

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Квантовые вычисления на ионах в ловушках: принципы, достижения и перспективы*

И.В. Заливако, Н.В. Семенин, Н.О. Жаднов, К.П. Галстян, П.А. Каменских,
В.Н. Смирнов, А.Е. Корольков, П.Л. Сидоров, А.С. Борисенко, Ю.П. Аносов,
И.А. Семериков, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский

Ультрахолодные ионы являются одной из наиболее успешно развивающихся физических платформ в области квантовых вычислений: высокое время когерентности и качество операций обеспечили на сегодняшний день лидерство по показателю квантового объёма (2^{21}) по сравнению с другими системами, например сверхпроводниковой платформой (максимально продемонстрированный квантовый объём 2^9). На ионных квантовых вычислителях выполнены самые глубокие на сегодняшний день бенчмаркинговые алгоритмы и успешно продемонстрированы алгоритмы коррекции ошибок, что открывает перспективу перехода из сегодняшней эры "шумных квантовых процессоров" (NISQ) в следующую эпоху. В России направление ионных квантовых компьютеров начало активно развиваться с появлением Дорожной карты "Квантовые вычисления", стартовавшей в 2020 г. В данном обзоре представлены основные принципы работы ионного квантового компьютера, обзор современных мировых достижений в этой области, а также основные результаты нашей группы, полученные в ходе реализации Дорожной карты.

Ключевые слова: квантовые вычисления, ионы, ловушка Пауля, кудиты, квантовый компьютер, поверхностные ловушки

PACS numbers: 03.67. – a, 03.67.Lx, 32.30. – r, 37.10.De, 37.10.Ty, 42.62.Fi DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039884>

Содержание

1. Введение (585).
2. Захват ионов (590).
 - 2.1. Движение ионов в ловушке Пауля.
 - 2.2. Разновидности ловушек Пауля.
 - 2.3. Загрузка ионов.
3. Инициализация, охлаждение и считывание состояния ионов (595).
 - 3.1. Кодирование квантовой информации в ионах.
 - 3.2. Инициализация квантовых состояний.
 - 3.3. Охлаждение ионов.
 - 3.4. Считывание состояний ионов.
4. Реализация квантовых гейтов на ионах в ловушке (601).
 - 4.1. Способы проведения квантовых операций.
 - 4.2. Однокубитные и однокудитные гейты.
 - 4.3. Двухкубитные гейты.
5. Пятидесятикубитный ионный квантовый вычислитель на ионах иттербия (609).

5.1. Квантовый вычислитель на ионах $^{171}\text{Yb}^+$. 5.2. Реализация базовых квантовых алгоритмов.

6. Заключение (617).
- Список литературы (617).

1. Введение

В основе метода квантовых вычислений лежит возможность когерентного управления состоянием двухуровневой квантовой системы (однокубитные операции) и возможность перепутывания двух физических квантовых систем (двухкубитные операции). Естественно, что для обеспечения качественных вычислений требуется идентичность квантовых объектов и максимально высокое качество операций над ними, т.е. контролируемого перевода начального квантового состояния в требуемое $|\psi_0\rangle \rightarrow |\psi\rangle$. Одиночные атомы и ионы являются естественными квантовыми объектами, что обеспечивает их полную идентичность в отсутствие внешних возмущений. Квантовая информация может быть записана в состоянии электронных уровней, а управление состояниями обеспечивается хорошо развитыми методами лазерной или радиочастотной спектроскопии. Методы адресации одиночных атомов и ионов, недоступные до появления лазерного охлаждения и ультрастабильных лазеров, сегодня являются весьма проработанными и не

И.В. Заливако^(1,2), Н.В. Семенин^(1,2), Н.О. Жаднов^(1,2),
К.П. Галстян^(1,2), П.А. Каменских^(1,2), В.Н. Смирнов^(1,2),
А.Е. Корольков^(1,2), П.Л. Сидоров^(1,2), А.С. Борисенко^(1,2),
Ю.П. Аносов^(1,2), И.А. Семериков^(1,2), К.Ю. Хабарова^(1,2),
Н.Н. Колачевский^(1,2,*)

⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва,
Российская Федерация

⁽²⁾ Российский квантовый центр, Инновационный центр "Сколково",
Большой бульвар 30, стр. 1, 121205 Москва,
Российская Федерация

E-mail: (*) kolachevsky@lebedev.ru

Статья поступила 9 декабря 2024 г.

* Обзор написан на основе доклада, представленного на Научной сессии Общего собрания Отделения физических наук Российской академии наук 9 декабря 2024 г. (см. УФН 195 (6) 584 (2025)).

ограничивают критически задачу создания квантового вычислителя. Это отмечено Нобелевской премией по физике, присуждённой С. Арошу и Д. Вайнланду (2012 г.) за "новаторские экспериментальные методы, которые позволяют измерять и манипулировать отдельными квантовыми системами" [1].

Определённой дилеммой является обеспечение высокого времени когерентности квантовой системы и одновременно сильного взаимодействия как с внешним электромагнитным полем, так и межчастичного взаимодействия. Высокое время когерентности требуется для повышения качества операций и выполнения максимально длинных алгоритмических последовательностей. Взаимодействия, в свою очередь, требуются для реализации квантовых операций, причём желательно, чтобы операции были быстрые (значит, взаимодействия должны быть сильными).

Большое время когерентности подразумевает изоляцию квантовой системы от внешних воздействий и выбор устойчивых внутренних состояний, например, метастабильных уровней. При этом должен сохраняться "открытый" канал для детерминированного управления волновой функцией системы, что для однокубитных операций происходит за счёт специально подготовленных импульсов электромагнитного поля (оптического или радиочастотного). Декогерентность по данному каналу может быть минимизирована за счёт чрезвычайно малого количества фотонов в соответствующей моде при выключенном внешнем поле. Сложнее обстоит дело с двухкубитными операциями, требующими сильного межчастичного взаимодействия для перепутывания квантовых объектов. Ионы, в отличие от атомов, проявляют сильное кулоновское взаимодействие, а соответствующий потенциал будет квантоваться при достижении низких температур. Если снизить количество шумовых фононов в кулоновской колебательной моде, то можно обеспечить почти идеальные условия для выполнения квантовых операций. Совокупность перечисленных факторов способствовала тому, что именно ионы были выбраны в качестве одного из первых и весьма удачных объектов исследования в задаче создания квантовых компьютеров.

Базовым элементом квантового компьютера является в общем случае кудит — квантовый объект с $d \geq 2$ состояниями. Так как исторически квантовая теория информации развивалась на основе классической, то традиционно рассмотрение фокусировалось на двоичном представлении данных и, соответственно, двухуровневых системах — кубитах. Во избежание отличия терминологии и определений от общепринятых мы также будем преимущественно оперировать понятием кубита, за исключением некоторых разделов, посвящённых именно многоуровневым системам. Важной особенностью квантовых вычислений является очень быстрый рост размерности пространства состояний квантовой системы с количеством кубитов. Так, вычислительный регистр из N кубитов соответствует пространству состояний размерности 2^N . Количество информации, которое может быть закодировано в векторе такого пространства, можно проиллюстрировать тем фактом, что для его описания потребовалось бы $2 \times 2^N - 1$ действительных чисел, что уже для 300 кубитов составляет приблизительно 4×10^{90} — величина, недоступная для какого-либо классического компьютера. Вычислительный

потенциал квантовых компьютеров можно эффективно использовать для моделирования других квантовых систем, решать задачи оптимизации, криптографии, квантовой химии и многие другие.

Весь потенциал квантовых вычислителей может быть раскрыт только тогда, когда мы сможем полноценно управлять квантовым состоянием всего регистра. Для этого необходимо уметь как контролировать квантовое состояние каждого кубита, так и осуществлять перепутывание нескольких кубитов между собой с высокой точностью. В ином случае большая часть гильбертова пространства регистра окажется недоступной либо результат вычисления будет отличаться от ожидаемого. Более формально требования к квантовой системе, которую можно использовать в качестве вычислителя, сформулировал [2] ДиВинченцо в 1996 г.: 1) это должна быть масштабируемая система с хорошо определёнными кубитами; 2) должна быть возможность инициализировать кубиты в некоторое начальное состояние; 3) система должна обладать большим временем когерентности; 4) система должна обеспечивать реализацию универсального полного набора квантовых операций; 5) необходима возможность измерить состояния каждого кубита. С момента формулировки основных принципов квантовых вычислений в 1980-х гг. [3–5] область прошла большой путь от теоретических концепций до прототипов реальных устройств [6–10], в том числе могут быть доступны сторонним пользователям [11–14].

В 1994 г. Игнасио Сирак и Питер Цоллер предложили [15] использовать в качестве физической реализации квантового регистра цепочку из лазерно-охлаждённых ионов, захваченных в линейную ловушку Пауля [16]. Атомарные ионы в ловушках естественным образом представляют собой многоуровневые квантовые системы, идентичные между собой в рамках одного и того же изотопа и удовлетворяющие критериям ДиВинченцо. Применение захваченных ионов в различных областях физики началось с разработки методов удержания заряженных частиц. Наибольшее распространение в области квантовых вычислений нашла радиочастотная ионная ловушка, изобретённая в 1953 г. Вольфгангом Паулем [17]. В. Пауль вместе с Г. Демельтом (изобретателем ионной ловушки другого типа [18]) были удостоены Нобелевской премии по физике в 1989 г.

Удержание частиц в ловушках Пауля достигается комбинацией статических и переменных электрических полей, создаваемых специальными системами электродов (рис. 1). Отличительной особенностью ионных ло-

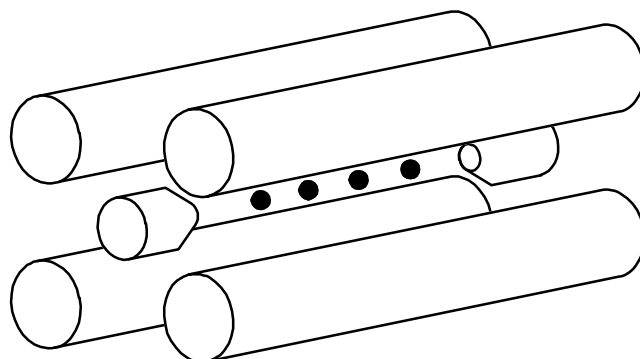


Рис. 1. Схематическое изображение ловушки Пауля. Чёрные круги в середине обозначают цепочку ионов, удерживаемых электродами.

вушек является их глубина, которая может достигать нескольких электронвольт, что эквивалентно температурам удерживаемых частиц ~ 10000 К. Это позволяет загружать в них ионы из тепловых источников без предварительного охлаждения, а время жизни захваченных частиц может достигать нескольких месяцев. Кроме того, ловушки Пауля вносят минимальные возмущения в энергетическую структуру ионов и позволяют эффективно изолировать захваченные частицы от внешних воздействий. Так, подобные ловушки не требуют для своей работы наличия магнитного поля, а ионы после лазерного охлаждения [19] локализуются вблизи области, где удерживающие электрические поля обращаются в ноль. Учитывая, что такие ловушки обычно помещаются в вакуумные камеры с остаточным давлением менее 10^{-10} мбар, столкновениями с фоновым газом также обычно можно пренебречь. Указанные свойства позволяют обеспечить выполнение третьего критерия ДиВинченцо — длительное время когерентности. Так, рекордное на сегодняшний день среди всех типов кубитов время когерентности величиной в 1 ч было достигнуто на ионе $^{171}\text{Yb}^+$ в ловушке Пауля [20]. Другим преимуществом ловушек Пауля является высокая степень локализации отдельных частиц после охлаждения (от нескольких десятков нанометров до единиц микрометров). Охлаждённые захваченные ионы формируют структуры, называемые ионными или ионными вигнеровскими кристаллами (рис. 2). Данные структуры имеют природу, сходную с кристаллической решёткой твёрдых тел, и формируются, когда кинетическая энергия частиц становится меньше энергии кулоновского отталкивания между ионами и взаимодействия с удерживающим полем ловушки. Ионные кристаллы могут иметь линейную, двумерную и трёхмерную конфигурации. Характерное расстояние между ионами в кристалле составляет 1–15 мкм. Такая сильная локализация и стационарность конфигурации кристаллов позволяют эффективно реализовать оптическое индивидуальную адресацию каждой из частиц. Помимо этого, обеспечивается выполнение режима Лэмба–Дике [16], возникающего при локализации частиц в области, меньшей, чем длина волны взаимодействующего с ними излучения. В таком режиме взаимодействие ионов с излучением преимущественно происходит без изменения колебательного состояния частиц, минимизируя влияние движения частиц на точность однокубитных операций. Не менее важным является то обстоятельство, что ионы в кристалле с точки зрения механики представляют собой систему связанных гармонических осцилляторов. Последнее обуславливает наличие у ионов в ловушке обобщённых колебательных степеней свободы, которые могут использоваться для запутывания квантовых электронных состояний ионов между собой.

Таким образом, лазерно-охлаждённые ионы в ловушке Пауля удовлетворяют всем критериям ДиВинченцо: 1) квантовая информация может кодироваться в электронных состояниях ионов, количество захватываемых ионов ограничивается только техническими возможностями контроля их квантовых состояний, а дальнейшее масштабирование реализуется путём квантовых интерконнектов между несколькими отдельными ионными цепочками [21, 22]; 2) инициализация квантовых состояний эффективно реализуется методами оптической накачки [23, 24]; 3) рекордные среди всех существующих

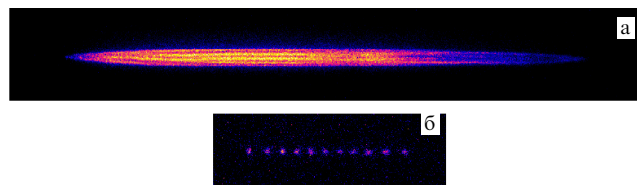


Рис. 2. Изображения ионных кристаллов, состоящих из $^{25}\text{Mg}^+$. (а) Трёхмерный кристалл, (б) линейный кристалл. Каждая точка соответствует одиночному иону.

сегодня платформ времена когерентности [20] достигаются на ионах благодаря высокой степени изоляции от влияния окружающей среды; 4) полный универсальный базис квантовых операций реализуется при помощи высокоточных однокубитных операций, выполняемых при помощи микроволновых [25, 26] или оптических полей [6, 24], а также двух- [15, 27, 28] или многокубитных [31, 32] операций, использующих в качестве медиатора взаимодействия общие колебательные моды; 5) состояния каждого иона могут быть считаны с высокой точностью с помощью метода квантовых скачков [6, 16, 24].

Как было отмечено выше, цепочки ионов в ловушках Пауля были первой предложенной физической реализацией квантового вычислителя [15]. Важнейшим достижением работы [15] было создание концепции использования общих колебательных мод для проведения двухкубитной операции (гейта Сирака–Цоллера), а именно операции контролируемого отрицания — CNOT. Уже через год после публикации работы [15], в 1995 г., Кристофер Монро и Дэвид Вайнленд, следуя предложенному Сираком и Цоллером подходу, экспериментально продемонстрировали перепутывание электронных степеней свободы одиночного иона бериллия в ловушке с его колебательной модой — ключевой элемент предложенного вентиля. В 1998 г. группе под руководством Вайнленда удалось реализовать [31] перепутывание двух ионов бериллия в ловушке модифицированным методом Сирака–Цоллера, не требующим индивидуальной оптической адресации частиц, а в 2003 г. было осуществлено и полноценное перепутывание двух ионов кальция с индивидуальной адресацией [32], а значит, реализован полный универсальный набор квантовых операций для двухкубитной системы. Основным недостатком гейта Сирака–Цоллера является необходимость охлаждения используемой моды колебаний до основного состояния [33]. Так как процесс охлаждения до основного колебательного состояния всегда производится с некоторой конечной точностью, а также из-за нагрева ионной цепочки после охлаждения [34–36] это приводит к ошибкам при проведении данного типа гейта.

Менее чувствительная к начальному колебательному состоянию альтернатива вентилю Сирака–Цоллера была предложена в 1999 г. Мельмером и Зоренсенем [27]. Данный метод (гейт Мельмера–Зоренсена, или MS-гейт) отличается одновременно относительной простотой реализации (не требуется индивидуальная адресация ионов, операция осуществляется за один лазерный импульс) и гораздо более низкой чувствительностью к начальному колебательному состоянию ионов. Несмотря на то что охлаждение до основного колебательного состояния улучшает точность данного гейта, оно не является необходимым условием для его проведения. Экспери-

ментально такой гейт был продемонстрирован [37] в 2008 г. в группе Райнера Блатта в Инсбруке на паре ионов кальция. Достигнутая точность операции составила 99,3(1) %. Данный тип вентиля, с незначительными модификациями, до сегодняшнего дня является одним из наиболее распространённых в мире. Важно также отметить, что одновременное приложение этого гейта не к двум, а к большему числу частиц приводит к генерации максимально перепутанных многочастичных состояний типа Гринбергера–Хорна–Цайлингера (GHZ-состояний) [38].

Третьей распространённой формой двухкубитной операции является геометрический гейт, впервые предложенный и реализованный в 2003 г. [39] с точностью 97 % группой Вайнленда. Данный вентиль является фазовым и математически может быть представлен как гейт Мёльмера–Зоренсена в другом базисе. Подробнее о типах двухкубитных операций на ионах см. в разделе 4.3 настоящего обзора.

Помимо непосредственно области квантовых вычислений, развитие методов квантового запутывания ионов в ловушке серьёзно повлияло и на смежные направления исследований, в частности на прецизионную спектроскопию и метрологию. Так, в 2004 г. группой Вайнленда было предложено использование ансамбля ионов в максимально запутанном GHZ-состоянии для улучшения стабильности ионных стандартов частоты [40]. Этой же группой были предложены и экспериментально продемонстрированы важнейшие концепции симпатического охлаждения [41] и квантово-логической спектроскопии [42], открывшие возможность исследовать и применять для метрологических целей ионы со структурой уровней, препятствующей их прямому охлаждению и считыванию. С помощью данных методик были реализованы оптические стандарты частоты на ионах алюминия с относительной погрешностью менее 10^{-18} [43], а также прецизионная спектроскопия высокозаряженных ионов аргона [44], имеющая важное значение для проверки фундаментальных теорий, в частности квантовой электродинамики. За свои выдающиеся открытия в области управления квантовыми состояниями одиночных ионов Дэвид Вайнленд в 2012 г. был удостоен Нобелевской премии по физике.

Таким образом, к 2003–2008 гг. были продемонстрированы все необходимые экспериментальные примитивы для создания универсального ионного квантового вычислителя или симулятора. Это послужило началом бурного развития как теоретических, так и экспериментальных исследований в данной области. В 2005 г. группой Кристофера Монро был реализован первый полноценный квантовый алгоритм на паре ионов кадмия — двухкубитный алгоритм Гровера с фазовым оракулом [45] с точностью 60(2) %. Для более чем двух ионов на начальном этапе эксперименты больше были сосредоточены в области квантовых симуляций, так как многие задачи в данной сфере могут быть решены с меньшей степенью контроля за квантовой системой по сравнению с универсальным вычислителем. Например, в 2011 г. были проведены первые эксперименты по квантовой симуляции, действующей до 6 частиц [46, 47]. В частности, несмотря на то что перепутывающие операции в такой системе реализовывались только глобально, задействуя сразу все ионы, была просимулирована динамика цепочки спинов с изинговым взаимодействием. В том же году было продемонстрировано GHZ-состояние из

14 ионов [48]. В 2017 г. указанный результат был улучшен группой Кристофера Монро, которая продемонстрировала симуляцию динамики фазового перехода в цепочке спинов с поперечным изинговым взаимодействием на 53 ионах, хотя данная симуляция являлась аналоговой и все операции выполнялись только глобально [49]. Также в 2018 г. группой Блатта были реализованы вариационные алгоритмы симуляции молекул H_2 и LiH , использующие до 4 ионов (перепутывающие операции снова выполнялись только глобально, в то время как однокубитные операции осуществлялись с индивидуальной адресацией). На сегодняшний день числа кубитов в симуляторах с использованием ловушек Пауля достигают 512 за счёт перехода к двумерным конфигурациям ионных кристаллов [50].

Развитию многокубитных универсальных вычислителей изначально препятствовало отсутствие индивидуальной адресации кубитов при выполнении перепутывающих операций. Это было связано с существовавшими типами двухкубитных операций, подразумевавшими взаимодействие частиц посредством только одной колебательной моды, что накладывало требование на их спектральную разрешимость. Так как аксиальные (осевые) моды спектрально располагаются дальше друг от друга, для вычислений использовались именно они, что требовало наличия ненулевой проекции волнового вектора лазерного пучка адресации на ось ловушки. Последнее, в свою очередь, усложняло индивидуальную оптическую адресацию. Решение данной проблемы было предложено группой Кристофера Монро в 2006 г. [51] и подразумевало переход к радиальным модам колебаний и обобщение гейта Мёльмера–Зоренсена на случай взаимодействия сразу с большим числом мод. Экспериментально такой подход был продемонстрирован в 2014 г. на ионах иттербия [52], что открыло дорогу для создания в 2016 г. первого на ионной платформе универсального квантового вычислителя с 5 кубитами [53]. Средняя точность двухкубитных операций в процессоре составила 98 %, при том что отличительной особенностью данного вычислителя стала полная связность — возможность осуществить двухкубитный вентиль между любой парой кубитов за одну операцию. Полная связность в ионных вычислителях обеспечивается за счёт того, что перепутывание происходит посредством общих колебательных мод, связанных одновременно со всеми захваченными частицами. Единственной платформой для квантовых вычислений, помимо ионов, обладающей полной связностью, сейчас являются нейтральные атомы, где это реализовано за счёт физического перемещения атомов друг к другу для проведения операции [54]. Помимо ионов на тот момент универсальные вычислители существовали только на сверхпроводниковой платформе.

Важнейшей вехой развития ионных квантовых вычислений стало создание в 2015 г. Кристофером Монро и Юнгсангом Кимом компании-стартапа IonQ. В то время как в развитие сверхпроводниковой платформы на тот момент уже включились крупные технологические компании, к примеру IBM и Google, привнеся туда существенное финансирование, производственные и инженерные ресурсы, ионная платформа до этого разрабатывалась исключительно в академических структурах. Данный шаг позволил существенно продвинуться в области технологичности производства подсистем вычислителей, повышения их надёжности и автоматизации. В

2019 г. было представлено следующее поколение вычислителя с 11 кубитами на ионах иттербия, выполненное по той же технологии, обладающего полной связностью и средней точностью однокубитных операций 99,5 % и двухкубитных операций 97,5 %. Также к данной системе был предоставлен облачный доступ на коммерческой основе. В 2022 г. той же компанией был выпущен 25-кубитный процессор *Agia* с точностями однокубитной и двухкубитной операций 99,94 % и 99,4 %. В этой системе было реализовано криогенное охлаждение вакуумной камеры для увеличения времени жизни ионной цепочки и снижения нагрева частиц. Вскоре был представлен и вычислитель *IonQ Forte* с новой системой оптической адресации на основе ультрафиолетовых акусто-оптических deflectоров (АОДов) и следующим поколением поверхностных ловушек, где количество кубитов было увеличено до 36, а точности однокубитных и двухкубитных операций — до 99,98 % и 99,6 % соответственно.

Следующий шаг в развитии ионных квантовых вычислителей совершила крупная американская компания *Honeywell*, представившая в 2020 г. свой прототип вычислителя на ионах иттербия [21]. В данном прототипе были собраны практически все имеющиеся на тот момент передовые решения, включая многосекционные поверхностные чип-ловушки, криогенную вакуумную камеру, специализированную электронику, мощные высокостабильные ультрафиолетовые лазерные источники, реконфигурацию ионных кристаллов, симпатическое охлаждение. Важной отличительной особенностью представленного прототипа от рассмотренных выше было то, что здесь ионы удерживались не в одной общей зоне ловушки, а в разных. Конструкция ловушки и электроники позволяла индивидуально перемещать каждый ион, при необходимости сближать их между собой для проведения двухкубитных операций, разделять, менять местами и многое другое. Такая концепция была изначально предложена ещё в 1998 г. в группе Дэвида Вайнленда [55, 56] и получила название квантового устройства с зарядовой связью (*Quantum Charge Coupled Device* — *QCCD*). Наиболее подробно такие подходы изучались в национальной лаборатории Сандия в США [57–61], результаты работы которой впоследствии и были использованы *Honeywell*. В представленном прототипе было 4 кубита с полной связностью методом физического перемещения ионов, достоверностями однокубитных и двухкубитных операций 99,99 % и 99,2 % соответственно. Также за счёт *QCCD*-технологии была продемонстрирована возможность промежуточного считывания субрегистра ионов, что является важным элементом для ряда алгоритмов, и в частности реализации коррекции ошибок. Помимо этого, *Honeywell* переняли метрику квантового объёма [62], изначально предложенную *IBM* для сверхпроводниковых процессоров.

Квантовый объём — метрика, интегрально учитывающая такие характеристики процессора, как точность однокубитных и двухкубитных операций, количество кубитов, их связность и отношение времени операции ко времени когерентности. Квантовым объёмом системы называют наибольшее число 2^N , такое что средняя вероятность получения "тяжёлых выходных значений" [63] после запуска цепочек специального вида на подрегистре из N кубитов составляет более $2/3$. "Тяжёлыми выходными значениями" называют такие измеренные состояния квантового регистра, теоретическая вероятность

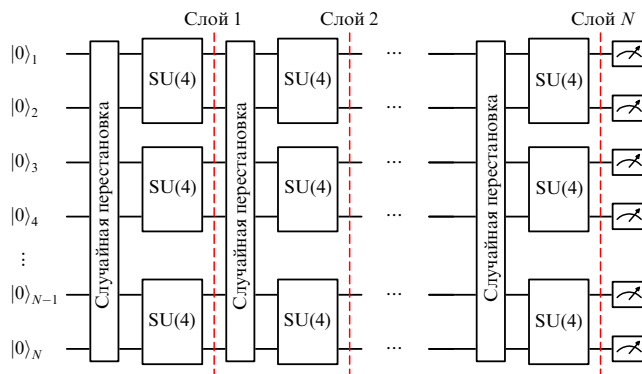


Рис. 3. Вид квантовых цепочек, используемых для характеристики квантового объёма. Каждый гейт $SU(4)$ на рисунке — случайная, равномерно выбранная по Хаару из $SU(4)$ двухкубитная операция.

получения которых на идеальном квантовом процессоре без шумов выше медианной. Цепочки для характеристики квантового объёма представлены на рис. 3 и состоят из N слоёв. В каждом из слоёв все N кубитов случайным образом разбиваются на пары, и на каждой из пар производится случайная, равномерно по Хаару выбранная из $SU(4)$, двухкубитная операция. Оказывается, что такая метрика является одной из наиболее строгих интегральных метрик, используемых сегодня, и может быть интерпретирована как размерность пространства квантового подрегистра, который эффективно может быть использован для относительно сложных квантовых алгоритмов.

В своём первом прототипе квантового вычислителя *Honeywell* продемонстрировали максимальный квантовый объём 2^4 , доступный на регистре такого размера. После этого подразделение *Honeywell*, занимающееся квантовыми вычислениями, было выделено в отдельную компанию *Quantinuum*, слившись с ещё одной — разработчиком квантовых алгоритмов. *Quantinuum* продолжил стремительное развитие ионной технологии, демонстрируя впечатляющий прогресс, характеризуемый квантовым объёмом [64]. Процессоры *H1-1* и *H1-2* первого поколения были подобны первому поколению процессора *Quantinuum*, имели линейную архитектуру, полную связность методом перемещения ионов, количество кубитов до 20,5 зон для одновременного проведения двухкубитных операций, возможность промежуточного считывания, поддерживали параметризуемые нативные вентили. В результате на системе *H1* были продемонстрированы рекордные для коммерчески доступных универсальных вычислителей на сегодняшний день значения точности двухкубитных операций 99,9 % и точность однокубитных операций 99,998 %. Квантовый объём указанной системы составил 2^{20} (максимальный для данного размера регистра). Следующее поколение процессора *H2* [6], представленное в 2023 г., превосходит *H1* с точки зрения количества кубитов (56), скорости перемещений (за счёт замены линейной архитектуры на кольцевую), скорости охлаждения, а также квантовому объёму 2^{21} , который является в мире рекордным. Для сравнения, наилучший результат, достигнутый ближайшим конкурентом, сверхпроводящим процессором *IBM Falcon R10 Prague*, составил 2^9 в 2022 г., что означает более чем в два раза меньше "полезных" кубитов. Отметим, однако, что многие другие компании используют другие метрики,

например алгоритмические кубиты (IonQ) [10] или характеризуют свои системы только покомпонентно (Google, университет Гарварда), а это усложняет прямое сравнение.

В России развитие квантовых вычислений на ионной платформе началось в 2020 г. в рамках проекта лидирующего исследовательского центра (РВК). Целью было создание 5-кубитного ионного вычислителя и подключение его к ионной платформе. Проект был подхвачен Дорожной картой (ДК) по квантовым вычислениям (2020–2024 гг., Госкорпорация "Росатом"), что позволило уже к концу 2024 г. продемонстрировать 50-кубитный вычислитель на ионах иттербия и ряд алгоритмов, реализованных на этой платформе. В разделе 5.1 будут представлены основные результаты, полученные в ходе реализации ДК. Также в рамках Дорожной карты была создана лаборатория в Российском квантовом центре, задачей которой является создание квантового вычислителя на ионах кальция [7]. Получен ряд важных экспериментальных и теоретических результатов [29, 65–73], достигнуты конкурентные с мировым уровнем значения достоверности одно- и двухкубитных операций.

Далее в обзоре будут описаны основные подходы и методы, использующиеся при создании ионных квантовых вычислителей, описана реализация некоторых алгоритмов, выполненных нашей группой, а также представлены характеристики 50-кубитного вычислителя на ионах иттербия, созданного в рамках ДК.

2. Захват ионов

2.1. Движение ионов в ловушке Пауля

Ниже рассмотрены основные аспекты удержания одиночных ионов и ионных цепочек в линейной ловушке Пауля.

2.1.1. Классическое рассмотрение, одиночный ион. В ловушке Пауля создаётся радиочастотный потенциал, близкий к квадрупольному в зоне удержания:

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{U}{2} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) + \frac{\tilde{U}}{2} (\alpha' x^2 + \beta' y^2 + \gamma' z^2) \cos(\omega_{\text{rf}} t). \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое — статическая часть, второе — радиочастотная (частота ω_{rf} порядка 10–20 МГц). Данное выражение записано в квазистатическом приближении, т.е. предполагается, что в каждый момент времени потенциал во всём рассматриваемом объёме имеет такую координатную зависимость. Это приближение справедливо, если длина волны радиочастотного поля ловушки много больше её характерных размеров, что всегда выполняется на практике. В том же приближении волновое уравнение для поля записывается в виде уравнения Лапласа:

$$\Delta \Phi = 0, \quad (2)$$

что верно при любых $U, \tilde{U}, \omega_{\text{rf}}$, если

$$\alpha + \beta + \gamma = 0, \quad \alpha' + \beta' + \gamma' = 0. \quad (3)$$

Для проведения квантовых вычислений на ионах обычно выбирают конфигурацию, соответствующую

$$-\alpha = -\beta = \frac{\gamma}{2} > 0, \quad \alpha' = -\beta', \quad \gamma' = 0. \quad (4)$$

Физический смысл такой конфигурации заключается в наличии некоторой выделенной оси (в данном случае это ось z), удержание вдоль которой чисто статическое. Вдоль той же оси в последующем будут линейно выстраиваться ионы, составляющие квантовый регистр. Движение иона по оси z будет гармоническим, частота колебаний равна

$$\omega_z = \sqrt{\frac{\gamma e U}{m}}, \quad (5)$$

где m — масса иона, e — его заряд (здесь и далее положительный). Уравнение же радиального движения примет вид (для оси x):

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} - (a - 2q \cos(2\tau))x = 0, \quad (6)$$

где параметры a, q, τ в обозначениях уравнения (1) равны

$$\tau = \frac{\omega_{\text{rf}} t}{2}, \quad a = \frac{4eU\alpha}{m\omega_{\text{rf}}^2}, \quad q = \frac{2e\tilde{U}\alpha'}{m\omega_{\text{rf}}^2}. \quad (7)$$

Аналогично записывается уравнение движения по оси y . Дифференциальное уравнение типа (6) носит название *уравнения Матье* [16]. Решениями такого уравнения будут, соответственно, функции Матье. Устойчивость траекторий, описываемых функциями Матье, определяется параметрами a и q . В частности, теорема Флоке [74] утверждает существование периодических решений уравнения Матье для пар (a, q) , попадающих в так называемую *область устойчивости* [16]. При выполнении условия устойчивости функции Матье раскладываются в ряд Фурье согласно

$$x(\tau) = A \exp(ib\tau) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \exp(i2n\tau) + B \exp(-ib\tau) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \exp(-i2n\tau), \quad (8)$$

где A и B — произвольные константы, задающие начальные условия, а коэффициенты b и C_{2n} связаны друг с другом набором определённых рекуррентных соотношений [16], зависящих от a, q . Наиболее наглядный вид движения иона принимает в случае $(|a|, q^2) \ll 1$. Тогда можно показать [16], что $b \approx \sqrt{q^2/2} - a$, а коэффициентами $C_{\pm 2n}$ можно пренебречь при $n \geq 2$. В такой постановке закон движения иона будет следующим ($A = B$):

$$x(t) = 2AC_0 \cos\left(\frac{b\omega_{\text{rf}}}{2} t\right) \left[1 - \frac{q}{2} \cos(\omega_{\text{rf}} t)\right]. \quad (9)$$

Из выражения (9) можно понять общий характер колебаний иона в ловушке вдоль оси радиочастотного удержания. Ион совершает гармоническое движение с малой (по сравнению с частотой удерживающего поля) частотой $b\omega_{\text{rf}}/2 \ll \omega_{\text{rf}}$, на которое наложена высокочастотная модуляция малой амплитуды, пропорциональной q

($q^2 \ll 1$). Эти малые быстрые колебания получили название микродвижения, а вышеупомянутые медленные колебания — *секулярным движением*. Частота такого движения называется *секулярной частотой*:

$$\omega_r = \frac{b\omega_{\text{rf}}}{2} \approx \frac{\omega_{\text{rf}}\sqrt{q^2/2 - a}}{2}. \quad (10)$$

2.1.2. Колебания ионной цепочки, нормальные моды. Технически самой простой реализацией квантового регистра ионных кубитов является непрерывный массив ионов, помещённый в одну общую линейную ловушку Пауля (например, как на рис. 1). Такая конфигурация обладает тем преимуществом, что ось ловушки соответствует нулевой амплитуде радиочастотного поля. Последнее, в свою очередь, означает, что микродвижение в этом положении минимально. Поскольку микродвижение приводит к нагреву ионов [75], что ухудшает достоверность квантовых операций, линейные цепочки являются приоритетным выбором для квантового регистра.

Заметим, что ионы действительно будут выстраиваться вдоль оси ловушки, только если аксиальная частота ω_z из (5) заметно меньше радиальной секулярной частоты ω_r из (10). Существует приближённая зависимость между необходимым для линейности отношением ω_r/ω_z и количеством ионов в цепочке N [76]:

$$\frac{\omega_r}{\omega_z} > \frac{0,77N}{\sqrt{\log N}}. \quad (11)$$

Таким образом, при увеличении числа ионов в ловушке для фиксированной радиальной частоты требуется всё более слабое аксиальное удержание.

Малые колебания системы около положения равновесия представляют собой линейную комбинацию *нормальных мод*, характеризующихся частотами данных мод, а также их амплитудными векторами. Поиск этих характеристик сводится к задаче о поиске собственных векторов и собственных значений матрицы вторых производных потенциала V , взятых в положениях равновесия $z_i^{(0)}$. Можно показать [77], что матрицы

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z_i \partial z_j} \right)_{\{z_i^{(0)}\}}, \quad \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j} \right)_{\{z_i^{(0)}\}} \quad (12)$$

для вычисления аксиальных и радиальных мод соответственно линейно связаны друг с другом. Это означает, что, во-первых, соотношения между амплитудами колебаний различных ионов для соответственных радиальных и аксиальных мод будут совпадать (рис. 4), а во-вторых, частоты таких мод однозначно выражаются друг через друга:

$$2(\omega_r^2 - \omega_{r,k}^2) = \omega_{z,k}^2 - \omega_z^2, \quad (13)$$

где $\omega_{r,k}, \omega_{z,k}$ — частоты радиальной и аксиальной k -й моды соответственно ($\omega_{r,1} = \omega_r$, $\omega_{z,1} = \omega_z$). Аксиальные частоты увеличиваются с ростом k , поэтому радиальные, согласно формуле выше, уменьшаются, т.е. ограничены сверху частотой ω_r . Более того, из-за большой разницы между аксиальной и радиальной частотой спектральное расстояние между соседними радиальными модами заметно меньше такого расстояния для аксиальных мод. Пример типичного аксиального и радиального спектров в ловушке с 5 ионами приведён на рис. 5.

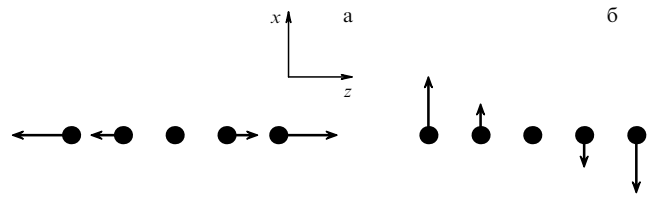


Рис. 4. Пример соответственных нормальных мод: аксиальной (а) и радиальной (б). Стрелки обозначают величину амплитуды и направление колебаний соответствующего иона в цепочке.

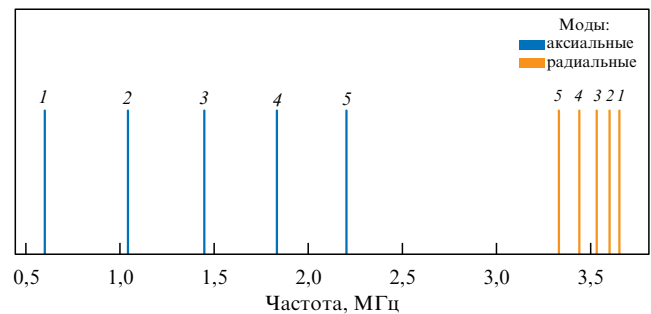


Рис. 5. Спектр колебательных мод для цепочки из 5 ионов. Значения частот взяты следующими: $\omega_z = 0,6$ МГц, $\omega_r = 3,65$ МГц. Числа над линиями обозначают номера мод.

2.1.3. Взаимодействие поля с ионом. Взаимодействие поля с ионом может быть представлено в виде гамильтониана

$$\hat{H}_I = \hbar\Omega(|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|) \cos(\mathbf{k}\hat{\mathbf{r}} - \omega t + \phi), \quad (14)$$

где Ω — частота Раби, $\mathbf{k}$ — волновой вектор поля, $\hat{\mathbf{r}}$ — радиус-вектор иона, ϕ — фаза поля, ω — частота поля. Частота Раби Ω зависит от типа перехода (электрический, квадрупольный, магнито-дипольный и т.д.), амплитуды поля, его поляризации и направления пучка [78].

После перехода в представление взаимодействия гамильтониан может быть записан в следующем виде:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar\Omega}{2} \sigma_+ \exp \left[i \sum_l \eta_l (\hat{a}_l \exp(-i\omega_l t) + \hat{a}_l^\dagger \exp(i\omega_l t)) \right] \times \exp(i(\phi - \Delta t)) + \text{h.c.}, \quad (15)$$

где h.c. означает эрмитово сопряжение, Δ — отстройка частоты поля от частоты перехода. Операторы $\sigma_+ = |1\rangle\langle 0|$ и $\sigma_- = |0\rangle\langle 1|$ действуют в электронном пространстве. Коэффициент η_l носит название *параметра Лэмба–Дике* и вычисляется согласно

$$\eta_l = kb_{l,j} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_l}}, \quad (16)$$

где ω_l — колебательная частота l -й нормальной моды, $b_{l,j}$ — нормированная амплитуда колебаний иона в этой моде (j — его номер в цепочке).

Рассмотрим случай резонансного взаимодействия, когда $\Delta = 0$. Тогда в приближении Лэмба–Дике ($\eta_l \ll 1$) гамильтониан взаимодействия можно свести к виду

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar\Omega}{2} (\sigma_+ \exp(i\phi) + \sigma_- \exp(-i\phi)). \quad (17)$$

Данный гамильтониан описывает резонансные осцилляции Раби и будет использован в разделе 4.2.

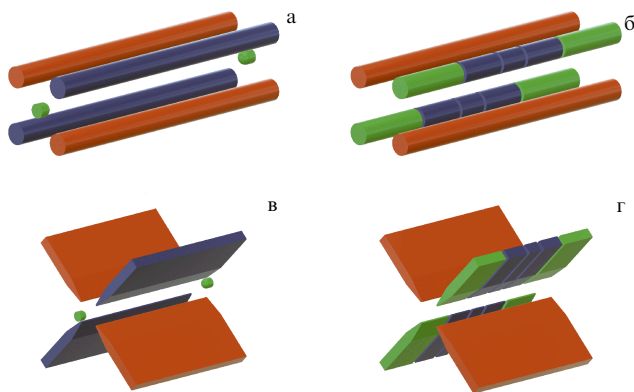


Рис. 6. Основные реализации ловушек Пауля: ловушка с круглыми электродами простая (а) и сегментированная (б), ловушка с электродами в виде лезвий простая (в) и сегментированная (г). На красные электроды подаётся переменное напряжение, на синие — постоянный потенциал, участвующий в формировании удерживающего потенциала в радиальном направлении, на зелёные — постоянный потенциал для продольного удержания ионов в ловушке.

2.2. Разновидности ловушек Пауля

2.2.1. Объёмные ловушки. Строго говоря, при реализации потенциала переменного электрического поля, описанного в разделе 2.2.1, линии равного потенциала в плоскости, перпендикулярной оси ловушки, будут представлять собой гиперболы. Таким образом, для создания такого поля могут быть использованы электроды, имеющие гиперболический профиль, что, однако, редко реализуется на практике.

Есть две широко используемые конфигурации электродов, применяемых для обеспечения радиального удержания в ловушках Пауля: электроды в виде стержней (рис. 6а) и электроды в виде лезвий (рис. 6в). С точки зрения обеспечения необходимых радиальных секулярных частот в ловушке важно соотношение амплитуды V_0 прикладываемого к электродам переменного напряжения и расстояния от геометрического центра ловушки до электрода r_0 . При увеличении r_0 для поддержания секулярной частоты на прежнем уровне необходимо увеличивать амплитуду напряжения на электродах, что делает ловушки меньшего размера более предпочтительными. Удержание вдоль оси производится либо при помощи торцевых электродов (изображены зелёным цветом на рис. 6а, в), к которым прикладывается постоянный потенциал, либо путём сегментирования электродов радиального удержания и смещения потенциала концевых электродов относительно центрального сегмента (рис. 6б, г).

Другим важным фактором для квантовых вычислений является достоверность считывания состояний ионов в ловушке, что диктует необходимость обеспечения хорошего оптического доступа к ионам. Вследствие упомянутого выше обстоятельства конфигурация на основе электродов в виде лезвий оказывается более удачной при том же размере r_0 . В таких ловушках продемонстрировано удержание больших цепочек ионов, проведение однокубитных и двухкубитных гейтов [32, 79], подготовка запутанных многочастичных состояний [48].

Для более точного контроля за положением ионов на оси цепочки может быть использовано сегментирование электродов ловушки (рис. 6б). Такой подход позволяет более точно контролировать расстояние между ионами,

а также перемещать их вдоль оси ловушки, сближать или разделять ионы (рис. 6г). Отсутствие необходимости в торцевых электродах также улучшает оптический доступ к ионам вдоль оси.

С точки зрения используемых материалов и технологий при изготовлении деталей ловушки, в том числе электродов, нужно учитывать высокие требования к точности геометрии ловушки для минимизации темпов нагрева захваченных ионов. Возможно изготовление электродов как из металлов, таких как медь, нержавеющая сталь, молибден, так и из диэлектриков (например, алюмооксидной керамики) с последующим покрытием золотом. При изготовлении металлических деталей ловушки, как правило, применяется электроэрозионная обработка, обеспечивающая микронную точность геометрии конечных деталей.

2.2.2. Планарные ловушки. Создание квантового вычислителя, способного решать полезные практические задачи, требует многократного увеличения числа используемых ионных кубитов. Объёмные ловушки позволяют удерживать линейные массивы из более чем 100 ионов [80], однако эффективность выполнения операций над такими большими цепочками оказывается ограничена. Во-первых, с увеличением числа ионов N в цепочке обычно падает скорость двухкубитных гейтов $R_{\text{gate}} \approx \eta \times \Omega$, где η — параметр Лэмба–Дике, $\eta = \sqrt{\hbar k^2 / 2m_0 N \omega}$, m_0 — масса одного иона, ω — частота колебательной моды, Ω — частота Раби [78, 81]. Такие гейты выполняются при помощи возбуждения общей колебательной моды путём передачи импульса от лазерного излучения иону. В длинных цепочках коэффициент, отражающий участие движения отдельного иона в коллективной моде, становится меньше, что замедляет лазерное возбуждение колебаний цепочки [78]. Чем дольше выполняется операция, тем сильнее процессы декогеренции (нагревы колебательных мод, флуктуации полей) портят достоверность двухкубитного гейта.

Во-вторых, с увеличением длины цепочки расстояния между ионами, в особенности в центральной области, уменьшаются до нескольких микрометров (в работе [80] ≈ 4 мкм). Лазерные пучки индивидуальной адресации ионов при таком расположении будут воздействовать не только на целевой ион, но и на его соседей, нарушая их квантовое состояние.

В-третьих, все объёмные ловушки изготавливаются методами механической обработки различных типов и представляют собой довольно крупные устройства (несколько сантиметров). Хотя такие ловушки эффективно выполняют свои функции, их конструкция и методы производства плохо подходят для создания компактных устройств с распределённой структурой, необходимых для масштабирования квантовых вычислений.

Архитектура QCCD крупномасштабного квантового компьютера на ионных кубитах была предложена в 2002 г. [56]. Она представляет собой множество соединённых ионных ловушек, между которыми отдельные ионы или их цепочки могут перемещаться с помощью электрических полей, создаваемых дополнительными управляющими DC-электродами. Удобство такой системы состоит в том, что ионный квантовый процессор можно разделить на несколько функциональных зон: зону взаимодействия, где ионы располагаются в единой цепочке и взаимодействуют друг с другом и с лазерным

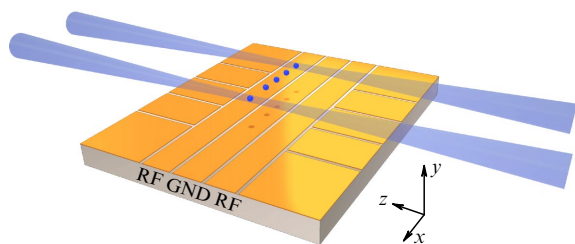


Рис. 7. Структура электродов планарной ловушки Пауля. Удержание ионов в направлениях y и z обеспечивается радиочастотным потенциалом, приложенным к RF электродам, центральный электрод заземлён (GND), а боковые сегментированные электроды обеспечивают удержание и передвижение ионов вдоль оси x . Лазерные пучки обычно направляются параллельно плоскости ловушки.

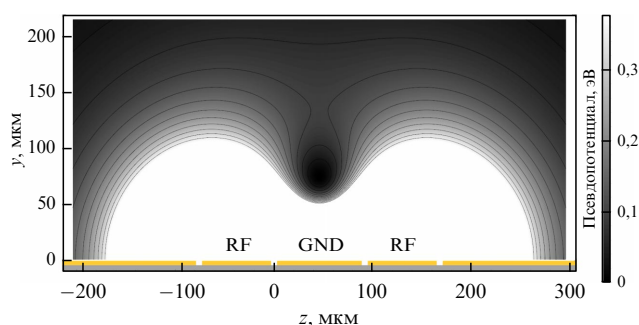


Рис. 8. Иллюстрация псевдопотенциала планарной ловушки Пауля, формируемого системой из пяти электродов. Электроды ловушки показаны внизу. Функция псевдопотенциала рассчитана в соответствии с [85] для случая, когда радиочастотное напряжение имеет амплитуду 100 В. Глубина удерживающего потенциала составляет 94 мэВ, высота удержания над поверхностью ловушки — 75 мкм.

излучением, зону памяти, где находятся кубиты, не используемые на определённом этапе квантового алгоритма, и зону загрузки, где пополняется массив ионов. Ионы должны перемещаться между этими зонами в процессе выполнения квантового алгоритма.

Первоначально QCCD было предложено реализовать на основе ловушек Пауля в классической четырёх-электродной конфигурации, но с плоскими RF и DC электродами, расположенными в три слоя (верхний и нижний формируют потенциал ловушки, а средний создаёт управляющие электрические поля для позиционирования ионов). Базовый шаг для реализации предложенного подхода — перемещение ионов между соседними ловушками — был продемонстрирован в той же группе [82].

В 2005–2006 гг. была предложена [83] и продемонстрирована экспериментально [84] альтернативная конструкция радиочастотной ионной ловушки Пауля, в которой поле создаётся электродами, расположенными в одной плоскости. Наиболее распространённой стала конфигурация, состоящая из пяти плоских параллельных электродов, полученная прямой проекцией четырёх электродов объёмной ловушки на плоскость. В такой схеме крайние и центральный электроды заземлены, а радиочастотное напряжение подаётся на пару оставшихся электродов (рис. 7). Минимум псевдопотенциала располагается над центральным электродом, а ось ловушки направлена вдоль электродов (рис. 8). Для аксиального удержания ионов используются несколько сегментов внешних электродов: например, приложив положитель-

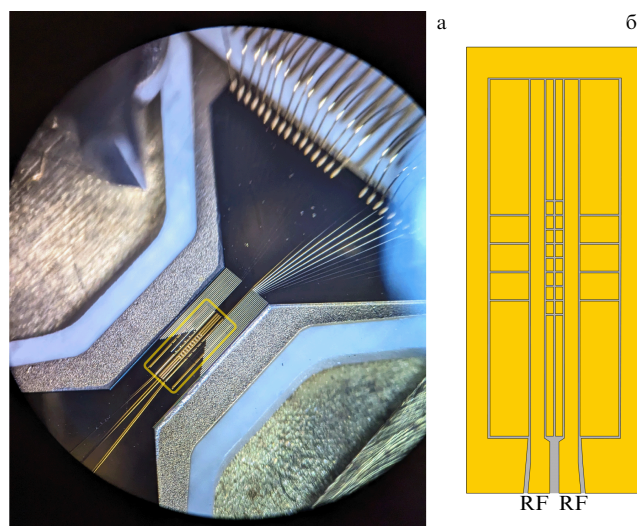


Рис. 9. Планарная ловушка Пауля на микрочипе, разработанная ФИАН и произведённая МИЭТ. Структура выращена на кремниевой подложке и имеет три слоя из золота, разделённых слоями нитрида кремния. Выделенная на фотографии (а) область ловушки схематично показана на рис. б. Ловушка насчитывает 2 RF-электрода, 20 внутренних и 10 внешних DC-электродов.

ное напряжение к угловым электродам (см. рис. 7), можно сформировать потенциальную яму вдоль оси ловушки с минимумом в её центре. Высокая точность и доступность фотолитографических методов для создания таких ловушек, широкий оптический доступ к ионам и возможности построения произвольной поверхностной структуры электродов идеально подходят для воплощения идеи QCCD.

В планарных ловушках перемещение ионов происходит за счёт изменения формы электрического потенциала над плоскостью ловушки. Плавным переключением напряжений на DC-электродах добиваются перемещения минимумов потенциалов вдоль оси ловушки вместе с ионами [86, 87]. Движение ионов в двумерной плоскости над поверхностью чип-ловушки позволяет манипулировать несколькими цепочками ионов на одном чипе как единым квантовым регистром: соединять и разделять цепочки, обмениваться ионами между ними и выполнять квантовые операции над любой парой кубитов. Логическую операцию SWAP, например, можно осуществить, физически меняя местами соседние ионы [88].

В сравнении с объёмными ловушками планарные ловушки отличаются приблизительно на порядок меньшей глубиной удерживающего псевдопотенциала при равной амплитуде радиочастотного напряжения, а также асимметрией потенциальной ямы в радиальной плоскости. Типичное расстояние от иона до поверхности чипа d составляет 50–100 мкм, что может существенно ограничивать числовую апертуру (NA) гауссова пучка лазера, применяемого для адресации ионов. Традиционно микрочипы с ионными ловушками производят в форме галстука-бабочки, где зона ловушки располагается в области перешейка шириной около 1 мм (рис. 9). В такой конфигурации NA составляет примерно 0,2 для лучей, распространяющихся параллельно плоскости ловушки и перпендикулярно перешейку, чего достаточно для использования пучков с диаметром перетяжки менее 2 мкм

для индивидуальной адресации ионов. Амплитуда радиочастотного напряжения, подаваемая на планарную ловушку, ограничена напряжением пробоя между близко расположенными электродами ($\lesssim 300\text{--}400\text{ В}$), однако оно сравнимо с максимальными напряжениями, используемыми и в объёмных ловушках.

Эффекты нагрева ионов в планарных ловушках проявляются сильнее из-за их близости к электродам. Разогрев колебаний ионов вызывается флуктуациями электрического поля в точке удержания. Основные источники таких флуктуаций — нестабильность потенциалов поверхностей электродов (патч-потенциалы) и тепловой шум (шум Джонсона – Найквиста) растут с уменьшением расстояния d до электродов пропорционально $1/d^4$ и $1/d^2$ соответственно [89]. Снижения скорости нагрева можно добиться применением оптимальных материалов поверхностных электродов, очисткой поверхности и использованием криогенных температур [90]. Наименьшие темпы нагрева, зафиксированные в планарных ионных ловушках, составляют несколько десятков фононов в секунду.

Разработка микрочипов с планарными ионными ловушками становится всё более сложной, и многие устройства, необходимые для квантовых вычислений и симуляций, постепенно интегрируются непосредственно на чип. Среди них: оптические волноводы, детекторы фотонов, а также электрические компоненты, такие как индуктивности и радиочастотные фильтры [91]. Современные ионные чипы могут включать несколько сотен программируемых электродов [6], ловушки на них располагаются в несколько рядов, а ионные цепочки могут перемещаться между ними через X-, Y- и T-образные соединения [92]. Для удобства адресации в некоторых ловушках формируют прорезы вдоль оси на полную глубину чипа, что позволяет лазерным лучам проходить через ловушку и точно воздействовать на захваченные ионы [93]. Часто такие микрочипы с ионными ловушками размещают в стандартных CPGA-корпусах, применяемых в компьютерных процессорах.

В последние годы в России начаты исследования в области разработки и применения планарных ионных ловушек. Научные группы из Физического института имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) [94] и Российского квантового центра (РКЦ) [95] работают над созданием микрочипов с ионными ловушками для квантовых вычислителей. Группа из Сколковского института науки и технологий [96] занята разработкой компактных оптических часов с использованием планарной ловушки. Пример чип-ловушки, разработанной в ФИАН и МИЭТ, представлен на рис. 9.

2.3 Загрузка ионов

Любой эксперимент по квантовым вычислениям начинается с загрузки одного или нескольких ионов в радиочастотную ловушку. В настоящий момент множество лабораторий, работающих с ионной вычислительной платформой, переходят к активному использованию планарных технологий [6, 21, 97] — в связи с этим ионные процессоры становятся всё меньше, а экспериментальные трудности, обусловленные процедурой загрузки, становятся всё более критичными для реализации качественных квантовых вычислений.

Обычно процесс загрузки ионов в ловушку состоит из трёх основных этапов: создания потока нейтральных

атомов, процедуры ионизации и процедуры захвата ионов. Для того чтобы получить поток нейтральных атомов, существует два наиболее распространённых метода: с помощью атомного испарителя [98] и с применением импульсной лазерной абляции [99]. Схемы реализации данных методов отображены на рис. 10. Также в более сложных экспериментах иногда применяются магнито-оптические ловушки, в которые можно улавливать нейтральные атомы и локализовывать их в необходимой для эксперимента точке пространства.

Исторически первым и классически используемым методом создания атомного потока является метод с применением испарителя, создающего направленный тепловой пучок из нейтральных атомов. Тепловой пучок создаётся путём нагрева атомного источника внутри вакуумной камеры. Испаритель представляет собой ёмкость с образцом вещества, снабжённую резистивным нагревателем. При включении нагревателя испаритель за счёт процесса эффузии создаёт пучок нейтральных атомов, который направляется таким образом, чтобы он проходил через область захвата ионной ловушки. Однако такой метод имеет ряд недостатков. Поток атомов, создаваемый атомными испарителями, является непрерывным и не может быть быстро выключен — это неизбежно приводит к избытку испарённых атомов, что является крайне нежелательным в эксперименте. При таком процессе загрузки атомы из пучка могут оседать на электродах ловушки или диэлектрических поверхностях, что будет приводить к её локальным загрязнениям. Было показано, что накопление загрязняющих веществ на электродах ловушки значительно увеличивает скорость нагрева захваченных ионов с течением времени [100, 101]. Также сочетание ионных ловушек с оптическими резонаторами [102] предъявляет жёсткие требования к процессу загрузки, поскольку любое загрязнение поверхностей зеркал будет ухудшать качество резонатора.

При использовании атомного испарителя ионизация нейтральных атомов обычно проводится либо с помощью электронного удара, либо методом резонансной фотоионизации. Метод электронного удара осуществляется с помощью электронной пушки. Электроны ускоряются и коллимируются таким образом, чтобы образованный электронный пучок пересекался с атомным в области захвата ловушки. Потенциалы ускоряющих электродов также должны обеспечивать достаточную энергию электронов для высокого сечения ударной ионизации. Однако такой метод является неселективным — процессу ионизации подвергаются атомы любых элементов и изотопов, оказавшиеся в пересечении электронного пучка и области захвата. Процессу ионизации подвергаются в том числе и атомы фоновых газов, которые остаются после откачки вакуумной камеры. Поэтому метод резонансной фотоионизации является более предпочтительным — он обеспечивает селективность изотопов, загружаемых в ловушку и, соответственно, обладает большей эффективностью по сравнению с электронным ударом. Эффективность загрузки с помощью метода фотоионизации до пяти порядков величины больше [103, 104], чем у метода электронного удара. Поэтому для ионизации требуется гораздо меньший поток нейтральных атомов, что обеспечивает уменьшение загрязнения электродов ловушки [105].

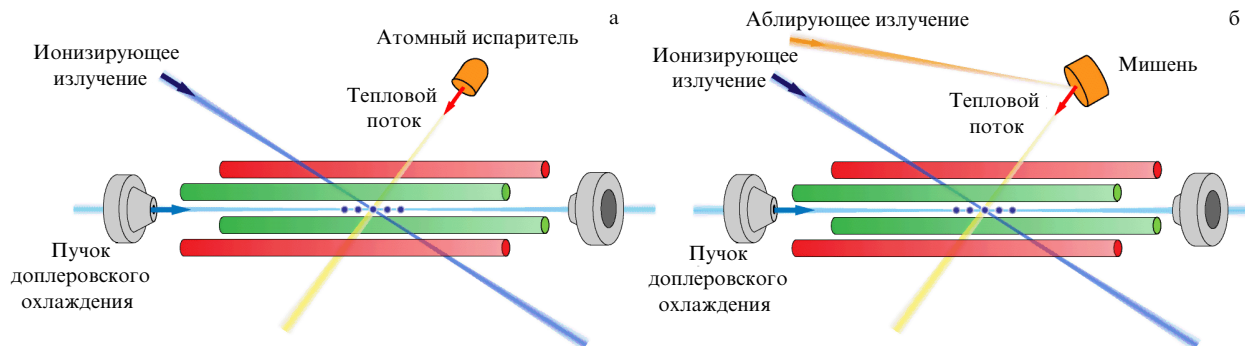


Рис. 10. Основные методы загрузки ионов в радиочастотную ловушку: с помощью (а) создания атомного потока с применением испарителя, (б) создания атомного потока с применением лазерной абляции совместно с использованием метода резонансной фотоионизации.

Метод создания атомного потока посредством импульсной лазерной абляции устраняет некоторые проблемы, возникающие при применении атомных испарителей. Метод лазерной абляции использует высокоэнергетические лазерные импульсы, которые воздействуют на мишень из выбранного материала и нагревают строго локализованную область до высоких температур. Это создаёт пучки атомов, покидающих поверхность мишени, в ответ на каждый лазерный импульс. Испарение атомов посредством абляции может поддерживаться столько времени, сколько требуется для получения желаемого количества захваченных ионов. Таким образом, после загрузки необходимого количества ионов процесс абляции может быть мгновенно остановлен. В то же время из-за высоких температур аблированных атомов загрузка может быть менее эффективной по сравнению с использованием атомного испарителя для неглубоких ловушек. Однако в работе [99] была продемонстрирована загрузка планарной ловушки с глубиной захвата всего 40 мэВ. Вместе с методом резонансной фотоионизации ионы могут загружаться в ловушку изотопно-селективно.

С помощью магнито-оптических ловушек возможно локализовать нейтральные атомы в области, где находится центр ионной ловушки, и после фотоионизации улавливать ионизированные атомы сразу в ионную ловушку [106]. Преимущество такого подхода заключается в том, что если ионная ловушка имеет небольшой потенциал захвата, то загрузка ионов данным методом может быть реализована гораздо более эффективно. К примеру, скорость загрузки ионной ловушки в статье [107] превышает скорость, достигаемую при фотоионизации (ионизации электронным ударом) атомного пучка, на четыре (шесть) порядков. В этой работе продемонстрировано, что неглубокие ловушки (0,13 эВ) легко загружаются с помощью данной техники.

3. Инициализация, охлаждение и считывание состояния ионов

3.1. Кодирование квантовой информации в ионах

Информация в ионных кубитах обычно кодируется во внутренних состояниях частицы, а в качестве медиатора взаимодействия между ними выступают обобщённые колебательные степени свободы ионной цепочки.

Для реализации вычислений ион должен обладать подходящей энергетической структурой. В частности, в

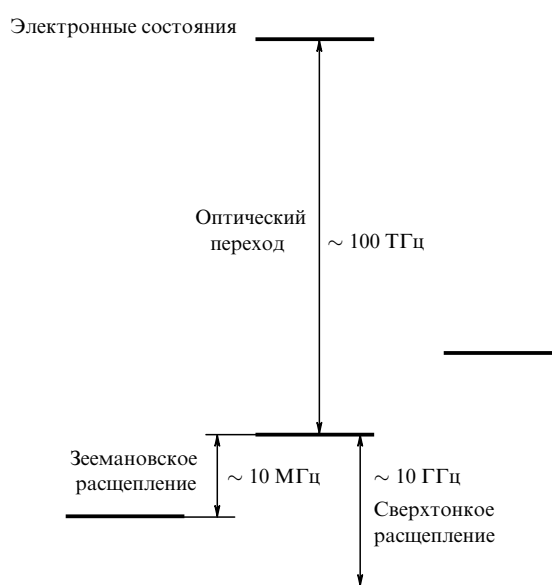


Рис. 11. Характерная схема уровней иона с указанием различных переходов, которые могут быть использованы для кодирования и управления кубитами.

нём обычно должна быть пара метастабильных уровней, которые можно было бы использовать в качестве состояний, кодирующих кубит, а также циклический переход для осуществления охлаждения, инициализации и считывания. Чаще всего наиболее удобными оказываются структуры ионов элементов II группы (например, Be^+ , Mg^+ , Ca^+) либо некоторые лантаноиды и актиноиды (Yb^+ , Lu^+ , Th^+). Это обусловлено наличием у них на валентной оболочке одного электрона, что делает их водородоподобными.

Существует несколько видов ионных кубитов, различающихся типами переходов между состояниями кубита (рис. 11). Первый из них — оптический кубит. В этом случае уровни кубита связаны между собой узким оптическим переходом (чаще всего E2) с частотой порядка нескольких сотен ТГц, что и обуславливает его название. Обычно одним из его уровней является основное электронное состояние иона, а вторым — некоторое метастабильное состояние, к примеру из D-уровня, который во многих рассматриваемых частицах имеет время жизни от нескольких десятков миллисекунд до десятков секунд. Вторым часто используемым тип кубита — микроволно-

вый кубит. Он обычно реализуется на переходе между двумя состояниями сверхтонкой структуры иона, имеющем частоту в диапазоне от единиц до десятков ГГц. Поэтому такие кубиты ещё часто называют сверхтонкими кубитами. Третий тип — зеемановский (или радиочастотный) кубит. Он образован несколькими зеемановскими подуровнями некоторого терма, и его частота составляет от нескольких единиц до сотен МГц.

Каждый из кубитов имеет свои преимущества и недостатки. Оптический тип кубита позволяет легко реализовать индивидуальную адресацию каждого иона в регистре при помощи одного сильно сфокусированного лазерного пучка. Недостатком оптического кубита является ограниченное время жизни возбуждённого состояния. Преимущество зеемановского кубита в том, что уровни находятся достаточно близко и могут управляться простыми радиочастотными источниками и антеннами, однако данный тип кубита имеет маленькое время когерентности из-за сильной чувствительности к магнитному полю, сложен для считывания и индивидуальной адресации. Одним же из самых распространённых типов кубита является микроволновый кубит [6, 37, 108]. Его преимуществом является большое время когерентности, которое может составлять более минуты [24] или более часа при применении методов активного подавления дефазировки (динамической развязки) [20]. Однако микроволновый кубит также требует более сложных подходов для обеспечения индивидуальной адресации по сравнению с оптическим. Операции с ним производятся с помощью рамановского перехода [109] или с помощью микроволнового поля [110]. Подробнее о методах управления различными типами кубитов см. раздел 4.

3.1.1. Многоуровневая система для кодирования квантовой информации. Структура уровней в ионах позволяет использовать значительно больше уровней, чем два, кодируя информацию в d -уровневой системе. Такие многоуровневые системы принято называть кудитами. Кудиты могут применяться для масштабирования квантовых компьютеров без существенного изменения и усложнения экспериментальной установки.

Существует два основных способа приложения многоуровневых систем. Первый основан на том, что один кудит может быть представлен как $\log_2(d)$ кубитов [69, 111]. Например, один кукварт (кудит с четырьмя уровнями) можно представить как два кубита. Использование одного иона для кодирования сразу нескольких кубитов позволяет увеличить количество кубитов до одной – нескольких сотен уже с существующими сегодня технологиями. Помимо этого, кубиты, закодированные в одном ионе, можно запутывать с помощью однокудитных операций, точность (или достоверность) которых обычно существенно выше достоверности двухчастичных запутывающих гейтов.

Второе преимущество кудитов заключается в возможности использования дополнительных уровней как вспомогательных для уменьшения количества гейтов, необходимых для проведения квантовых алгоритмов. Данные вспомогательные уровни принято называть анциллами. Так, с помощью кутритов (кудитов с тремя уровнями) можно эффективно сократить число операций для проведения гейта Тоффоли, который применяется во многих квантовых алгоритмах [112, 113].

Два указанных подхода можно задействовать одновременно. Например, при применении куквинтов (кудиты с пятью уровнями) первые четыре уровня можно представить как два кубита, а последний вспомогательный уровень использовать как анциллу [114].

Главными критериями выбора уровней для кудита являются большое время когерентности кудитных уровней, простота в индивидуальной адресации и возбуждении переходов между кудитными уровнями. Важно отметить, что у разных состояний кудитов время когерентности может быть разное. Например, в работах [72] и [115] при кодировании кудита используются магнитные подуровни из D-терма, энергии которых имеют различную чувствительность к флуктуациям магнитного поля, зачастую и определяющим время когерентности. Для стабилизации магнитного поля часто применяются магнитные экраны из μ -металла, снижающие влияние внешних магнитных полей [116, 117]. Также возможна активная стабилизация магнитного поля с помощью пары катушек и петли обратной связи, позволяющей точно контролировать ток через катушки [118]. Самым эффективным способом уменьшения влияния флуктуаций магнитного поля является применение методов активного подавления дефазировки (динамической развязки) [65, 119, 120]. В данных методах кубит (или кудит) кодируется в защищённых суперпозиционных состояниях, которые слабо чувствительны к магнитному полю.

В мире существует несколько лабораторий, разрабатывающих квантовый вычислитель на кудитах. Группа под руководством Р. Блатта создала процессор на 7-уровневых кудитах [121] в ионах $^{40}\text{Ca}^+$. Группа К. Сенко создала 13-уровневый кудит в ионах $^{137}\text{Ba}^+$ [115], где они заявляют, что могут повысить число кудитных уровней до 25. В нашей лаборатории был продемонстрирован первый кудитный квантовый процессор на ионах $^{171}\text{Yb}^+$ [72]. Также был продемонстрирован квантовый вычислитель на 8 куквартах (16 кубитах) [66], по итогам ДК был показан 50-кубитный ионный квантовый вычислитель, также основанный на кудитной архитектуре (см. раздел 5.1).

3.2. Инициализация квантовых состояний

После процедуры загрузки ионный регистр должен быть подготовлен в начальном состоянии $|\psi_0\rangle$. Ошибка, связанная с качеством проведения процедур приготовления и считывания состояния одного иона, ϵ_{SPAM} (SPAM — State Preparation And Measurement errors), приводит к снижению достоверности проводимых алгоритмов на регистре, экспоненциально зависящей от числа кубитов как $(1 - \epsilon_{\text{SPAM}})^{N_q}$, где N_q — количество кубитов, и приводит к систематическому сдвигу распределения вероятности получения тех или иных выходных состояний. Поскольку эта ошибка обычно является стационарной во времени, выходные данные могут быть постобработаны так, чтобы скорректировать полученное распределение, однако последнее ведёт к резкому росту числа измерений, которые должны быть сделаны. Для реализации алгоритмов коррекции ошибок необходимым требованием является проведение процедуры считывания в процессе выполнения квантового алгоритма (mid-circuit measurement and reset), и, таким образом, ошибки, связанные с достоверностью и скоростью выполнения процедуры инициализации состояния, а также считывания

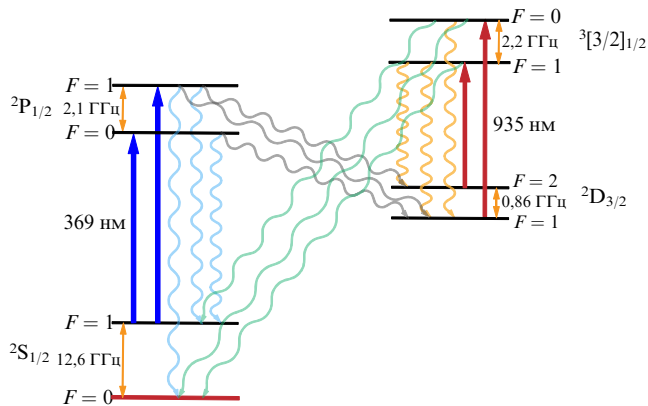


Рис. 12. Схема оптической накачки иона ^{171}Yb в состояние $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0$, $m_F=0$) (обозначено красным цветом). Сплошные линии показывают уровни, связанные лазерным излучением, волнистые линии показывают процессы спонтанного распада.

ванием, будут вносить значительный вклад в бюджет ошибок [97].

Обычно процесс инициализации состояния ионных кубитов выполняется с помощью метода оптической накачки в начальное состояние $|\psi_0\rangle$ [122]. Текущие эксперименты с ионными кубитами демонстрируют способность данной платформы к простой и эффективной реализации процедуры инициализации — сейчас достигнутые точности инициализации и считывания лучше, чем продемонстрированные на любой другой физической платформе. На настоящий момент типичные величины ошибок инициализации для ионной платформы находятся в масштабах 10^{-4} [24]. Недавно в работе [123] была продемонстрирована высокоточная манипуляция кубитами на основе сверхтонкого состояния иона ^{133}Ba , где была измерена ошибка ϵ_{SPAM} , которая составила $0,99971(3)$, а в работе [124] представлен метод достижения высокоточного приготовления и измерения состояния с использованием иона ^{137}Ba для достижения величины ошибки ϵ_{SPAM} $(9,0 \pm 1,3) \times 10^{-5}$.

Также важными характеристиками, влияющими на эффективность проведения процедуры инициализации, являются электронная структура выбранного иона и выбранный метод оптической накачки. К примеру, в нашей установке кубит на основе иона ^{171}Yb может быть легко и эффективно инициализирован с помощью оптической накачки на единственный зеемановский подуровень ($F=0$, $m_F=0$). Схема оптической накачки иона ^{171}Yb представлена на рис. 12. Ион ^{171}Yb имеет ядерный спин $I=1/2$, что приводит к синглетному основному состоянию и даёт возможность простой и эффективной инициализации состояния кубита [122, 125].

3.3. Охлаждение ионов

3.3.1. Доплеровское охлаждение. Важным фактором при работе с ионом является возможность его охлаждения. Чаще всего в качестве первой стадии выступает доплеровское охлаждение, требующее наличия сильного циклического перехода, доступного для современных лазерных источников (такие переходы есть, к примеру, в ионах Yb^+ , Ca^+ , Be^+ , Ba^+ , Sr^+ , Cd^+ , In^+ , Mg^+ , Hg^+ , Rb^+). Однако для ионов Al^+ , Na^+ , Th^+ , молекулярных ионов, а также некоторых других частиц такие переходы не могут быть возбуждены при помощи имеющихся ла-

ров. В таком случае может использоваться симпатическое охлаждение, речь о котором пойдёт в следующем разделе.

Благодаря эффекту Доплера частота излучения электромагнитного поля, воспринимаемая частицей, различна при движении навстречу волновому фронту и при сонаправленном движении. В данном случае можно отстроить частоту излучения в красную область спектра таким образом, чтобы частица поглощала фотоны исключительно при движении навстречу пучку, уменьшая свою кинетическую энергию. При движении в обратную сторону эффективная отстройка только возрастёт и фотоны поглощаться не будут. Если процесс переизлучения является изотропным, то будет происходить охлаждение.

Равновесная температура иона будет зависеть от отстройки излучения Δ от резонанса атомного перехода как

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{8} \left[(1+s) \frac{\Gamma}{\Delta} + \frac{4\Delta}{\Gamma} \right], \quad (18)$$

где s — безразмерный параметр, определяемый интенсивностью излучения, длиной волны и естественной шириной охлаждающего перехода Γ .

При величине отстройки

$$A_m = -\frac{\Gamma}{2} \sqrt{1+s} \quad (19)$$

достигается минимально возможная температура, так называемый доплеровский предел

$$T_m = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{1+s}}{2k_B}, \quad (20)$$

который при характерных ширинах охлаждающих переходов в ионах порядка нескольких десятков МГц составляет порядка 1 мК. Первая в России цепочка охлаждённых ионов (см. рис. 2) была получена в ФИАН в 2016 г. [126].

Для определённых квантовых операций на ионах требуется охлаждение частицы до основного колебательного состояния. Для лёгких частиц, например иона $^9\text{Be}^+$, в терминах среднего колебательного числа температура доплеровского предела может соответствовать значению $\bar{n} \sim 0,5$ [33, 127]. Однако для большинства частиц характерными величинами являются $\bar{n} = 10-100$, в зависимости от отношения ширины охлаждающего перехода к значению секулярной частоты движения иона в ловушке [128]. Соответственно, необходимо рассмотреть методы достижения субдоплеровских температур.

3.3.2. Охлаждение методом разрешённых боковых частот.

При удержании частицы в ловушке её электронные уровни расщепляются на множество колебательных подуровней. Если ширина атомного перехода оказывается много меньше, чем секулярная частота движения иона в ловушке, $\Gamma \ll \omega$, выполняется так называемый режим разрешённых боковых частот, когда возможно возбудить переходы между отдельными колебательными компонентами. Охлаждение частицы достигается путём возбуждения иона на красной боковой колебательной частоте и организации перекачки в начальное со-

стояние, без изменения среднего колебательного числа. В таком случае за цикл охлаждения частица потеряет один колебательный квант. Реализовать режим разрешённых боковых частот можно, непосредственно взаимодействуя с узким, чаще всего дипольно-запрещённым, переходом [129] (оптический РРБЧ), или используя схемы, дающие узкую в сравнении с естественной шириной перехода линию, например комбинационные переходы [130, 131] (рамановский РРБЧ). Математически процесс охлаждения можно описать следующим образом: после доплеровского охлаждения устанавливается термальное распределение по колебательным подуровням. Населённость конкретного подуровня может быть найдена как

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{(\bar{n} + 1)^{n+1}}, \quad (21)$$

где безразмерный параметр $\bar{n}$ — среднее колебательное число. При воздействии лазерного импульса, настроенного на первую красную боковую частоту, населённость уровня $|n\rangle$ перейдёт на $|n-1\rangle$ с вероятностью $R_{n \rightarrow n-1}$, а с уровня $|n+1\rangle$ на уровень $|n\rangle$ с вероятностью $R_{n+1 \rightarrow n}$. Тогда новая населённость может быть найдена как $P_n \rightarrow P_n + P_{n+1}R_{n+1 \rightarrow n} - P_nR_{n \rightarrow n-1}$, где

$$R_{n \rightarrow n-1} = \sin^2 \left(\frac{\Omega_{n,n-1}t}{2} \right). \quad (22)$$

Здесь t — длительность импульса, в оптимальном случае составляющая $\pi/\Omega_{n,n-1}$, а $\Omega_{n,n-1}$ — частота Раби, соответствующая переходу между данными колебательными уровнями. Общая формула зависимости частоты Раби для перехода между различными колебательными состояниями задаётся коэффициентами Дебая–Уоллера [131]

$$\Omega_{n',n} = \Omega_0 \exp \left(-\frac{\eta^2}{2} \right) \sqrt{\frac{n_{<}!}{n_{>}!}} \eta^{|n'-n|} L_{n_{<}}^{|n'-n|}(\eta^2). \quad (23)$$

Здесь Ω_0 — частота Раби атомного перехода без учёта вклада колебательных состояний, $n_{>}(n_{<})$ — большее и меньшее из n' и n , а L_n^α — обобщённые полиномы Лагерра

$$L_n^\alpha(X) = \sum_{m=0}^n (-1)^m \binom{n+\alpha}{n-m} \frac{X^m}{m!}. \quad (24)$$

Зависимость частот Раби для центрального перехода, а также первой и второй красных боковых частот от номера уровня n представлена на рис. 13.

Видно, что для отдельных значений n частоты Раби обращаются в 0. Значит, охлаждающий импульс не будет переносить населённость на нижележащие уровни, что приведёт к аккумуляции населённости на $n \neq 0$ и снижению эффективности и глубины охлаждения. Решением является попеременное использование импульсов с отстройкой на один или два колебательных кванта. Теоретически достижимое значение среднего колебательного числа определяется как

$$\bar{n} \approx \left(\frac{\Gamma}{2\omega_{r,z}} \right)^2 \left[\left(\frac{\tilde{\eta}}{\eta} \right)^2 + \frac{1}{4} \right]. \quad (25)$$

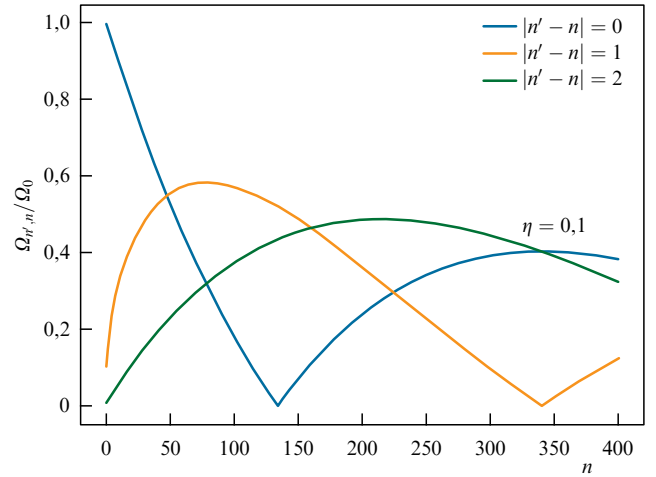


Рис. 13. Зависимость от номера колебательного уровня относительных частот Раби для перехода без изменения колебательного состояния (синяя кривая), первой (оранжевая) и второй (зелёная) красных боковых частот.

Здесь $\tilde{\eta}$ — коэффициент Лэмба–Дике для распада, который может отличаться от η , если ион возвращается в начальное состояние посредством вспомогательных переходов. Поиск оптимальной последовательности импульсов является сложной, многопараметрической задачей [131, 132]. Зачастую близкую к оптимальной последовательность можно определить экспериментально, пользуясь рассуждением, что импульс, настроенный на вторую красную боковую частоту, не возбуждает переход с колебательного уровня $n=1$, а значит, является менее эффективным в конце охлаждения.

Произведя спектроскопию синих и красных разрешённых боковых частот после охлаждения, можно определить значение среднего колебательного числа по отношению интенсивностей пиков согласно

$$\frac{P^{\text{red}}}{P^{\text{blue}}} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1}, \quad (26)$$

а также по дефазировке осцилляций Раби при возбуждении перехода без изменения колебательного состояния [133]. Для многих ионов было экспериментально продемонстрировано значение $\bar{n} < 0,05$ [131, 134–136].

Недостатком данного метода является то, что в процессе охлаждения задействованна только одна колебательная мода. Таким образом, выхолаживание всех мод длинной цепочки ионов отнимает значительное количество времени. Существуют способы его уменьшить за счёт параллельного охлаждения нескольких колебательных мод [137]. Однако более привлекательным подходом является охлаждение методом электромагнитной индуцированной прозрачности, где одновременно охлаждаются моды внутри достаточно широкого диапазона частот.

3.3.3. Охлаждение методом электромагнитно-индуцированной прозрачности. Идея охлаждения методом электромагнитной индуцированной прозрачности (ЭИП) состоит в создании профиля поглощения, при котором для частицы акты с потерей энергии колебаний

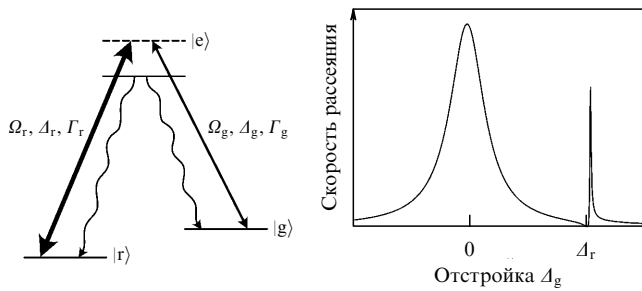


Рис. 14. Оптимизированный профиль поглощения для охлаждения методом электромагнитной индуцированной прозрачности.

являются более вероятными, чем акты с её приобретением. Такой профиль может быть создан в трёхуровневой Λ -схеме (рис. 14). Определить достижимое значение среднего колебательного числа можно методом скоростных уравнений. Из (23) следует, что взаимодействие с n -й боковой частотой подавлено в η^{2n} раз. В первом приближении можно рассмотреть возбуждение перехода без изменения колебательного числа, а также с изменением на ± 1 , пренебрегая другими переходами. Центральные переходы, соответственно, не меняют населённость колебательного уровня, а для других можно записать коэффициенты скоростных уравнений как

$$R_{n+1}^n = W(\Delta_g) \eta^2 (n+1) + W(\Delta_g - \omega_{r,z}) \eta^2 (n+1), \quad (27)$$

$$R_{n-1}^n = W(\Delta_g) \eta^2 n + W(\Delta_g + \omega_{r,z}) \eta^2 n,$$

где $W(\Delta_g) = \Gamma \rho_{ee}(\Delta_g)$, Δ_g — отстройка одной из охлаждающих лазерных компонент от резонанса атомного перехода (см. рис. 14). Они соответствуют акту поглощения — испускания с возвратом к начальному электронному состоянию при изменении колебательного числа на 1: $|g, n\rangle \rightarrow |e, n \pm (0, 1)\rangle \rightarrow |g, n \pm 1\rangle$. Тогда для населённости колебательного уровня можно записать

$$\frac{d}{dt} P_n = R_{n+1}^{n+1} P_{n+1} + R_{n-1}^{n-1} P_{n-1} - (R_{n-1}^n + R_{n+1}^n) P_n. \quad (28)$$

При этом изменение среднего колебательного числа может быть найдено следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \bar{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{d}{dt} P_n. \quad (29)$$

В равновесном состоянии получится

$$\bar{n}_f = \frac{W(\Delta_g) + W(\Delta_g - \nu)}{W(\Delta_g + \omega_{r,z}) - W(\Delta_g - \omega_{r,z})}. \quad (30)$$

Видно, что при выполнении условий $W(\Delta_g - \omega_{r,z}) \gg W(\Delta_g)$ и $W(\Delta_g - \omega_{r,z}) \gg W(\Delta_g + \omega_{r,z})$ выполняется $\bar{n} \ll 1$.

Положив один из пучков пробным с малой интенсивностью, оптимальные параметры можно определить из условия

$$\omega_{r,z} = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_r^2 + \Omega_r^2}, \quad (31)$$

где Δ_r, Ω_r — отстройка и частота Раби для второй лазерной компоненты. Профиль поглощения можно опи-

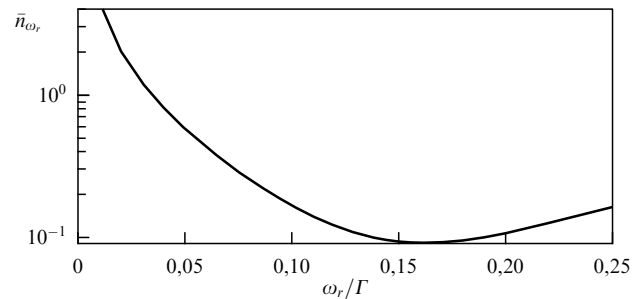


Рис. 15. Зависимость глубины охлаждения от значения частоты колебаний иона в ловушке методом электромагнитно-индуцированной прозрачности для некоторого фиксированного набора параметров лазерных пучков.

сать функцией

$$W(\Delta_g) \approx \frac{(\Delta_r - \Delta_g)^2 \Omega_g^2 \Gamma}{\alpha [(\Delta_r - \Delta_g)^2 \Gamma^2 + 4(\Omega_r^2/4 - (\Delta_r - \Delta_g)\Delta_g)^2]}, \quad (32)$$

где α — относительная вероятность распада в состояние $|g\rangle$. Подстановка (32) в (30) позволяет выразить достижимое значение среднего колебательного числа через величину отстройки и ширину перехода

$$\bar{n}_f = \left(\frac{\Gamma}{4\Delta_r} \right)^2. \quad (33)$$

Как упоминалось ранее, преимуществом данного метода является охлаждение колебательных мод в широком диапазоне частот. Сохраняя оптимальные параметры для некоторого значения $\omega_{r,z}$ (моды, которую требуется охладить до наиболее низкой температуры), из (32) и (30) можно определить глубину охлаждения и для других возможных значений секулярных частот (рис. 15).

Учитывая, что данный метод реализуется на широких переходах, можно ожидать охлаждения до уровня $\bar{n} < 1$ всех колебательных мод в диапазоне нескольких МГц.

Охлаждение методом электромагнитной индуцированной прозрачности успешно продемонстрировано на ионах Ca^+ с глубиной охлаждения на уровне $\bar{n} \approx 0,01$ [138, 139], ионах Mg^+ ($\bar{n} \approx 0,04$) [140], ионах Be^+ ($\bar{n} \approx 0,3$) [141]. Для ионов с более сложной структурой уровней существуют модификации данной схемы, к примеру, охлаждение методом двойной индуцированной прозрачности иона $^{171}\text{Yb}^+$, впервые предложенное нашей группой в [142] и экспериментально продемонстрированное в [143] с охлаждением отдельных мод до уровня $\bar{n} = 0,04$ и охлаждением всех мод в диапазоне 3 МГц до уровня $\bar{n} < 0,54$.

3.3.4. Симпатическое охлаждение. Не все ионы обладают подходящей структурой уровней для реализации вышеупомянутых схем охлаждения. Кроме того, состояние частицы в процессе охлаждения разрушается, поскольку цикл охлаждения замыкается спонтанным распадом. Благодаря кулоновскому взаимодействию ионы непрерывно обмениваются кинетической энергией друг с другом. В таком случае уменьшение энергии для одного иона приводит к снижению энергии всей ионной цепочки. Симпатическое охлаждение заключается в применении одного из методов лазерного охлаждения к одному или нескольким ионам для охлаждения всех ионов в цепочке. Симпатическое охлаждение можно использовать для

Таблица 1. Реализованные методы охлаждения для ионов, используемых в области квантовых вычислений

Ион	Метод охлаждения	Лучший результат ($\langle n \rangle$)	Литература
Yb ⁺	Рамановский РРБЧ, оптический РРБЧ, ЭИП	$\langle n \rangle \approx 0,04$	[143]
Ca ⁺	Рамановский РРБЧ, ЭИП	$\langle n \rangle \approx 0,01$	[135]
Be ⁺	Рамановский РРБЧ	$\langle n \rangle \approx 0,01$	[134]
Ba ⁺	Рамановский РРБЧ, оптический РРБЧ, ЭИП	$\langle n \rangle \approx 0,03$	[147]
Sr ⁺	Оптический РРБЧ	$\langle n \rangle \approx 0,13$	[136]
In ⁺	Симпатическое охлаждение	$\langle n \rangle \approx 0,30$	[148]
Mg ⁺	Рамановский РРБЧ, симпатическое охлаждение	$\langle n \rangle \approx 0,03$	[146]
Al ⁺	Симпатическое охлаждение	$\langle n \rangle \approx 0,03$	[149]

однородного ионного кристалла [144], однако чаще встречаются реализации с цепочкой из двух изотопов одного и того же вещества или ионов двух разных веществ [140, 145, 146]. В таком случае отсутствует необходимость в индивидуальной адресации частиц, поскольку резонансные частоты атомных переходов будут различны и глобальное возбуждение не затронет электронные состояния симпатически охлаждаемых ионов. Симпатическое охлаждение работает эффективнее при близких массах ионов [145]. При этом заметное различие масс, хотя и превышает достижимый температурный предел, обладает рядом преимуществ, например позволяет детектировать и компенсировать паразитные эффекты вследствие микродвижения [146].

В таблице 1 сведена информация об экспериментах по охлаждению различных ионов с указанием реализованных способов охлаждения и лучших достигнутых температур в терминах средних колебательных чисел.

3.4. Считывание состояний ионов

Считывание состояний кубитов является одной из важнейших процедур в работе квантового вычислителя, и его возможность составляет один из критериев Дивинченцо. Помимо регистрации состояния частиц в самом конце алгоритма, ряд задач требует также и промежуточного считывания подрегистров кубитов в ходе выполнения задачи (промежуточное считывание, или mid-circuit measurement). К таким задачам относится, к примеру, квантовая коррекция ошибок. Таким образом, достоверность выполнения данной процедуры существенно влияет на точность полученного в результате выполнения алгоритма ответа, необходимого числа запусков задачи, а также возможности коррекции ошибок.

В основе считывания ионных кубитов лежит метод квантовых скачков (electron shelving) [16]. Для его реализации используется некоторый сильный циклический переход, связывающий одно из кубитных состояний $|0\rangle$ или $|1\rangle$ со вспомогательным уровнем $|aux\rangle$. Часто это тот же самый переход, что используется и для доплеровского охлаждения. Без потери общности будем считать, что это переход $|0\rangle \rightarrow |aux\rangle$. Под воздействием излучения, резонансного с данным переходом, происходит проекция состояния кубита на одно из состояний вычислительного базиса. Если кубит оказался спроециро-

ван в состояние $|0\rangle$, ион начнёт активно рассеивать фотоны. В противном же случае флуоресценция частицы происходить не будет. Излучение, рассеиваемое ионами, собирается при помощи высокоапертурной оптики и регистрируется при помощи высокочувствительного детектора, обеспечивающего пространственное разрешение, позволяющее определить отдельные частицы. Таким детектором может выступать либо высокочувствительная камера (EMCCD, sCMOS, qCMOS), либо массив фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), лавинных фотодиодов или сверхпроводниковых детекторов. Анализ количества зарегистрированных от каждого иона фотонов позволяет различить состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ каждой частицы.

Основными характеристиками процедуры считывания являются её скорость, мёртвое время между двумя последовательными процедурами регистрации и точность. Скорость и величина мёртвого времени становятся критичными в случае промежуточных измерений, так как за время считывания или ожидания восстановления детектора кубиты могут декогерировать. Характерная длительность считывания для ионов составляет около 40–5000 мкс [7, 53, 150] и ограничивается квантовой эффективностью детекторов, эффективностью сбора излучения, а также паразитной засветкой и темновыми шумами. Рекордная скорость считывания на текущий момент составляет 46 мкс при результирующей точности 99,91 % на ионе $^9\text{Be}^+$ [150]. Мёртвое время является ограничивающим фактором лишь при использовании камер из-за особенностей их работы. На точность регистрации влияют как технические факторы, такие как паразитная засветка, темновые шумы детектора, так и фундаментальные ограничения, связанные с паразитной перекачкой населённости между кубитными состояниями в процессе считывания [151], и спонтанный распад одного из кубитных состояний. Типичные значения ошибки считывания в доступных коммерчески устройствах сейчас составляют порядка 10^{-3} на один ион [7, 152, 153], в то время как рекордное значение точности считывания составляет 99,991 % [154] для иона $^{40}\text{Ca}^+$.

Скорость и точность детектирования могут быть повышены различными способами. К примеру, для повышения точности может быть использована не только информация о числе зарегистрированных фотонов за время считывания, но и их пространственное и временное распределение. Также перспективным направлением является интегрирование сверхпроводниковых детекторов прямо в чип-ловушки [155], что позволяет существенно увеличить эффективность сбора фотонов, а также улучшает масштабирование системы.

Считывание кубитов может быть осуществлено подобно считыванию кубитов, однако реализуется в несколько этапов. Первый этап совпадает со считыванием кубита и в случае появления флуоресценции ион считается зарегистрированным в состоянии $|0\rangle$. Если же флуоресценция не возникла, при помощи соответствующих однокубитных операций населённость состояния $|1\rangle$ переносится во флуоресцирующее состояние и процесс повторяется. Если флуоресценция возникла — ион измерен, состояние $|1\rangle$. Если нет, повторяется аналогичная процедура для уровня $|3\rangle$ и всех последующих, кроме последнего, населённость которого может быть определена из условия нормировки. Подробнее пример такой процедуры рассмотрен в разделе 5.1.

4. Реализация квантовых гейтов на ионах в ловушке

Одним из требований, предъявляемых к универсальному квантовому компьютеру, является возможность реализации произвольной унитарной операции над квантовым регистром в любом квантовом состоянии (отсюда и название "универсальный"). Однако каждую подобную операцию можно разложить на конечное произведение гейтов из так называемого *универсального набора* [156], размер которого намного меньше, так что наличие данных гейтов в системе обеспечивает (в теории) работоспособность любого квантового алгоритма. Например, таким набором будет всё множество *однокубитных* гейтов, а также один *двухкубитный* гейт CNOT, о котором пойдёт речь в разделе 4.3.1. Как правило, полное множество однокубитных операций не представляет особой сложности в имплементации, поскольку параметры указанных операций могут варьироваться непрерывно в широком диапазоне управляющей электроники, а качество таких гейтов не сильно зависит от этих параметров. С другой стороны, обеспечение высокой достоверности двухкубитных гейтов гораздо сложнее и на протяжении долгого времени остаётся предметом интенсивных исследований. Требование всего одного нативного двухкубитного гейта в универсальном наборе заметно облегчает задачу, поскольку тогда при создании квантового вычислителя можно сфокусировать внимание на оптимизации достоверности лишь для выбранной двухкубитной операции.

4.1. Способы проведения квантовых операций

Тип проводимых квантовых операций в ионном квантовом компьютере зависит от того, в каких электронных состояниях закодирован кубит. Для кубита на сверхтонких компонентах основного состояния существуют два метода манипуляции: непосредственное приложение микроволнового поля частотой порядка $1 - 10$ ГГц либо вынужденное рамановское взаимодействие с лазерным полем оптического диапазона ($100 - 1000$ ТГц). В оптическом кубите, очевидно, управление осуществляется лазерным полем. Ниже приведено краткое описание каждого из взаимодействий с их основными преимуществами и недостатками.

Микроволновые гейты. Суть микроволновых гейтов состоит в прямом воздействии на ион микроволновым излучением, по частоте совпадающим либо близким к сверхтонкому расщеплению между кубитными состояниями. Источником такого излучения может быть либо отдельная рупорная антенна вдали от ионов, либо один из электродов самой ловушки, либо специальные проводники с током, расположенные вблизи ионов и обеспечивающие ближнепольное взаимодействие [157]. Переходы между кубитными уровнями в такой постановке магнитно-дипольные, поэтому наиболее важной характеристикой волны будет её магнитное поле. Вне зависимости от вида источника, микроволновое поле в контексте ионных вычислений обладает очевидным недостатком: длина волны много больше характерного расстояния между ионами, что делает невозможной индивидуальную адресацию. Ошибки паразитных взаимодействий с нецелевыми соседними ионами без дополнительных усилий будут слишком большими. Обойти указанную проблему можно, внося достаточно большой градиент статического магнитного поля, которое разделяет

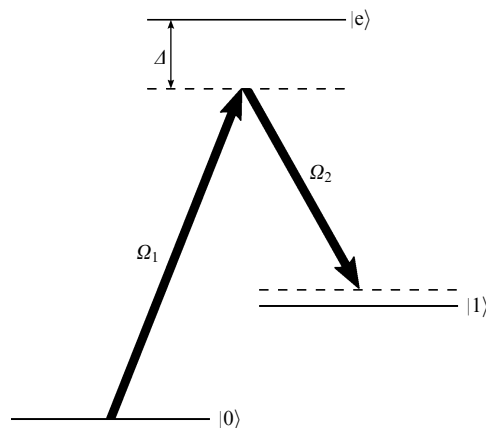


Рис. 16. Схема проведения рамановского гейта. Ω_1 и Ω_2 обозначают лазерные пучки, связывающие кубитные уровни.

частоты переходов из-за эффекта Зеемана [158]. Другой способ обхода проблемы адресации — физическое перемещение целевых ионов в область высокой амплитуды поля при помощи электроники, при этом нецелевые ионы остаются вдали от неё. Данный способ работает только в случае использования ближнепольных источников.

Преимуществом микроволновых гейтов является меньшая (по сравнению с лазерными гейтами) сложность в обеспечении стабильности частоты генератора, создающего поле. Высокоточные коммерческие СВЧ-генераторы способны давать погрешность на уровне нескольких миллигерц, обеспечивая большое время когерентности кубита.

Рамановские гейты. Гейты на рамановском взаимодействии работают за счёт связи кубитных уровней $|0\rangle$ и $|1\rangle$ двумя лазерными пучками через некоторый промежуточный уровень $|e\rangle$ (рис. 16). Как правило, этот промежуточный уровень имеет чётность, отличную от чётности кубитных состояний, так что возможны соответствующие электрические дипольные переходы между ними. Разность частот пучков близка к частоте кубитного расщепления, а отстройка от промежуточного уровня Δ выбирается большой ($1 - 100$ ТГц), чтобы фотоны излучения не рассеивались вследствие резонансной флуоресценции, ухудшая качество операций. Взаимодействие трёхуровневой системы из кубита и дополнительного уровня с такой парой пучков можно в некоторых приближениях свести к взаимодействию только кубитной системы с фиктивной волной, частота которой равна разности частот волн в пучках, т.е. близкой к кубитной, а волновой вектор равен разности их волновых векторов. Если пучки не сонаправлены, разность волновых векторов может быть довольно большой. Как будет показано в разделе 4.3.2, величина волнового вектора характеризует силу воздействия на колебательные степени свободы иона, что непосредственным образом влияет на скорость и достоверность двухкубитных операций. Вышеупомянутые микроволновые гейты не работают без градиента магнитного поля, поскольку связь самой волны с колебаниями иона из-за малого волнового вектора очень слабая, здесь же такая проблема отсутствует. Ещё одно преимущество рамановских гейтов — возможность индивидуальной адресации ионов путём фокусировки излучения на целевом ионе (ионах), что гораздо легче обеспечивается в оптическом диапазоне. Высокая стабильность разности частот пуч-

ков гарантируется высокой стабильностью генераторов, питающих оптические модуляторы, а центральная частота лазера не сильно влияет на достоверность в силу большой отстройки от уровней. Однако и эта система не лишена недостатков. Во-первых, большая отстройка требует большой лазерной мощности, а её нехватка замедлит операции и увеличит их ошибки. Во-вторых, рамановские пучки в большинстве систем не сонаправлены, поэтому любые изменения в разности длин оптических путей пучков изменяют фазу поля на ионе, что может испортить операцию. Помимо активных методов исправления указанных ошибок [159], существуют также методы повышения пассивной устойчивости гейтов к флуктуациям рамановской фазы [160], однако данная проблема присутствует и усложняет настройку системы.

Оптические гейты. Аналогично микроволновым гейтам, оптические гейты подразумевают взаимодействие с полем волны, частота которой близка к кубитной. В данном случае кубит оптический, поэтому лазера с длиной волны перехода оказывается достаточно для его возбуждения. Здесь, как и в случае с рамановскими гейтами, индивидуальная адресация ионов проблем не представляет, равно как и взаимодействие с колебательными степенями свободы ионов. Мощность, требуемая для проведения операций, заметно меньше, чем для рамановских гейтов. Однако фазовые шумы по абсолютной величине у лазера выше, чем у микроволнового генератора, что снижает время когерентности кубита, а также влияет на достоверность операций. Системы с шириной оптической линии порядка 1 Гц (достаточной для управления кубитом со временем жизни ~ 1 с) существуют и широко распространены, но такая стабильность даётся ценой значительного усложнения и удорожания установки [159].

4.2. Однокубитные и однокудитные гейты

В данном разделе будут рассматриваться однокубитные операции, т.е. операции, проводимые на одном отдельном ионе. Чаще всего нативными однокубитными операциями в ионах являются операции вращения. Действие операторов вращения удобно понимать как вращения на сфере Блоха. Сфера Блоха — визуализация однокубитного состояния (рис. 17). Произвольное состояние кубита можно представить в виде

$$|\psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + \exp(i\phi)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle, \quad (34)$$

где θ задаёт полярный угол, а ϕ задаёт азимутальный угол.

4.2.1. Однокубитные операции. Принято разделять вращения на два типа, которые отличаются действием на состояния и реализацией на эксперименте. Первый тип операций изменяет населённости состояний, а второй изменяет лишь относительную фазу между ними. Первым типом операций является вращение $R_\phi(\theta)$:

$$\begin{aligned} R_\phi(\theta) &= \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_\phi\right) = \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & -i\exp(-i\phi)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ -i\exp(i\phi)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (35)$$

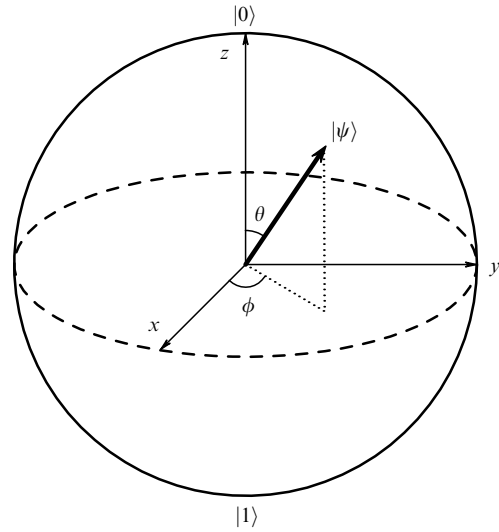


Рис. 17. Визуализация произвольного состояния $|\psi\rangle$ на сфере Блоха. Северный полюс соответствует состоянию $|0\rangle$, южный — состоянию $|1\rangle$.

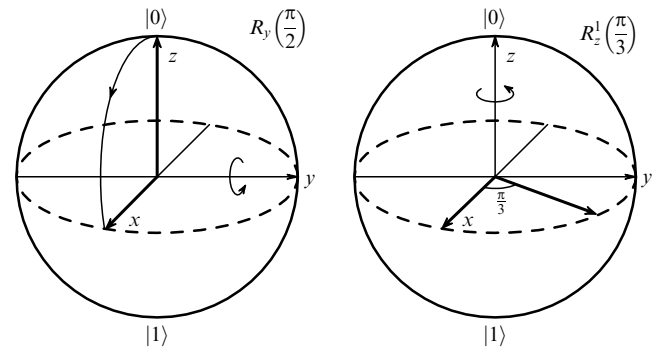


Рис. 18. Пример, демонстрирующий действие однокубитных вращений. Жирная стрелка показывает положение кубита до и после операции. Светлая стрелка показывает, вдоль какой оси происходит вращение. Справа сверху написан тип вращения.

где $\sigma_\phi = \cos(\phi)\sigma_x + \sin(\phi)\sigma_y$. Обозначения взяты из книги Нильсена и Чанга [156]. Здесь используются классические обозначения для матриц Паули:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Ось вращения находится в экваториальной плоскости, направление оси относительно оси x задаёт угол ϕ . Угол θ определяет, насколько повернётся состояние вдоль оси. Например, $R_{\phi=0}(\pi/2)$ задаёт вращение вдоль оси x на угол $\pi/2$. Для стандартных вращений вдоль осей x и y приняты следующие обозначения: $R_x(\theta) := R_{\phi=0}(\theta)$, $R_y(\theta) := R_{\phi=\pi/2}(\theta)$, действие вращения $R_y(\pi/2)$ на сфере Блоха можно видеть на рис. 18.

Существуют различные способы проведения квантовых операций, которые были затронуты в разделе 4: микроволновые, рамановские или оптические гейты. Однокубитные вращения $R_\phi(\theta)$ реализуются с помощью резонансных осцилляций Раби, когда частота излучения совпадает с частотой кубитного перехода (17).

Угол отклонения оси вращения определяется начальной фазой излучения ϕ , а угол поворота θ является площадью под графиком $\Omega(t)$. В простейшем случае постоянной частоты Раби угол поворота $\theta = \Omega\tau$, где τ — длительность импульса. Поэтому с помощью регулировки длительности импульса, фазы поля и мощности лазера можно создать произвольное вращение $R_\phi(\theta)$.

Вторым типом однокубитных операций является $R_z(\theta)$:

$$R_z(\theta) = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_z\right) = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\right)\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\theta) \end{pmatrix}. \quad (37)$$

Вращение $R_z(\theta)$ не изменяет населённости состояний, так как матрица оператора диагональная. Оператор $R_z(\theta)$ можно рассматривать как накручивание фазы θ на состояние $|1\rangle$. Например, оператор $R_z(\pi/3)$ поворачивает состояние вдоль оси z на угол $\pi/3$, действие оператора на сфере Блоха можно видеть на рис. 18.

В случае кудитов используют оператор $R_z^j(\theta)$, накручивающий фазу на состояние $|j\rangle$:

$$R_z^j(\theta) = \exp(i\theta|j\rangle\langle j|). \quad (38)$$

Существует два способа создания вращения $R_z^j(\theta)$: виртуальный и реальный. Реальное вращение заключается в приложении поля, которое отстроено далеко от резонанса и вызывает эффект Штарка на нижнем состоянии. Такой тип гейта называется реальным, потому что вращение реализуется с помощью приложения поля за конечное время.

Виртуальный метод создания $R_z^j(\theta)$ заключается в повороте системы координат относительно состояния кубита. Данный метод был изначально предложен для сверхпроводниковых кубитов [161], но теперь используется на всех платформах. Рассмотрим частный случай поворота $R_z^1(\theta)$ на первом состоянии $|1\rangle$, который эквивалентен $R_z(\theta)$. Вместо поворота состояния кубита на угол θ можно повернуть оси x и y на угол $-\phi$. При проведении гейта $R_\phi(\theta)$ направление оси ϕ регулировалось начальной фазой поля. Поэтому поворот осей x и y эквивалентен изменению фазы всех полей, участвующих в последующих операциях, на $-\phi$ (как однокубитных, так и двухкубитных). Изменение начальной фазы лазерного/микроволнового поля можно делать почти мгновенно, поэтому виртуальные гейты имеют нулевую длительность и гораздо эффективнее реальных Z -вращений.

4.2.2. Однокудитные операции. При переходе от кубитов к кудитам основные принципы создания квантовых операций не изменяются. Несмотря на то что кудит нельзя наглядно визуализировать с помощью сферы Блоха, обозначения для однокудитных операций наследовали из однокубитных операций.

В кудитах существует вращение $R_\phi^{jk}(\theta)$:

$$R_\phi^{jk}(\theta) = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_\phi^{jk}\right), \quad (39)$$

аналогичное вращению $R_\phi(\theta)$, которое проводится в подпространстве двух уровней $|j\rangle$ и $|k\rangle$. Реализация данной операции заключается в резонансном возбуждении перехода между двумя уровнями, всё остальное аналогично кубитному случаю. Оператор $R_z^j(\theta)$ не зависит от размерности кудита, так как проводится на одном уровне. Реализация аналогична кубитному случаю.

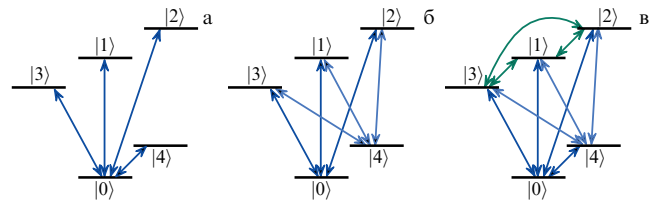


Рис. 19. Топологии кудита (на примере куквинта, $d = 5$). (а) Топология "звезда" [66, 115, 162], (б) Топология "двойная звезда" [121], (в) полностью связанная топология.

Для создания универсального квантового кудитного компьютера требуется возможность создавать произвольное вращение $R_\phi^{jk}(\theta)$ между любыми уровнями $|j\rangle$ и $|k\rangle$. Однако в экспериментальной установке чаще всего не все кудитные состояния связаны напрямую. Здесь и далее под топологией кудита мы будем понимать граф, вершинами которого являются состояния кудита. Если между двумя уровнями возможно возбудить переход, то две эти вершины графа соединены ребром. Топология напрямую связана с тем, каким образом закодирован кудит, подробности про различные способы кодирования см. в разделе 3.1.

К примеру, рассмотрим топологию кудита в работе К. Сенко [115], где кудит состоит из 13 уровней. В их установке состояние $|0\rangle$ выбрано в основном терме $2S_{1/2}$, а возбуждённые состояния выбираются среди сверхтонкой структуры уровня $2D_{5/2}$. Возбуждённые состояния не имеют прямой связи друг с другом с помощью микроволнового поля. В данной работе все гейты оптические, т.е. производятся между нижним состоянием $|0\rangle$ и любым другим состоянием $|j\rangle$ с помощью лазера на длине волны 1762 нм. Топологию, когда один уровень связан со всеми остальными, будем называть топологией "звезда". Такая топология связи кудитных уровней используется в наших работах с куквартами [66, 72]. Работа группы Р. Блатта [121] использует топологию двойной звезды, когда два уровня связаны с остальными, а в работе про двухкудитную запутывающую операцию [162] используется топология "звезда". Топология "звезда" часто наиболее проста в реализации, потому что для неё достаточно всего одного лазера, который можно отстраивать в большом диапазоне частот, чтобы иметь возможность взаимодействовать со всеми возбуждёнными кудитными уровнями из зеемановской структуры. Полностью связанная топология, несмотря на её преимущества с точки зрения эффективности выполнения алгоритмов, на практике обычно не встречается из-за технической сложности реализации.

4.2.3. Характеризация однокубитных операций. Для характеристики качества квантовой операции употребляется термин достоверность (в англоязычной литературе — fidelity). Под достоверностью операции F понимают меру того, насколько близко действие реальной операции на какое-либо состояние к ожидаемому. Достоверность всегда лежит в диапазоне от 0 до 1. Если операция проводилась без ошибок, достоверность составляет 1. Чем ближе достоверность приближается к 1, тем точнее операция и тем меньше квантовый компьютер подвержен ошибкам.

Существует множество способов определения достоверности операций, в том числе и однокубитных, напри-

мер, томография квантового процесса [163, 164], рандомизированный бенчмаркинг [165] или кросс-энтропийный бенчмаркинг [166]. Томография подразумевает инициализацию квантового регистра в те или иные начальные состояния, проведение операции, а затем измерение в различных базисах. На основании ряда измерений становится возможным восстановить канал процесса. Однако недостатками томографии является влияние точности вспомогательных операций, используемых в данной процедуре, и ошибок подготовки и считывания (SPAM) на результат, а также экспоненциальный рост количества измерений с количеством задействованных кубитов. Тем не менее был предложен ряд подходов, которые позволяют как минимум частично решить проблемы томографии, например томография набора гейтов (gate set tomography) [167]. Рандомизированный и кросс-энтропийный бенчмаркинг, в свою очередь, основаны на запуске на квантовом вычислителе случайных цепочек определённого вида с различной длиной. Из анализа зависимости средней точности воспроизведения вычислителем ожидаемых распределений вероятности выходных состояний от длины цепочек можно сделать вывод о достоверности операций. Данные методы значительно лучше масштабируются на большие системы и позволяют одновременно учесть SPAM-ошибки, однако дают меньше информации о процессе по сравнению с томографией.

Помимо достоверности важными характеристиками любого гейта являются его длительность и паразитное воздействие на другие кубиты в регистре. Глубина цепочек, которые могут быть запущены на том или ином процессоре, ограничена временем когерентности системы. Уменьшение времени одной операции позволяет проводить большее количество операций в одной квантовой цепочке. Характерная длительность однокубитной операции в ионах составляет порядка нескольких мкс или десятков мкс. Существуют также сверхбыстрые гейты, которые проводились за 25 пс [168] с достоверностью 99 %.

Достигнутые на сегодняшний день длительности и точность однокубитных операций представлены на рис. 20. Рекордная достоверность однокубитной операции была достигнута в группе Д. Лукаса [169] на микроволновом кубите в ионе $^{43}\text{Ca}^+$ при помощи микроволно-

вой антенны. В работе той же группы 2023 г. были продемонстрированы микроволновые однокубитные операции на двух ионах с адресацией без применения лазерного поля [110]. В данной статье использовались композитные гейты, подробнее о них будет рассказано в разделе 4.2.4. Звёзды на графике отображают результаты однокубитных вращений, достигнутые на ионном вычислителе, созданном в России в рамках ДК.

4.2.4. Композитные однокубитные импульсы. Эффективная точность квантовых операций может быть увеличена не только путём улучшения качества самих квантовых гейтов, но и специальным конструированием квантовых цепочек, которые оказываются значительно менее чувствительными к тем или иным ошибкам операций. В данном разделе будут рассмотрены композитные однокубитные операции, которые составлены из нескольких гейтов и оказываются нечувствительными к некоторым видам шумов.

Композитные импульсы в своё время были предложены в протоколах ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для подавления систематических ошибок, но затем нашли применение в квантовой информации. Наиболее простым примером композитного гейта является последовательность спинового эха [177], заключающаяся в применении π -импульса для подавления фазовых шумов. Метод спин-эха активно применялся в ЯМР и теперь используется в подавлении ошибок двухкубитных операций. Например, спин-эхо эффективно используется в LS-гейте [28, 178], подробнее про который рассказано в разделе 4.3.

Другим примером являются композитные гейты, подавляющие амплитудные ошибки. Амплитудные ошибки — это ошибки в угле поворота θ однокубитного вращения $R_\phi(\theta)$ из формулы (35). Они возникают из-за флуктуации амплитуды поля, применяемого для возбуждения перехода, или из-за неправильно откалиброванной длительности импульса. Наиболее известными схемами композитных однокубитных операций являются так называемые BBn [179], SKn [180], PDn [181] и SCROFULOUS [182] последовательности, которые используются для подавления амплитудных ошибок n -го порядка. Обычно используются схемы первого порядка, так как с ростом порядка схемы наряду с эффективностью подавления амплитудных ошибок возрастает и суммарная длительность гейта. Поэтому при использовании схем более высокого порядка зачастую выигрыш за счёт подавления амплитудных ошибок начинает компенсироваться декогеренцией системы за время операции. В качестве примера приведём схему SK1 . Она подразумевает проведение вместо целевого гейта $R_\phi(\theta)$ последовательности операций $R_{\phi+\phi_{\text{SK}}}(2\pi)R_{\phi-\phi_{\text{SK}}}(2\pi)R_\phi(\theta)$, где $\phi_{\text{SK}}(\theta)$ вычисляется исходя из желаемого угла поворота θ .

Ещё одной важной особенностью использования композитных гейтов является то, что некоторые из этих схем помимо амплитудных ошибок позволяют подавить паразитное влияние гейта на другие кубиты в регистре (кросс-толки). При проведении оптических гейтов лазерный пучок имеет конечный размер перетяжки, поэтому частично поле попадает на другие ионы, что и вызывает кросс-толки. Кросс-толки по тем или иным причинам присутствуют и при использовании микроволновых кубитов. Схема SK1 , в свою очередь, подавляет влияние гейта на ион, амплитуда поля на котором близка к нулю, что существенно снижает кросс-толки.

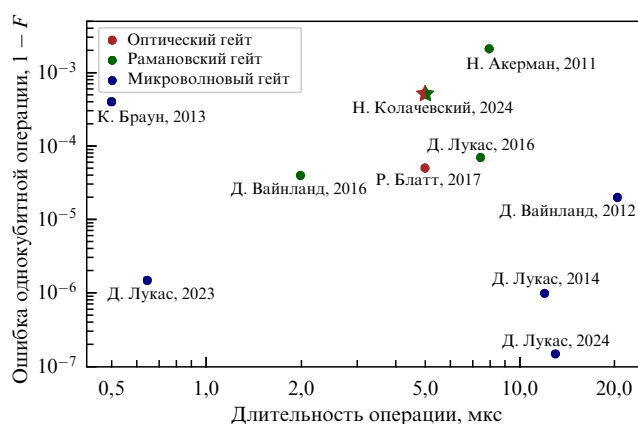


Рис. 20. Точность и длительность продемонстрированных на сегодняшний день однокубитных операций $R_x(\pi/2)$ на ионах. (Результаты из статей [24, 110, 168–176].) Цвет символов обозначает тип гейта, рядом с символами указаны руководители лабораторий, в которых статьи были сделаны. Звёздочка — результат нашей лаборатории.

Также существуют последовательности CORPSE для подавления ошибки отстройки перехода от резонанса [179, 182] и обобщённые последовательности, которые подавляют оба источника ошибки [183]. Во всех вышеперечисленных последовательностях ошибки предполагаются постоянными во времени, т.е. одинаковыми для всех гейтов одного типа. Для подавления ошибок, зависящих от времени, используют динамически скорректированные гейты (DCGs) [184–186].

Композитные импульсы были продемонстрированы на ионах экспериментально и показали лучшие достоверности по сравнению с одиночными импульсами. Например, в статье Лукаса 2023 г. композитные микроволновые импульсы применяются для подавления кросс-толков [110]. Последовательности PD6 и BB1 использовались для улучшения достоверности рамановского гейта [187], причём ошибка композитного импульса оказалась в три раза меньше, чем ошибка одиночного импульса. Экспериментально были продемонстрированы динамические скорректированные импульсы, которые подтвердили улучшение результатов при использовании функции [188].

4.3. Двухкубитные гейты

Для проведения двухкубитных гейтов над двумя различными ионами обязательно наличие некоторого взаимодействия между ними. Данный факт очевиден, если представить его на языке квантовой механики следующим образом. Двухкубитный гейт, принадлежащий полному набору, обязательно должен быть *перепутывающим*, т.е. не представимым в виде тензорного произведения однокубитных операторов. Это значит, что гамильтониан, приводящий к такому оператору эволюции, обязан затрагивать степени свободы обоих ионов, т.е. быть гамильтонианом взаимодействия.

В большинстве современных ионных систем в качестве механизма взаимодействия используют общие колебательные моды ионной цепочки в ловушке. Основная причина такого выбора — возможность обеспечения полной связности кубитов вне зависимости от расстояния между ними в цепочке. Действительно, каждая мода колебаний представляет собой не локализованные осцилляции определённых ионов, а согласованное движение всех ионов сразу, поэтому возбуждение одной или нескольких из них изменит состояние обоих рассматриваемых для операции ионов. В этом плане можно представить общие колебательные моды как некоторую квантовую шину, через которую взаимодействие передаётся от одного иона к другому. Ниже описаны наиболее известные виды двухкубитных гейтов на колебательных модах, приведены основные достижения в их реализации, а также плюсы и минусы каждого из подходов.

4.3.1. Гейт Сирака–Цоллера. Первой имплементацией двухкубитной операции на ионах был гейт, предложенный в 1995 году Игнасио Сираком и Петером Цоллером [15]. Этот гейт имел важное значение для сферы ионных квантовых вычислений, поскольку являлся недостающей ключевой деталью непосредственной физической реализации ионного квантового компьютера в терминах выполнения критериев ДиВинченцо [189] и дал начало интенсивному развитию данной области.

Работает гейт следующим образом. Квантовое состояние всей ионной цепочки задаётся всеми внутренни-

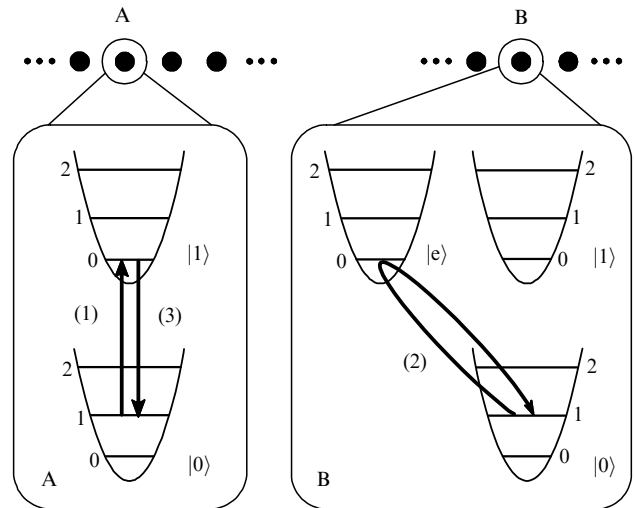


Рис. 21. Схема проведения гейта Сирака–Цоллера. Стрелками обозначены лазерные импульсы.

ми электронными состояниями ионов, а также колебательными состояниями каждой общей колебательной моды. Система уровней, релевантных для гейта на выделенных ионах A и B, может быть эквивалентно представлена как набор электронных состояний, на каждое из которых наложена "лестница" из колебательных уровней осциллятора (рис. 21). Базисное состояние системы двух ионов будет записываться как $|x_A x_B, n\rangle$, где x_A, x_B — электронные состояния ионов, а n — число заполнения колебательной моды (здесь рассматривается одна мода). Перед началом гейта мода охлаждается до основного колебательного состояния $n = 0$. Затем производится трёхэтапная последовательность действий:

1. На ион A посылается лазерный импульс с частотой, меньшей частоты электронного кубитного перехода ровно на одну частоту моды (так называемый *красный сайдбенд*). Как видно из рис. 21, такой импульс связывает состояния $|1_A x_B, 0\rangle - |0_A x_B, 1\rangle$, все остальные начальные состояния остаются нетронутыми в силу отсутствия резонансного взаимодействия. Длительность и мощность импульса такова, что в случае успеха вся населённость с одного уровня переходит на другой, т.е. реализуется π -импульс.

2. На ионе B производится 2π -импульс на красном сайдбенде между $|0_B\rangle$ и $|e_B\rangle$ — некоторым дополнительным уровнем с разрешённым переходом на $|0_B\rangle$. На данном этапе затрагивается только состояние $|x_A 0_B, 1\rangle$, а 2π -импульс означает, что населённость состояния не меняется, меняется лишь знак волновой функции.

3. Повторяется этап 1. Этот этап возвращает колебательное состояние цепочки к начальному, так что в конце гейта меняются только электронные состояния ионов.

Вышеперечисленные этапы можно изобразить в виде следующей "таблицы истинности" (с учётом фазы $\pi/2$, набегающей на каждом π -импульсе):

(1)	(2)	(3)	
$ 0_A 0_B, 0\rangle$	$ 0_A 0_B, 0\rangle$	$ 0_A 0_B, 0\rangle$	$ 0_A 0_B, 0\rangle$
$ 0_A 1_B, 0\rangle$	$ 0_A 1_B, 0\rangle$	$ 0_A 1_B, 0\rangle$	$ 0_A 1_B, 0\rangle$
$ 1_A 0_B, 0\rangle$	$i 0_A 0_B, 1\rangle$	$-i 0_A 0_B, 1\rangle$	$ 1_A 0_B, 0\rangle$
$ 1_A 1_B, 0\rangle$	$i 0_A 1_B, 1\rangle$	$i 0_A 1_B, 1\rangle$	$- 1_A 1_B, 0\rangle$

Матрица такого оператора выглядит следующим образом:

$$U_{CZ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (40)$$

что соответствует матрице Control–Phase (CZ) гейта. Переход к гейту CNOT легко сделать с помощью однокубитного гейта Адамара H [156]:

$$U_{\text{CNOT}} = (1 \otimes H)U_{CZ}(1 \otimes H) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

Достоверность двухкубитной квантовой операции можно оценить как достоверность подготовки некоторого перепутанного состояния. Данный подход гораздо проще реализуется на практике по сравнению с описанными выше томографией или рандомизированными методами и часто используется в ионных квантовых вычислителях, особенно ввиду относительно низкой скорости указанных устройств и возникающей из-за этого сложности проведения большого числа измерений для характеристики. В самом простом случае чистого состояния достоверность подготовки состояния можно определить как

$$F = |\langle \psi_0 | \psi \rangle|^2, \quad (42)$$

где $|\psi\rangle$ — фактическое финальное состояние, а $|\psi_0\rangle$ — идеальное финальное состояние квантового регистра при заданном начальном. Физический смысл выражения (42) понятен из вероятностного смысла волновой функции: достоверность есть вероятность получить целевое состояние из заданного начального. В случае смешанного состояния с матрицей плотности ρ достоверность будет равна

$$F = \langle \psi_0 | \rho | \psi_0 \rangle. \quad (43)$$

На практике достоверность измеряют двумя способами. Первый состоит в измерении населённости состояний двухкубитной подсистемы после гейта без модификаций, получая таким образом диагональные элементы ρ , а также после гейта с предварительными *анализирующими* импульсами, которые позволяют определить недиагональные элементы ρ [39].

Первое экспериментальное подтверждение возможности реализации гейта Сирака–Цоллера было продемонстрировано в 2003 г. группой Р. Блатта [32]. Они использовали оптический кубит в ионе $^{40}\text{Ca}^+$ на длине волны 729 нм, а сам гейт был произведён на цепочке из двух ионов. Используемой модой была выбрана аксиальная мода с большей частотой, когда ионы колеблются в противофазе (так называемая "дышащая" мода). Достоверность гейта в данном эксперименте составила $F = 0,71(3)$.

Несмотря на свою важность в истории ионных квантовых вычислений, гейт Сирака–Цоллера на практике не используется ни в одной современной системе. Главная причина этого — строгое требование охлаждения цепочки до основного колебательного состояния. Ранее рассмотрены эффективные методы охлаждения, дающие

средние числа заполнения $\bar{n} < 0,1$ [138, 143, 190–192], но такие методы довольно сложны в реализации и плохо масштабируются на более длинные ионные цепочки из-за меньшей связи излучения с сайдбендами и из-за больших темпов нагрева [193]. Кроме того, для длинных цепочек аксиальная частота должна быть очень малой (см. уравнение (11)), что делает гейт медленным. Попытка же использовать гейт на радиальных модах испытывает проблему наличия большого количества близко расположенных мод (см. рис. 5), что увеличивает вероятность нерезонансных паразитных взаимодействий с нецелевыми модами.

4.3.2. Гейты на спин-зависимой силе. Одна из причин, по которой гейт Сирака–Цоллера требует охлаждения цепочки до основного колебательного состояния, состоит в том, что в ходе операции вся населённость переносится на конкретный колебательный уровень резонансным образом. Для обеспечения устойчивости к температуре ионов необходим другой тип гейтов, задействующий колебательные состояния не напрямую, а *виртуально*, т.е. как промежуточные. Этот класс ионных гейтов получил название гейтов на *спин-зависимой силе* и описан далее.

Основная идея гейтов на спин-зависимой силе состоит в приложении к ионной цепочке *бихроматического* лазерного излучения (излучения из двух частотных компонент), которое "раскачивает" вынужденные колебания определённой моды с фазой, зависящей от электронного состояния иона (отсюда термин "спин-зависимая сила"). При выполнении некоторых условий в конце такого взаимодействия, если освещены несколько ионов, их электронные состояния окажутся перепутанными, а колебательные состояния вернуться к начальным. В этом состоит главное преимущество таких гейтов. Ниже описаны две наиболее часто встречающиеся конфигурации.

Гейт Мёльмера–Зоренсена (MS-гейт). Данный гейт, предложенный в 1999 г. Клаусом Мёльмером и Андерсом Зоренсеном [27], использует бихроматические компоненты, отстроенные от основного электронного перехода на частоту $\pm\mu$, близкую к колебательной частоте моды. Соответственно, средняя частота таких компонент равна частоте перехода: $2\omega_0 = \omega_r + \omega_b$, где ω_0 — кубитная частота, ω_r — меньшая из частот бихромата, ω_b — большая. При освещении двух ионов в цепочке данное поле обеспечивает переход рамановского типа между состояниями $|00, n\rangle \leftrightarrow |11, n\rangle$ через промежуточные состояния с изменённым колебательным числом, как показано на рис. 22. При определённых соотношениях между временем гейта, отстройкой и мощностью лазера можно обеспечить перепутывание электронных состояний ионов, остановив такой рамановский процесс "посередине", при этом не возбуждая колебательные степени свободы.

Эффективный гамильтониан взаимодействия двух ионов с лазерным полем в такой постановке имеет вид [194]

$$\hat{H}_{\text{MS}} = - \sum_{j=1,2} \hbar \eta_j \Omega_j \cos(\mu t + \phi_M^{(j)}) (\hat{a} \exp(-i\omega t) + \hat{a}^\dagger \exp(i\omega t)) \hat{\sigma}_\phi^{(j)}, \quad (44)$$

где Ω_j — частота Раби лазерного поля, действующего на данный ион, $\hat{a}, \hat{a}^\dagger$ — лестничные операторы колеба-

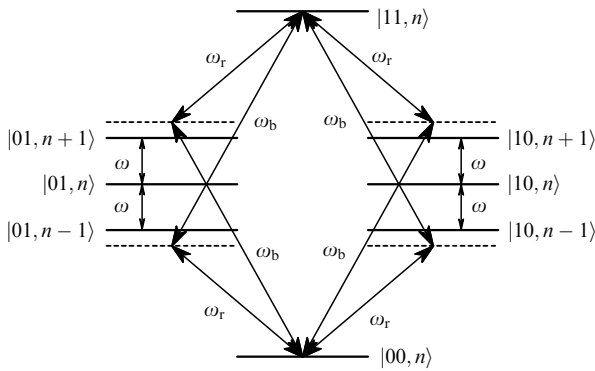


Рис. 22. Схема уровней в MS-гейте. Бихроматическое поле создаёт 4 рамановских пути между состояниями $|00, n\rangle \leftrightarrow |11, n\rangle$. Аналогично связаны уровни $|01, n\rangle \leftrightarrow |10, n\rangle$.

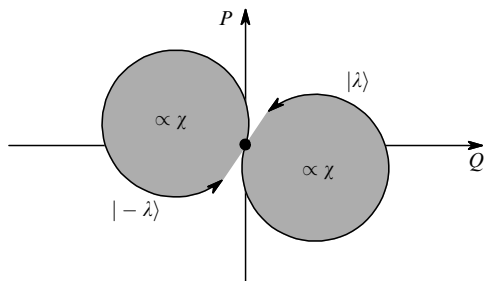


Рис. 23. Эволюция колебательных собственных состояний оператора $\hat{S}$ с противоположными собственными значениями $|\pm\lambda\rangle$ на фазовой плоскости. Круговой траектории соответствует постоянная мощность излучения.

тельной моды, ω — её частота, η_j — коэффициент Лэмба–Дике j -го иона. Остальные величины определены через фазы бихроматических компонент $\phi_r^{(j)}, \phi_b^{(j)}$ как

$$\phi_M^{(j)} = \frac{\phi_r^{(j)} - \phi_b^{(j)}}{2}, \quad \phi_S^{(j)} = \frac{\phi_r^{(j)} + \phi_b^{(j)}}{2},$$

$$\hat{\sigma}_\phi^{(j)} = \hat{\sigma}_x^{(j)} \sin \phi_S^{(j)} + \hat{\sigma}_y^{(j)} \cos \phi_S^{(j)}. \quad (45)$$

Эволюция с таким гамильтонианом в главном порядке задаётся оператором [178]

$$\hat{U}_{MS} = \hat{D}(\alpha \hat{S}) \exp(2i\chi \hat{\sigma}_\phi^{(1)} \hat{\sigma}_\phi^{(2)}). \quad (46)$$

Здесь $\hat{D}$ — оператор смещения в фазовом пространстве колебательной моды. Собственные значения оператора $\hat{S}$ в аргументе имеют разный знак в зависимости от электронного состояния. Соответственно, для двух собственных состояний с противоположными собственными значениями смещения будут одинаковыми по величине и равны $|\alpha|$, но противоположны по знаку (рис. 23), что является следствием спин-зависимости силы. Фаза χ называется фазой перепутывания и служит главным параметром гейта, поскольку определяет степень квантовой запутанности двух состояний. Можно показать [39], что эта фаза пропорциональна площади, замечаемой радиус-вектором траектории смещения на фазовой плоскости (рис. 23). Необходимое условие корректной работы гейта — полное замыкание фазовой траектории, так что $\alpha = 0$, $\hat{D} = 1$. В таком случае, например, из начального состояния $|00\rangle$ при $\chi = \pi/8$ и при определён-

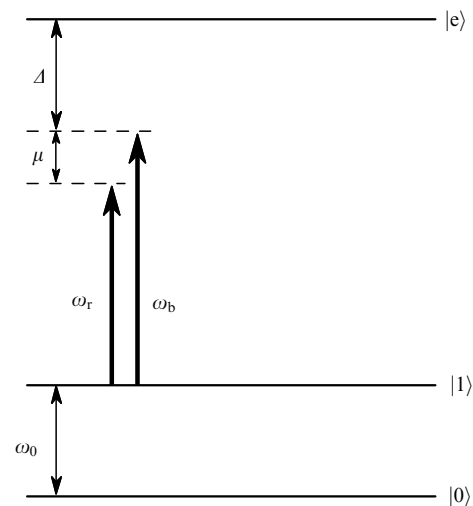


Рис. 24. Схема проведения LS-гейта. Разность частот бихромата $\mu \approx \omega$, где ω — частота моды. Отстройка Δ велика по сравнению с шириной перехода $|1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ и по сравнению с частотой Раби лазера для этого перехода.

ном выборе фаз кубитов образуется максимально перепутанное состояние Белла

$$|\psi_0\rangle = \frac{|00\rangle + i|11\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (47)$$

Полный вид матрицы MS-гейта при таком χ имеет вид

$$U_{MS} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & i \\ 0 & 1 & i & 0 \\ 0 & i & 1 & 0 \\ i & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (48)$$

Эта матрица может быть однокубитными операциями сведена к CNOT, что позволяет использовать данный гейт в полном наборе.

Гейт на световом сдвиге (LS-гейт). По аналогии с описанным выше MS-гейтом работает другой гейт, названный гейтом на световом сдвиге (Light-Shift, LS). В самой простой постановке он основан на связывании одного кубитного состояния с некоторым промежуточным верхним уровнем бихроматическим излучением (рис. 24). Разность бихроматических компонент близка к частоте моды, так что ион подвержен эффекту Штарка, колеблющемуся с частотой моды (отсюда "световой сдвиг" в названии). Эффект Штарка приводит к колеблющейся с такой же частотой силе со стороны поля, но только в том случае, когда ион находится в состоянии, связанном с промежуточным, в другом же кубитном состоянии излучение не приводит к эффекту Штарка. Это возможно в двух случаях: либо отстройка от промежуточного уровня сильно меньше частоты кубитного перехода, тогда второе состояние далеко от резонанса, либо кубит и поляризация излучения выбраны так, что один из переходов запрещён правилами отбора.

Таким образом, описанная выше конфигурация приводит к спин-зависимой силе, которая аналогичным MS-гейту образом перепутывает состояния. Отличие состоит в виде оператора эволюции:

$$\hat{U}_{LS} = \hat{D}(\alpha \hat{S}) \exp(2i\chi \hat{\sigma}_z^{(1)} \hat{\sigma}_z^{(2)}). \quad (49)$$

Вместо произведения $\sigma_\phi \otimes \sigma_\phi$ в экспоненте содержится произведение $\sigma_z \otimes \sigma_z$. При выборе $\chi = \pi/8$ матрица гейта примет вид

$$U_{LS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (50)$$

Данная матрица также может быть сведена к CNOT однокубитными вращениями. Можно считать, что LS-гейт эквивалентен MS-гейту, но в повернутом базисе.

Сравнение MS-гейта и LS-гейта. Несмотря на то что LS- и MS-гейт эквивалентны математически, практическая реализация каждого из них может быть совершенно разной по физическим соображениям, либо в зависимости от деталей эксперимента. Например, LS-гейт в описанной выше постановке гораздо легче провести на сверхтонком кубите. Частота такого кубита достаточно мала для того, чтобы применять единственный лазерный источник и менять его спектр при помощи модуляторов, реализуя однокубитные и двухкубитные операции. В оптическом кубите длина волны кубитного перехода сильно отличается от длины волны излучения LS-гейта. Для правильной работы квантового вычислителя обязательно согласование фаз на указанных длинах волн. Такое согласование в принципе возможно, но для этого требуется как минимум оптическая гребёнка [195], что заметно усложняет установку. MS-гейт, в свою очередь, явно реализуется на тех же лазерных источниках, что задействованы в однокубитных операциях, лишь с небольшими модификациями спектра первых. Кроме того, разница в штарковских сдвигах кубитных уровней приводит к дополнительному смещению однокубитных фаз во время гейта. Такая фаза влияет на все последующие квантовые операции, а значит, качество проводимого алгоритма будет чувствительным к флуктуациям мощности лазера. В MS-гейте при равных мощностях пучков данный эффект отсутствует.

Стоит отметить, что для оптического кубита существуют варианты двухкубитных операций, которые похожи на LS-гейт и позволяют преодолеть проблему использования нескольких лазерных источников [178], но в сравнении с MS-гейтом они обладают параметрами несколько хуже. В число этих параметров входит требуемая мощность излучения, а также отношение силы полезного взаимодействия, обеспечивающего перепутывание, к паразитному, снижающему достоверность операции.

Дополнительно отметим, что, в силу равенства поляризуемостей состояний сверхтонкого кубита с нулевой проекцией магнитного момента (состояний "часового" перехода), на таком кубите LS-гейт провести невозможно. Для реализации LS-гейта на сверхтонких уровнях необходимо выбирать магнито-чувствительные состояния [196, 197], что влияет на достоверность операций из-за флуктуаций магнитного поля. MS-гейт не обладает таким ограничением.

Помимо вышеперечисленных недостатков LS-гейта перед MS-гейтом, имеется ряд преимуществ. Во-первых, для сверхтонкого кубита оптимальной геометрии пучков бихромата соответствует антипараллельная схема (рис. 25) в обоих случаях (LS и MS). Следовательно, эффективный параметр Лэмба–Дике в 2 раза больше, чем для одиночного пучка, что позволяет использовать



Рис. 25. Оптимальная геометрия пучков для LS-гейта на сверхтонком кубите. Интерференция бихроматических компонент создаёт квазистоячую волну, которая движется вдоль оси выбранной моды и создаёт периодическую спин-зависимую силу, действующую на ионы.

меньшую оптическую мощность при том же времени гейта либо сократить время при фиксированной мощности по сравнению с одиночным модулированным пучком. В такой геометрии LS-гейт требует модуляции лазера на частоте колебательной моды, т.е. порядка нескольких МГц, что не вызывает трудностей в силу широкой доступности оптоэлектроники на указанных частотах. Если же проводить MS-гейт в такой же конфигурации антипараллельных пучков с целью повысить эффективный параметр Лэмба–Дике, то требуется уже модуляция на уровне нескольких ГГц для реализации рамановского взаимодействия.

Во-вторых, в MS-гейте, в отличие от LS-гейта, присутствует, помимо взаимодействий на красном и синем сайдбэндах, взаимодействие на несущей частоте, т.е. нерезонансно возбуждается переход между электронными уровнями без изменения колебательного числа. Из рисунка 22 видно, что если частота Раби одного из пучков бихромата сравнима с частотой моды ω , то существует заметная вероятность переходов $|x0, n\rangle \leftrightarrow |x1, n\rangle$, $|0x, n\rangle \leftrightarrow |1x, n\rangle$, где $x \in \{0, 1\}$. Эти переходы ухудшают достоверность операции, поскольку не задействуют колебательные моды, через которые передаётся запутанность между ионами. В LS-гейте в силу большой разницы между ω и кубитной частотой ω_0 такой эффект отсутствует.

В-третьих, в LS-гейте по построению исчезает зависимость параметров гейта от оптических фаз лазеров [160]. Данное обстоятельство играет важную роль при проведении длинных цепочек гейтов, за время которых упомянутые фазы могут испытывать медленные дрейфы. Эти дрейфы не влияют на LS-гейт, если малы на масштабе его длительности, а влияние флуктуаций фазы от гейта к гейту или от цепочки к цепочке в такой постановке подавлены. Существуют способы подавить влияние флуктуаций и для MS-гейтов [160, 178], но подобные схемы требуют либо изменения геометрии пучков, что не всегда возможно, либо дополнительных компенсирующих импульсов, что удлиняет цепочку.

Экспериментальные реализации. Два главных показателя двухкубитных операций, на которые прежде всего обращают внимание, — это время гейта и его достоверность. Для ионов не менее важно также упоминание длины цепочки, на которой проводятся гейты, поскольку для больших массивов гейты в среднем хуже и медленнее. Впервые гейт на спин-зависимой силе был проведён раньше, чем гейт Сирака–Цоллера, а именно в 2000 г. группой К. Монро [198]. Гейт был проведён на ионах бериллия $^9\text{Be}^+$ с кубитом на сверхтонких подуровнях основного состояния с расщеплением 1,25 ГГц. Частота выбранной моды ("дышащая" мода) равнялась 8,8 МГц. В оригинальной статье был проведён не только двухкубитный, но и четырёхкубитный MS-гейт, работающий аналогично двухкубитному, с той разницей, что освещаются все 4 иона в цепочке. Достоверности,

Таблица 2. Избранные демонстрации двухкубитных гейтов на спин-зависимой силе

Тип гейта	Достоверность	Длительность, мкс	Ион	Литература
MS	0,996	—	$^{40}\text{Ca}^+$	[200]
MS	0,993	50	$^{40}\text{Ca}^+$	[37]
MS	0,997	30	$^9\text{Be}^+$	[172]
MS	0,999	25	$^{171}\text{Yb}^+$	[201]
MS	0,998	—	$^{171}\text{Yb}^+$	[6]
MS	0,996	680	$^{171}\text{Yb}^+$	[152]
LS	0,999	100	$^{43}\text{Ca}^+$	[171]
LS	0,98	2,13	$^{43}\text{Ca}^+$	[202]
LS	0,997	90	$^{171}\text{Yb}^+$	[28]
LS	0,996	35	$^{40}\text{Ca}^+$	[162]
LS	0,998	49,2	$^{43}\text{Ca}^+ + ^{88}\text{Sr}^+$	[203]
LS	0,9994	35,2	$^{40}\text{Ca}^+$	[204]

полученные в эксперименте, составили 0,83 и 0,57 для 2 и 4 ионов соответственно. Вариант LS-гейта, также называемый *геометрическим фазовым гейтом*, был впервые реализован в группе Д. Вайнланда в 2003 г. также на ионах бериллия [39]. Кубитные сверхтонкие подуровни были выбраны таким образом, чтобы можно было поляризацией излучения сделать средний штарковский сдвиг обоих уровней одинаковым. При этом на малых временах сила со стороны пучков зависела от электронного состояния. Цепочка состояла из двух ионов, а частота моды равнялась 6,1 МГц. Время гейта составило 39 мкс. Авторам удалось в данном эксперименте добиться достоверности 0,97, что на то время было заметным прогрессом в области.

К текущему моменту существует довольно большой набор реализаций описанных гейтов с высокой достоверностью и достаточно малой длительностью. Наибольшие значения достоверностей, очевидно, получены в лабораторных условиях на очень малых системах, не предназначенных для проведения квантовых алгоритмов. Однако, несмотря на это, существуют масштабные квантовые процессоры на ионах, в которых достоверность не намного хуже. Так, например, последняя коммерчески доступная версия недавно созданного компанией Quantinuum компьютера H2 [6] имеет 56 кубитов с полной связностью и минимальной достоверностью двухкубитных операций по всем парам 0,997 [153]. Другая компания, IonQ, с 2022 г. предоставляет доступ к последней модели компьютера Forte [152] с 36 полностью связными кубитами и достоверностью двухкубитных гейтов 0,996 [199]. Эти и другие избранные демонстрации высокодостоверных гейтов с их характеристиками указаны в табл. 2.

5. Пятидесятикубитный ионный квантовый вычислитель на ионах иттербия

5.1. Квантовый вычислитель на ионах $^{171}\text{Yb}^+$

Одним из важных результатов реализации Дорожной карты по квантовым вычислениям в России 2020–2024 гг. стало создание ионного квантового вычислителя на ионах иттербия, который способен работать с квантовыми регистрами до 50 кубитов. При создании вычислителя был применён целый ряд оригинальных решений. К примеру, было предложено и реализовано использование оптического квадрупольного перехода на

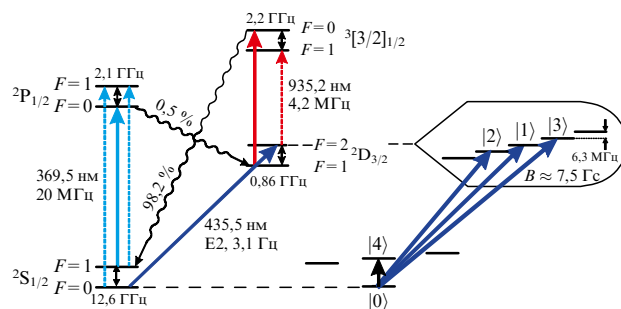


Рис. 26. Схема уровней иона $^{171}\text{Yb}^+$, используемого для кодирования информации в созданном квантовом вычислителе. Квантовая информация кодируется в зеемановских подуровнях $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$ состояний $^2S_{1/2}(F=0)$ и $^2D_{3/2}(F=2)$. Состояние $|4\rangle$ используется в некоторых алгоритмах в качестве анциллы. Голубая линия соответствует лазерному излучению, применяемому для доплеровского охлаждения, инициализации и считывания состояний ионов. Красная линия показывает перекачивающее лазерное излучение, а синие — лазерные поля, используемые для проведения квантовых операций. Волнистые линии соответствуют спонтанным распадам, а пунктирные — излучению, полученному путём фазовой модуляции соответствующих лазерных источников.

длине волны 435,5 нм для кодирования информации [67] (рис. 26), кудитная архитектура [69, 72], оригинальная схема непрерывного динамического подавления дефазировки магниточувствительных кудитных состояний [65], метод стабилизации секулярных частот ионной ловушки. Важно также отметить, что в ходе данной работы нами были получены компетенции по созданию ионных ловушек с низкими темпами нагрева и высокими секулярными частотами, высокостабильных лазерных систем для управления квантовыми состояниями частиц, автоматизации процессов калибровки и проведения квантовых вычислений, проведению квантовых операций на ионных массивах из нескольких десятков частиц.

В основе описываемого вычислителя лежит линейная объёмная ионная ловушка Пауля. Ловушка была изготовлена из меди и покрыта слоем золота. Разработанная конструкция обеспечивает высокую точность геометрии электродов, их высокую тепло- и электропроводность, а также большой оптический доступ к захваченным частицам (рис. 27). Расстояние от поверхности электродов до оси ловушки составляет $r_0 = 250$ мкм. Электроды радиального удержания представляют собой четыре лезвия, симметрично расположенных вокруг оси, в то время как аксиальное удержание обеспечивается за счёт двух торцевых электродов. По центру торцевых электродов предусмотрено отверстие для обеспечения возможности оптического доступа к ионам вдоль оси ловушки. Ловушка смонтирована на вакуумном фланце, снабжённом набором электрических вводов и специально спроектированным внутривакуумным объективом индивидуальной оптической адресации частиц с числовой апертурой 0,2. Также во фланце предусмотрена медная трубка, соединённая с ловушкой, для обеспечения возможности её охлаждения и термостабилизации, что является важной отличительной особенностью данной системы.

Для иона $^{171}\text{Yb}^+$ максимальные радиальная и аксиальная секулярные частоты составили соответственно 4,4 МГц и 370 кГц. В экспериментах, описываемых далее, использовались секулярные частоты $\omega_{\{x,y,z\}} = 2\pi \times \{3,7; 3,6; 0,13\}$ МГц при работе с 10 ионами и

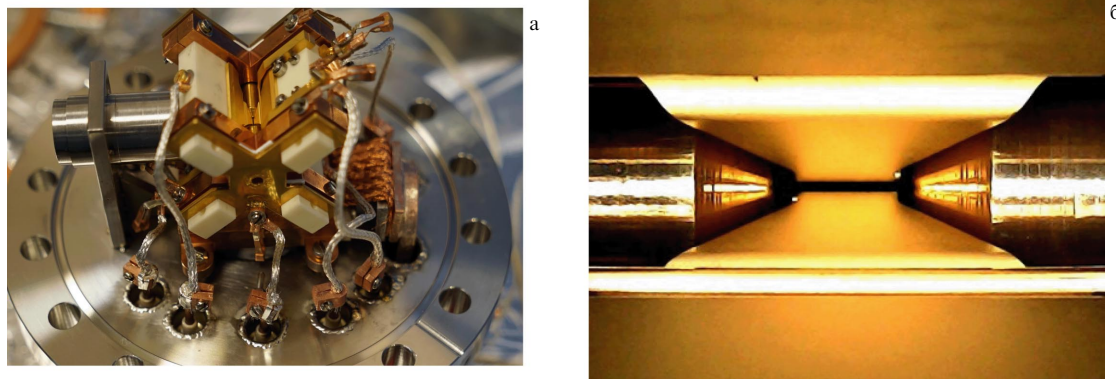


Рис. 27. Фотографии ионной ловушки, используемой в созданном 50-кубитном вычислителе. (а) Фотография фланца с собранной на нём ловушкой, а также внутривакуумным объективом индивидуальной адресации. (б) Фотография электродов ловушки.

$\omega_{\{x,y,z\}} = 2\pi \times \{2, 7; 2, 6; 0, 13\}$ МГц при работе с 25 ионами. Скорость нагрева одиночного иона в радиальном направлении при секулярной частоте 3,7 МГц составила $\dot{n} = 23 \pm 3$ фонона в секунду [66]. Стабильность радиальных секулярных частот поддерживается на уровне около 100 Гц на временах порядка нескольких часов при помощи активной стабилизации амплитуды удерживающего потенциала по схеме, аналогичной приведённой в [205].

Ловушка установлена в вакуумной камере, давление в которой поддерживается на уровне менее 10^{-10} мбар при помощи ион-геттерного насоса. Внутри камеры поддерживается магнитное поле с индукцией $B = 7,5$ Гс, создаваемое системой постоянных магнитов, которое необходимо для снятия вырождения по зеемановским подуровням и избежания эффекта когерентного пленения населённостей в процессе доплеровского охлаждения и считывания состояния кудитов [206]. Флуктуации и дрейф магнитного поля частично компенсируются при помощи активной петли стабилизации, состоящей из трёхосевого датчика и трёх пар катушек в гелимгольцевской конфигурации. В спектре остаточных флуктуаций поля, средняя амплитуда которых составляет около 1 мГс, преобладают гармоники на частотах, кратных 50 Гц, создаваемые наводками сети питания, что в некоторой степени нивелируется синхронизацией начала каждого экспериментального цикла с фазой сети.

Захват ионов в ловушку осуществляется методом двухцветной селективной фотоионизации потока атомов иттербия из испарителя на длинах волн 399 нм и 369,5 нм. Доплеровское охлаждение ионов в начале каждого цикла производится с помощью лазера на длине волны 369,5 нм, модулированного по фазе на частоте 14,7 ГГц во избежание пленения населённости в состоянии $^2S_{1/2}(F=0)$, а также перекачивающего излучения на длине волны 935 нм. Последнее, в свою очередь, также модулировано по фазе на частоте 3,7 ГГц для перекачки населённости из метастабильного состояния $^2D_{3/2}(F=2)$. Эти же лазерные источники (однако в другом режиме модуляции) применяются для инициализации состояния $|0\rangle = ^2S_{1/2}(F=0, m_F=0)$ перед выполнением алгоритмов и считывания [68, 160]. Кукварт кодируется в состояниях $|0\rangle, |1\rangle = ^2D_{3/2}(F=2, m_F=0)$, $|2\rangle = ^2D_{3/2}(F=2, m_F=-1)$, $|3\rangle = ^2D_{3/2}(F=2, m_F=1)$ (см. рис. 26). Также доступен ещё один уровень-анцилла $|4\rangle = ^2S_{1/2}(F=1, m_F=0)$, используемый в некоторых кван-

товых алгоритмах. Время когерентности перехода $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ составляет 31 мс, а переходов $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ 1 мс без схем активного подавления шумов и 9 мс при применении схем непрерывного динамического декаплинга [65].

Фотоны на длине волны 369,5 нм, рассеянные в ходе процедуры считывания и охлаждения, собираются при помощи высокоапертурного (числовая апертура 0,48) объектива. Изображение ионной цепочки проецируется либо на матрицу высокочувствительной камеры, либо на массив из многомодовых волокон, расположенных неэквидистантно, в соответствии с положениями частиц в кристалле (рис. 28). Другие концы этих волокон подсоединены к индивидуальным каналам фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), что позволяет регистрировать флуоресценцию каждого отдельного иона. Использование волоконного массива совместно с ФЭУ обеспечивает низкий уровень темновых отсчётов, практически отсутствующее мёртвое время между последовательными циклами считывания (на уровне 8–16 нс), что важно для считывания состояний кудитов, а также даёт возможность регистрации времени прихода каждого отдельного фотона. Однако такой подход является плохо масштабируемым, так как для изменения числа ионов в регистре требуется замена волоконного массива. Применяемый в данный момент массив спроектирован для работы с 10 ионами. Считывание камерой является гораздо более масштабируемой методикой и позволяет работать с большими ионными массивами (при работе в 50-кубитном режиме для считывания применяется камера), хотя имеет и ряд минусов, главным из которых является мёртвое время между кадрами порядка 1 мс, а также более высокие темновые шумы, что приводит к меньшей достоверности считывания, особенно в кудитном режиме.

Квантовые операции над ионным регистром производятся при помощи высокостабильной лазерной системы на длине волны 435,5 нм (рис. 29). В её основе лежит диодный лазер с внешним резонатором на длине волны 871 нм, частота которого стабилизирована относительно высокостабильного оптического резонатора, изготовленного из стекла ULE (Ultra-Low Expansion glass) методом Паунда–Древера–Холла, аналогичного описанному в [207]. Относительная нестабильность частоты лазера составила менее 3×10^{-15} на временах усреднения от 1 до 100 с при измерении относительно другого

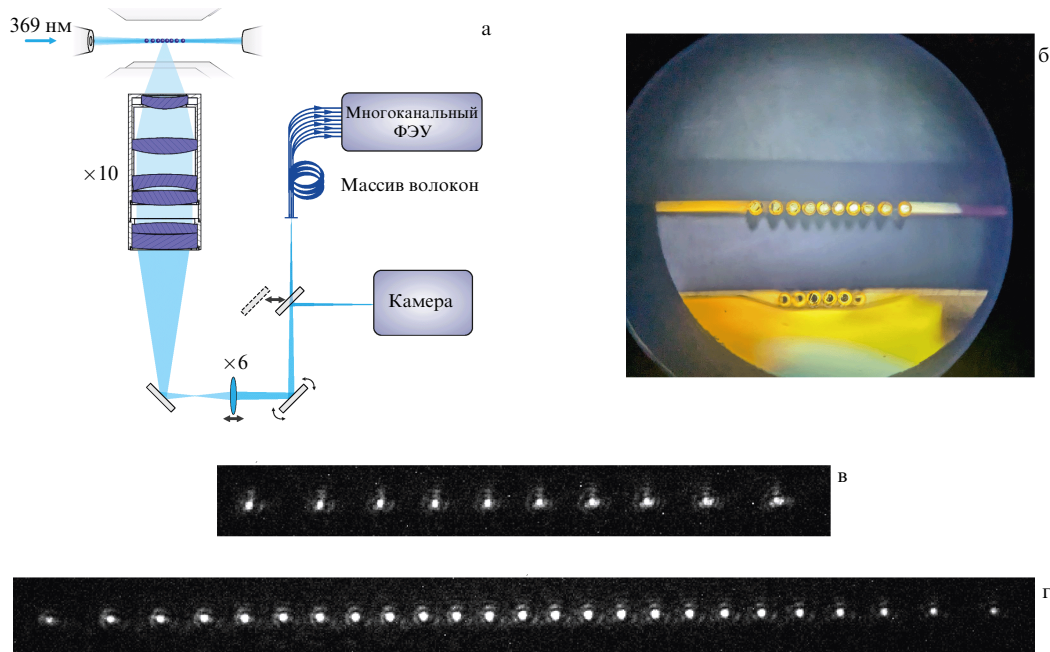


Рис. 28. Система регистрации флуоресценции ионов. (а) Общая схема системы считывания. Переключение между высокочувствительной камерой и ФЭУ производится при помощи моторизованного зеркала. (б) Фотография массива волокон для считывания 10 ионов. (в, г) Изображения регистров из 10 и 25 ионов, полученные при помощи камеры.

опорного лазера на длине волны 1140 нм посредством фемтосекундной оптической гребёнки. В рамках ДК была отработана важная технология фильтрации быстрых фазовых шумов лазерного источника на основе инжекционной привязки вспомогательного лазерного диода к излучению, прошедшему через высокостабильный резонатор [208]. Это позволяет существенно подавить высокочастотные шумы лазера, значительно влияющие на точность как однокудитных, так и двухкудитных операций. На рисунке 30 представлен график, характеризующий подавление шумов за счёт фильтрации.

Вычислитель поддерживает два типа однокудитных операций. Первый из них — $R_{\phi}^{0k}(\theta)$, $k = 1, 2, 3$, реализуемый путём приложения резонансного лазерного излучения между уровнями $|0\rangle$ и $|k\rangle$ к некоторому иону при помощи пучка индивидуальной адресации. Параметры ϕ и θ задаются оптической фазой и длительностью импульса соответственно. Поддерживается также композитная форма такого вентиля в соответствии со схемой SK1, что позволяет подавить паразитное влияние на соседние ионы и влияние погрешностей калибровки мощности импульсов, однако удлиняет время операции, что негативно сказывается на отношении времени гейта ко времени когерентности (при характерной длительности обычного вентиля $R_{\phi}^{0k}(\theta)$ в 12 мкс его композитная форма занимает уже около 55 мкс, включая время, необходимое для изменения фазы пучка). Второй поддерживаемый тип вентиля — это виртуальная операция $R_z^j(\theta)$ над некоторым ионом.

На рисунке 31 представлены результаты рандомизированного бенчмаркинга однокудитной операции $R_{\phi}^{01}(\theta)$ на массиве из 10 и 25 ионов. Достоверности однокудитных операций на различных ионах соответствуют друг другу с точностью до погрешности. Точность однокудитных операций на регистре из 10 ионов, $F_{SQ_{10}} = 0,99946(6)$, превышает результат для 25 ионов $F_{SQ_{25}} = 0,9985(2)$, что

связано с более низким вкладом остаточного движения частиц в ошибку.

Помимо таких операций, выполняемых с индивидуальной адресацией, возможно также выполнение глобальных операций сразу над всеми частицами $R_{\phi}^{0k}(\theta)$, $k = 1, 2, 3, 4$, где операция $R_{\phi}^{04}(\theta)$ выполняется при помощи микроволнового импульса, что полезно для реализации некоторых алгоритмов, примеры чего будут приведены далее.

Также процессор поддерживает двухкудитную операцию типа Мельмера–Зоренсена на переходе $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$. Данный вентиль реализуется путём приложения к выбранной паре ионов бихроматического лазерного поля при помощи пучков индивидуальной адресации. Для учёта влияния всех колебательных мод, а также подавления ошибок, связанных с флуктуациями секулярных частот, при реализации вентиля используется амплитудная модуляция бихроматического импульса. Связность кубитов в процессоре — полная.

На рисунке 32 представлена таблица достоверностей двухкудитных операций на регистре из 10 ионов для всех возможных пар. В качестве оценки точности операции измерялась точность подготовки белловского состояния путём приложения к выбранной паре ионов, инициализированных в $|00\rangle$, операции $XX(\pi/4)$. Точность подготовки вычислялась аналогично [209] с коррекцией на ошибку подготовки и считывания. В таблице 3 приведены результаты характеристики точности двухкубитных операций для нескольких пар ионов в 25-кудитном (50-кубитном) режиме. Динамика населённостей состояний кудитов в процессе проведения двухкудитной операции и осцилляции чётности на паре ионов с номерами 5–21 приведены на рис. 33. В среднем точности, полученные в 25-кудитном режиме, оказываются меньше, чем в случае 10 ионов, что связано с более сложным колебательным спектром и его меньшей стабильностью, вы-

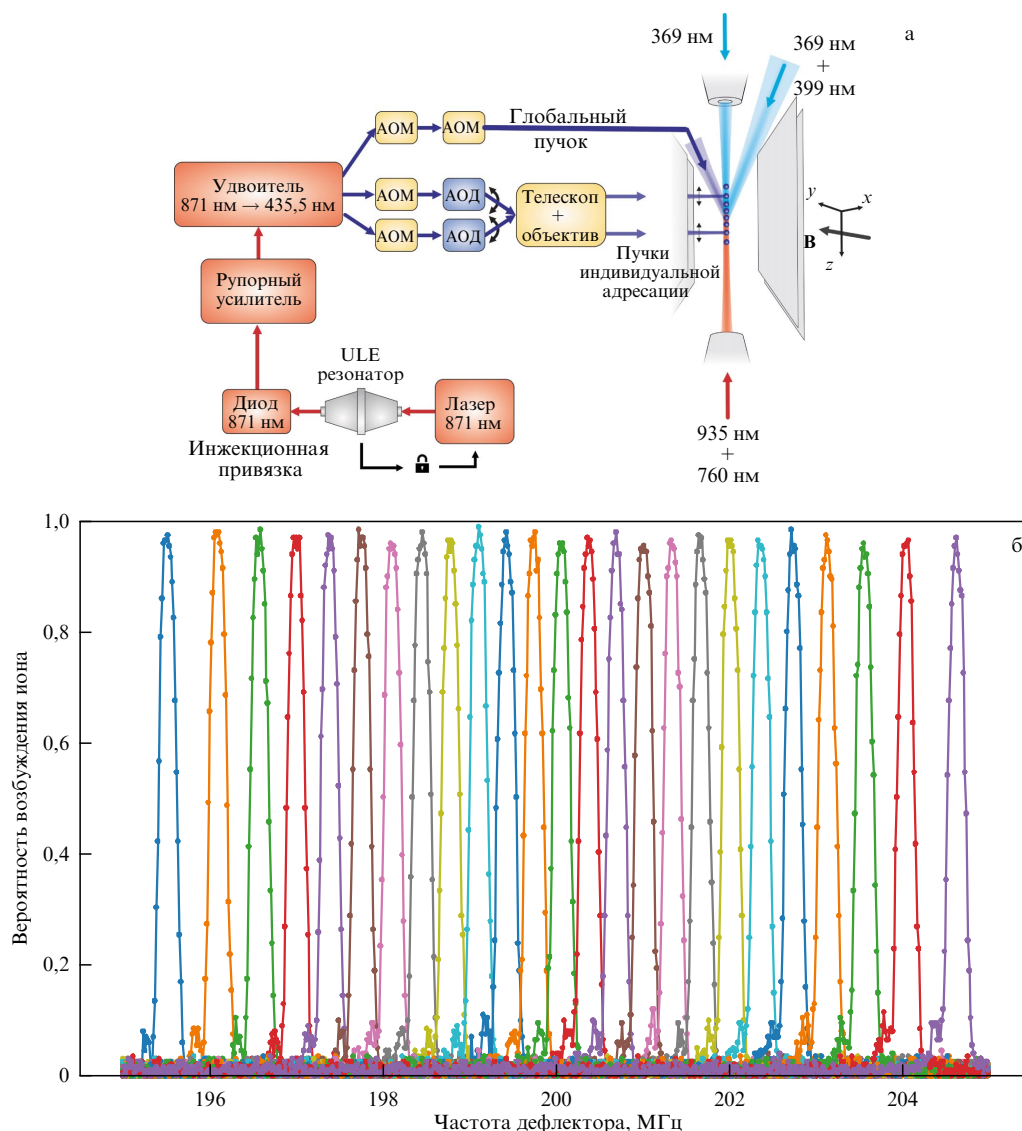


Рис. 29. (а) Схема системы адресации иона и завода лазерных пучков в ловушку Пауля. (б) Зависимость вероятности возбуждения каждого из 25 ионов в ловушке (изображены разными цветами) при сканировании частоты АОДа, что соответствует сканированию пучка индивидуальной адресации вдоль ионной цепочки. На графике видно 25 хорошо разрешимых пиков, демонстрирующих возможность индивидуальной адресации каждого из ионов в ловушке.

званной зарядкой электродов под действием лазерных пучков и соответствующим изменением аксиальных частот колебаний.

Для повышения точности проведения квантовых операций в каждом экспериментальном цикле непосредственно перед реализацией алгоритма осуществляется охлаждение радиальных колебательных мод до среднего колебательного числа $\bar{n} < 0,1$. Для этого реализуется метод охлаждения на разрешённых боковых частотах на переходе $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$.

После выполнения всех операций производится считывание состояния каждого кудита. Данная процедура схематически изображена на рис. 34. Точности считывания при использовании ФЭУ и камеры представлены на рис. 35.

Созданный вычислитель был интегрирован с платформой облачного доступа, которая позволяет автоматически транспилировать квантовые цепочки, заданные при помощи графического редактора либо с использова-

нием языка QASM 2.0, к нативным операциям, запустить их на квантовом устройстве и отображать полученные результаты.

5.2. Реализация базовых квантовых алгоритмов

Созданный вычислитель (как 50-кубитная версия, так и его предыдущие поколения) был использован для реализации ряда квантовых алгоритмов. В первую очередь был запущен ряд бенчмаркингowych задач, нацеленных на оценку работоспособности устройства. Это, в частности, алгоритмы Бернштейна – Вазириани [66] и алгоритм Гровера как с фазовым [66], так и с булевым оракулами [29].

Нами в работе [66] в 2023 г. на 8-кудитном (16-кубитном) поколении вычислителя был продемонстрирован двухкубитный алгоритм Гровера при кодировании кубитов в разных ионах и с фазовым оракулом со средней точностью реализации 83 %. Данный алгоритм обеспечивает полиномиальный выигрыш по сравнению со

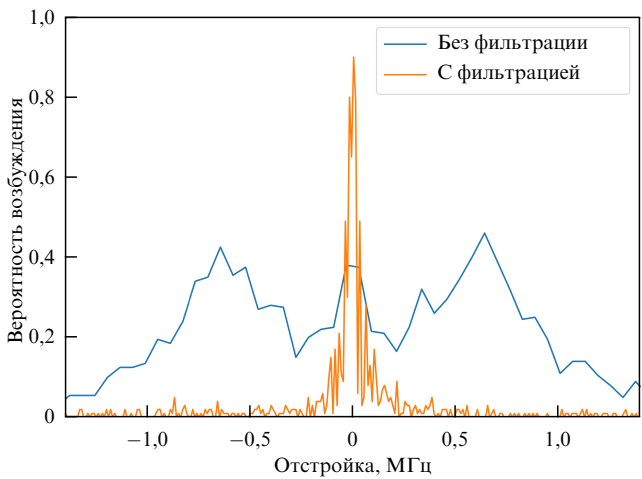


Рис. 30. График вероятности возбуждения перехода $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ в ионе в зависимости от отстройки от перехода лазерным импульсом длительностью 400 мкс при длительности π -импульса в 11 мкс для лазера без фильтрации высокочастотных шумов и с фильтрацией. Данный эксперимент позволяет оценить величину фазовых шумов лазера, так как всё возбуждение при отстройках более 50 кГц при этих параметрах определяется взаимодействием фазового шума с несущей. Видно, что фильтрация позволяет подавить шумы до уровня ниже порога детектирования.

своими классическими аналогами в задачах поиска по неупорядоченным базам данных и нахождения обратной функции. Квантовая цепочка, соответствующая такому алгоритму, содержала две двухкудитные операции. В 2024 г. уже с использованием 10-кудитного (20-кубитного) процессора был реализован трёхкубитный алгоритм Гровера с булевым оракулом [29]. Кубиты снова кодировались в разных ионах, что позволяет исследовать наиболее шумный режим вычислителя. Несмотря на возросшую сложность алгоритма, увеличенное число перепутывающих операций (3 операции $XX(\pi/2)$ и одна операция $XX(\pi/4)$) и большую размерность использованного гильбертова пространства (в работе применялся оригинальный метод реализации многокубитного гейта Тоффоли, сокращающего число перепутывающих операций за счёт использования дополнительного уровня-анциллы), общая точность осталась на уровне 83 %, что

Таблица 3. Точности двухкудитных операций в 25-кудитном (50-кубитном) режиме для нескольких пар

Номера ионов	Достоверность без SPAM-коррекции	Достоверность со SPAM-коррекцией
5–21	$92 \pm 2\%$	$97 \pm 3\%$
7–19	$88 \pm 3\%$	$93 \pm 4\%$
9–22	$84 \pm 3\%$	$90 \pm 4\%$

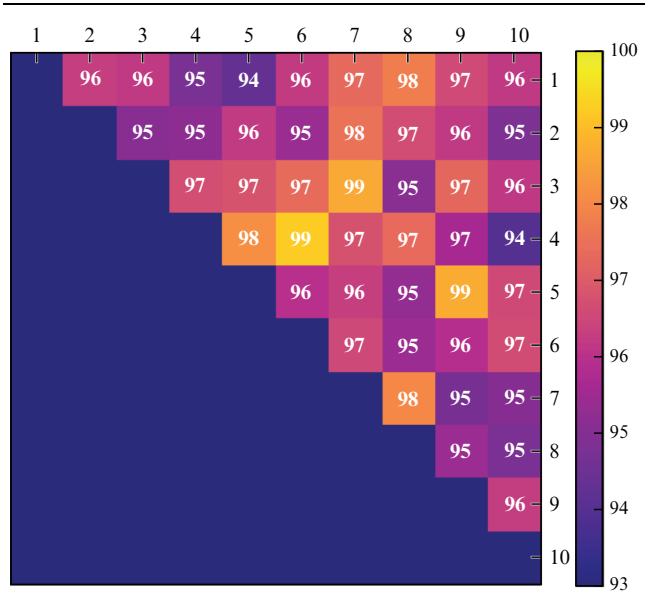


Рис. 32. Таблица точности двухкудитных операций типа $XX(\pi/4)$ в процентах между всевозможными парами ионов в 10-кудитном (20-кубитном) режиме. Оценка производилась путём оценки точности подготовки белловского состояния. Погрешность каждого значения составляет $\pm 2\%$. Средняя точность двухкудитной операции на массиве составила $96,3 \pm 0,3\%$.

было достигнуто за счёт увеличения достоверности операций параллельно с ростом числа кудитов.

Другим распространённым алгоритмом, используемым для характеристики квантовых вычислителей, является алгоритм Бернштейна – Вазирани. Он позволяет за одно обращение к оракулу, производящему скалярное произведение входного регистра с некоторым секретным ключом, восстановить ключ. В работе [66] представлены

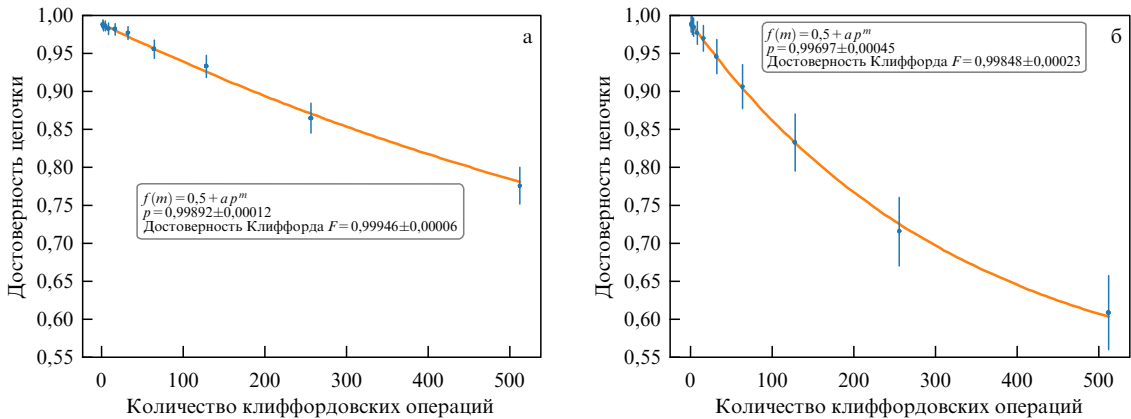


Рис. 31. Зависимости вероятности регистрации ионов в состоянии $|0\rangle$ от количества случайных клиффордовских операций в цепочке в рамках рандомизированного бенчмаркинга однокудитных операций $R_{\phi}^{01}(\theta)$ на массиве из (а) 10 ионов ($F_{SQ_{10}} = 0,99946(6)$) и (б) 25 ионов ($F_{SQ_{25}} = 0,9985(2)$). Точности операций для всех ионов в регистре совпадают (с точностью до погрешности).

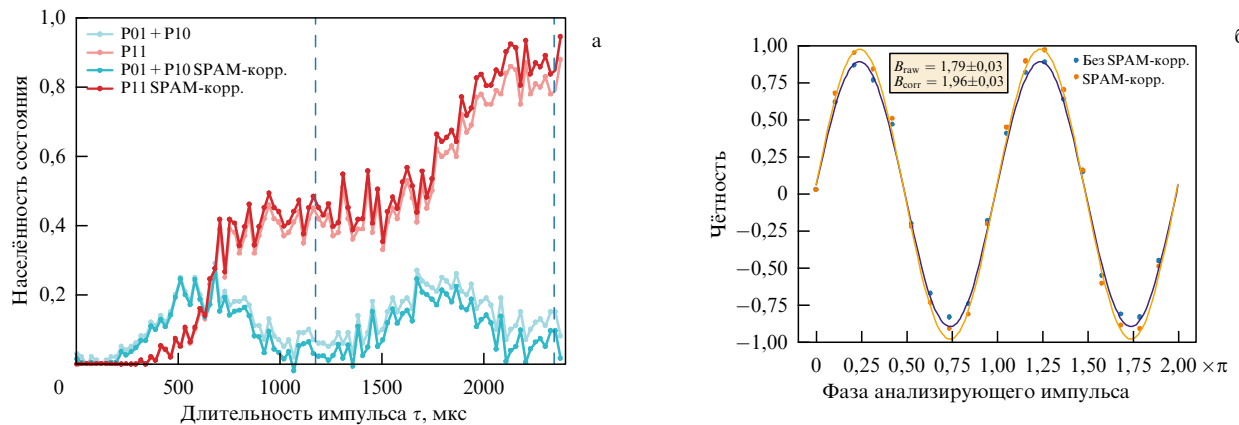


Рис. 33. (а) Зависимость населённости состояний $|11\rangle$ и суммарной населённости $|01\rangle$ и $|10\rangle$ пары кудитов 5–21 в регистре из 25 куквартов от длительности бихроматического импульса при проведении перепутывающей операции. Гейту $XX(\pi/4)$ соответствует длительность импульса, равная 1172 мкс (вертикальная штриховая линия). (б) Осцилляции чётности (вероятности найти ионы в состояниях $|11\rangle$ и $|00\rangle$ минус населённости состояний $|01\rangle$ и $|10\rangle$) на паре ионов 5–21, полученные путём приложения к паре куквартов гейта $XX(\pi/4)$, а затем анализирующего $R_{\phi}^{01}(\pi/2)$ гейта, фаза которого сканируется, к обоим частицам.

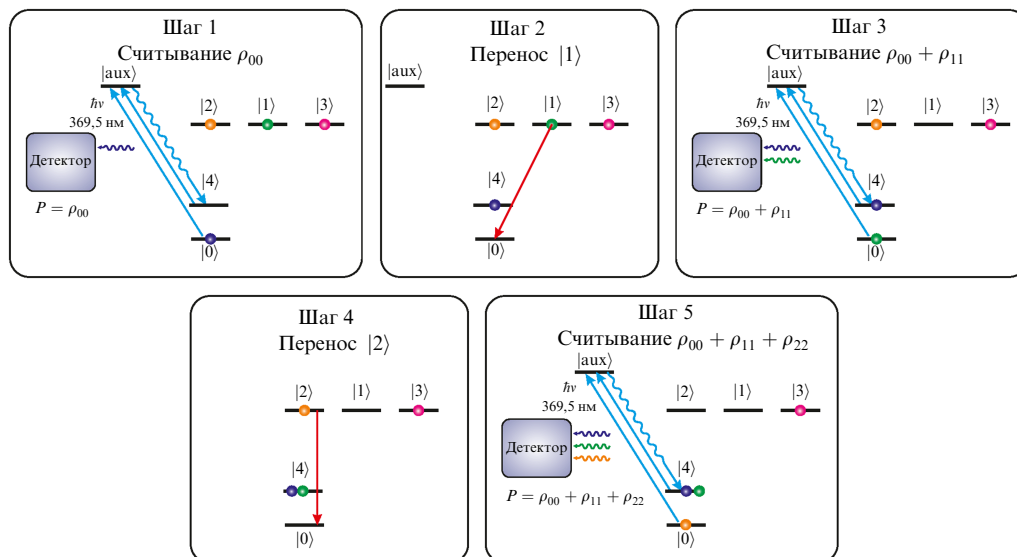


Рис. 34. Схема, иллюстрирующая процедуру считывания состояния кукварта. Процедура состоит из нескольких циклов, в первом из которых считывается населённость состояния $|0\rangle$, затем суммарная населённость состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$, затем состояний $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$, а населённость последнего вычисляется из условия нормировки. Через $|aux\rangle$ обозначено состояние $|^2P_{1/2}\rangle(F=0)$, а через $|4\rangle = |^2S_{1/2}\rangle(F=1, m_F=0)$.

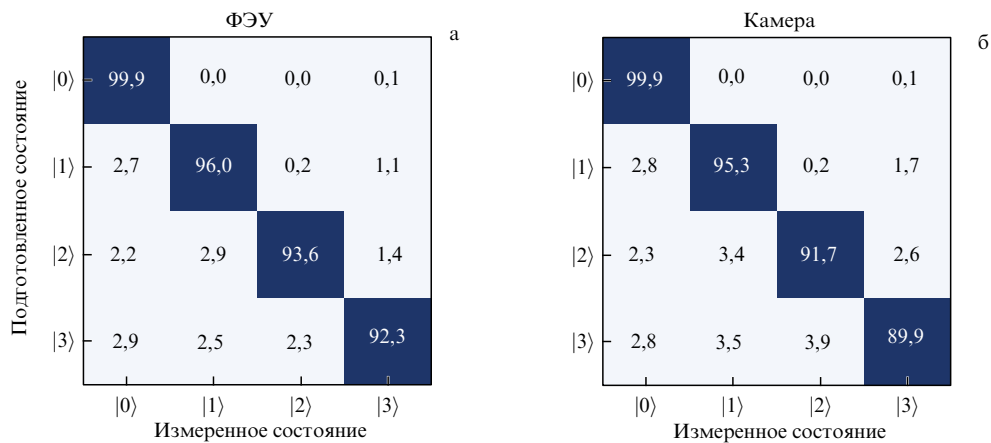


Рис. 35. Результаты измерения SPAM-ошибки в случае куквартного кодирования при использовании ФЭУ (а) и камеры (б). Время одного цикла регистрации фотонов $\tau = 1 \text{ мс}$. Дополнительная ошибка при использовании камеры связана с мёртвым временем, равным 1 мс, и спонтанными распадами уровня $^2D_{3/2}$ за это время.

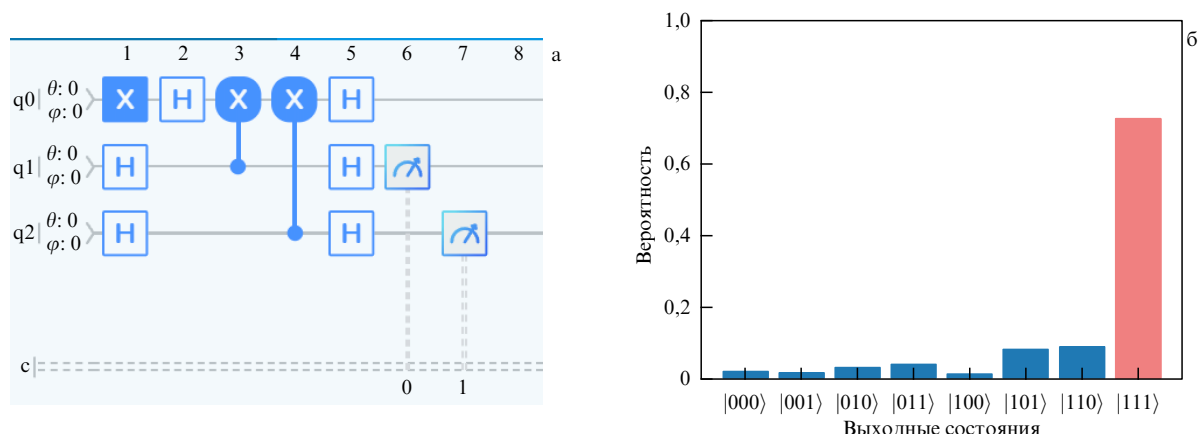


Рис. 36. (а) Скриншот графического редактора облачной платформы, с помощью которого подготовлена цепочка, соответствующая алгоритму Бернштейна–Вазирани с ключом 11. (б) Результаты выполнения квантовой цепочки. Гистограмма построена по 1024 повторениям цепочки. Ожидаемое выходное состояние отмечено красным цветом.

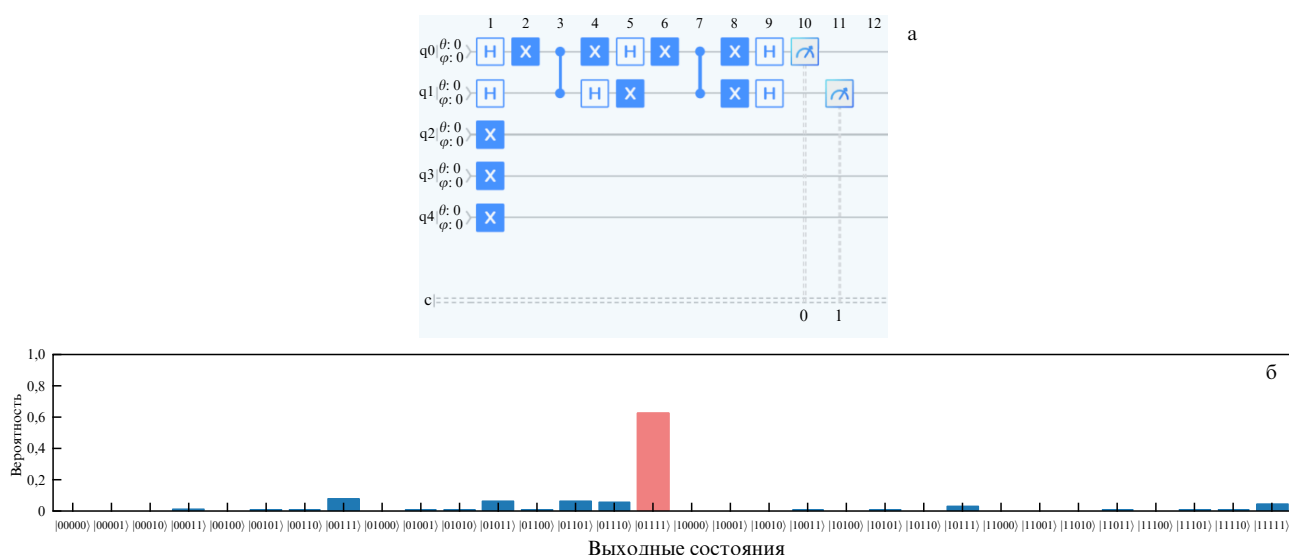


Рис. 37. (а) Скриншот графического редактора облачной платформы, с помощью которого подготовлена цепочка, соответствующая алгоритму Гровера с ключом 01. (б) Результаты выполнения квантовой цепочки. Гистограмма построена по 1024 повторениям цепочки. Ожидаемое выходное состояние отмечено красным цветом.

результаты запуска двухкубитного варианта такого алгоритма при кодировании кубитов как в разных ионах, так и в одном ионе в 8-кубитном (16-кубитном) поколении вычислителя. Точность выполнения задачи при кодировании информации в одной частице с использованием кубитов (97 %) ожидаемо превысила точность реализации в случае использования традиционного двухуровневого кодирования (95 %). Это происходит за счёт отсутствия необходимости в двухчастичных перепутывающих операциях.

На рисунках 36 и 37 представлены результаты запуска через облачную платформу нескольких цепочек, соответствующих трёхкубитному алгоритму Бернштейна–Вазирани и двухкубитному алгоритму Гровера соответственно. Данные эксперименты были осуществлены во время экспериментальной демонстрации работы 25-кубитного (50-кубитного) процессора. В обоих случаях каждый кубит кодировался в отдельном ионе, при полном регистре из 25 частиц в ловушке. Наиболее существенный вклад в ошибку в данном случае вносила ошибка считывания и флуктуации секулярного спектра, возни-

кающие из-за фотоиндуцированных паразитных электрических полей.

Также вычислитель использовался для решения задач квантовой химии. В частности, с помощью алгоритма Iterative Quantum Assisted Eigensolver (IQAE) [210–213], были вычислены энергии основного состояния молекул H_2 и LiH [68] в пределах химической точности. В первом случае были задействованы 2 из 8 ионов в ловушке, а во втором — 5 из 8 ионов. Результаты вычислений приведены в [66].

Применение вычислителя также позволило провести ряд экспериментов в области квантового машинного обучения. Были проведены исследования по сравнению различных способов отображения классических входных данных в гильбертово пространство квантового вычислителя для этих задач. В частности, была рассмотрена задача классификации изображений рукописных цифр 0 и 1 методом опорных векторов (SVM). Матрица ядра рассчитывалась с использованием квантового вычислителя [68]. Произведено сравнение эффективности различных схем кодирования классической информа-

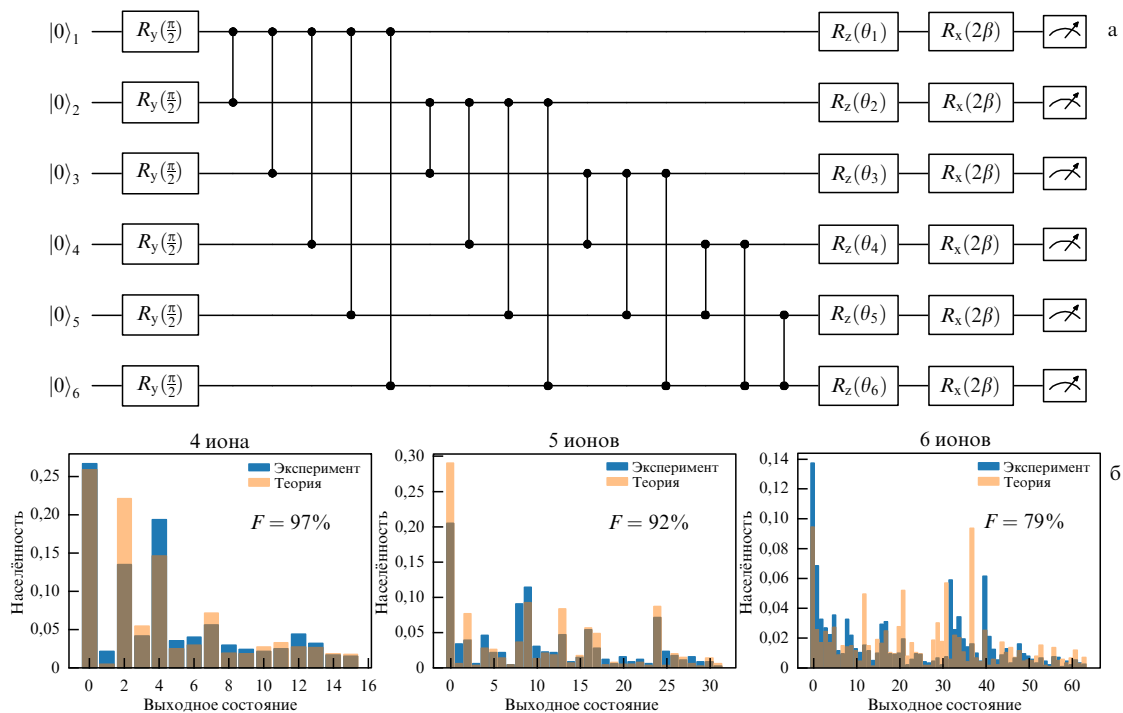


Рис. 38. (а) Вид цепочек, использованных для характеристики точности сэмплирования на разработанном вычислителе. Каждая цепочка параметризуется углами поворота θ_i и χ_{ij} , где χ_{ij} — фаза двухкубитной операции $ZZ(\chi_{ij})$ между ионами с номерами i и j (на схеме угол поворота не указан). (б) Примеры полученных гистограмм выходных распределений для различного числа задействованных ионов. Синим цветом изображены теоретически предсказанные распределения, а жёлтым — полученные экспериментально. Результаты усреднены по 2000 повторений цепочки.

пии. Во всех случаях была достигнута точность классификации 100 %.

Проводились экспериментальные исследования в области задач оптимизации и сэмплирования. Была изучена точность сэмплирования выходных гистограмм квантовых цепочек, характерных для решения задач методом квантовой приближённой оптимизации (QAOA), на созданном вычислителе. Пример такой цепочки, соответствующей одному слою QAOA, приведён на рис. 38а. Цепочки и оптимизационные задачи такого вида наиболее эффективно используют возможности ионного вычислителя, так как требуют полной связности и параметризованных двухкубитных и однокубитных операций (каждая двухкубитная операция $ZZ(\chi_{ij})$ на схеме параметризована своим углом поворота, что соответствует взвешенной задаче). На рисунке 38б приведены примеры сравнения ожидаемых распределений по выходным состояниям с полученными экспериментально для разного количества задействованных ионов (во всех случаях в ловушке находилось 10 ионов). Степень совпадения наблюдаемого распределения с ожидаемым определялась по формуле из [10]:

$$F = \left(\sum_x \sqrt{P_{\text{ideal}}(x) P_{\text{meas}}(x)} \right)^2.$$

Из рисунка 38б видно, что с ростом размера задачи точность сэмплирования ожидаемо снижается, что связано с квадратичным ростом количества двухкубитных операций (их полное число составляет $n(n-1)/2$, где n — количество кубитов). Тем не менее из гистограмм видно, что точность сэмплирования для $n \leq 5$ остаётся доста-

точно высокой и отражает основные особенности распределения по выходным состояниям. Цепочки такого вида были использованы нами в эксперименте по разложению числа 1591 на простые множители при помощи алгоритма Шнорра [214].

Особенный интерес представляют работы, активно использующие кудитные возможности процессора. Одним из примеров таких исследований является симуляция динамики квантовой системы вблизи фазового перехода между РТ-симметричным и РТ-несимметричным гамильтонианами [73]. В рамках данной работы был предложен метод симуляции динамики простейшего примера такой системы с использованием кутрита. Важно отметить, что симуляция такой системы требует не менее двух кубитов, в то время как предложенный здесь метод позволяет выполнить эту задачу с использованием всего лишь одного кутрита. Данный метод был экспериментально продемонстрирован с помощью созданного ионного вычислителя (квантовый регистр состоял из 10 ионов, вычисления производились параллельно сразу на нескольких частицах для ускорения набора статистики) и сверхпроводникового процессора. Данные, полученные экспериментально на обоих процессорах, с высокой точностью совпали с теоретическим расчётом.

Другим примером, показывающим перспективность применения кудитов для реализации квантовых алгоритмов, является концепция масштабируемого обобщённого гейта Тоффоли. Под обобщённым гейтом Тоффоли здесь понимается расширение данного гейта на количество кубитов более 3. Данный гейт активно используется в алгоритмах коррекции ошибок, алгоритме Гро-

вера и многих других. Без использования анцилл количество двухкубитных операций, задействованных в данном гейте, масштабируется квадратично, что сильно влияет на его достоверность. В работах [113, 114] была предложена схема реализации данного гейта на ионных вычислителях, где кубиты заменяются на кутриты. При этом третье состояние используется в качестве чистой анциллы. Количество двухкубитных операций в таком случае зависит от количества ионов линейно ($2N - 3$, где N — число затрагиваемых гейтом ионов), а значит, позволяет существенно улучшить масштабирование данной операции. С помощью созданного ионного вычислителя данный подход был продемонстрирован экспериментально. Было произведено сравнение точности наблюдаемых таблиц истинности (выходных распределений после приложения гейта ко всевозможным состояниям вычислительного базиса) для реализации гейта с использованием кубитов и кутритов для $N = 3-10$ (во всех случаях полный регистр состоял из 10 ионов) [29]. Для всех N кудитный подход превосходил кубитный, причём с ростом N преимущество увеличивалось. Для демонстрации фазовых свойств полученного гейта с его помощью был реализован алгоритм Гровера с булевым оракулом [29]. Его точность с использованием кудитного гейта Тоффоли также оказалась выше, чем при использовании кубитов.

6. Заключение

Ионы в ловушках — один из первых и наиболее проработанных подходов к реализации квантовых вычислителей. Ионные вычислители демонстрируют рекордные характеристики среди всех платформ практически по всем показателям (точность однокубитных и двухкубитных операций, время когерентности, связность, квантовый объём) и уже сегодня применяются сторонними пользователями посредством облачного доступа. Параллельно с этим в мире проводится множество исследований, направленных на дальнейшее развитие данных устройств. Одним из основных фокусов таких работ является решение задачи масштабирования — увеличения количества кубитов без потери точности операций. Самый большой коммерчески доступный ионный квантовый компьютер сегодня обладает 56 кубитами [153] и изготовлен по технологии QCCD. Однако существует целый ряд перспективных исследований и подходов, направленных на дальнейшее масштабирование и увеличение качества кубитов, включающих в себя, к примеру, фотонные интерконнекты [22, 215], быстрые неадиабатические операции [194, 202] и безлазерные квантовые гейты [25, 216]. Подробнее перечисленные и другие методы будут описаны в нашем следующем обзоре.

В настоящей работе мы изложили основные принципы работы ионных квантовых вычислителей и привели их базовые характеристики. Также нами были представлены основные результаты, достигнутые в данной области в России в рамках ДК. За эти годы данная область в нашей стране развилась от полного отсутствия ионной технологии вычислений до полноценного универсального квантового вычислителя с десятками кубитов и освоения практически полного цикла их создания, включая лазерные и вакуумные системы, а также ионные ловушки. В ходе работы был реализован ряд новых и перспективных идей, наиболее яркой из ко-

торых является кудитная архитектура процессоров, позволившая существенно увеличить эффективность устройств. Достигнутые результаты открывают широкие возможности как для дальнейшего развития ионной платформы в России, так и для исследований в области квантовых алгоритмов за счёт доступа учёных к реальному вычислительному устройству.

Благодарности. Мы выражаем благодарность А.К. Фёдорову, А.С. Николаевой, Е.О. Киктенко, А.Ю. Чернявскому и Б.И. Бантышу за помощь в алгоритмическом бенчмаркинге квантового процессора.

Данная работа была поддержана госкорпорацией "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 г.).

Список литературы

1. The Nobel Prize in Physics 2012, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2012/summary/>
2. DiVincenzo D P, in *Mesoscopic Electron Transport* (NATO ASI Ser. E, Vol. 345, Eds L L Sohn, L P Kouwenhoven, G Schön) (Dordrecht: Springer, 1997) p. 657, https://doi.org/10.1007/978-94-015-8839-3_18
3. Манин Ю И *Вычислимое и невычислимое* (М.: Сов. радио, 1980)
4. Benioff P J. *Stat. Phys.* **22** 563 (1980)
5. Feynman R P. *Int. J. Theor. Phys.* **21** 467 (1982)
6. Moses S A et al. *Phys. Rev. X* **13** 041052 (2023)
7. Pogorelov I et al. *PRX Quantum* **2** 020343 (2021)
8. Abdurakhimov L "Technology and performance benchmarks of IQM's 20-qubit quantum computer", arXiv:2408.12433
9. Acharya R et al. (Google Quantum AI and Collab.) *Nature* **638** 920 (2025); arXiv:2408.13687
10. Chen J-S et al. "Benchmarking a trapped-ion quantum computer with 30 qubits", arXiv:2308.05071
11. IBM Quantum Platform (Accessed: 2024-10-15), <https://quantum.ibm.com/> (Облачная платформа IBM)
12. Cirq. An open source framework for programming quantum computers (Accessed: 2024-10-15), <https://quantumai.google/cirq> (Облачная платформа Google cirq)
13. Microsoft Azure (Accessed: 2024-10-15), <https://azure.microsoft.com> (Облачная служба Azure Quantum)
14. Лидирующий исследовательский центр. Квантовые вычисления (Accessed: 2024-10-15), <https://qexplore-staging.lrc-quantum.ru> (Облачная платформа ЛИЦ)
15. Cirac J I, Zoller P. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4091 (1995)
16. Leibfried D et al. *Rev. Mod. Phys.* **75** 281 (2003)
17. Paul W, Steinwedel H Z. *Naturforsch. A* **8** 448 (1953) <https://doi.org/10.1515/zna-1953-0710>
18. Penning F M. *Physica* **3** 873 (1936)
19. Hänsch T W, Schawlow A L. *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
20. Wang P et al. *Nat. Commun.* **12** 233 (2021)
21. Pino J M et al. *Nature* **592** 209 (2021)
22. Stephenson L J et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 110501 (2020)
23. Happer W. *Rev. Mod. Phys.* **44** 169 (1972)
24. Harty T P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 220501 (2014)
25. Löschner C M et al. "Scalable, high-fidelity all-electronic control of trapped-ion qubits", arXiv:2407.07694
26. Lekitsch B et al. *Sci. Adv.* **3** 1601540 (2017); arXiv:1508.00420
27. Sørensen A, Mølmer K. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1971 (1999); [quant-ph/9810039](https://arxiv.org/abs/quant-ph/9810039)
28. Baldwin C H et al. *Phys. Rev. A* **103** 012603 (2021)

29. Nikolaeva A S et al. "Scalable improvement of the generalized Toffoli gate realization using trapped-ion-based qutrits", arXiv:2407.07758
30. Fang C et al. "Realization of scalable Cirac-Zoller multi-qubit gates", arXiv:2301.07564
31. Turchette Q A et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 3631 (1998)
32. Schmidt-Kaler F et al. *Nature* **422** 408 (2003)
33. Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4011 (1995)
34. Turchette Q A et al. *Phys. Rev. A* **61** 063418 (2000); quant-ph/0002040
35. Lakhmanskiy K et al. *Phys. Rev. A* **99** 023405 (2019)
36. Blümel R et al. *Phys. Rev. A* **40** 808 (1989)
37. Benhelm J et al. *Phys. Rev. A* **77** 062306 (2008)
38. Greenberger D M, Horne M A, Zeilinger A "Going beyond Bell's theorem", in *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe* (Fundamental Theories of Physics, Vol. 37, Ed. M Kafatos) (Dordrecht: Springer, 1989) p. 69, https://doi.org/10.1007/978-94-017-0849-4_10
39. Leibfried D et al. *Nature* **422** 412 (2003)
40. Leibfried D et al. *Science* **304** 1476 (2004)
41. Barrett M D et al. *Phys. Rev. A* **68** 042302 (2003); quant-ph/0307088
42. Schmidt P O et al. *Science* **309** 749 (2005)
43. Brewer S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 033201 (2019); arXiv:1902.07694
44. Micke P et al. *Nature* **578** 60 (2020)
45. Brickman K-A et al. *Phys. Rev. A* **72** 050306 (2005)
46. Blatt R, Roos C F *Nature Phys.* **8** 277 (2012); Johanning M, Varón A, Wunderlich C *J. Phys. B* **42** 154009 (2009); arXiv:0905.0118
47. Lanyon B P et al. *Science* **334** 57 (2011)
48. Monz T et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 130506 (2011)
49. Zhang J et al. *Nature* **551** 601 (2017)
50. Guo S-A et al. "A site-resolved 2d quantum simulator with hundreds of trapped ions", arXiv:2311.17163
51. Zhu S-L, Monroe C, Duan L-M *Phys. Rev. Lett.* **97** 050505 (2006)
52. Choi T et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 190502 (2014)
53. Debnath S et al. *Nature* **536** 63 (2016); arXiv:1603.04512
54. Bluvstein D et al. *Nature* **626** 58 (2024)
55. Wineland D J et al. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103** 259 (1998)
56. Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J *Nature* **417** 709 (2002)
57. Lobser D L et al. "Precision control of ions in Sandia's HOA Trap", Technical Report SAND2019-11932C (Albuquerque, NM: Sandia National Lab., 2019)
58. Lobser D L et al. "Quantum and classical control of ions in Sandia's HOA Trap", Technical Report SAND2017-8584C (Albuquerque, NM: Sandia National Lab., 2017)
59. Moehring D L et al. *New J. Phys.* **13** 075018 (2011); arXiv:1105.1834
60. Shu G et al. *Phys. Rev. A* **89** 062308 (2014)
61. Maunz P L et al. "Ion traps for logical qubits", Technical Report SAND2017-1453C (Albuquerque, NM: Sandia National Lab., 2017)
62. Cross A W et al. *Phys. Rev. A* **100** 032328 (2019); arXiv:1811.12926
63. Aaronson S, Chen L "Complexity-theoretic foundations of quantum supremacy experiments", arXiv:1612.05903
64. Quantinuum extends its significant lead in quantum computing, achieving historic milestones for hardware fidelity and Quantum Volume, <https://www.quantinuum.com/blog/quantinuum-extends-its-significant-lead-in-quantum-computing-achieving-historic-milestones-for-hardware-fidelity-and-quantum-volume>
65. Zalivako I V et al. *Front. Quantum Sci. Technol.* **2** 1228208 (2023)
66. Zalivako I V et al. *Quantum Rep.* **7** (2) 19 (2025); arXiv:2402.03121
67. Заливако И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **114** 53 (2021); Zalivako I V et al. *JETP Lett.* **114** 59 (2021)
68. Zalivako I V et al. "Supervised binary classification of small-scale digits images with a trapped-ion quantum processor", arXiv:2406.12007
69. Nikolaeva A S, Kiktenko E O, Fedorov A K *Phys. Rev. A* **109** 022615 (2024)
70. Podlesnyy A et al. "Parallel coupling of trapped ions in multiple individual wells", arXiv:2211.07121v1 (14 Nov. 2022); <https://arxiv.org/pdf/2211.07121v1>
71. Anikin E et al. *Phys. Rev. A* **108** 022402 (2023)
72. Aksenov M A et al. *Phys. Rev. A* **107** 052612 (2023)
73. Kazmina A S et al. *Phys. Rev. A* **109** 032619 (2024)
74. Floquet G *Ann. Sci. l'École Normale Supérieure* **2** 12 47 (1883) <https://doi.org/10.24033/asens.220>
75. Brouard S, Plata J *Phys. Rev. A* **63** 043402 (2001)
76. Dubin D H E *Phys. Rev. Lett.* **71** 2753 (1993)
77. Manning T A "Quantum information processing with trapped ion chains", PhD Thesis (College Park, MD: Univ. of Maryland, 2014); <https://duke.appl.box.com/s/7425eold3cfnodaklmec52xcp62kgtxs>
78. James D F V *Appl. Phys. B* **66** 181 (1998)
79. Schmidt-Kaler F et al. *Appl. Phys. B* **77** 789 (2003)
80. Pagano G et al. *Quantum Sci. Technol.* **4** 014004 (2019)
81. Monroe C et al. *Phys. Rev. A* **89** 022317 (2014)
82. Rowe M A et al. *Quantum Inform. Comput.* **2** (4) 257 (2002) <https://doi.org/10.26421/QIC2.4-1>
83. Chiaverini J et al. *Quantum Inform. Comput.* **5** 419 (2005)
84. Seidelin S et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 253003 (2006)
85. House M G *Phys. Rev. A* **78** 033402 (2008)
86. Littich G "Electrostatic control and transport of ions on a planar trap for quantum information processing", Master's Thesis (Berkeley, CA: Univ. of California, 2011)
87. Kaushal V et al. *AVS Quantum Sci.* **2** 014101 (2020)
88. Kaufmann H et al. *Phys. Rev. A* **95** 052319 (2017)
89. Brownnutt M et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 1419 (2015)
90. Brown K R et al. *Nat. Rev. Mater.* **6** 892 (2021)
91. Romaszko Z D et al. *Nat. Rev. Phys.* **2** 285 (2020)
92. Bruzewicz C D et al. *Appl. Phys. Rev.* **6** 021314 (2019)
93. Revelle M C "Phoenix and peregrine ion traps", arXiv:2009.02398
94. Gerasin I et al. *Quantum Rep.* **6** 442 (2024)
95. Suleimen Y et al. *Phys. Rev. A* **109** 022605 (2024)
96. Abbasov T, Zibrov S, Sherstov I *Письма в ЖЭТФ* **118** 212 (2023); *JETP Lett.* **118** 215 (2023)
97. Ryan-Anderson C et al. *Phys. Rev. X* **11** 041058 (2021)
98. Ballance T G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **89** 053102 (2018)
99. Leibrandt D R et al. *Phys. Rev. A* **76** 055403 (2007)
100. DeVoe R G, Kurtsiefer Ch *Phys. Rev. A* **65** 063407 (2002)
101. Daniilidis N et al. *New J. Phys.* **13** 013032 (2011)
102. Krutyanskiy V et al. *Phys. Rev. Lett.* **130** 050803 (2023)
103. Lucas D M et al. *Phys. Rev. A* **69** 012711 (2004)
104. Kjærgaard N et al. *Appl. Phys. B* **71** 207 (2000)
105. Gulde S et al. *Appl. Phys. B* **73** 861 (2001)
106. Wells J E et al. *Phys. Rev. A* **95** 053416 (2017)
107. Cetina M et al. *Phys. Rev. A* **76** 041401 (2007)
108. Lucas D M et al. "A long-lived memory qubit on a low-decoherence quantum bus", arXiv:0710.4421
109. Wright K et al. *Nat. Commun.* **10** 5464 (2019)
110. Leu A D et al. *Phys. Rev. Lett.* **131** 120601 (2023)

111. Nikolaeva A S, Kiktenko E O, Fedorov A K *EPJ Quantum Technol.* **11** 43 (2024)
112. Ralph T C, Resch K J, Gilchrist A *Phys. Rev. A* **75** 022313 (2007)
113. Nikolaeva A S, Kiktenko E O, Fedorov A K *Phys. Rev. A* **105** 032621 (2022)
114. Nikolaeva A S, Kiktenko E O, Fedorov A K *Entropy* **25** 387 (2023)
115. Low P J, White B, Senko C "Control and readout of a 13-level trapped ion qubit", arXiv:2306.03340
116. Ruster T et al. *Appl. Phys. B* **122** 254 (2016)
117. Blakestad R B et al. *Phys. Rev. A* **84** 032314 (2011)
118. Merkel B et al. *Rev. Sci. Instrum.* **90** 044702 (2019)
119. Viola L, Lloyd S *Phys. Rev. A* **58** 2733 (1998)
120. Valahu C H et al. *J. Phys. B* **55** 204003 (2022)
121. Ringbauer M et al. *Nat. Phys.* **18** 1053 (2022)
122. Olmschenk S et al. *Phys. Rev. A* **76** 052314 (2007)
123. Christensen J E et al. *npj Quantum Inform.* **6** 35 (2020)
124. An F A et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 130501 (2022)
125. Crain S et al. *Commun. Phys.* **2** 97 (2019)
126. Заливако И В и др. *Квантовая электроника* **47** 426 (2017); Zalivako I V et al. *Quantum Electron.* **47** 426 (2017)
127. Koo K et al. *Phys. Rev. A* **69** 043402 (2004)
128. Sugiyama K *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** 2141 (1999)
129. Goodwin J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 143002 (2016)
130. Han D-J et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 724 (2000)
131. Che H et al. *Phys. Rev. A* **96** 013417 (2017)
132. Сидоров П Л и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (4) 46 (2019); Sidorov P L et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **46** 138 (2019)
133. Семенин Н В и др. *Письма в ЖЭТФ* **116** 74 (2022); Semenin N V et al. *JETP Lett.* **116** 77 (2022)
134. King B E et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1525 (1998)
135. Roos Ch et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4713 (1999)
136. Letchumanan V et al. *Phys. Rev. A* **75** 063425 (2007)
137. Chen J-S et al. *Phys. Rev. A* **102** 043110 (2020)
138. Lechner R et al. *Phys. Rev. A* **93** 053401 (2016)
139. Zhang J et al. *Phys. Rev. Applied* **18** 014022 (2022)
140. Lin Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 153002 (2013)
141. Jordan E et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 053603 (2019)
142. Semerikov I A et al. *J. Russ. Laser Res.* **39** 568 (2018)
143. Feng L et al. *Phys. Rev. Lett.* **125** 053001 (2020)
144. Mao Z-C et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 143201 (2021)
145. Wübbena J B et al. *Phys. Rev. A* **85** 043412 (2012)
146. Barrett M D et al. *Phys. Rev. A* **68** 042302 (2003)
147. Yum D et al. *J. Korean Phys. Soc.* **77** 1143 (2020)
148. Tanaka U et al. *Appl. Phys. B* **121** 147 (2015)
149. Cui K et al. *J. Phys. B* **51** 045502 (2018)
150. Todaro S L et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 010501 (2021)
151. Семенин Н В и др. *Письма в ЖЭТФ* **114** 553 (2021); Semenin N V et al. *JETP Lett.* **114** 486 (2021)
152. Chen J-S et al. *Quantum* **8** 1516 (2024)
153. Quantinuum System Model H2. Product Data Sheet, Version 2.00, October 15, 2024, https://docs.quantinuum.com/systems/data_sheets/Quantinuum%20H2%20Product%20Data%20Sheet.pdf
154. Myerson A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 200502 (2008); arXiv:0802.1684
155. Hampel B et al. *Appl. Phys. Lett.* **122** 174001 (2023)
156. Nielsen M A, Chuang I L *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010) <https://doi.org/10.1017/CBO9780511976667>
157. Srinivas R et al. *Nature* **597** 209 (2021)
158. Johanning M et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 073004 (2009)
159. Abdel-Hafiz M et al. "Guidelines for developing optical clocks with 10^{-18} fractional frequency uncertainty", arXiv:1906.11495
160. Lee P J et al. *J. Opt. B* **7** (10) S371 (2005) <https://doi.org/10.1088/1464-4266/7/10/025>
161. McKay D C et al. *Phys. Rev. A* **96** 022330 (2017)
162. Hrmo P et al. *Nat. Commun.* **14** 2242 (2023)
163. Riebe M et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 220407 (2006)
164. Mohseni M, Rezakhani A T, Lidar D A *Phys. Rev. A* **77** 032322 (2008)
165. Knill E et al. *Phys. Rev. A* **77** 012307 (2008)
166. Arute F et al. *Nature* **574** 505 (2019)
167. Greenbaum D "Introduction to quantum gate set tomography", arXiv:1509.02921
168. Campbell W C et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 090502 (2010)
169. Smith M C et al. "Single-qubit gates with errors at the 10^{-7} level", arXiv:2412.04421
170. Bermudez A et al. *Phys. Rev. X* **7** 041061 (2017)
171. Ballance C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 060504 (2016)
172. Gaebler J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 060505 (2016)
173. Keselman A et al. *New J. Phys.* **13** 073027 (2011)
174. Ospelkaus C et al. *Nature* **476** 181 (2011)
175. Shappert C M et al. *New J. Phys.* **15** 083053 (2013)
176. Brown K R et al. *Phys. Rev. A* **84** 030303 (2011)
177. Hahn E L *Phys. Rev.* **80** 580 (1950)
178. Roos C F *New J. Phys.* **10** 013002 (2008)
179. Wimperis S J. *Magn. Reson. A* **109** 221 (1994)
180. Brown K R, Harrow A W, Chuang I L *Phys. Rev. A* **70** 052318 (2004)
181. Low G H, Yoder T J, Chuang I L *Phys. Rev. A* **89** 022341 (2014)
182. Cummins H K, Llewellyn G, Jones J A *Phys. Rev. A* **67** 042308 (2003)
183. Bando M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 014004 (2013)
184. Kabytayev C et al. *Phys. Rev. A* **90** 012316 (2014)
185. Paz-Silva G A, Viola L *Phys. Rev. Lett.* **113** 250501 (2014)
186. Ball H, Biercuk M J *EPJ Quantum Technol.* **2** 11 (2015)
187. Mount E et al. *Phys. Rev. A* **92** 060301 (2015)
188. Soare A et al. *Nature Phys.* **105** 825 (2014)
189. DiVincenzo D P *Fortschr. Phys.* **48** 771 (2000)
190. Diedrich F et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 403 (1989)
191. Morigi G, Eschner J, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **85** 4458 (2000)
192. Evers J, Keitel C H *Europhys. Lett.* **68** 370 (2004)
193. Kranzl F et al. *Phys. Rev. A* **105** 052426 (2022)
194. Wang K et al. *Quantum Sci. Technol.* **7** 044005 (2022)
195. Gunton W, Semczuk M, Madison K M *Opt. Lett.* **40** 4372 (2015)
196. Aolita L et al. *Phys. Rev. A* **76** 040303 (2007)
197. Blinov B B et al. *Quantum Inform. Process.* **3** 45 (2004)
198. Sackett C A et al. *Nature* **404** 256 (2000)
199. IonQ Forte, <https://ionq.com/quantum-systems/forte>
200. Erhard A et al. *Nat. Commun.* **10** 5347 (2019)
201. Zhang S et al. *Nat. Commun.* **11** 587 (2020)
202. Schäfer V M et al. *Nature* **555** 75 (2018)
203. Hughes A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **125** 080504 (2020)
204. Clark C R et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 130505 (2021)
205. Johnson K G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 053110 (2016)
206. Berkeland D J, Boshier M G *Phys. Rev. A* **65** 033413 (2002)
207. Заливако И В и др. *Квантовая электроника* **50** 850 (2020); Zalivako I V et al. *Quantum Electron.* **50** 850 (2020)
208. Галстян К П, Заливако И В, Крючков Д С, Колачевский Н Н *Изв. вузов Радиофизика* **67** (1) 15 (2024); Galstyan K P, Zalivako I V, Kryuchkov D S, Kolachevsky N N *Radiophys. Quantum Electron.* **67** 13 (2024)
209. Benhelm J et al. *Nature Phys.* **4** 463 (2008)
210. Bharti K, Haug T *Phys. Rev. A* **104** L050401 (2021)
211. Bharti K, Haug T *Phys. Rev. A* **104** 042418 (2021)
212. Haug T, Bharti K *Quantum Sci. Technol.* **7** 045019 (2022)
213. Bharti K et al. *Phys. Rev. A* **105** 052445 (2022)

214. Zalivako I V et al. "Experimental factoring integers using fixed-point-QAOA with a trapped-ion quantum processor", arXiv:2503.10588
215. Main D et al. "Distributed quantum computing across an optical network link", arXiv:2407.00835; *Nature* **638** 383 (2025)
216. Mintert F, Wunderlich C *Phys. Rev. Lett.* **87** 257904 (2001)

Quantum computing with trapped ions: principles, achievements, and prospects

I.V. Zalivako^(1,2), N.V. Semenina^(1,2), N.O. Zhadnov^(1,2), K.P. Galstyan^(1,2), P.A. Kamenskikh^(1,2), V.N. Smirnov^(1,2), A.E. Korolkov^(1,2), P.L. Sidorov^(1,2), A.S. Borisenko^(1,2), Yu.P. Anosov^(1,2), I.A. Semerikov^(1,2), K.Yu. Khabarova^(1,2), N.N. Kolachevsky^(1,2,*)

⁽¹⁾ *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

⁽²⁾ *Russian Quantum Center, Innovation Center Skolkovo, Bol'shoi bul'var 30, str. 1, 121205 Moscow, Russian Federation*

E-mail: ^(*) kolachevsky@lebedev.ru

Ultracold ions are among the most thriving physical platforms in the field of quantum computing: the long coherence time and the high gate fidelity lead in quantum volume (2^{21}) over other systems, including the superconducting platform (whose maximum demonstrated quantum volume is 2^9). Ion quantum computers have allowed implementing the deepest benchmarking algorithms to date and successfully demonstrating error correction codes, which opens up the prospect of moving from the current era of noisy quantum processors (NISQ) to the next era. In Russia, the field of ion quantum computers began to actively develop with the "Quantum Computing" Roadmap launched in 2020. In this review, we present the basic principles of operation of an ion quantum computer and discuss recent achievements in this area worldwide, along with the main results of our group obtained in implementing the Roadmap.

Keywords: quantum computing, ions, Paul traps, qudits, quantum computers, surface traps

PACS numbers: **03.67. – a**, 03.67.Lx, **32.30. – r**, 37.10.De, 37.10.Ty, 42.62.Fi

Bibliography — 216 references

Received 9 December 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (6) 585–620 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (6) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039884>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.12.039884>