,989935	-0,0580888	1,45666

[0132] Для $N = 4$ находится множество решений, причем четыре простых решения из их числа представлены в Таблице 4.

Таблица 4.

Параметр	Решение 1	Решение 2	Решение 3	Решение 4
$\frac{\Delta}{\bar{\Omega}}$	0,133612	0,424491	0,404323	1,07756
ξ_1	-0,550646	0,726549	-0,642575	0,0251141
ξ_2	0,989158	1,26989	-0,725974	2,07618
ξ_3	1,05129	-0,584564	-0,966666	-0,337474
ξ_4	-0,832328	-0,82851	-0,291719	-1,08468
ξ_5	-0,206509	-1,1908	0,893183	-0,800534

[0133] Для $N = 5$ находится множество решений, причем два простых решения из их числа представлены в Таблице 5.

Таблица 5.

Параметр	Решение 1	Решение 2
$\frac{\Delta}{\bar{\Omega}}$	0,388209	-0,23195
ξ_1	-0,206364	-1,0802
ξ_2	-0,893626	-0,22098
ξ_3	-0,342458	0,028781
ξ_4	-0,664964	0,358192
ξ_5	-1,32371	-0,527308
ξ_6	1,18947	1,70135
ξ_7	-0,58071	0,986371

[0134] Хотя при реализации квантовых алгоритмов интерес часто представляют вентили типа $C^{N-1}Z(\pi)$ (характеризующиеся тем, что $\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_{N-1} = 0$, а $\phi_N = \pi$), в настоящем документе рассматривается еще один интересный вариант, осуществление которого возможно за счет гибкого выбора целевых фаз, описанного выше. В частности, рассмотрим реализацию парного вентиля $CZ(\pi)$ на каждой паре атомов в системе. Этот алгоритм создает особое полностью перепутанное состояние, называемое полностью связным состоянием кластера, которое эквивалентно (вплоть до локальных операций с кубитами) состоянию Гринбергера-Хорна-Цайлингера (GHZ), представляющему собой один из типов сильно перепутанного состояния, которое широко используется при квантовой коррекции ошибок и в квантовой метрологии. Состояния GHZ выражены в виде $\frac{1}{\sqrt{2}}(|00 \dots 0\rangle + |11 \dots 1\rangle)$.

[0135] Поскольку под воздействием вентиля $CZ(\pi)$ на одну пару может пониматься добавление фазового сдвига π для базовых состояний, где оба кубита в паре начинаются в состоянии $|1\rangle$, под воздействием вентиля $CZ(\pi)$ на все пары в системе может пониматься добавление фазового сдвига π для всех пар кубитов в базовом состоянии, которые находятся в состоянии $|1\rangle$. Для базового состояния $|M\rangle$, которое представляет собой суперпозицию всех комбинаций M кубитов, начинающихся в состоянии $|1\rangle$, предусмотрено точно $\binom{M}{2} = \frac{M(M-1)}{2}$ пар кубитов, которые инициируют фазовый сдвиг π . Следовательно, полный фазовый сдвиг для состояния $|M\rangle$ точно описывается выражением $\pi \times \frac{M(M-1)}{2}$ (по модулю). Для $N = 3$ это соответствует выражению $\phi_1 = 0, \phi_2 = \pi, \phi_3 = \pi$. Набор параметров, подходящий для реализации подготовки этого полностью связного состояния кластера для $N = 3$, перечислен в Таблице 6.

Таблица 6.

Параметр	Решение
$\frac{\Delta}{\Omega}$	0,462332
ξ_1	0,0119499
ξ_2	1,39725
ξ_3	0,495255

Глобальные импульсы с времязависимыми профилями интенсивности и отстройки

[0136] Импульс наиболее общего типа, который мог бы быть описан, представляет собой лазерный импульс общей длительностью T с времязависимым профилем $I(t)$

интенсивности и времязависимым профилем $\Delta(t)$ отстройки, каждый из которых задан для $0 \leq t \leq T$ необязательно таким образом, что нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, фазы лазерного излучения и длительности импульса выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига. В принципе, эти профили могут представлять собой любую функцию времени, но экспериментальные ограничения практического характера задают верхние и нижние границы для значений этих функций. Например, практически ограничивается максимальное значение $I(t)$ (объем доступной мощности лазерного излучения) и практически ограничивается $\Delta(t)$ (до какой степени может быть обеспечена плавность отстройки лазера). Экспериментальные ограничения также задают границы непрерывности и гладкости этих функций или эквивалентно частотный спектр этих профилей. Высокочастотные компоненты, превышающие определенный порог (в зависимости от выбора реализации), не могут быть реализованы экспериментальным путем.

[0137] Как в пределах этого ограниченного (но, тем не менее, широкого) пространства возможных профилей интенсивности и отстройки можно определить, что реализуется целевой вентиль? Один из подходов состоит в численном моделировании поведения атомной системы на основании заданного лазерного импульса (характеризующегося величинами $I(t)$ и $\Delta(t)$) с последующей оптимизацией профиля лазерного импульса на основании смоделированной реакции системы, что позволит выбрать нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, длительности импульса и фазы лазерного излучения для достижения требуемой достоверности квантового вентиля. В частности, по фиксированному исходному состоянию атомной системы $|\Psi_0\rangle$ можно определить, каким будет идеальное состояние выхода целевого вентиля. Например, целевой вентиль может быть представлен в виде унитарного оператора U_{gate} , и в этом случае целевое состояние выхода будет таким: $|\psi_{target}\rangle = U_{gate}|\psi_0\rangle$. Фактически полученный вентиль, реализованный лазерным импульсом с $I(t)$ и $\Delta(t)$, даст в итоге численно смоделированное состояние $|\Psi_{sim}\rangle$ выхода. Может быть задан критерий, который характеризует степень приближения смоделированного состояния выхода к целевому состоянию выхода: достоверность $\mathcal{F} = |\langle\psi_{target}|\Psi_{sim}\rangle|^2$. Достоверность ограничена величиной $F \leq 1$, где $F = 1$ для идеального вентиля. Функции $I(t)$ и $\Delta(t)$ могут быть модифицированы для максимального повышения моделируемой достоверности.

[0138] Соответственно, в первом примере своего осуществления настоящее изобретение представляет собой способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов. Согласно первому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения предложенный способ предусматривает: выбор значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из группы, включающей в себя относительный фазовый сдвиг, частоту лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса; и подачу по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, где число N равно двум или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными, например, в режиме дипольной блокады или ридберговской блокады.

[0139] Согласно второму аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения каждый кубит может представлять собой атомный кубит, ионный кубит или молекулярный кубит.

[0140] Согласно третьему аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения все кубиты в составе группы взаимно заблокированы. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к первому и второму аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения.

[0141] Согласно четвертому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения длительность по меньшей мере первого и второго импульсов выбирается таким образом, что если все кубиты в составе группы начинаются в квантовом состоянии $|1\rangle$, то все кубиты в составе группы возвращаются в квантовое состояние $|1\rangle$ после завершения каждого импульса из числа по меньшей мере первого и второго импульсов. Например, частота лазерного излучения каждого импульса отстраивается от резонансного перехода из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ с помощью отстройки Δ , а длительность t импульса равна $t = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + N\Omega^2}$, где величина Ω обозначает частоту Раби лазерных импульсов. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по третий.

[0142] Согласно пятому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения выбирается один или несколько параметров из числа интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, длительности импульса и фазы лазерного излучения выбирается для достижения требуемой достоверности квантового вентиля. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по четвертый.

[0143] Согласно шестому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения по меньшей мере первый и второй импульсы образуют палиндромную последовательность импульсов. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по пятый.

[0144] Согласно седьмому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения вентиль представляет собой вентиль $C^{N-1}Z(\theta)$, с контролируемой фазой, причем величина θ обозначает угол условного фазового сдвига. Например, число N равно двум. В другом примере квантовый вентиль представляет собой вентиль с контролируемой фазой (CZ). В некоторых других примерах частота лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига вентиля с контролируемой фазой. В еще некоторых примерах частота лазерного излучения отстраивается от резонансного перехода из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ с помощью отстройки Δ , а интенсивность лазерного излучения выбирается таким образом, что частота Раби лазерных импульсов составляет Ω . Например, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг выбираются таким образом, что угол θ условного фазового сдвига равен π ($\theta = \pi$). Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по шестой.

[0145] Согласно восьмому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения число N равно трем. Согласно восьмому аспекту квантовый вентиль может представлять собой вентиль $C^2Z(\theta)$ с дважды контролируемой фазой, характеризующийся углом θ условного фазового сдвига. Например, частота лазерного излучения, длительность импульса и фазовые сдвиги каждого импульса из числа по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного

способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по седьмой.

[0146] Согласно девятому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения число N равно трем, а предложенный способ предусматривает подачу последовательности из шести импульсов. Последовательность из шести импульсов может быть палиндромной. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по восьмой.

[0147] Согласно десятому аспекту первого примера осуществления настоящего изобретения предложенный способ предусматривает подачу последовательности из $4N-6$ импульсов. Последовательность импульсов может быть, например, палиндромной. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения с первого по девятый.

[0148] Во втором примере своего осуществления настоящее изобретение представляет собой способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов. Согласно первому аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения предложенный способ предусматривает: выбор нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем параметры выбираются из числа таких параметров, как фаза лазерного излучения, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса; и подачу лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, где число N равно трем или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными, например, в режиме дипольной блокады или ридберговской блокады.

[0149] Согласно второму аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения каждый кубит может представлять собой атомный кубит, ионный кубит или молекулярный кубит.

[0150] Согласно третьему аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения все кубиты в составе группы взаимно заблокированы. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к первому и второму аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения.

[0151] Согласно четвертому аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, фазы лазерного излучения и длительности импульса выбираются таким образом, чтобы достичь требуемой достоверности квантового вентиля. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения с первого по третий.

[0152] Согласно пятому аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения вентиль представляет собой вентиль $C^{N-1}Z(\theta)$, с контролируемой фазой, причем величина θ обозначает угол условного фазового сдвига. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения с первого по четвертый.

[0153] Согласно шестому аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения число N равно трем. Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения с первого по пятый.

[0154] Согласно седьмому аспекту второго примера осуществления настоящего изобретения число N равно трем, а квантовый вентиль представляет собой вентиль $C^2Z(\theta)$ с дважды контролируемой фазой, характеризующийся углом θ условного фазового сдвига. Например, нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, фазы лазерного излучения и длительности импульса выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига. В другом примере угол θ условного фазового сдвига равен π ($\theta = \pi$). Прочие признаки и примеры реализации признаков предложенного способа соответствуют тем, которые описаны выше в привязке к аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения с первого по шестой.

[0155] В третьем примере своего осуществления настоящее изобретение представляет собой устройство. Согласно первому аспекту третьего примера осуществления настоящего изобретения это устройство содержит: группу из N кубитов, где число N равно двум или более; и источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из числа таких параметров, как относительный фазовый сдвиг, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса): подачи по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем

самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|g\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.

[0156] Прочие признаки и примеры реализации признаков третьего примера осуществления настоящего изобретения описаны выше в привязке к различным аспектам первого примера осуществления настоящего изобретения.

[0157] В четвертом примере своего осуществления настоящее изобретение представляет собой устройство. Согласно первому аспекту четвертого примера осуществления настоящего изобретения это устройство содержит: группу из N кубитов, где число N равно трем или более; и источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем параметры выбираются из числа таких параметров, как фаза лазерного излучения, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса): подачи лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|g\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.

[0158] Прочие признаки и примеры реализации признаков четвертого примера осуществления настоящего изобретения описаны выше в привязке к различным аспектам второго примера осуществления настоящего изобретения.

[0159] Хотя в настоящем документе описано несколько иллюстративных вариантов осуществления заявленного изобретения, следует понимать, что специалисты в данной области техники могут без труда разработать различные изменения, модификации и усовершенствования. Предполагается, что такие изменения, модификации и усовершенствования являются частью настоящего изобретения, соответствуют его сущности и входят в его объем. Хотя некоторые примеры осуществления, представленные в настоящем документе, предусматривают конкретные сочетания функций или конструктивных элементов, следует понимать, что согласно настоящему изобретению эти функции и элементы могут комбинироваться иначе, обеспечивая достижение тех же или иных целей. В частности, предполагается, что стадии, элементы и признаки, описанные в привязке к одному из вариантов осуществления настоящего изобретения, не должны быть

исключены из решения аналогичных или иных задач в других вариантах осуществления. Кроме того, элементы и компоненты, описанные в настоящем документе, могут быть дополнительно разделены на дополнительные компоненты или объединены с образованием меньшего числа компонентов, выполняющих те же функции. Соответственно, представленное описание и прилагаемые чертежи носят исключительно иллюстративный характер и не предполагают какие-либо ограничения.

ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ

1. Способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов, причем этот способ предусматривает:

выбор значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго импульсов, причем эти параметры выбираются из числа таких параметров, как относительный фазовый сдвиг, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса; и

подачу по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, где число N равно двум или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.

2. Способ по п. 1, в котором каждый кубит представляет собой атомный кубит.

3. Способ по п. 1, в котором каждый кубит представляет собой ионный кубит.

4. Способ по п. 1, в котором каждый кубит представляет собой молекулярный кубит.

5. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-4, в котором взаимно заблокированные кубиты в составе группы взаимно заблокированы в режиме дипольной блокады.

6. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-2, в котором взаимно заблокированные кубиты в составе группы взаимно заблокированы в режиме ридберговской блокады.

7. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-6, в котором все кубиты в группе являются взаимно заблокированными.

8. Способ по п. 7, в котором значения длительности по меньшей мере первого и второго импульсов выбирается таким образом, чтобы если все кубиты в составе группы начинаются в квантовом состоянии $|1\rangle$, то все кубиты в составе группы возвращаются в квантовое состояние $|1\rangle$ после завершения каждого импульса из числа по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов.

9. Способ по п. 8, в котором частота лазерного излучения каждого импульса отстраивается от резонансного перехода из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ с помощью отстройки Δ , а длительность t импульса равна $t = 2\pi / \sqrt{\Delta^2 + N\Omega^2}$, где величина Ω обозначает частоту Раби лазерных импульсов.

10. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-7, в котором для достижения требуемой достоверности квантового вентиля выбирается один или несколько параметров из числа интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, длительности импульса и фазы лазерного излучения.

11. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-8, в котором по меньшей мере первый и второй импульсы образуют палиндромную последовательность импульсов.

12. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-10, в котором вентиль представляет собой $C^{N-1}Z(\theta)$ вентиль с контролируемой фазой, причем величина θ обозначает угол условного фазового сдвига.

13. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-10, в котором величина N равна двум.

14. Способ по п. 12, в котором квантовый вентиль представляет собой вентиль с контролируемой фазой ($CZ(\theta)$), а $N = 2$.

15. Способ по п. 14, в котором частота лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига вентиля с контролируемой фазой.

16. Способ по п. 15, в котором частота лазерного излучения отстраивается от резонансного перехода из состояния $|1\rangle$ в состояние $|r\rangle$ с помощью отстройки Δ , а интенсивность лазерного излучения выбирается таким образом, что частота Раби лазерных импульсов равна Ω .

17. Способ по п. 16, в котором частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг выбираются таким образом, что угол θ условного фазового сдвига равен π ($\theta = \pi$).

18. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-10, в котором величина N равна трем.

19. Способ по п. 18, в котором квантовый вентиль представляет собой вентиль с дважды контролируемой фазой ($C^2Z(\theta)$), характеризующийся углом θ условного фазового сдвига.

20. Способ по п. 19, в котором частота лазерного излучения, длительность импульса и фазовый сдвиг каждого импульса из числа по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига.

21. Способ по п. 18, отличающийся тем, что этот способ предусматривает подачу последовательности из шести импульсов.

22. Способ по п. 21, в котором последовательность из шести импульсов является палиндромной.

23. Способ по любому из предшествующих пунктов 1-10, отличающийся тем, что этот способ предусматривает подачу последовательности из $4N-6$ импульсов.

24. Способ по п. 23, в котором последовательность импульсов является палиндромной.

25. Способ обеспечения работы квантового вентиля с группой кубитов, причем этот способ предусматривает:

выбор нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем эти параметры выбираются из числа таких параметров, как фаза лазерного излучения, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса; и

подачу лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, где число N равно трем или более, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.

26. Способ по п. 25, в котором каждый кубит представляет собой атомный кубит.

27. Способ по п. 25, в котором каждый кубит представляет собой ионный кубит.

28. Способ по п. 25, в котором каждый кубит представляет собой молекулярный кубит.

29. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-28, в котором взаимно заблокированные кубиты в составе группы взаимно заблокированы в режиме дипольной блокады.

30. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-26, в котором взаимно заблокированные кубиты в составе группы взаимно заблокированы в режиме ридберговской блокады.

31. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-30, в котором все кубиты в группе являются взаимно заблокированными.

32. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-31, в котором для достижения требуемой достоверности квантового вентиля выбираются нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, длительности импульса и фазы лазерного излучения.

33. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-31, в котором вентиль представляет собой вентиль $C^{N-1}Z(\theta)$ с дважды контролируемой фазой, причем величина θ обозначает угол условного фазового сдвига.

34. Способ по любому из предшествующих пунктов 25-31, в котором величина N равна трем.

35. Способ по п. 34, в котором квантовый вентиль представляет собой вентиль с дважды контролируемой фазой ($C^2Z(\theta)$), характеризующийся углом θ условного фазового сдвига.

36. Способ по п. 34, в котором нестационарные значения интенсивности лазерного излучения, частоты лазерного излучения, фазы лазерного излучения и длительности импульса выбираются на основании угла θ условного фазового сдвига.

37. Способ по п. 34, в котором угол θ условного фазового сдвига равен π ($\theta = \pi$).

38. Устройство, содержащее:

группу из N кубитов, где число N равно двум или более; и

источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных значений для набора параметров по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, причем параметры выбираются из числа таких параметров, как относительный фазовый сдвиг, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса):

подачи по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения по меньшей мере первого и второго лазерных импульсов, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.

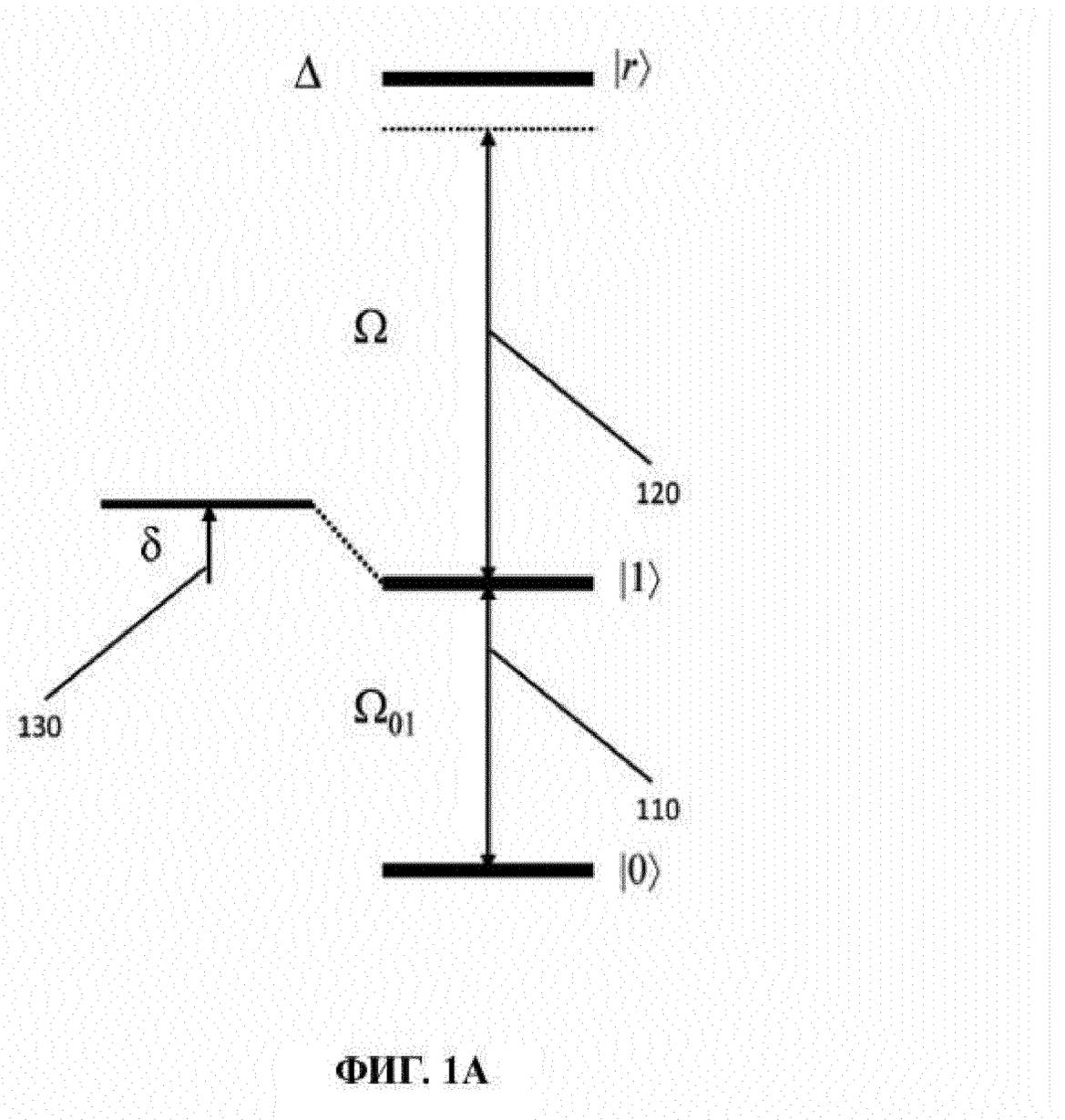
39. Устройство, содержащее:

группу из N кубитов, где число N равно трем или более; и

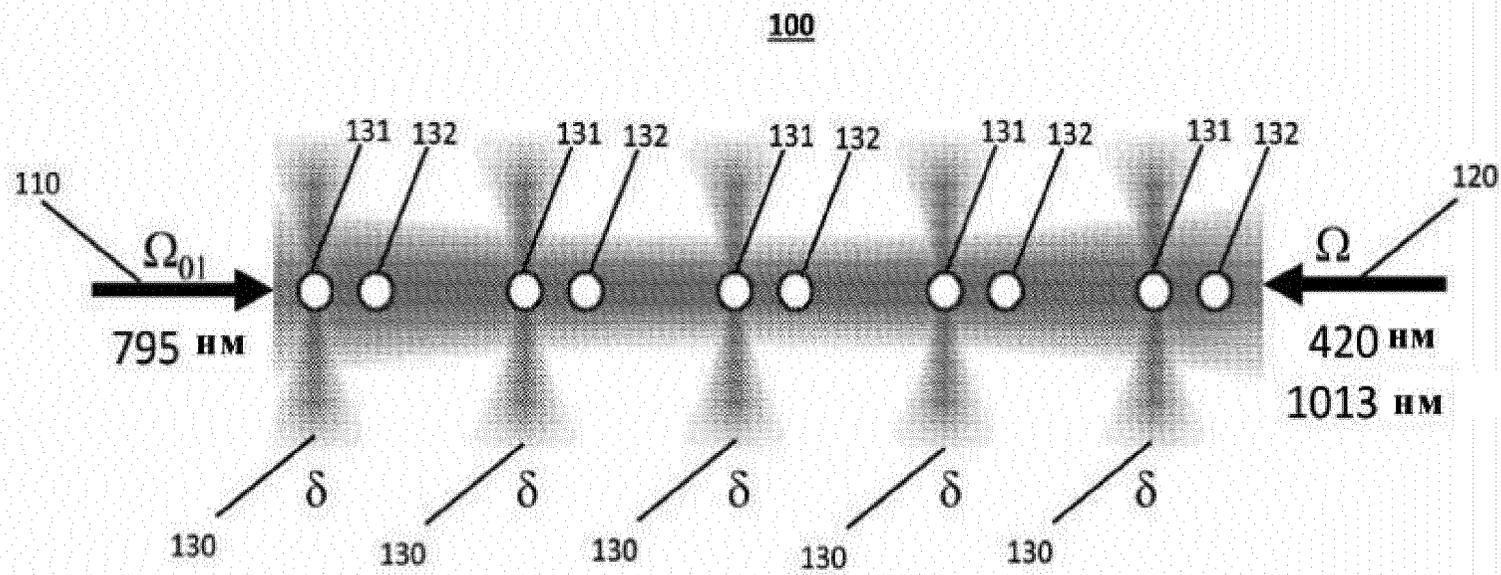
источник когерентного излучения, выполненный с возможностью (с учетом выбранных нестационарных значений для набора параметров лазерного импульса, причем

параметры выбираются из числа таких параметров, как фаза лазерного излучения, частота лазерного излучения, интенсивность лазерного излучения и длительность импульса):

подачи лазерного импульса на все кубиты в составе группы из N кубитов, тем самым связывая невзаимодействующее квантовое состояние $|1\rangle$ с взаимодействующим возбужденным состоянием $|r\rangle$ таким образом, что каждый кубит, который начинается в квантовом состоянии $|1\rangle$, возвращается в состояние $|1\rangle$ после завершения лазерного импульса, и таким образом, что кубиты в составе группы оказываются взаимно заблокированными.



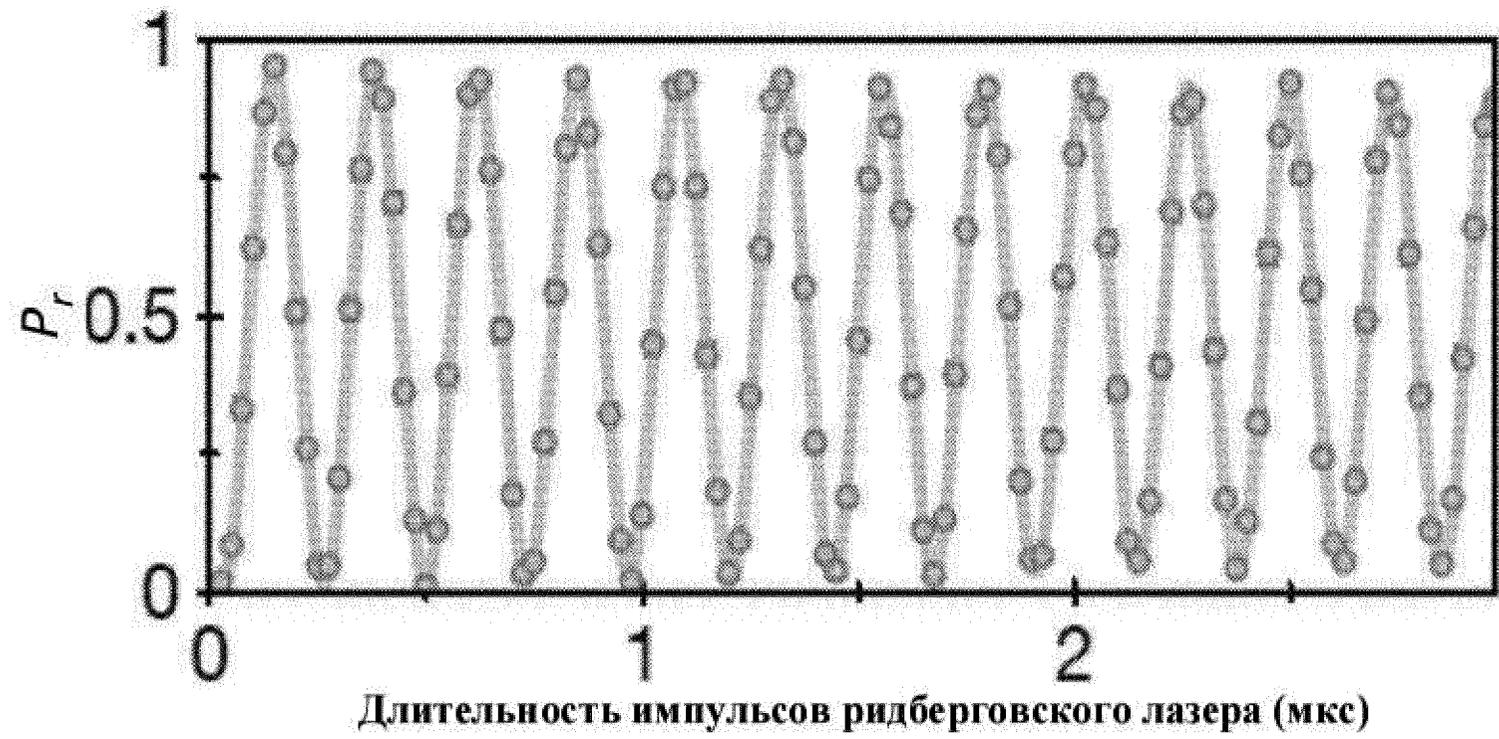
ФИГ. 1А



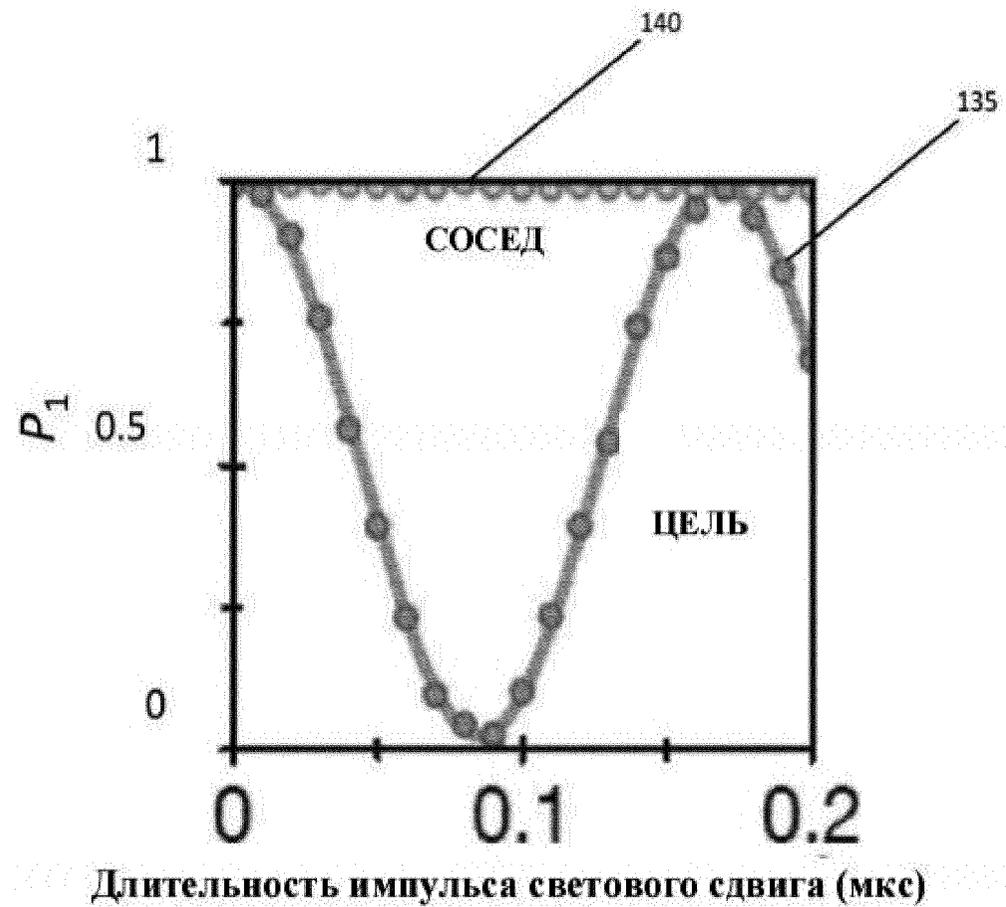
ФИГ. 1В



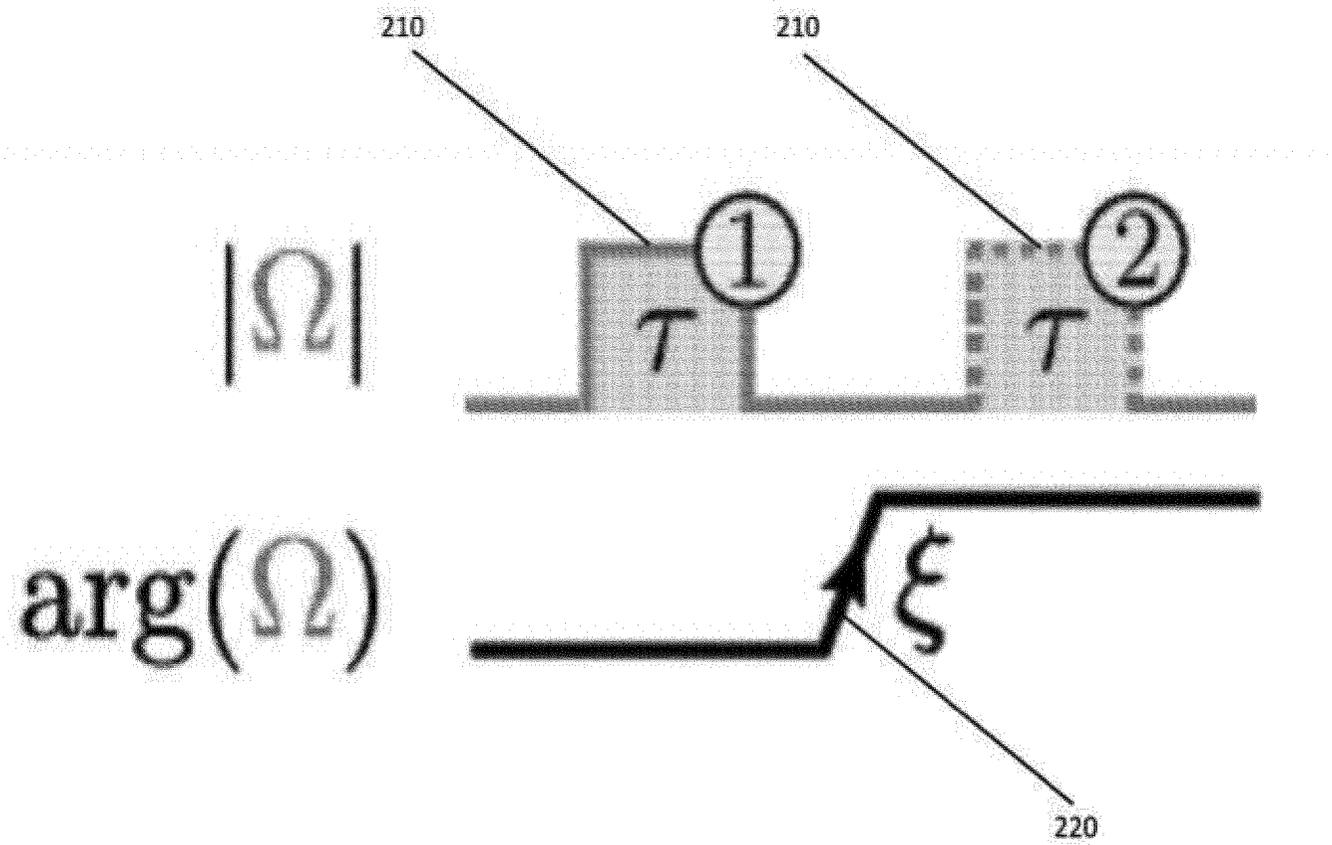
ФИГ. 1С



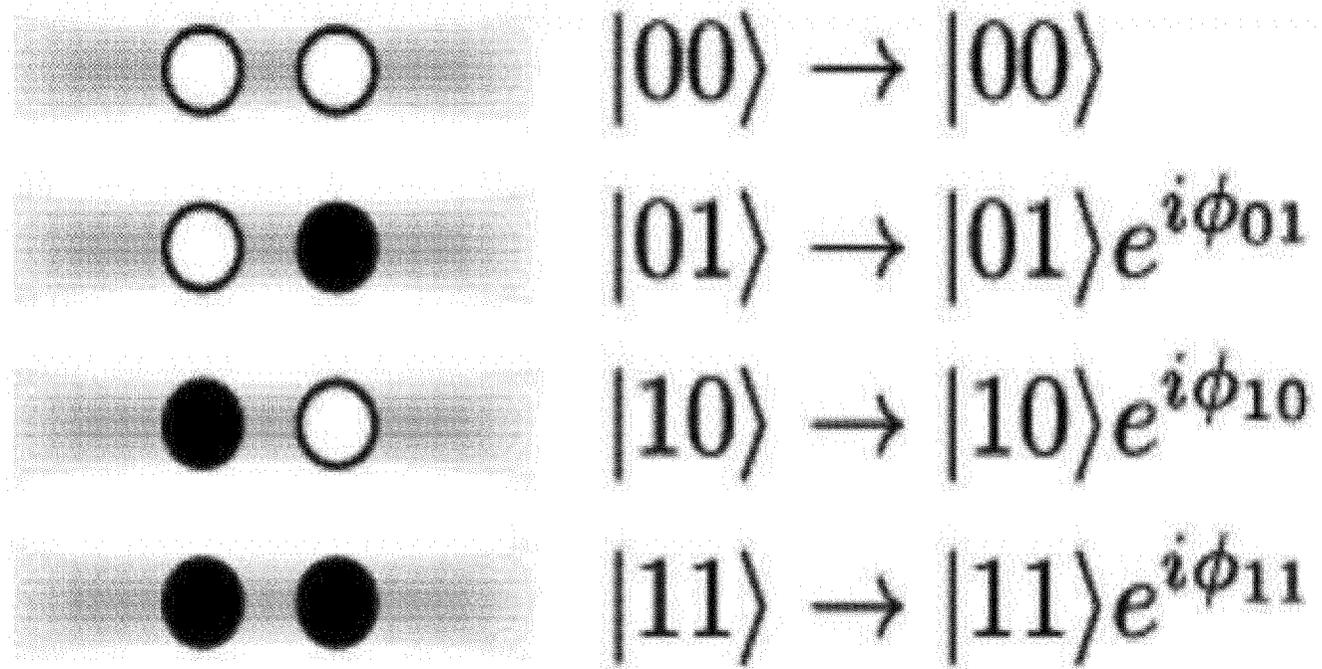
ФИГ. 1D



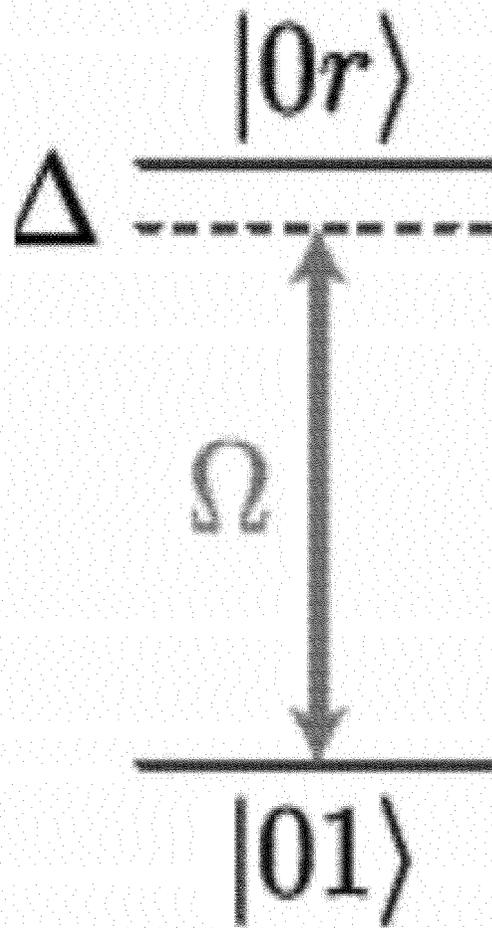
ФИГ. 1Е



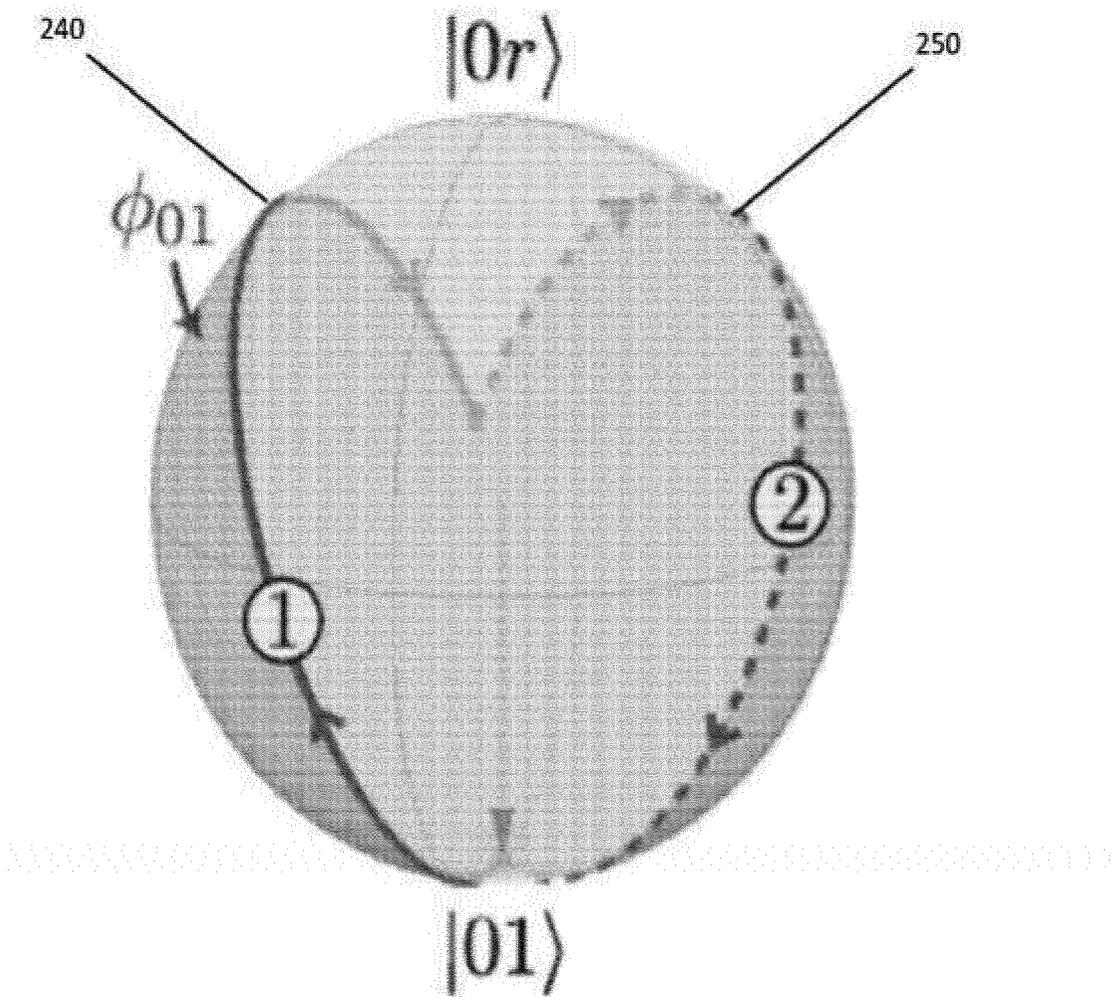
ФИГ. 2А



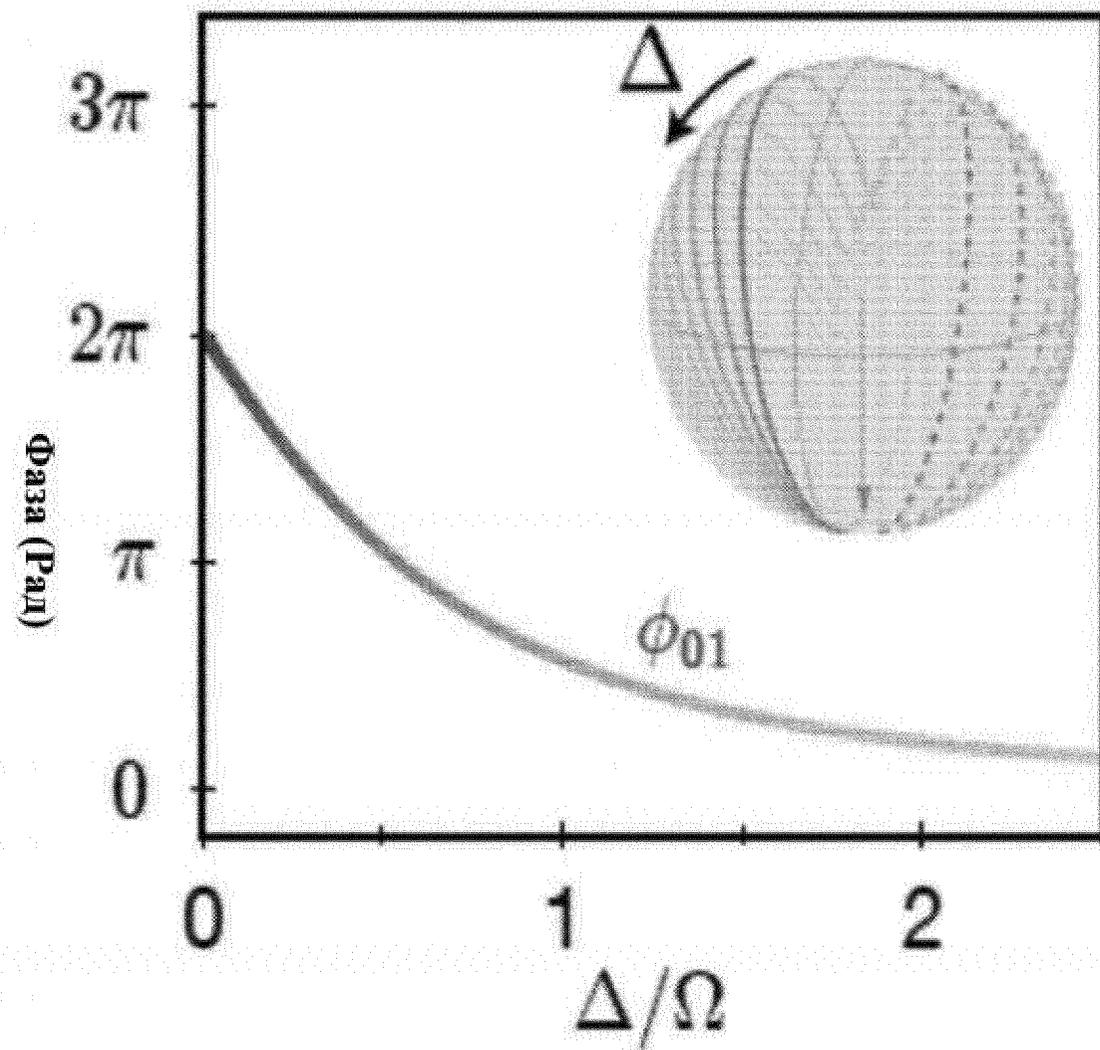
ФИГ. 2В



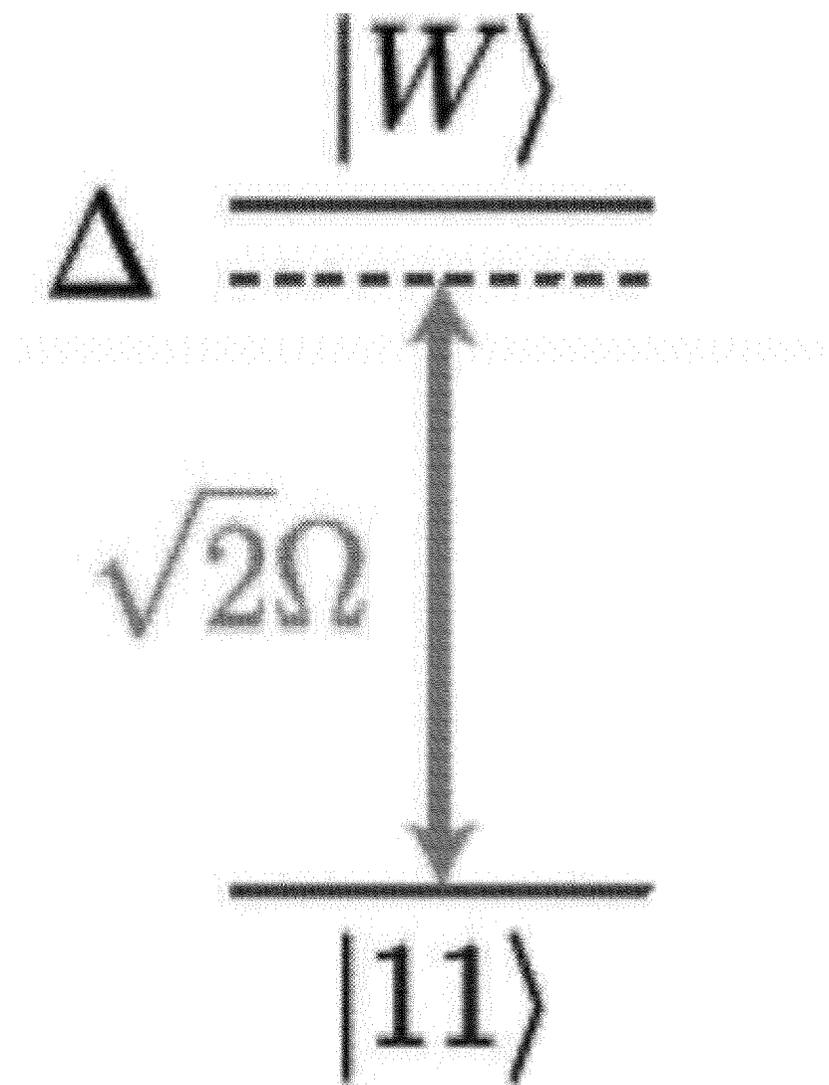
ФИГ. 2С



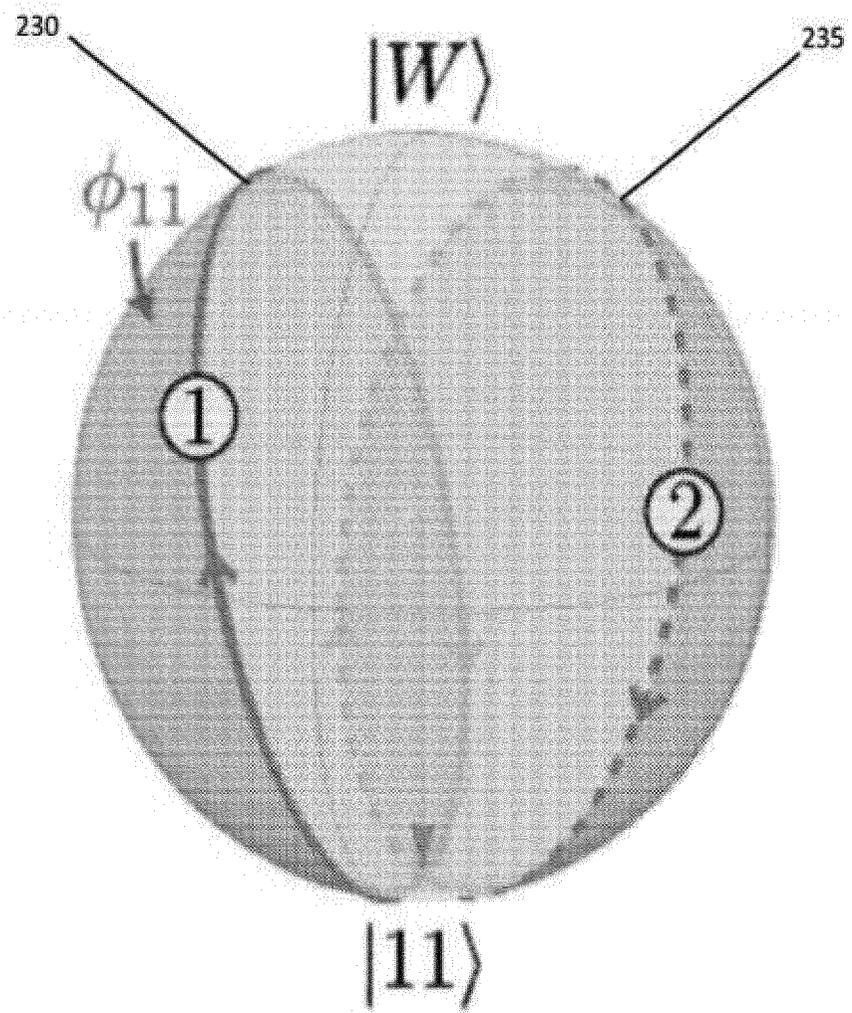
ФИГ. 2D



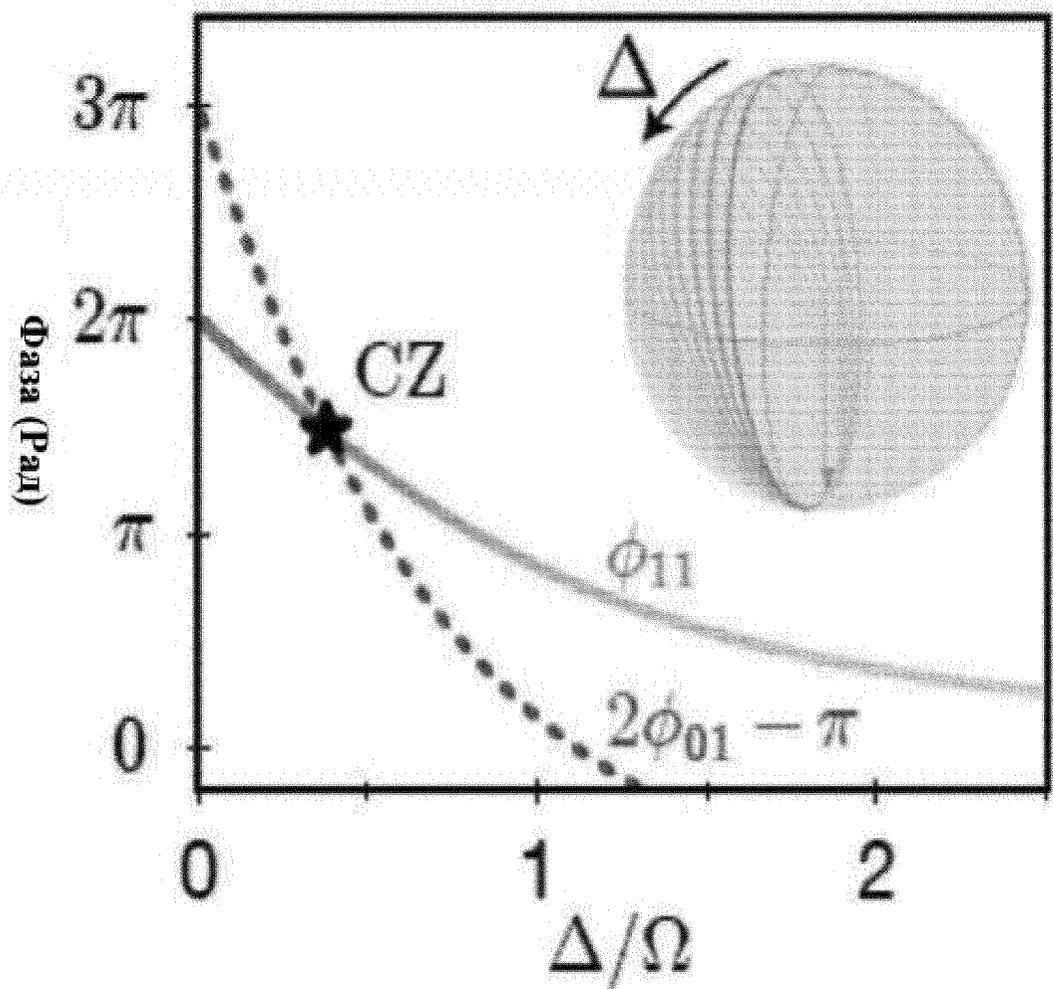
ФИГ. 2Е



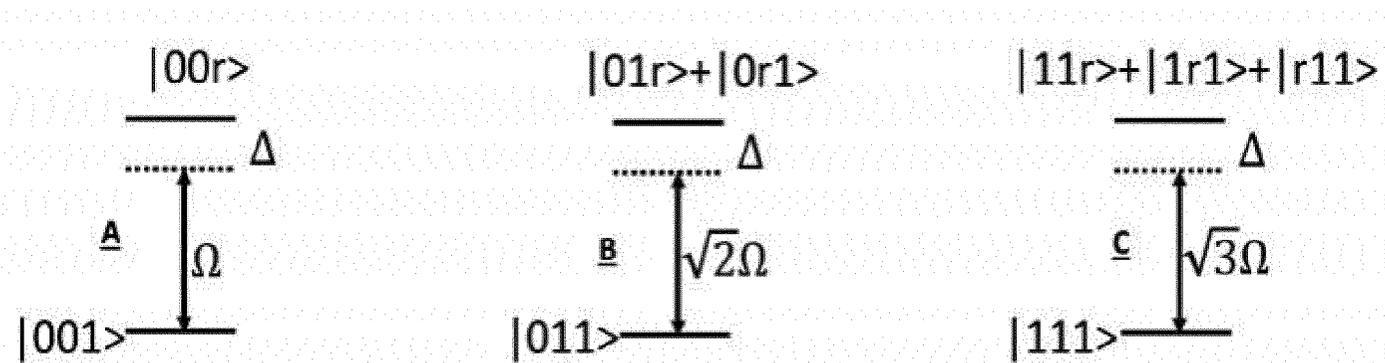
ФИГ. 2F



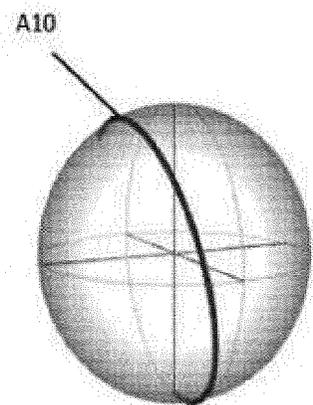
ФИГ. 2G



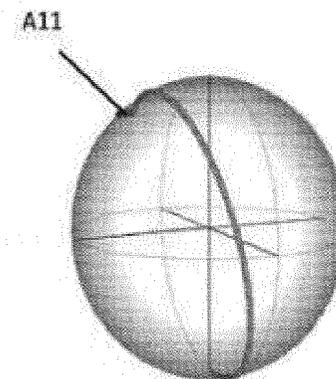
ФИГ. 2H



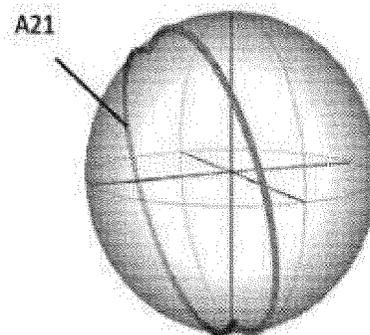
ФИГ. 21



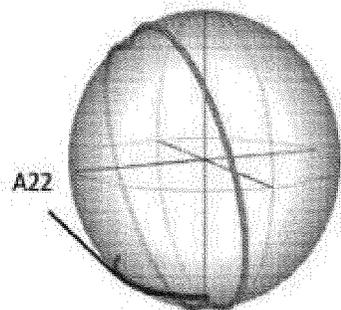
**Сфера Блоха
A10**



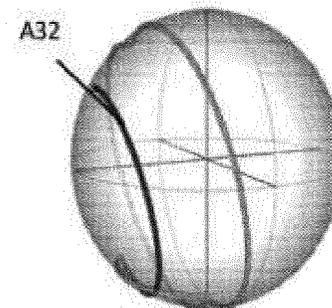
**Сфера Блоха
A11**



**Сфера Блоха
A21**

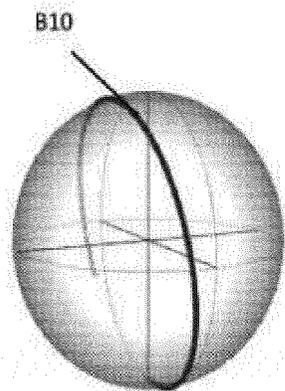


**Сфера Блоха
A22**

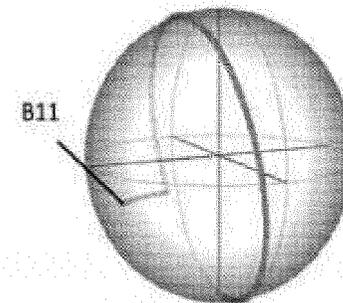


**Сфера Блоха
A32**

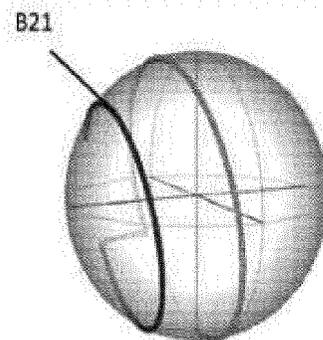
ФИГ. 2J



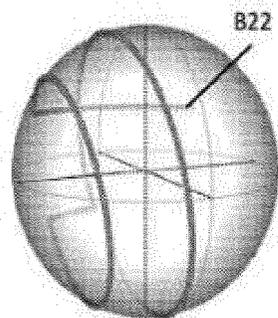
**Сфера Блоха
B10**



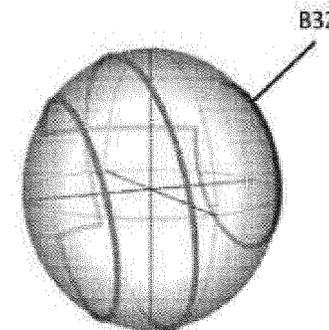
**Сфера Блоха
B11**



**Сфера Блоха
B21**

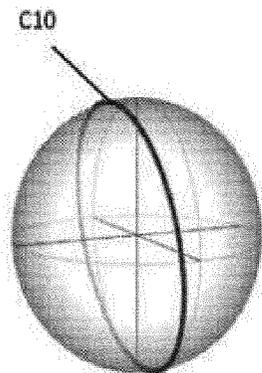


**Сфера Блоха
B22**

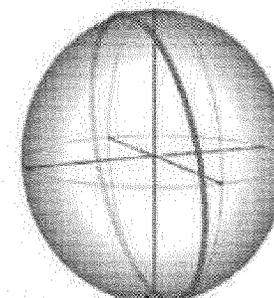


**Сфера Блоха
B32**

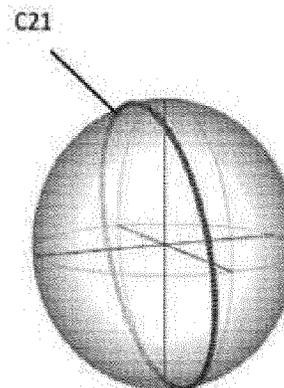
ФИГ. 2К



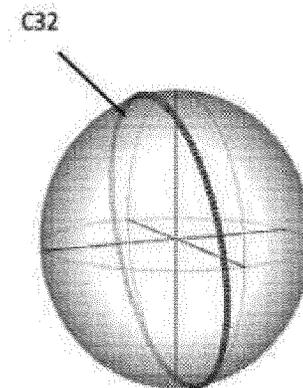
**Сфера Блоха
C10**



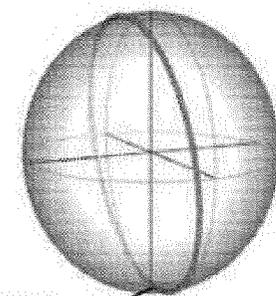
**Сфера Блоха
C11**



**Сфера Блоха
C21**

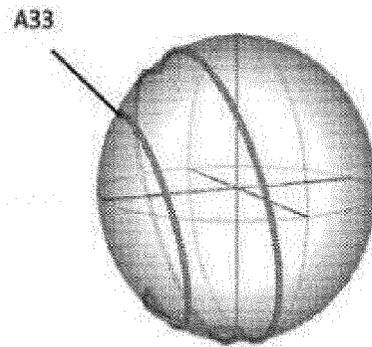


**Сфера Блоха
C32**

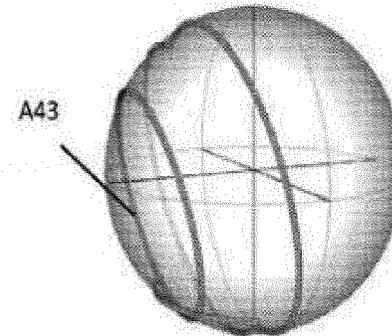


**Сфера Блоха
C22**

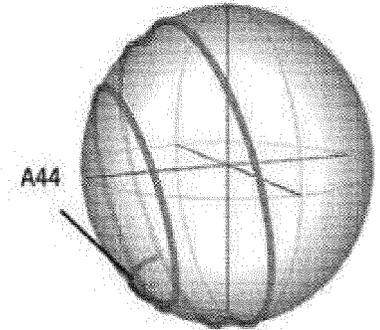
ФИГ. 2L



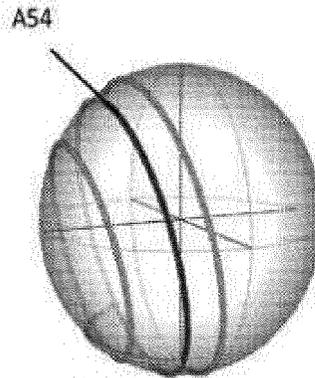
**Сфера Блоха
A33**



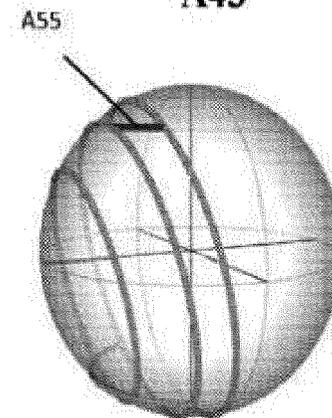
**Сфера Блоха
A43**



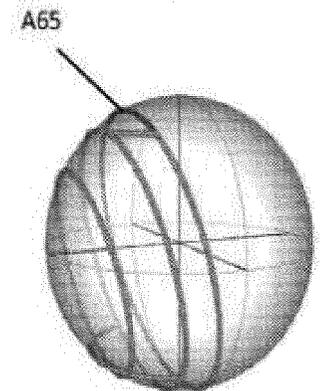
**Сфера Блоха
A44**



**Сфера Блоха
A54**

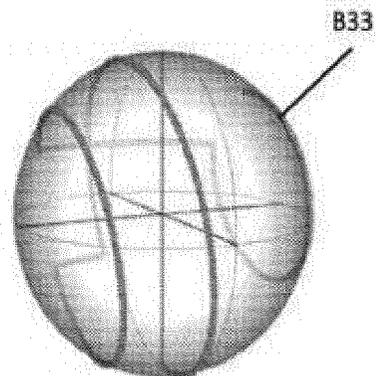


**Сфера Блоха
A55**

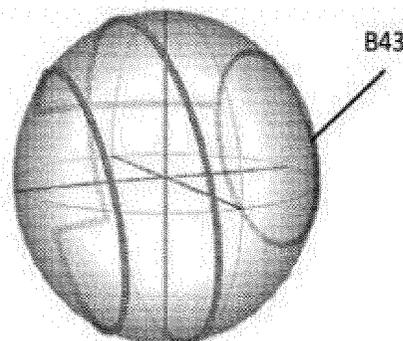


**Сфера Блоха
A65**

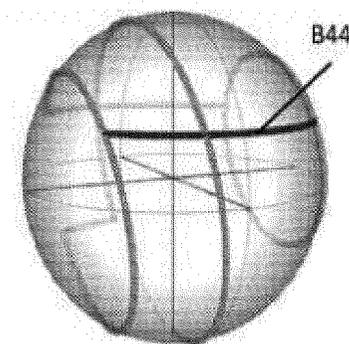
ФИГ. 2М



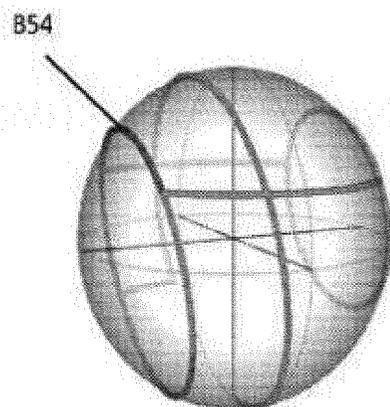
**Сфера Блоха
B33**



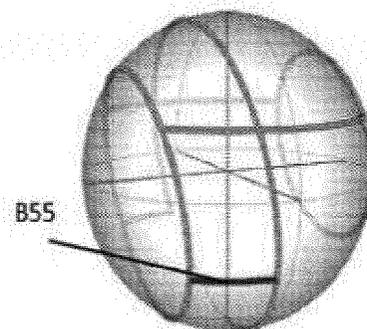
**Сфера Блоха
B43**



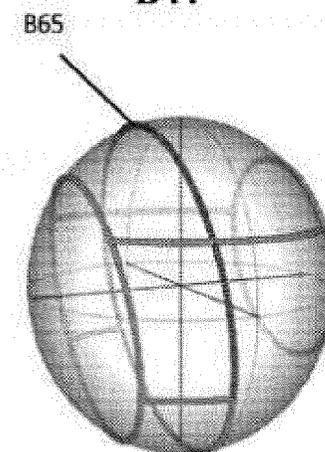
**Сфера Блоха
B44**



**Сфера Блоха
B54**

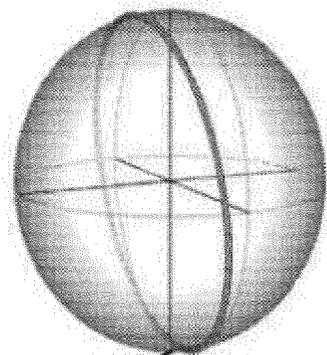


**Сфера Блоха
B55**

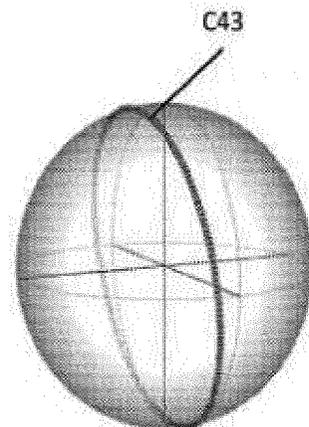


**Сфера Блоха
B65**

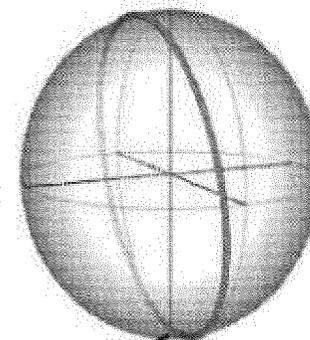
ФИГ. 2N



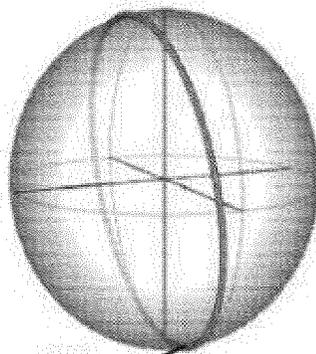
C33
**Сфера Блоха
C33**



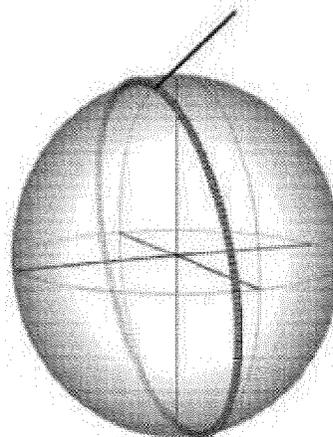
C43
**Сфера Блоха
C43**
C54



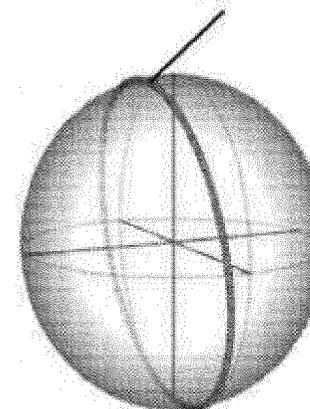
C44
Сфера Блоха C44



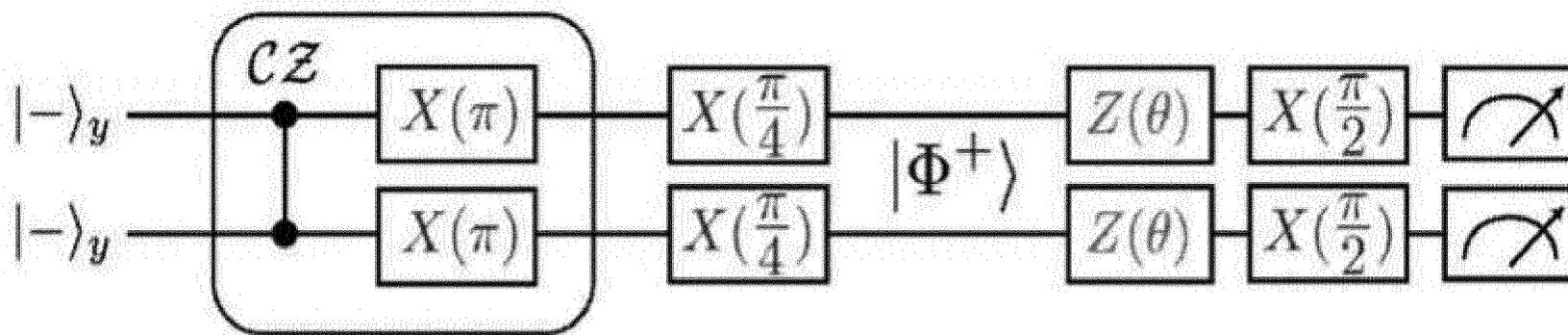
C55
**Сфера Блоха
C55**



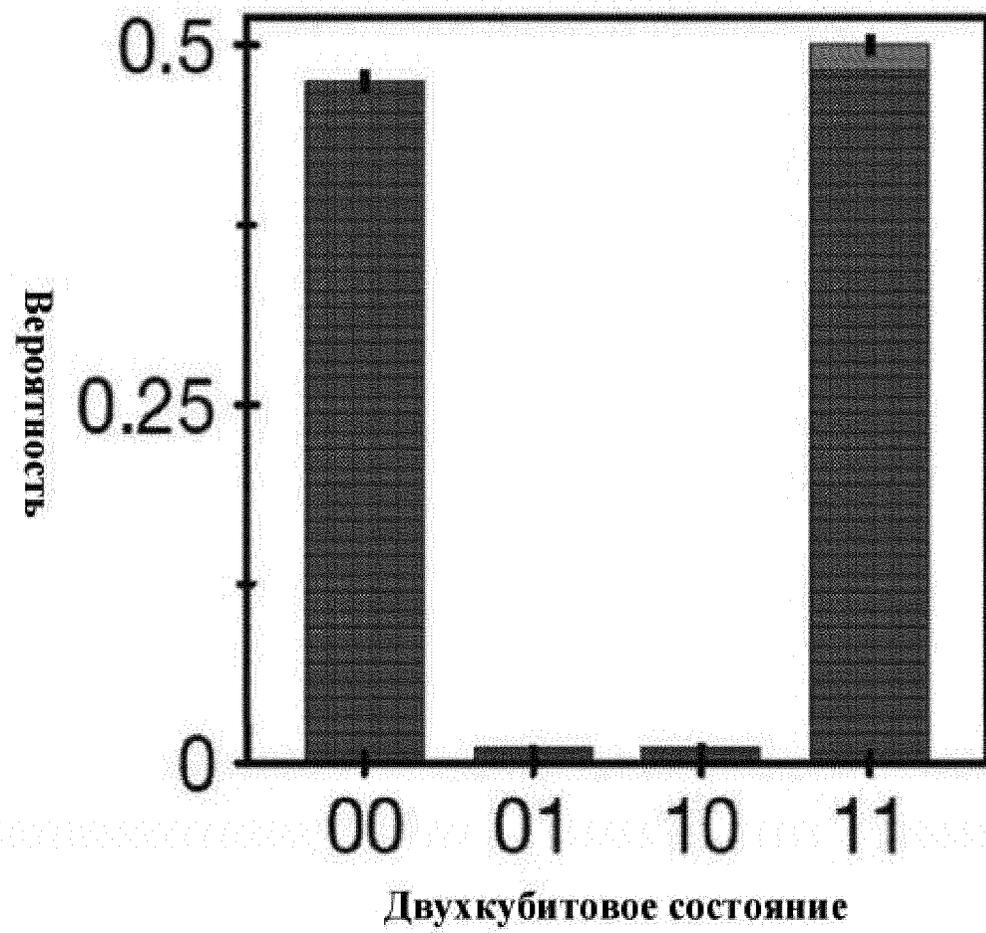
**Сфера Блоха
C54**
ФИГ. 20



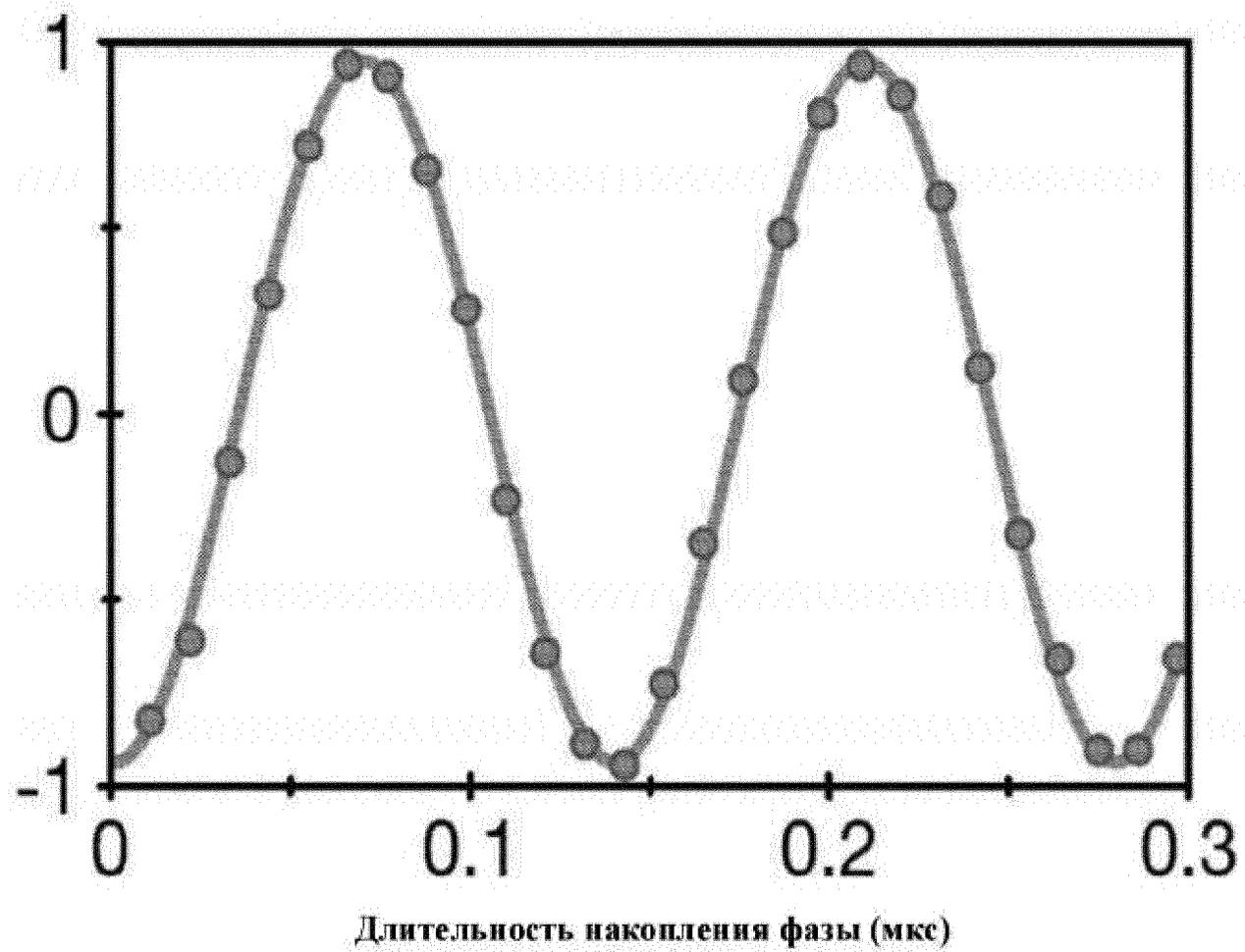
C65
**Сфера Блоха
C65**



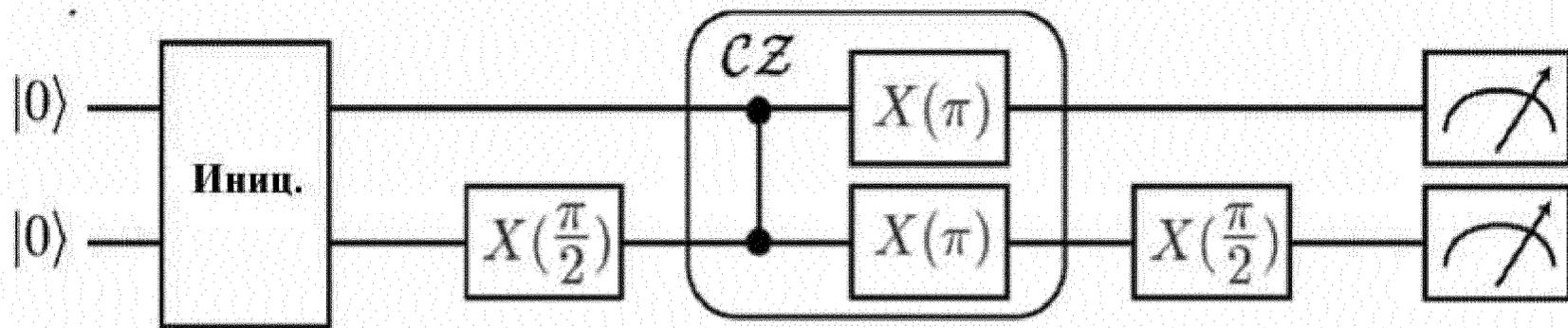
ФИГ. 3А



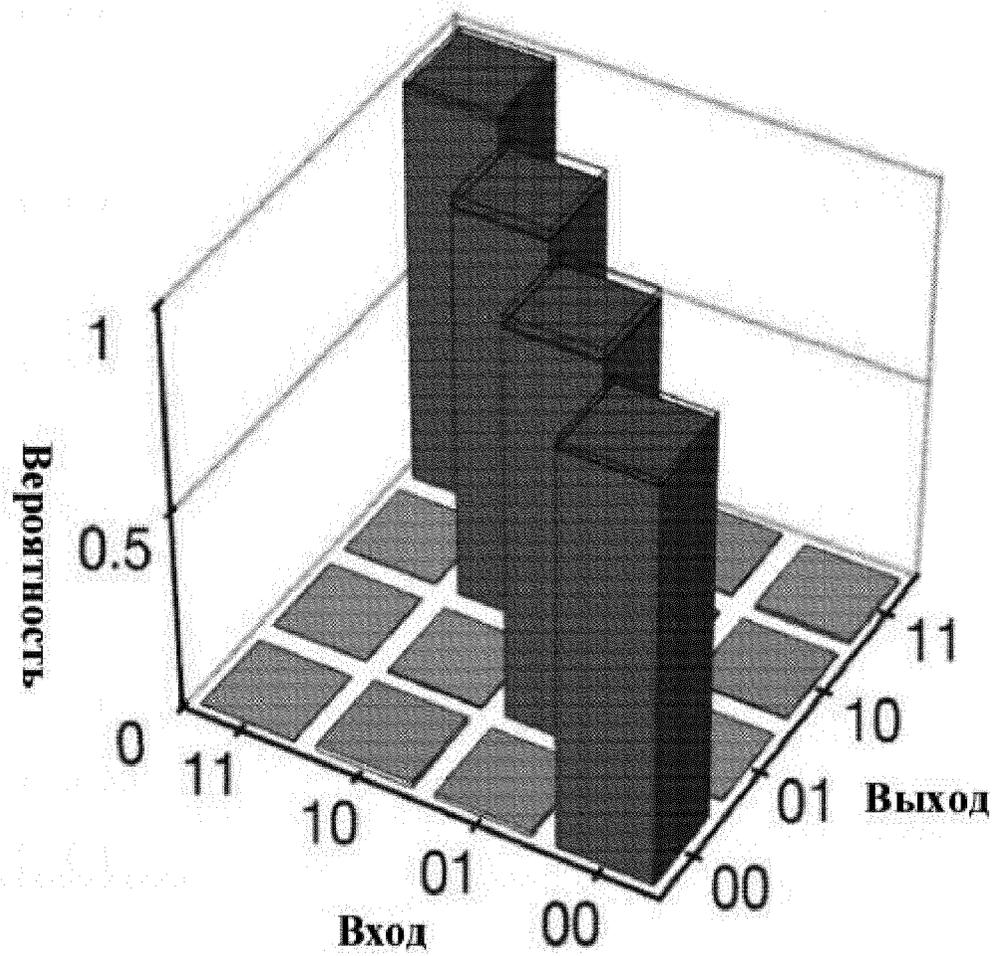
ФИГ. 3В



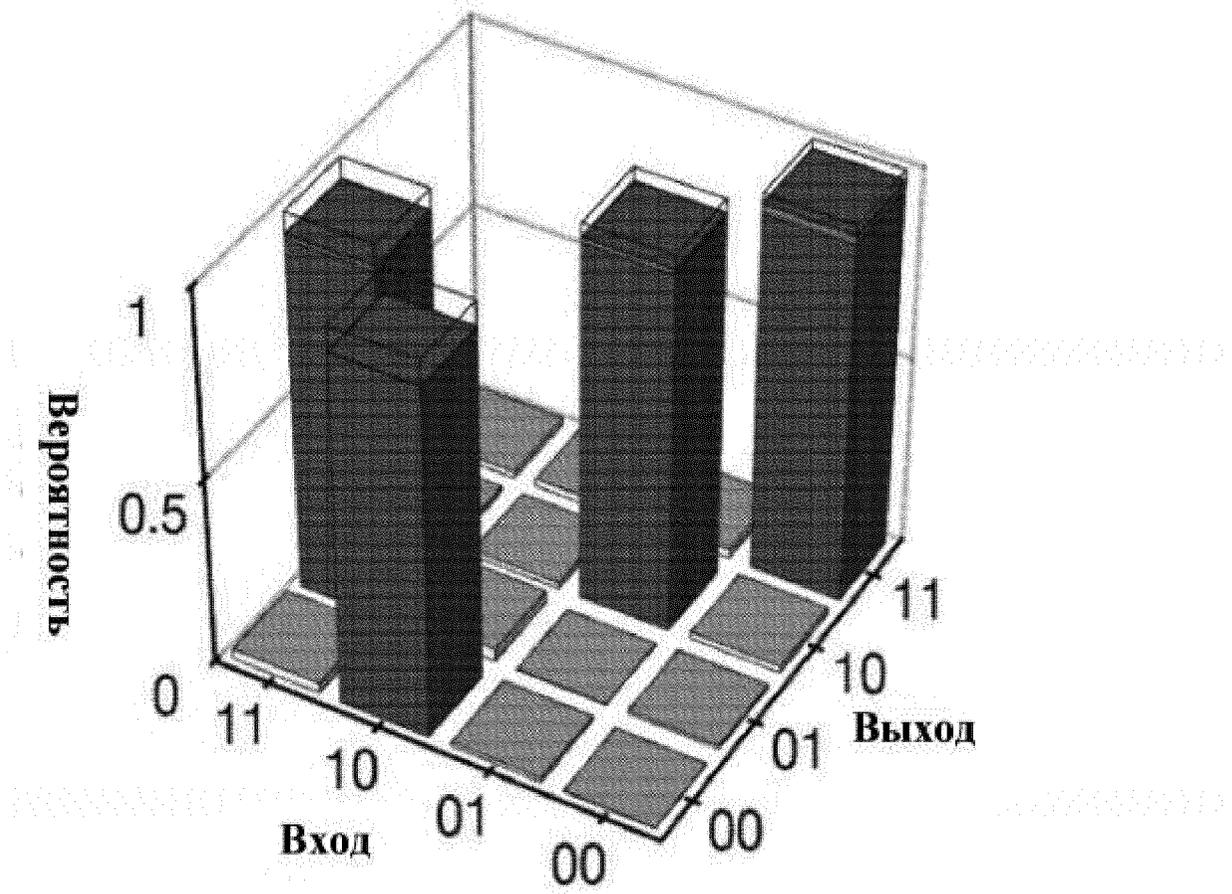
ФИГ. 3С



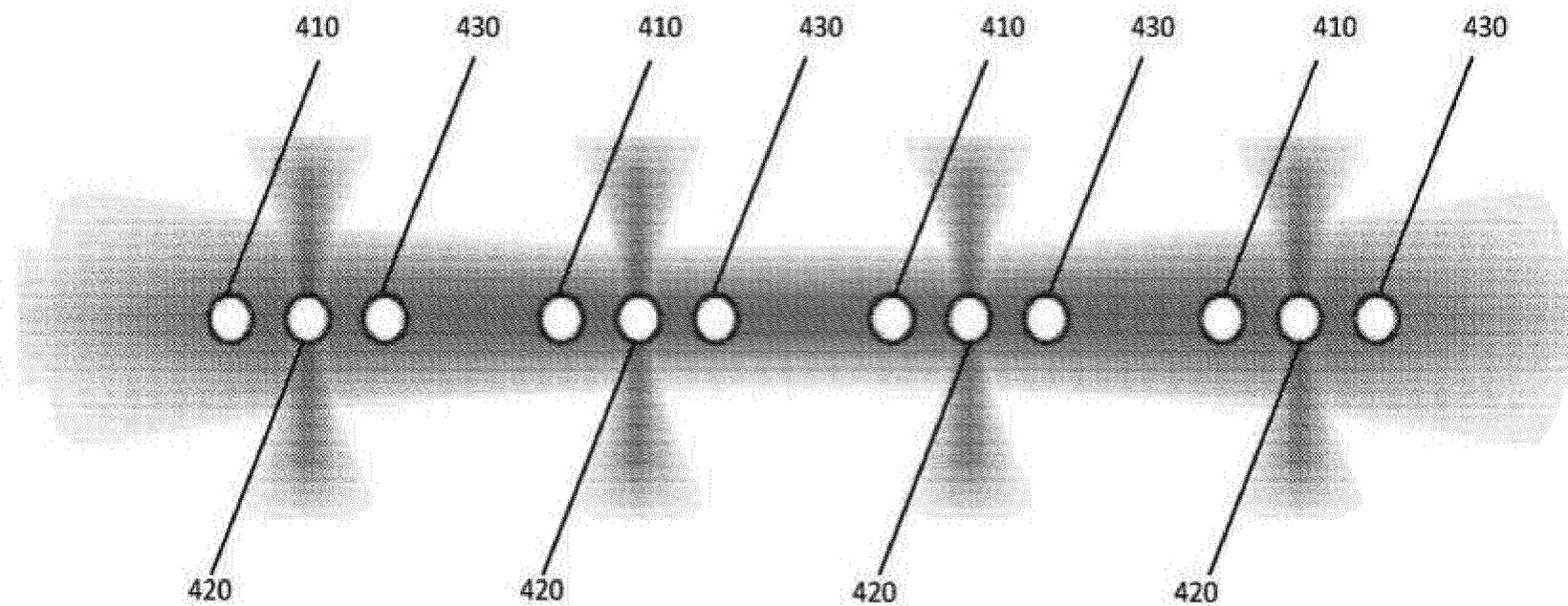
ФИГ. 3D



ФИГ. 3Е

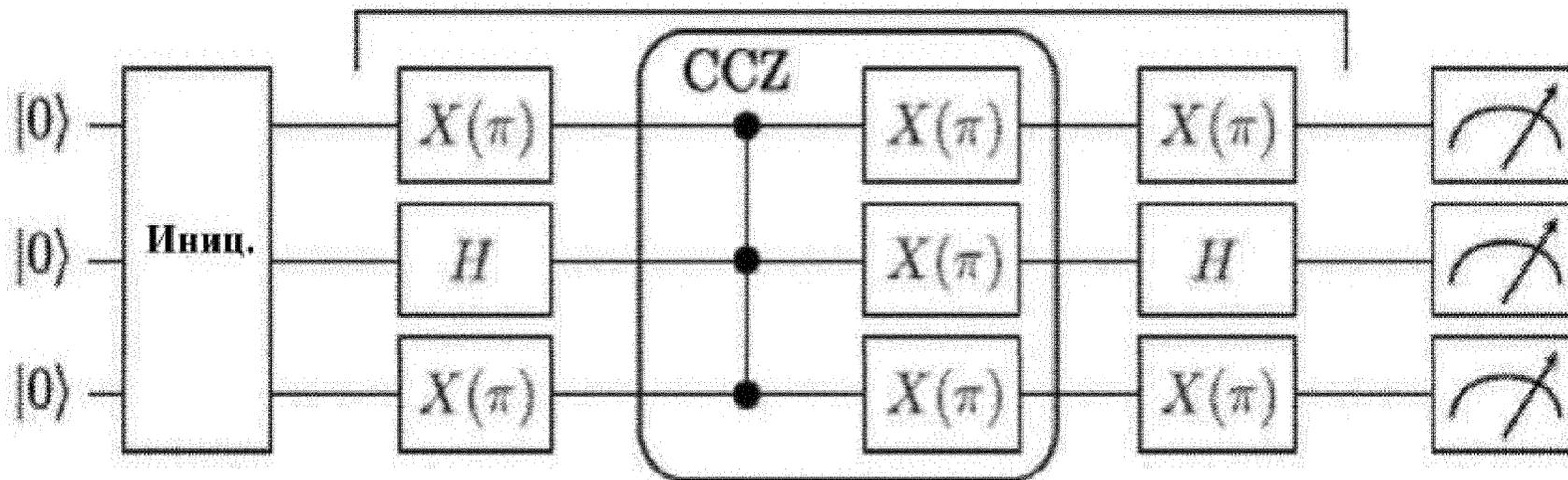


ФИГ. 3F

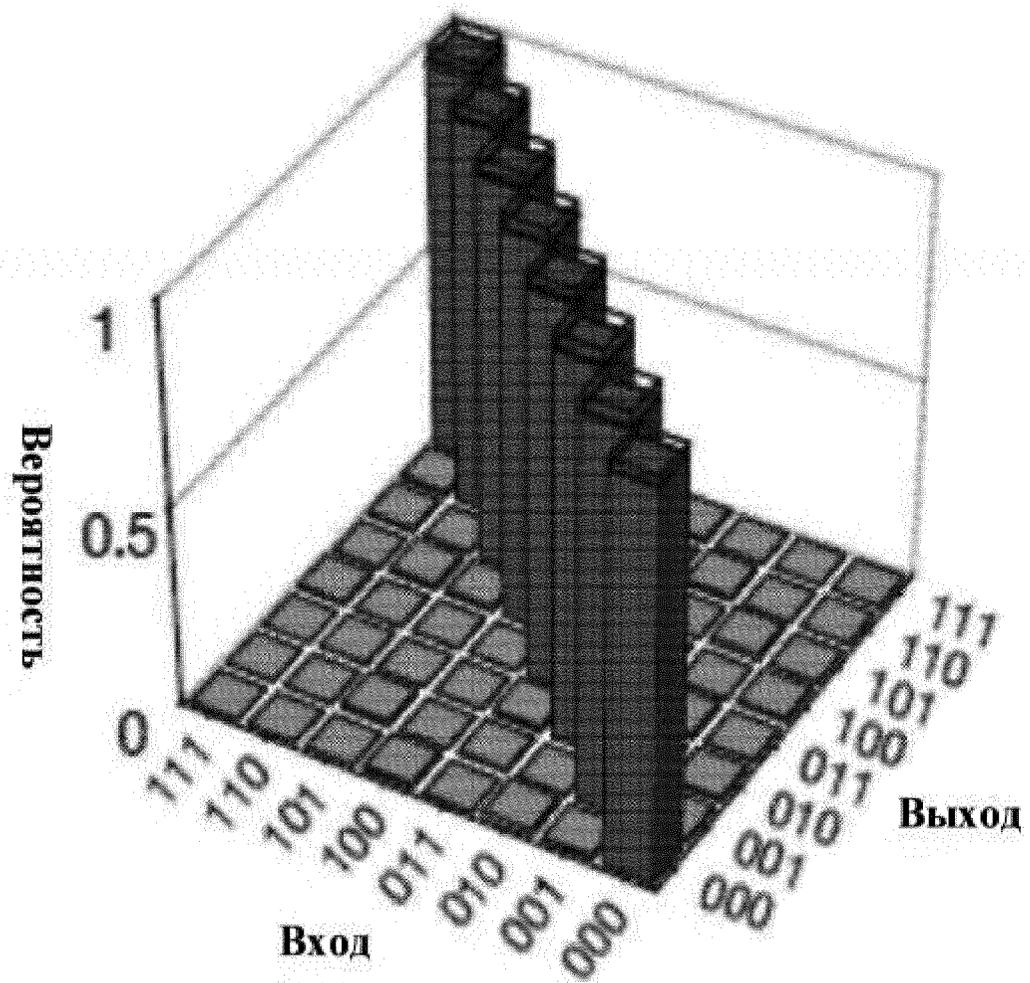


ФИГ. 4А

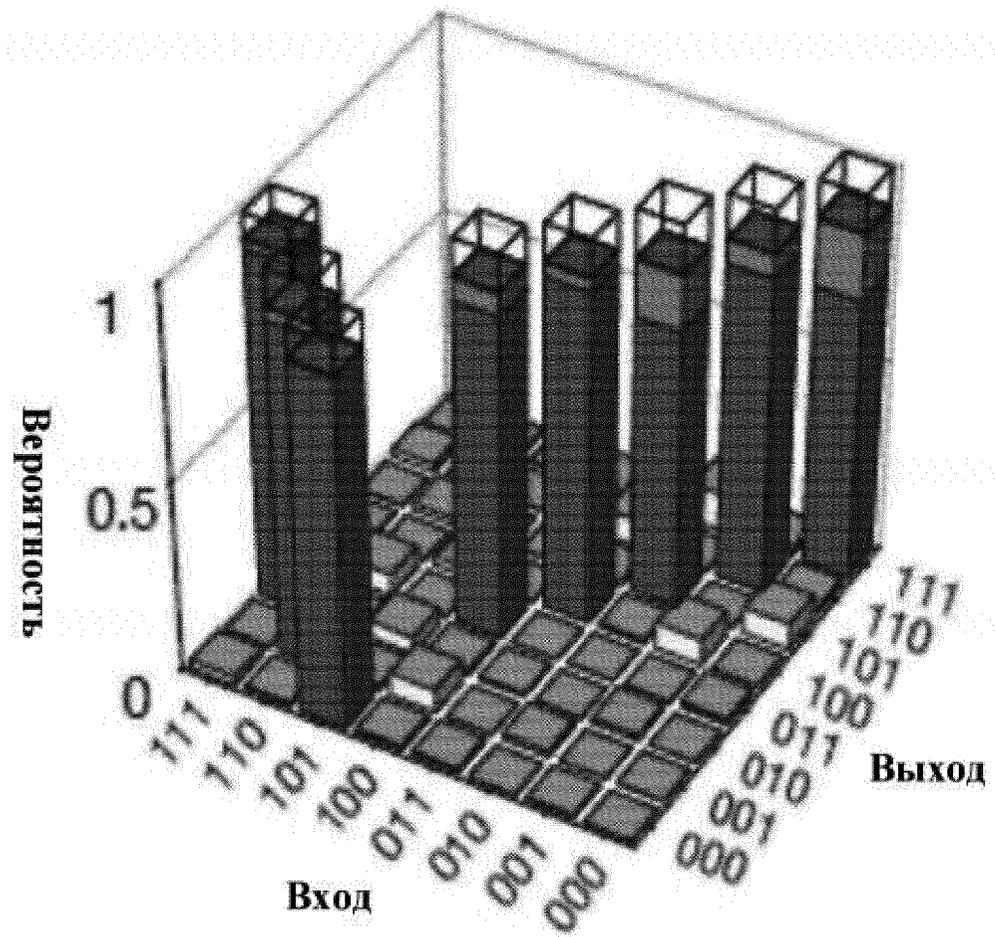
Вентиль Тоффоли



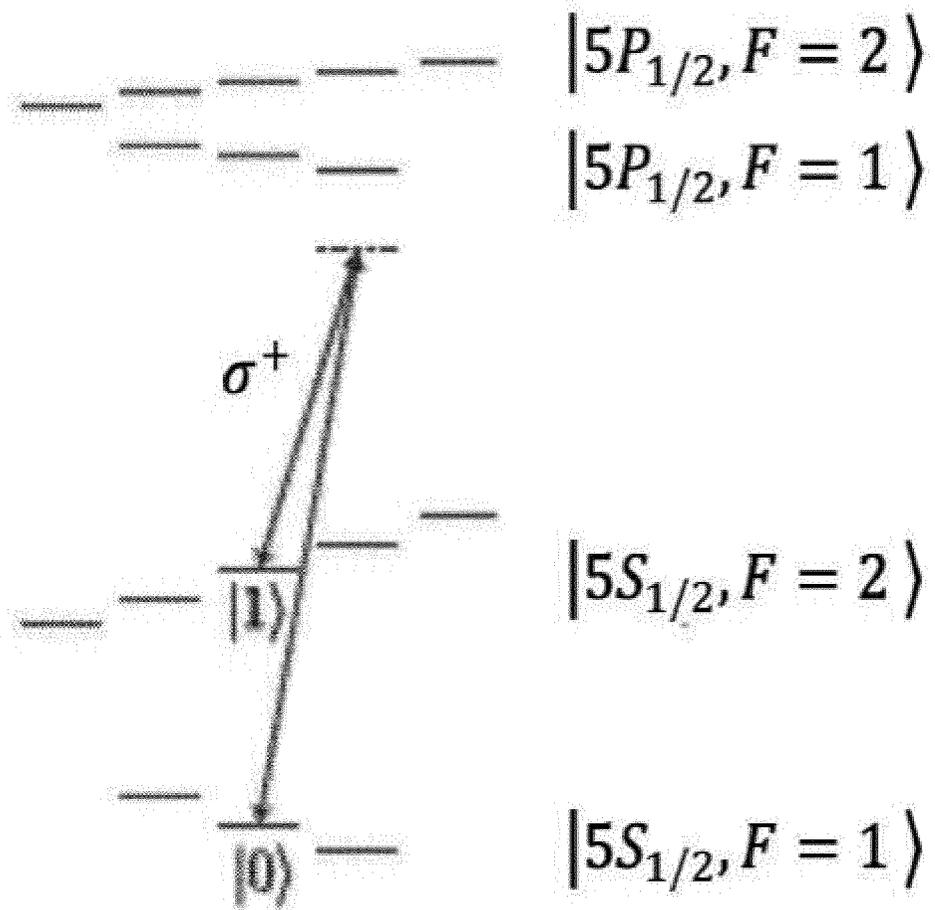
ФИГ. 4В



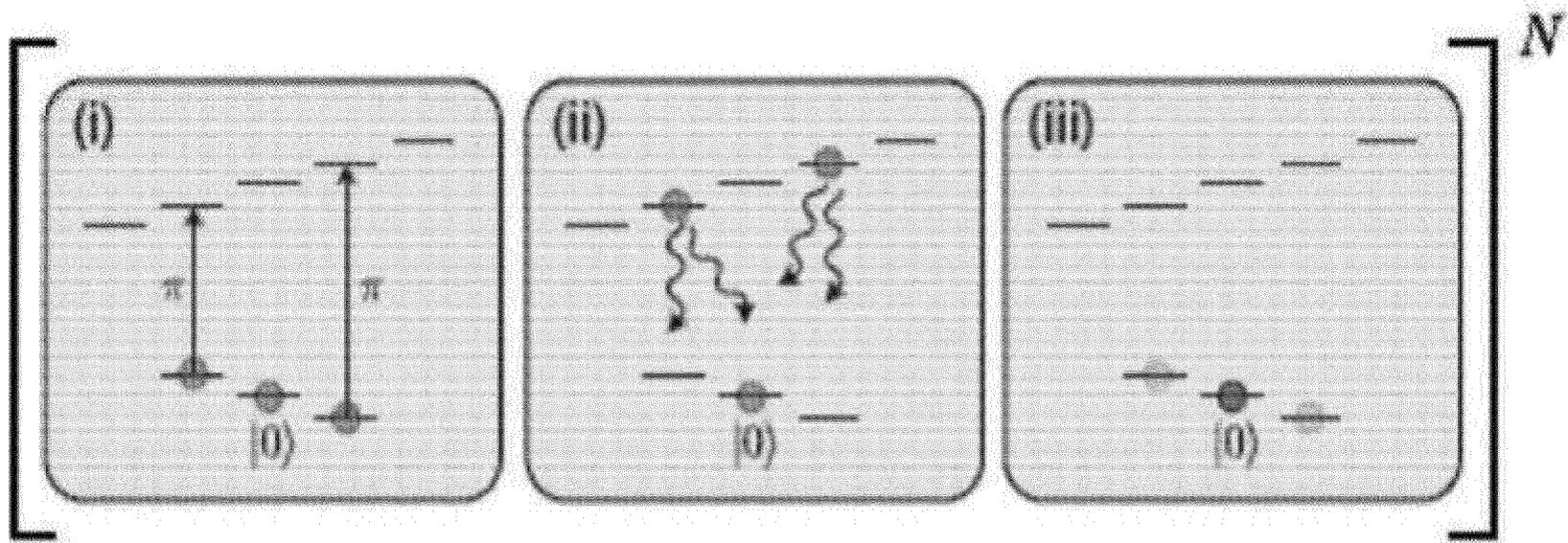
ФИГ. 4С



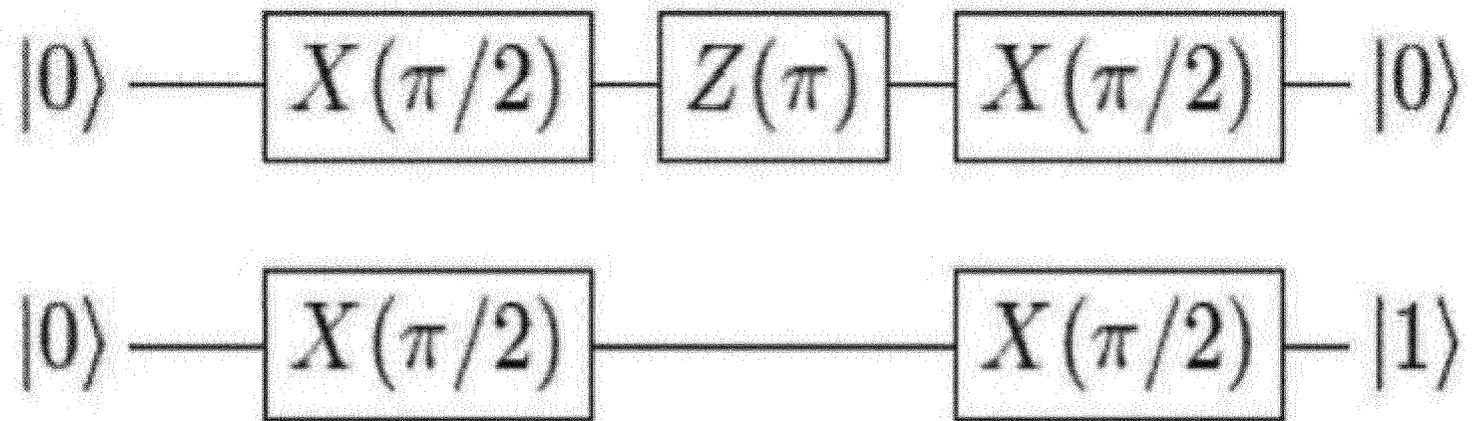
ФИГ. 4D



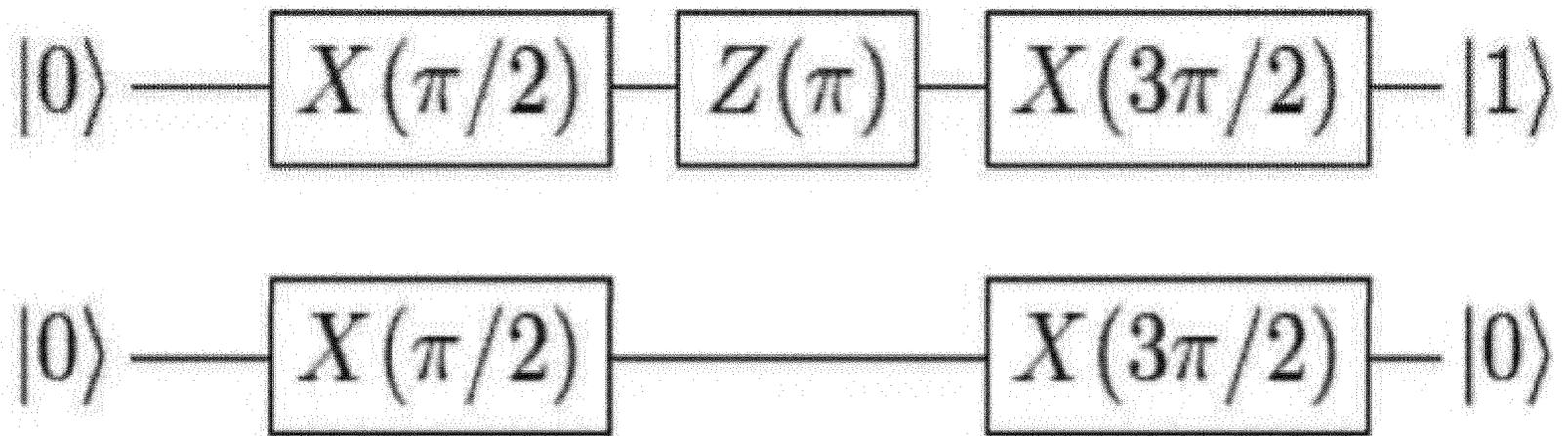
ФИГ. 5А



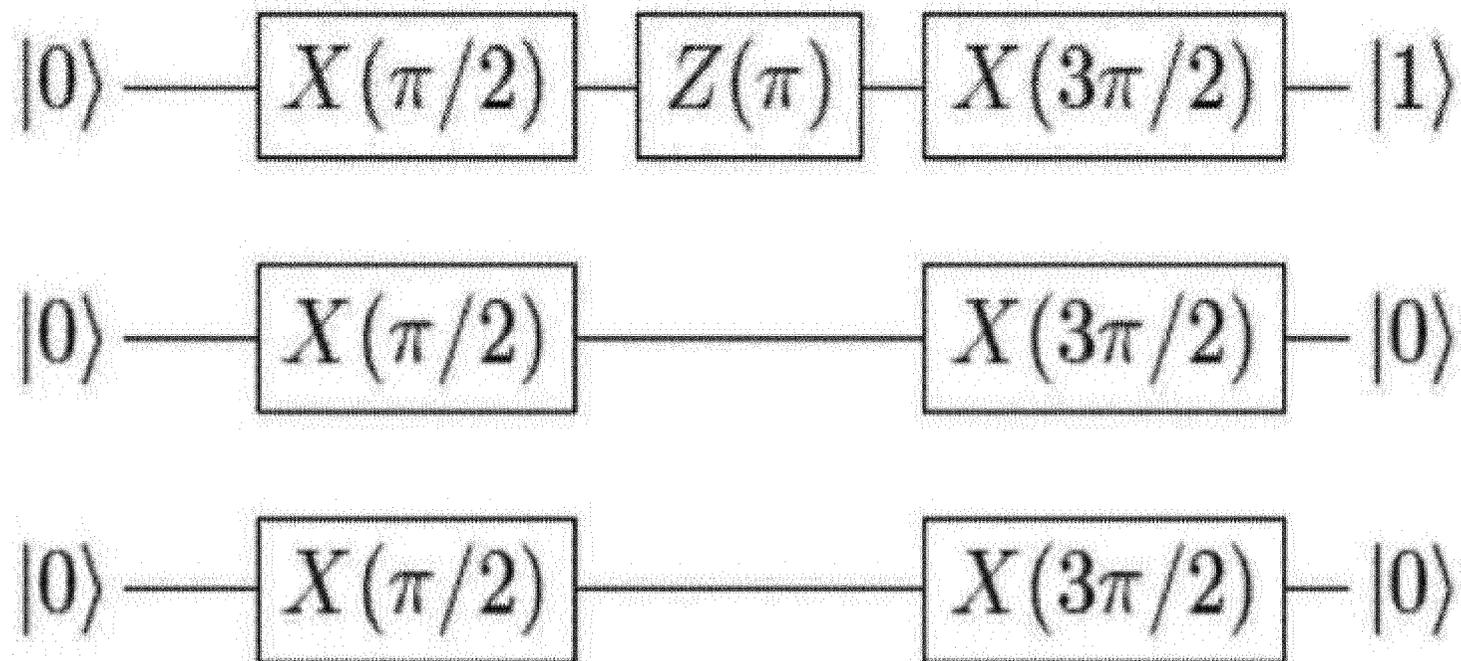
ФИГ. 5В



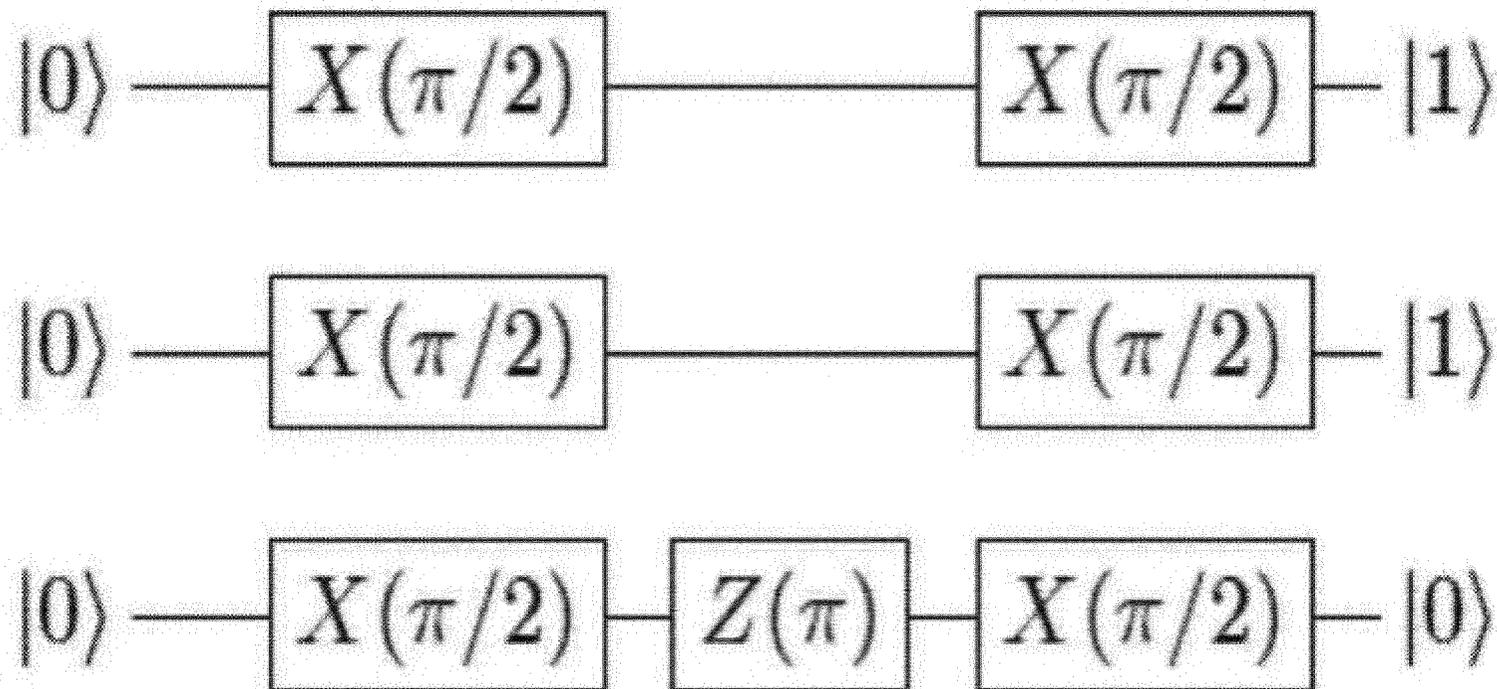
ФИГ. 5С



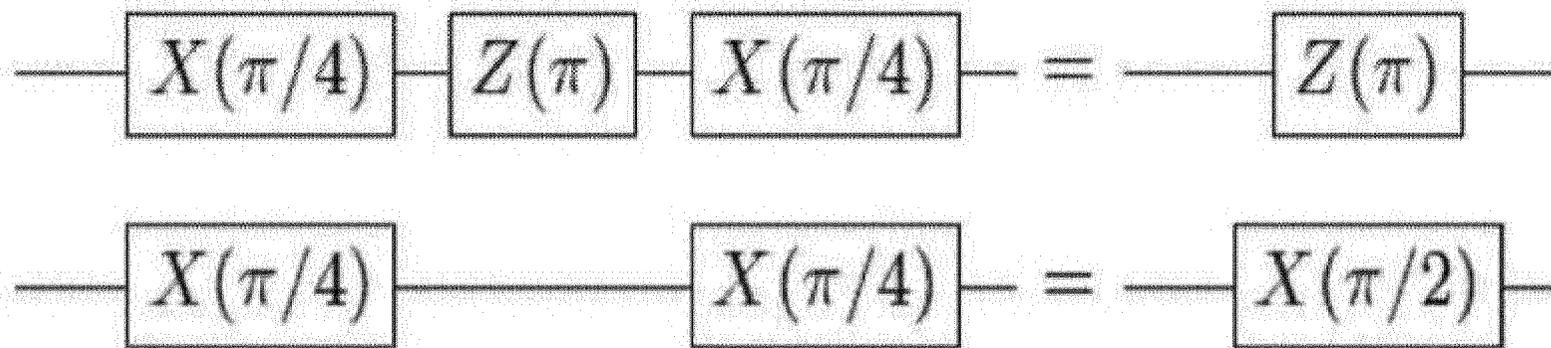
ФИГ. 5D



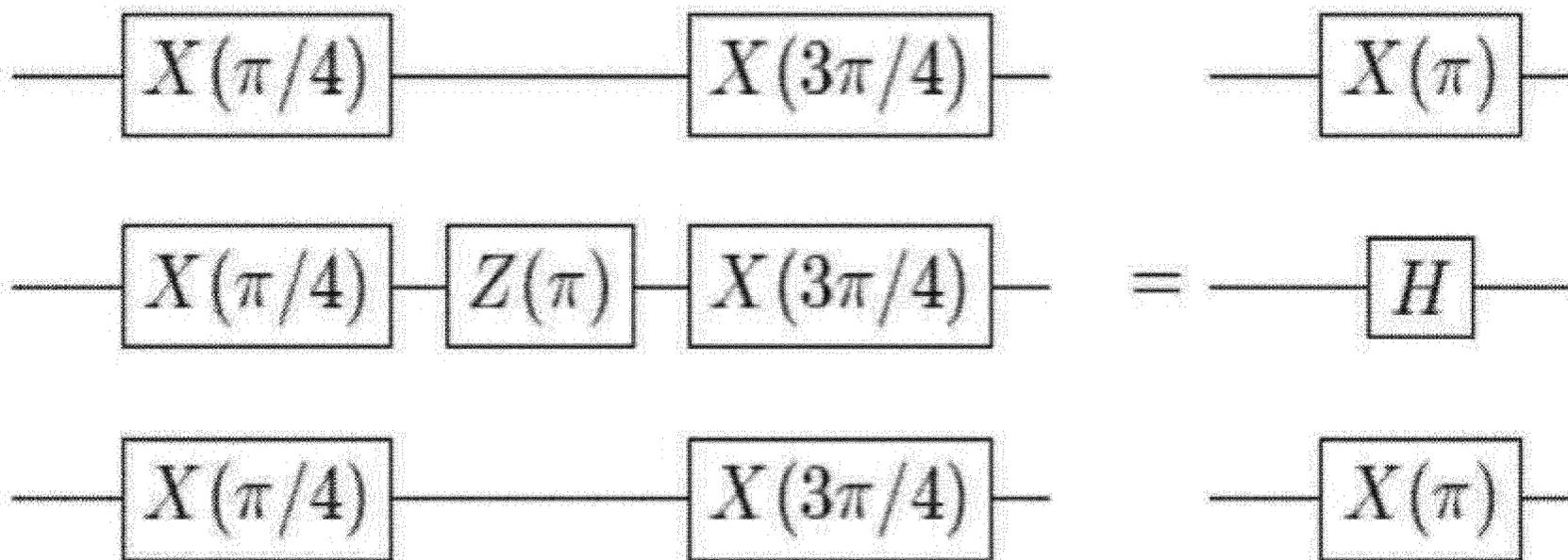
ФИГ. 5E



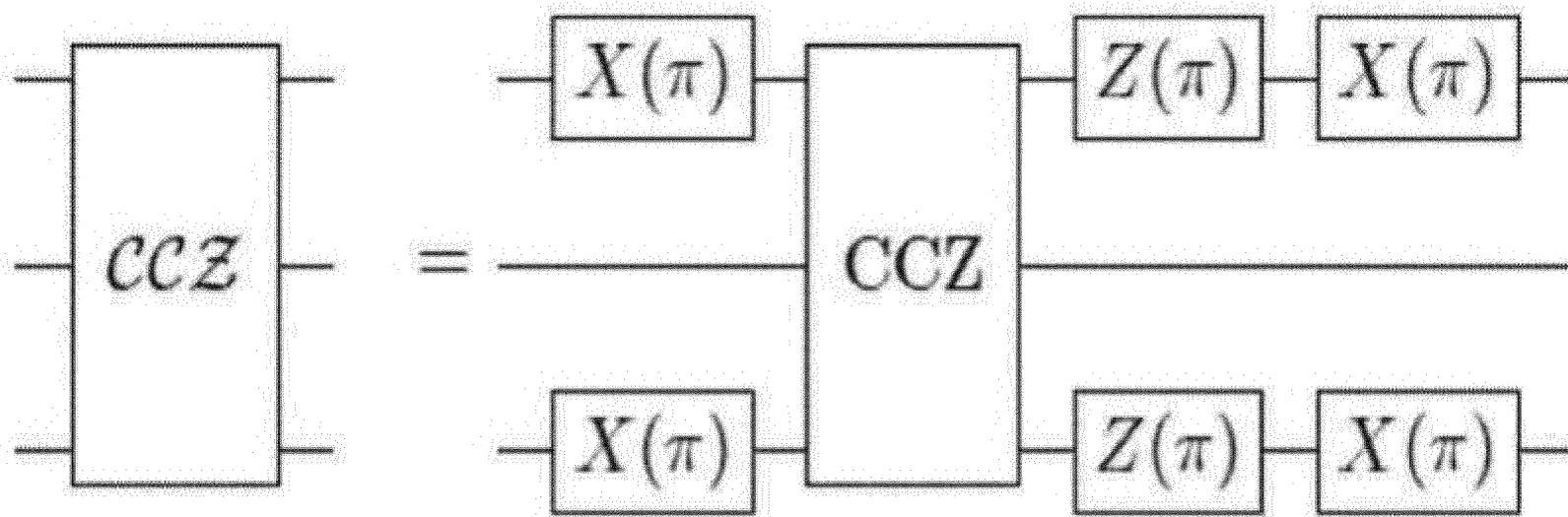
ФИГ. 5F



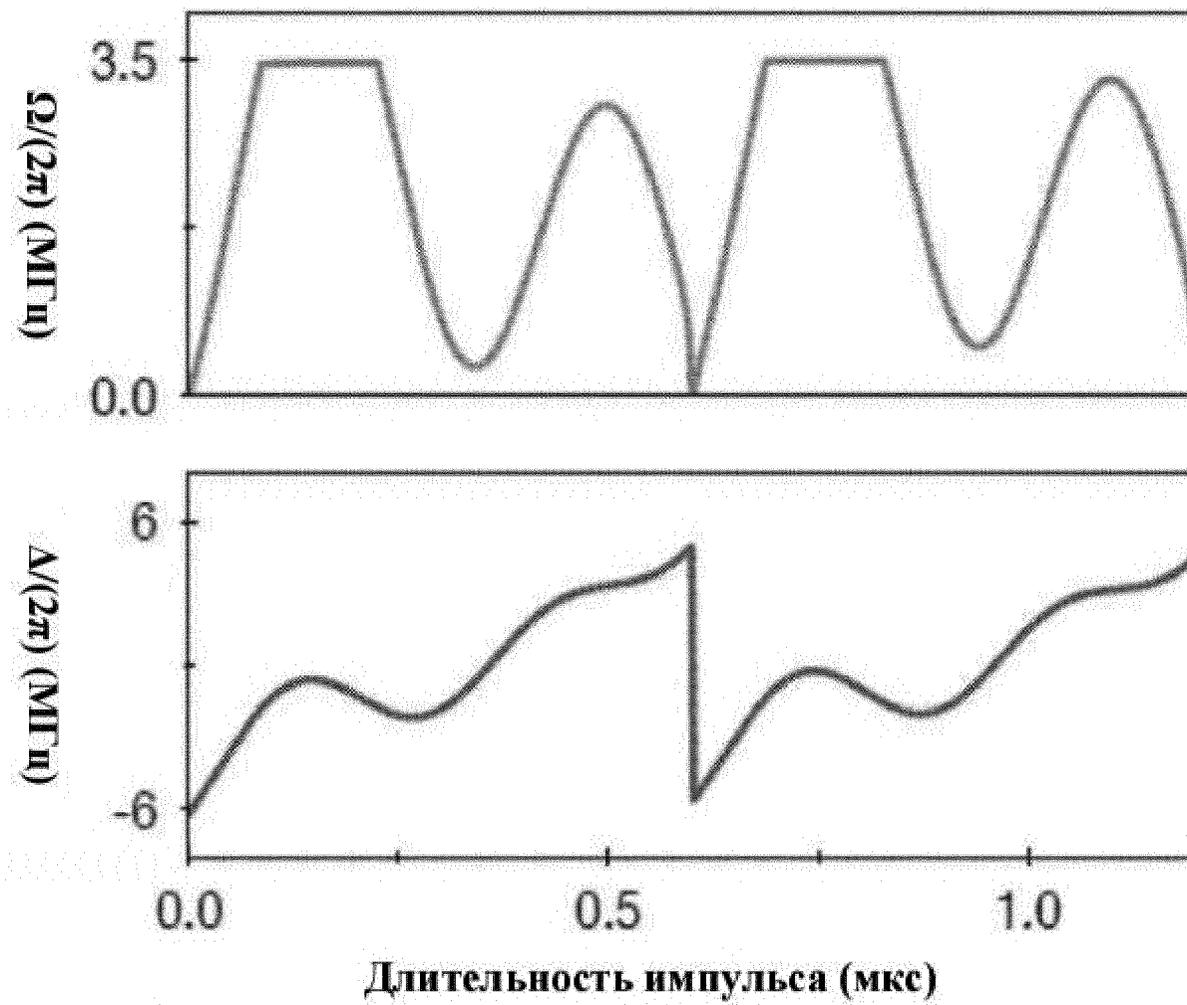
ФИГ. 5G



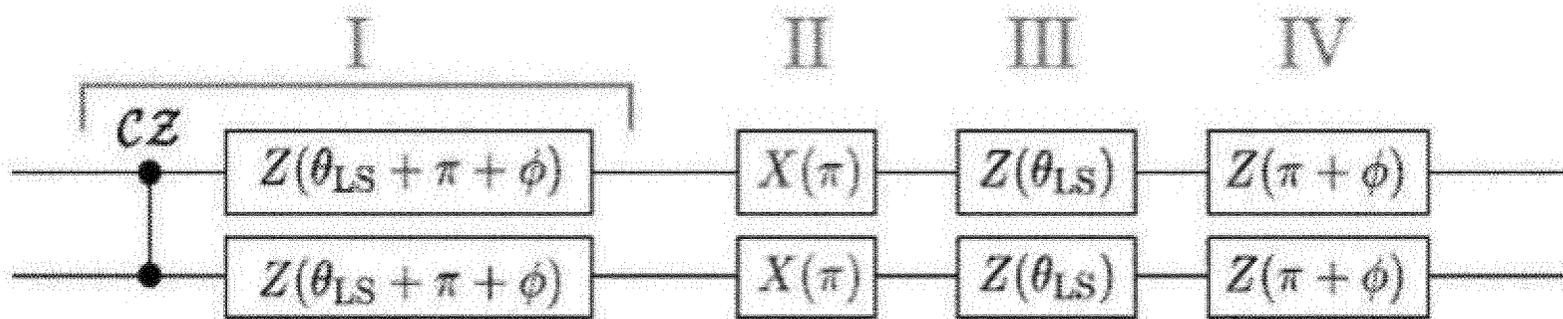
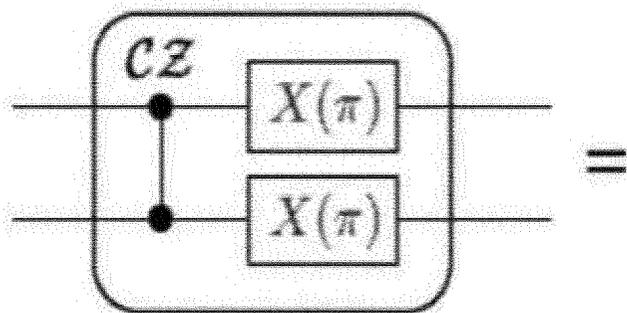
ФИГ. 5Н



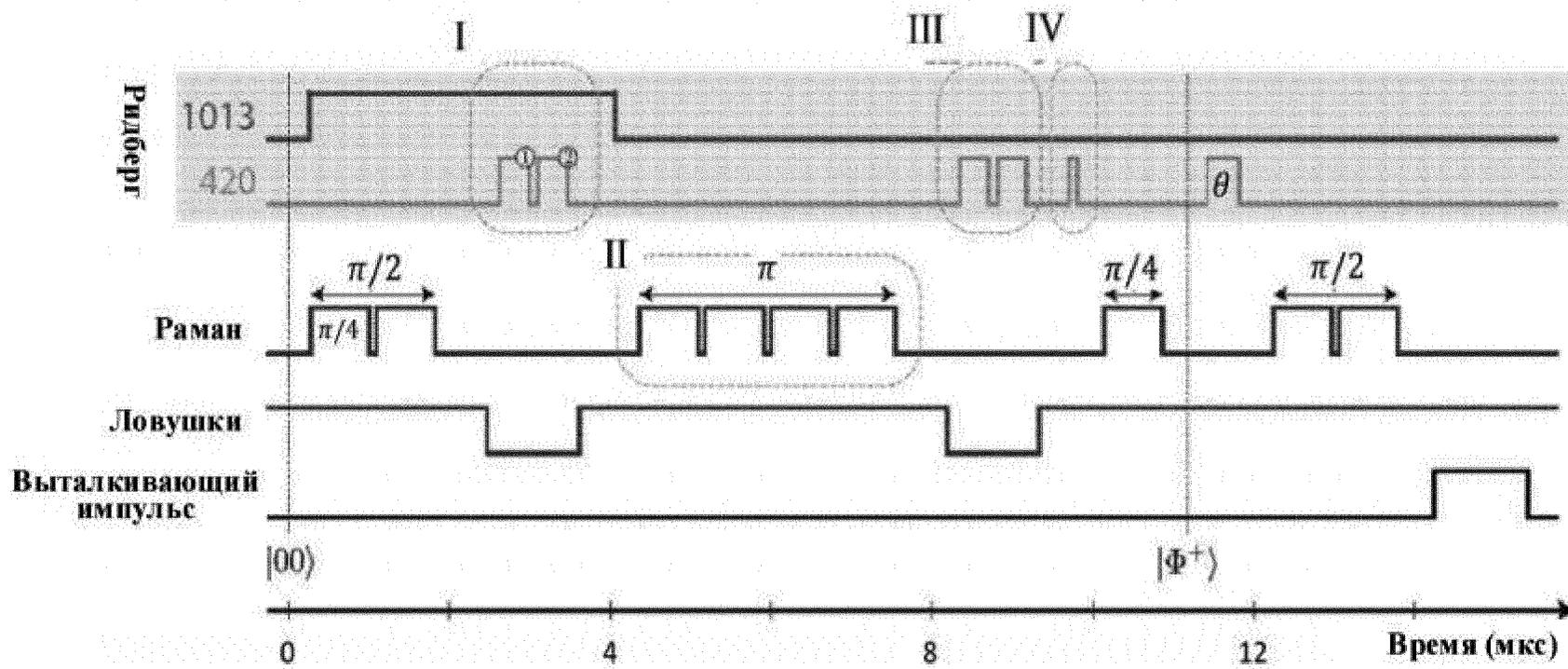
ФИГ. 5I



ФИГ. 6



ФИГ. 7А



ФИГ. 7В

СМОТ с выталкивающим импульсом (А)

Вход	00	01	10	11
00	0.2	0.8	1.7	97.3
01	1.0	0.2	96.4	2.4
10	93.3	3.2	1.5	2.0
11	2.6	94.4	1.3	1.7
	Выход			

Вентиль Тоффли с выталкивающим импульсом (А)

Вход	000	001	010	011	100	101	110	111
000	0.0	0.2	0.1	1.3	0.1	6.7	1.4	90.3
001	0.8	0.1	1.4	0.0	6.7	0.1	96.9	2.1
010	0.1	1.4	0.0	0.1	0.9	87.4	0.3	9.8
011	1.0	0.0	0.7	0.1	96.3	1.1	6.9	0.1
100	1.1	6.0	1.2	90.4	0.1	0.0	0.1	1.3
101	91.6	1.4	4.3	0.2	2.1	0.0	0.4	0.0
110	0.9	90.3	0.8	6.9	0.1	1.7	0.0	0.4
111	2.1	0.4	93.3	2.1	0.3	0.0	1.9	0.0
	Выход							

ФИГ. 8А

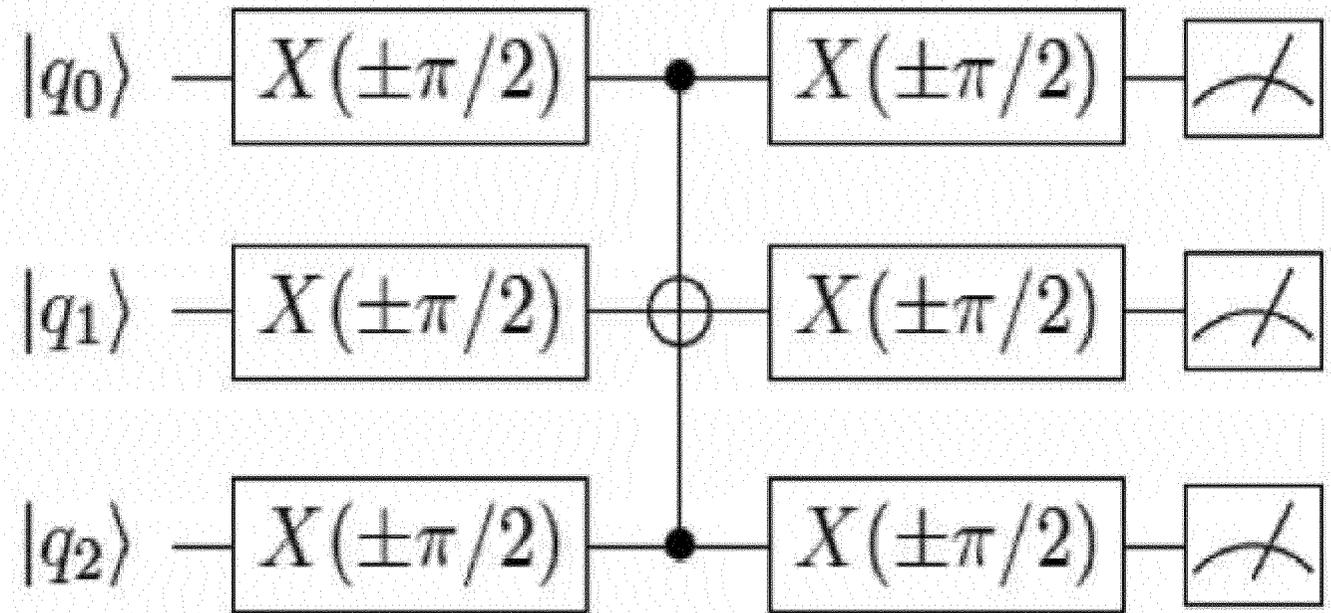
Без выталкивающего импульса (В)

00	97.7	1.3	1.0	0.1
01	96.9	1.5	1.5	0.1
10	96.2	1.2	2.3	0.3
11	96.5	1.3	1.9	0.3
Вход	CC	$C\bar{C}$	$\bar{C}C$	$\bar{C}\bar{C}$
	Выход			

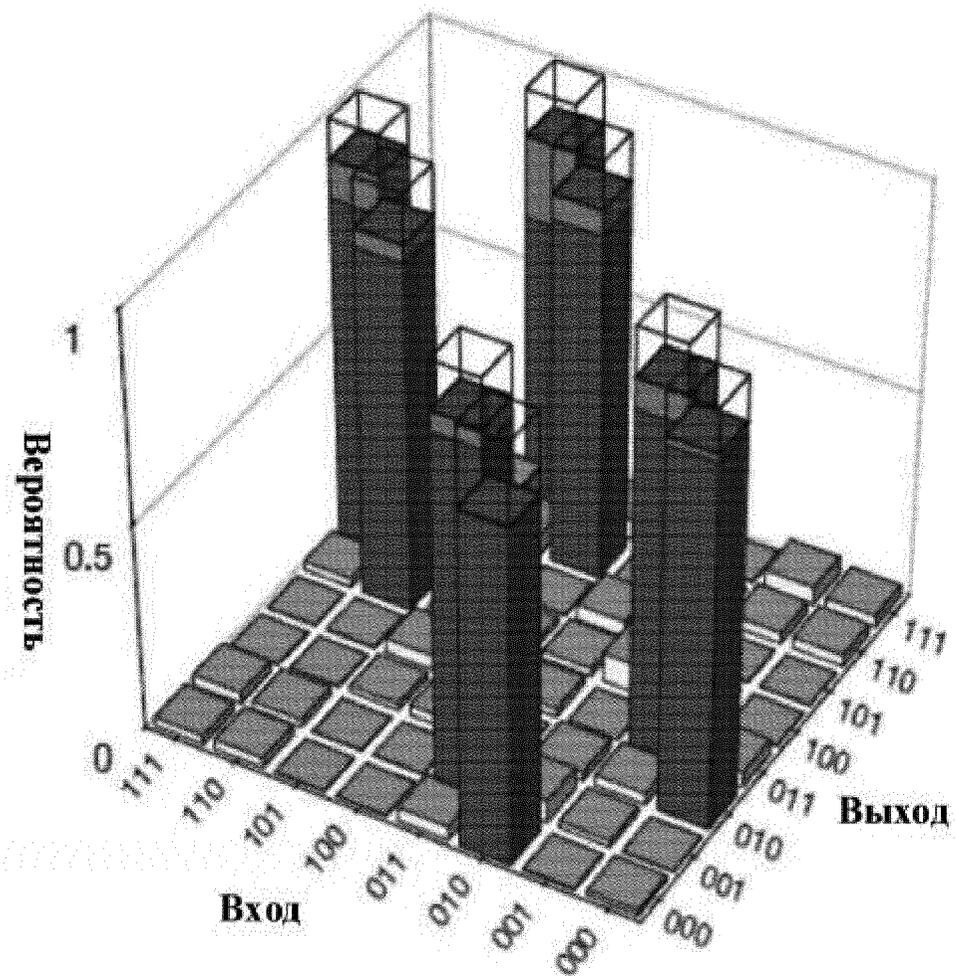
Без выталкивающего импульса (В)

000	92.8	5.4	1.7	0.2	5.9	4.1	0.5	0.1
001	92.5	1.0	2.0	0.1	3.9	0.1	0.5	0.0
010	93.1	5.3	1.6	0.3	5.3	3.8	0.4	0.0
011	93.0	0.6	2.1	0.1	3.6	0.2	0.5	0.0
100	92.9	3.9	1.6	0.5	0.9	0.0	0.1	0.0
101	96.6	1.1	2.7	0.2	0.5	0.0	0.0	0.0
110	92.2	3.3	2.5	0.5	1.4	0.1	0.1	0.0
111	96.2	0.7	2.3	0.1	0.6	0.0	0.1	0.0
Вход	CCC	$CC\bar{C}$	$C\bar{C}C$	$C\bar{C}\bar{C}$	$\bar{C}CC$	$\bar{C}C\bar{C}$	$\bar{C}\bar{C}C$	$\bar{C}\bar{C}\bar{C}$
	Выход							

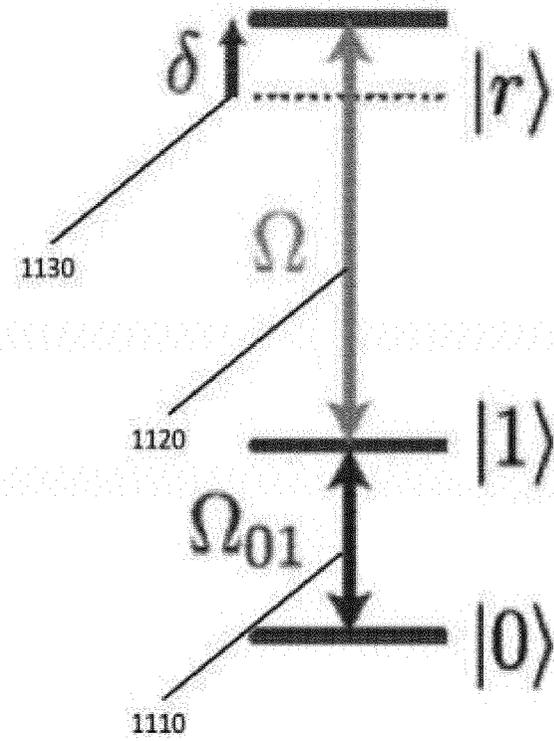
ФИГ. 8В



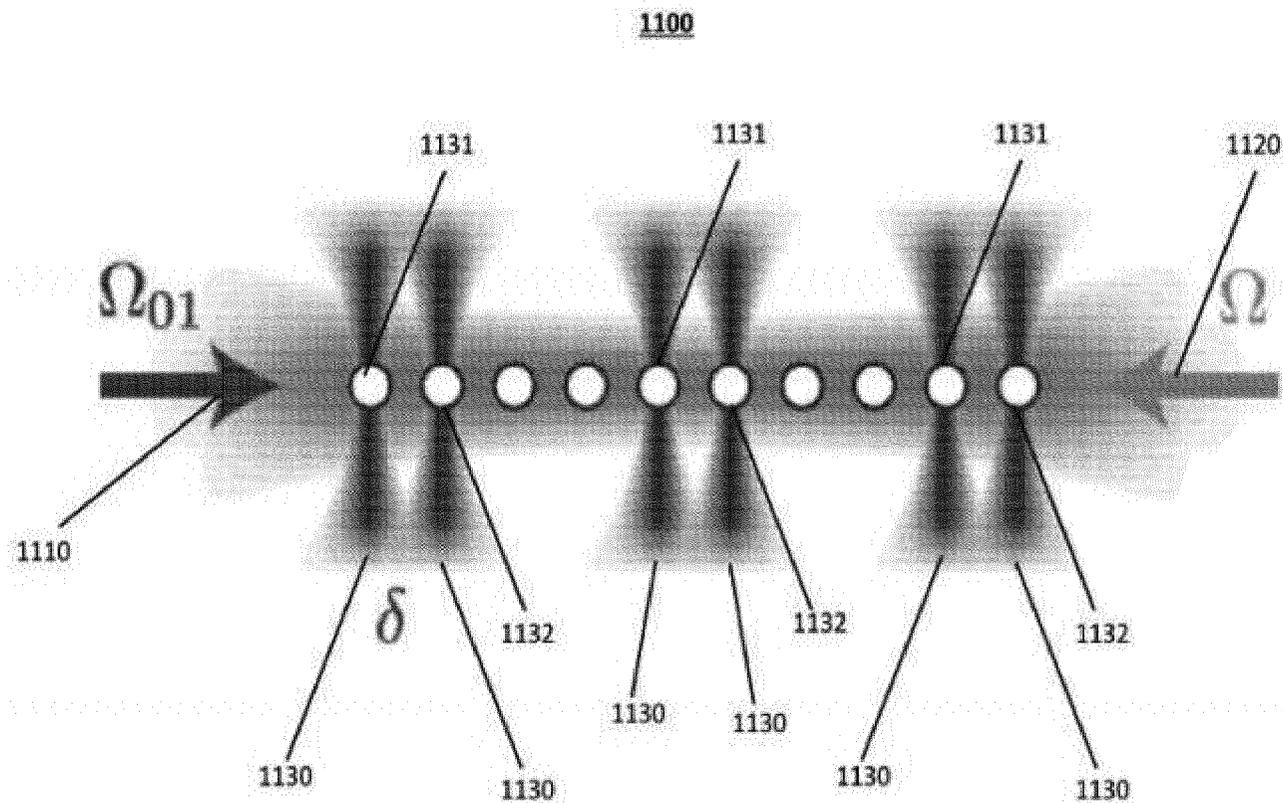
ФИГ. 9



ФИГ. 10



ФИГ. 11А



ФИГ. 11В