Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 6, с. 495 – 503 © 2026 г. 25 сентября

Промежуточное измерение оптических кубитов на ионах $^{171}Yb^{+}$ с использованием сверхтонкой структуры уровня $^{2}D_{3/2}$

К. П. Галстян,[+1)], *И. В. Заливако*,[+], *Н. Н. Колачевский*,[+*]

[+] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 августа 2026 г.
После переработки 14 августа 2026 г.
Принята к публикации 16 августа 2026 г.

Промежуточное измерение отдельных кубитов является необходимым элементом реализации протоколов квантовой коррекции ошибок и позволяет сократить требования к ресурсам для выполнения ряда квантовых алгоритмов. В настоящей работе представлен протокол промежуточного измерения кубитов, реализованных на оптическом переходе $^{2}S_{1/2}(F=0, m_F=0) \rightarrow {}^{2}D_{3/2}(F=2, m_F=0)$ в ионах $^{171}Yb^{+}$. Предложенный протокол позволяет считать только часть кубитов (целевые кубиты), не разрушив состояния остальных (кубиты-зрители). Метод подразумевает использование вспомогательного состояния $^{2}D_{3/2}(F=1)$, а также технику спинового эха для сохранения когерентности кубитов-зрителей во время операции. Экспериментально продемонстрирована средняя достоверность операции измерения целевого кубита 98.2(1) % при сохранении амплитуды Рэмси-осцилляций на кубите-зрителе не менее 95.2(6) %. Предложенный метод не требует перемещения ионов или усложнения системы адресации, благодаря чему может быть реализован в цепочке ионов одного вида и легко интегрирован в существующие квантовые процессоры на основе $^{171}Yb^{+}$. Возможности разработанного протокола продемонстрированы экспериментальной реализацией телепортации гейта CNOT.

DOI: 10.7868/S3034576626090230

1. Введение. Первые квантовые алгоритмы строились преимущественно как последовательности унитарных операций, за которыми следовало однократное измерение всех кубитов в конце вычисления. С развитием квантовых вычислений широкое распространение получили более сложные алгоритмы, включающие измерения отдельных кубитов в процессе выполнения квантовой схемы, называемые промежуточными измерениями, их последующий сброс и повторное использование в вычислении [1]. При проведении промежуточных измерений некоторого подмножества кубитов (далее в статье – целевые кубиты), важной деталью оказывается то, что в ходе этого процесса не должна снижаться когерентность остальных кубитов, которые мы называем кубитами-зрителями.

Возможность выполнения промежуточных измерений играет ключевую роль в реализации протоколов квантовой коррекции ошибок, позволяющих перейти к концепции логических кубитов [2, 3]. Кроме того, промежуточное измерение открывает возможность оптимизации многих квантовых алгоритмов. Показательным примером является алгоритм факторизации Шора, для которого использование промежуточных измерений и классической обратной связи позволяет существенно сократить число требуемых кубитов [4]. Такой подход, предложенный Китаевым и развитый в концепции полуклассического квантового преобразования Фурье, был впоследствии экспериментально реализован в масштабируемой архитектуре алгоритма Шора на ионном квантовом процессоре [5]. Также, промежуточные измерения являются ключевым элементом протоколов телепортации квантовых гейтов [6] и необходимы для реализации распределенных квантовых вычислений [7].

В ионных системах измерение кубитов, включая промежуточное, обычно реализуется посредством резонансного рассеяния лазерного излучения на ионах и регистрации возникающей флуоресценции. Такой подход основан на методе обнаружения квантовых скачков (“electron shelving”) [8]: в одном из состояний кубит активно взаимодействует со считывающим излучением и рассеивает большое число фотонов, тогда как в другом состоянии взаимодействие с лазерным полем отсутствует или сильно подавлено, и ион практически не рассеивает свет. Этот сигнал регистриру-

[1)] e-mail: kpgalstyan@gmail.com

ется высокочувствительным детектором, и на основании числа зарегистрированных фотонов определяется состояние частицы. Так как эти операции основаны на возбуждении сильных оптических переходов резонансным излучением, сохранение когерентности кубитов-зрителей во время промежуточного измерения является сложной технической задачей. Даже одиночный фотон считывающего лазерного поля или переизлученный соседним ионом может привести к потере квантовой информации в близлежащих кубитах. Изоляции кубитов-зрителей от разрушающего действия фотонов можно достичь с помощью использования в процессоре нескольких видов ионов [9, 10], перемещения целевых кубитов в отдельную зону ловушки [11, 12] или высокоточной адресации целевых ионов с помощью сильно сфокусированных лазерных считывающих лучей [13, 14]. Однако такие подходы требуют либо проведения дополнительных операций, что приводит к снижению скорости выполнения квантовых цепочек, либо существенного усложнения экспериментальной установки.

В данной работе мы демонстрируем реализацию процедуры промежуточного измерения выбранного подмножества оптических кубитов в квантовом процессоре на основе ионов $^{171}Yb^{+}$ без усложнения его аппаратной архитектуры. В разделе 2 описывается экспериментальная установка и используемые методы. В разделе 3 представлен предложенный протокол промежуточного считывания, основанный на использовании метастабильных состояний и спин-эхо последовательности. В разделе 4 экспериментально исследуется точность считывания и определяются оптимальные параметры процедуры. В разделе 5 исследуется влияние промежуточного считывания на кубиты-зрители. В разделе 6 работоспособность протокола демонстрируется на примере экспериментальной реализации телепортации гейта CNOT.

2. Экспериментальная установка. Эксперимент проводился на квантовом процессоре на основе линейной цепочки захваченных ионов $^{171}Yb^{+}$, удерживаемых в линейной ловушке Пауля. Во всех экспериментах, представленных в данной работе, использовалась цепочка из 10 ионов со средним межионным расстоянием около 5 мкм. Более подробное описание экспериментальной установки приведено в [15–18].

Для кодирования кубита мы используем электрический квадрупольный переход $^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$ с длиной волны 435.5 нм, как показано на рис. 1. Время когерентности оптического кубита составляет $T_2^* = 31$ мс [16]. Индивидуальное управление кубитами осуществляется лазерным пучком с перетяжкой 2 мкм, который может

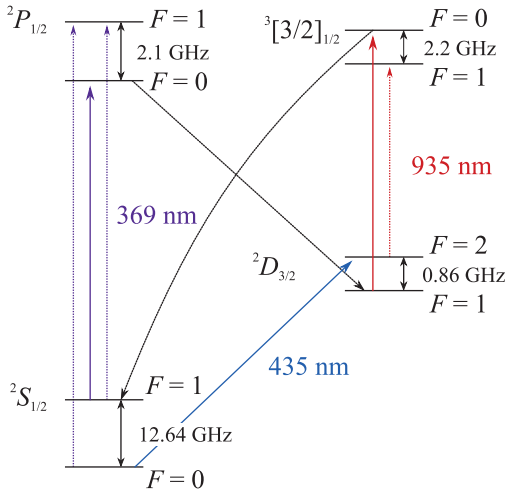

Рис. 1. (Цветной онлайн) Задействованные энергетические уровни и переходы в $^{171}Yb^{+}$. Сплошные линии обозначают переходы, инициированные лазером и используемые для лазерного охлаждения, подготовки состояний, манипулирования и считывания. Пунктирные линии представляют собой боковые полосы модуляции, генерируемые с помощью электрооптических модуляторов для перекачки населенности из сверхтонких подуровней, заселенных в результате спонтанного распада

перемещаться вдоль цепочки при помощи акустооптического дефлектора для управления выбранным ионом. Все остальные лазерные поля, используемые в эксперименте, являются глобальными, т.е. освещают всю ионную цепочку. Для возбуждения переходов между сверхтонкими подуровнями состояния $^2D_{3/2}$ используется глобальное микроволновое поле с частотой около 0.86 ГГц, генерируемое антенной. Микроволновый источник для антенны откалиброван относительно активного водородного мазера, что обеспечивает относительную неопределенность частоты ниже 10^{-12}.

Доплеровское охлаждение и оптическая накачка ионов осуществляются с использованием лазерных полей на длинах волн 369 и 935 нм, близких к резонансу с переходами $^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow {}^2P_{1/2}(F = 0)$ и $^2D_{3/2}(F = 1) \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}(F = 0)$. Для предотвращения накопления населенности в других сверхтонких компонентах во время охлаждения соответствующие лазерные поля подвергаются фазовой модуляции с помощью электрооптических модуляторов (ЭОМ) на частотах 14.7 и 3.07 ГГц соответственно. Эти же лазерные источники (однако в другом режиме модуляции) применяются для инициализации состояния $^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$ перед выполнением алгоритмов [19]. Длительность доплеровского охлаждения составляет 5 мс, а накачки – 20 мкс.

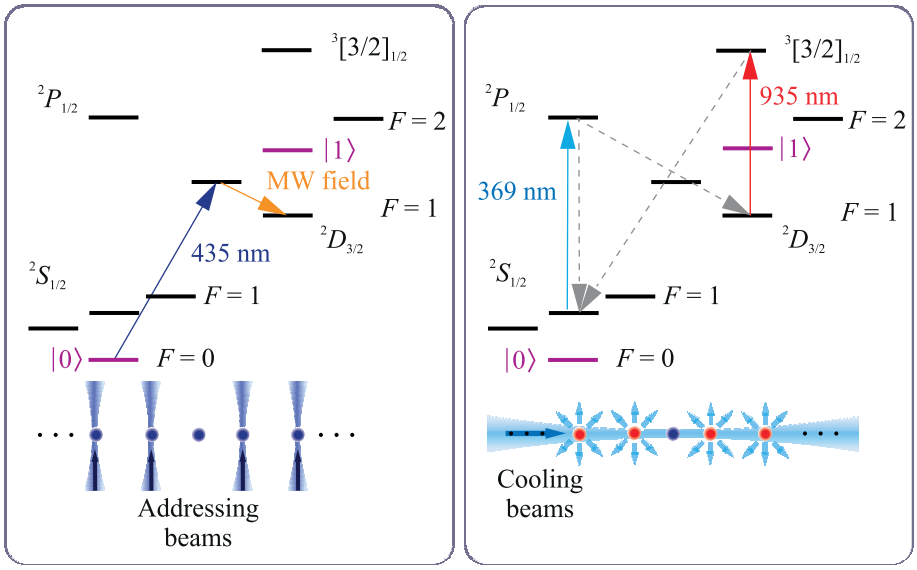

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема проведения процедуры промежуточного считывания (не все зеемановские компоненты показаны): на первом этапе населенность состояния $|0\rangle$ целевых ионов переводятся в светлое состояние при помощи оптического и микроволнового π-импульсов; на втором этапе под действием считывающих лазеров на длинах волн 369 и 935 нм производится считывание целевых ионов

Измерение состояния кубитов осуществляется методом детектирования флуоресценции на переходе с длиной волны 369 нм [19, 20]. Излучение, рассеянное ионами в процессе считывания, собирается высокоапертурным объективом с числовой апертурой 0.48. Изображение ионной цепочки проецируется на массив многомодовых оптических волокон, расположенных неэквидистантно в соответствии с положениями ионов в цепочке. Каждый канал волоконного массива подключен к отдельному каналу фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), что позволяет независимо регистрировать флуоресценцию каждого иона. Такая система детектирования характеризуется низким уровнем темновых отсчетов и практически отсутствующим мертвым временем между последовательными циклами измерения. Во время считывания интенсивности лазерных полей с длинами волн 369 нм и 935 нм устанавливаются на уровне, близком к интенсивности насыщения соответствующих переходов. Усредненная по ионам точность подготовки и измерения состояния (SPAM) в конце алгоритма на момент проведения данного эксперимента составляла 99.1(2) % для состояния $|0\rangle$ и 98.6(2) % для состояния $|1\rangle$ (средняя точность – 98.9(2) %).

В нашей системе, при использовании регистра из 10 ионов, точность оптических однокубитных операций составляет 99.946(6) %, а средняя точность двухкубитных запутывающих операций – 96.3(3) %. Точность микроволновых операций между сверхтонкими компонентами уровня $^2D_{3/2}$ также составляет более 99.9 %.

3. Описание протокола промежуточного считывания. Предлагаемый нами протокол основан на использовании метастабильных подуровней состояния $^2D_{3/2}$ в качестве вспомогательного пространства состояний. В его основе лежит спектральная селективность используемой схемы считывания. Во-первых, заметим, что в отсутствие дополнительной фазовой модуляции, ни одно из кубитных состояний $|0\rangle = {}^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$ и $|1\rangle = {}^2D_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$ не взаимодействует резонансно с глобальными лазерными полями на длинах волн 369 нм и 935 нм, используемыми при процедуре промежуточного считывания. Поэтому ионы, оставленные в исходных кубитных состояниях, не возбуждаются считывающим излучением и не рассеивают фотоны.

Далее рассмотрим экспериментальную последовательность операций, представленную на рис. 2. Населенность состояния $|0\rangle$ выбранных целевых кубитов переводится в метастабильный подуровень $^2D_{3/2}(F = 2, m_F = -1)$ с помощью оптического π-импульса на переходе с длиной волны 435 нм, реализуемого адресным лазерным пучком, с последующим глобальным микроволновым π-импульсом на переходе $^2D_{3/2}(F = 2, m_F = -1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F = 1, m_F = 0)$. Перевод населенности одного из кубитных состояний в состояние $^2D_{3/2}(F = 1, m_F = 0)$ делает выбранные ионы чувствительными к считы-

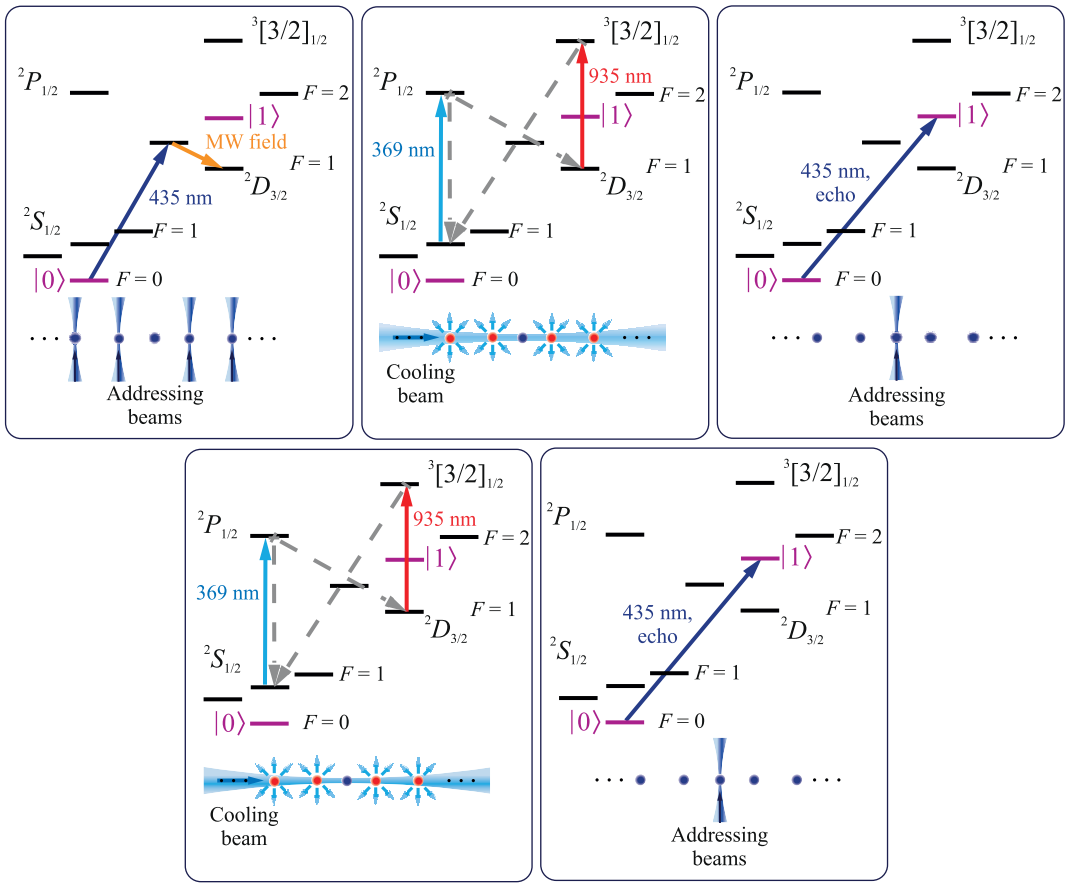

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема проведения процедуры промежуточного считывания с эхо-последовательностью: сначала “активируются” целевые ионы, затем производится первая половина считывания, после это применяется эхо-импульс на ионах-зрителях, затем следует вторая половина считывания, после чего производится завершающий эхо-импульс

вающему излучению. Как можно видеть из рис. 2, состояния $^2S_{1/2}(F = 1)$, $^2P_{1/2}(F = 0)$, $^2D_{3/2}(F = 1)$ и $^3[3/2]_{1/2}(F = 0)$ под действием считывающего лазерного излучения формируют замкнутый цикл флуоресцентного рассеяния. Таким образом, для целевых ионов исходное состояние $|0\rangle$ преобразуется эффективно в “светлое” (взаимодействующее с излучением) состояние, тогда как состояние $|1\rangle$ остается “темным” (не взаимодействует с излучением). Ионы, не подвергавшиеся предварительной подготовке, остаются в “темных” состояниях и не участвуют в процессе считывания. Зарегистрированное ФЭУ число фотонов, рассеянных целевыми ионами, сравнивается с заранее установленным пороговым значением, что позволяет определить, находились ли ионы в состояниях $|0\rangle$ или $|1\rangle$.

Такой подход позволяет реализовать селективное измерение выбранных кубитов без необходимости пространственного разделения ионной цепочки. При этом индивидуальная оптическая адресация на длине волны 435 нм уже используется в нашем процессоре для реализации однокубитных и двухкубитных гейтов, поэтому предложенный протокол не требует усложнения оптической системы. В отличие от подходов, основанных на использовании нескольких видов ионов или перемещении ионов между зонами ловушки, защита кубитов-зрителей в предлагаемой схеме достигается за счет задействования вспомогательных состояний.

Пока целевые кубиты измеряются, остальные должны сохранить когерентность. Однако, фаза кубитов-зрителей не сохраняется из-за светового сдвига, вызванного считывающим лазером. Чтобы противостоять этому сдвигу, мы применяем эхо-последовательность. Для этого время экспозиции ионов считывающим излучением делится пополам, и после первой половины ко всем кубитам-зрителям прикладываются эхо π-импульсы на переходе $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$. После этого считывание продолжается, за чем следует вторая серия π-импульсов, прило-

женных к кубитам-зрителям, которая возвращает их в исходное состояние. Такой протокол позволяет защитить незатрагиваемые считыванием кубиты от светового сдвига. Реализация полного протокола представлена на рис. 3.

4. Измерение точности считывания. Точность процедуры считывания напрямую зависит от выбора ее длительности [20]. Выбор оптимальной длительности представляет собой задачу оптимизации между несколькими конкурирующими факторами. С одной стороны, увеличение времени считывания повышает вероятность правильной дискриминации квантового состояния за счет регистрации большего числа фотонов и увеличения расстояния между центрами распределений числа зарегистрированных фотонов для светлого и темного состояний (см. рис. 4). С другой стороны, более длительное

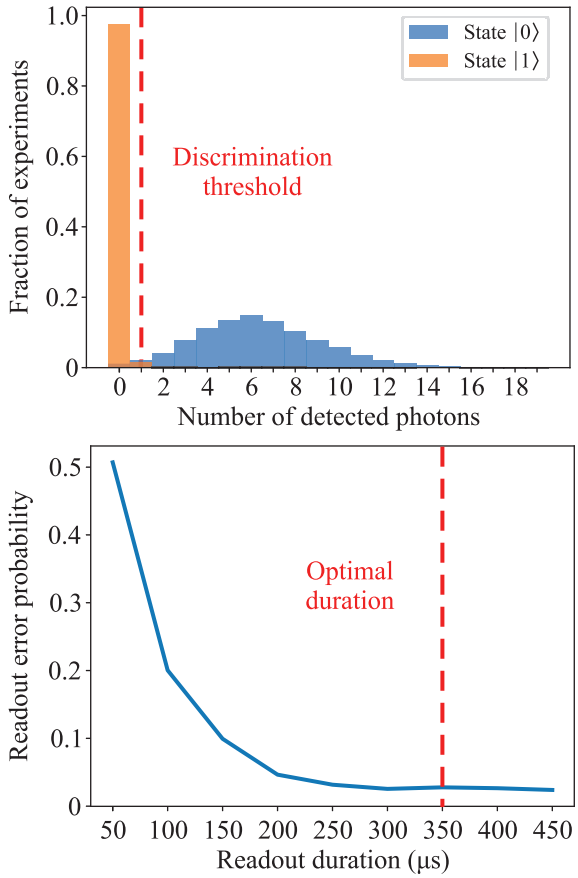

Рис. 4. (Цветной онлайн) Оптимизация параметров считывания. (a) – Гистограмма распределения числа зарегистрированных фотонов для длительности считывания 350 мкс (красной линией показан оптимальный порог дискриминации). (b) – Зависимость вычисленной средней ошибки определения состояния кубита от длительности считывания

воздействие измерительного излучения увеличивает вероятность нерезонансных процессов и спонтанного распада темных состояний, в том числе и кубитов-зрителей. Все эти процессы приводят к падению точности считывания.

Для определения оптимальных параметров процедуры промежуточного считывания была исследована зависимость достоверности определения состояния кубита от длительности регистрации флуоресцентного сигнала и выбранного порога дискриминации. Для этого был проведен следующий эксперимент. Для каждого значения длительности считывания из диапазона от 50 до 450 мкс экспериментальная последовательность включала доплеровское охлаждение и оптическую накачку ионов, подготовку требуемого входного состояния и последующее промежуточное считывание. Следует отметить, что для состояния $|1\rangle$ подготовка выполнялась с помощью оптического композитного π-импульса, реализованного с использованием разложения SK1 [16, 21]). Использование данной схемы повышает точность подготовки и подавляет паразитное влияние на соседние ионы. Для каждого из двух исходных состояний кубита и каждой исследуемой длительности считывания было выполнено по 5000 экспериментальных циклов. Полученные распределения числа зарегистрированных фотонов использовались для определения оптимального порога дискриминации и оценки вероятности правильного определения состояния кубита. Пример полученной гистограммы распределения числа зарегистрированных фотонов для длительности считывания 350 мкс и зависимость полученной средней ошибки определения состояния кубита от длительности считывания представлены на рис. 4. Средняя ошибка считывания вычислялась как корень из суммы квадратов ошибок считывания состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$. На основании полученных данных оптимальная длительность считывания была выбрана равной 350 мкс.

Далее при выбранных параметрах на основе полученной гистограммы была вычислена вероятность правильного определения состояния измеряемого кубита, которая составила 98.2(1) %. Такая достоверность операции близка к точности стандартной процедуры измерения, выполняемой в конце квантового алгоритма. Полученный результат показывает, что предложенный протокол промежуточного считывания не приводит к заметной деградации достоверности измерения по сравнению с обычной процедурой детектирования. На рисунке 5 показаны полные данные точности считывания при оптимизированных параметрах.

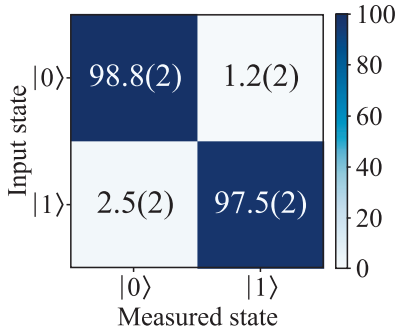

Рис. 5. (Цветной онлайн) Таблица результатов считывания для измеряемого кубита. При выбранных параметрах средняя вероятность корректного определения состояния составляет 98.2(1) %. Погрешности определялись методом бутстреппинга с 1000 перевыборками

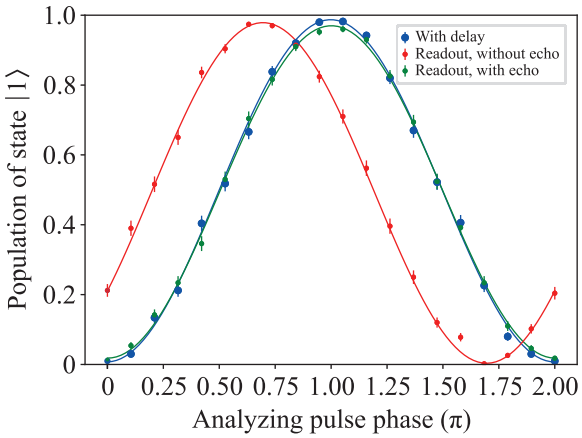

Рис. 6. (Цветной онлайн) Результаты эксперимента Рэмси для оценки влияния процедуры промежуточного считывания на кубиты-зрители. Синие точки соответствуют опорному эксперименту, в котором вместо промежуточного считывания выдерживалась пауза длительностью 350 мкс, соответствующая времени считывания. Красные точки соответствуют эксперименту без эхо-последовательности, а зеленые – с ней. Сплошная линия показывает аппроксимацию данных синусоидой

5. Влияние на кубиты-зрители. Для оценки влияния процедуры промежуточного считывания на когерентность кубитов-зрителей был проведен эксперимент Рэмси. Данный метод позволяет количественно определить как накопленный фазовый сдвиг, так и потерю когерентности кубитов-зрителей, возникающих в процессе измерения. Общий принцип эксперимента состоит в следующем. В начале экспериментальной последовательности кубиты-зрители подготавливались в суперпозиционном состоянии с помощью $\pi/2$-импульса, после чего происходит свободная эволюция. В процессе этого интервала выполняется процедура промежуточного считывания целевого иона, после чего следует второй $\pi/2$-импульс на кубитах-зрителях, фаза которого сканируется. Измеряя населенность состояния $|1\rangle$ исследуемого кубита-зрителя в зависимости от фазы второго импульса, можно определить изменение фазы и контраста осцилляций Рэмси, вызванные процедурой считывания. Для компенсации данной ошибки в эксперимент включается эхо-последовательность на кубитах-зрителях.

Было проведено три эксперимента. В качестве контрольного эксперимента измерялись Рэмси-осцилляции без промежуточного считывания. Длительность свободной эволюции при этом соответствовала длительности промежуточного считывания (350 мкс). Полученная зависимость использовалась в качестве опорной и показана на рис. 6 синими точками. Далее эксперимент был повторен для случаев, когда во время свободной эволюции производилось промежуточное считывание с эхо-последовательностью (зеленые точки) и без нее (красные точки) на рис. 6. Сравнение зависимостей между собой позволяет определить дополнительный фазовый сдвиг и изменение контраста, обусловленные процедурой промежуточного считывания. Как видно из экспериментальных данных, применение эха практически полностью устраняет накопленный фазовый сдвиг, обеспечивая сохранение фазы кубитов-зрителей с точностью не хуже 0.03 рад. При этом контраст осцилляций Рэмси составляет 95.2(6) %, что свидетельствует о высокой степени сохранения когерентности за выполнение процедуры промежуточного считывания.

Таким образом, результаты эксперимента показывают, что предложенная процедура обеспечивает высокоточную регистрацию состояния выбранных ионов, практически не нарушая когерентность остальных кубитов.

6. Экспериментальная демонстрация телепортации гейта CNOT. Для экспериментальной демонстрации работоспособности предложенного протокола была реализована телепортация гейта CNOT. Данная процедура является одним из базовых примеров использования промежуточных измерений в квантовых вычислениях и широко применяется в схемах квантовой коррекции ошибок и распределенных квантовых вычислений [7].

Данная схема задействует четыре кубита. Между двумя из них нужно произвести операцию CNOT, а два других – вспомогательные, заранее подготовленные в полностью запутанном состоянии Белла. Метод телепортации гейта позволяет детерминистично осуществить перепутывание двух кубитов, исполь-

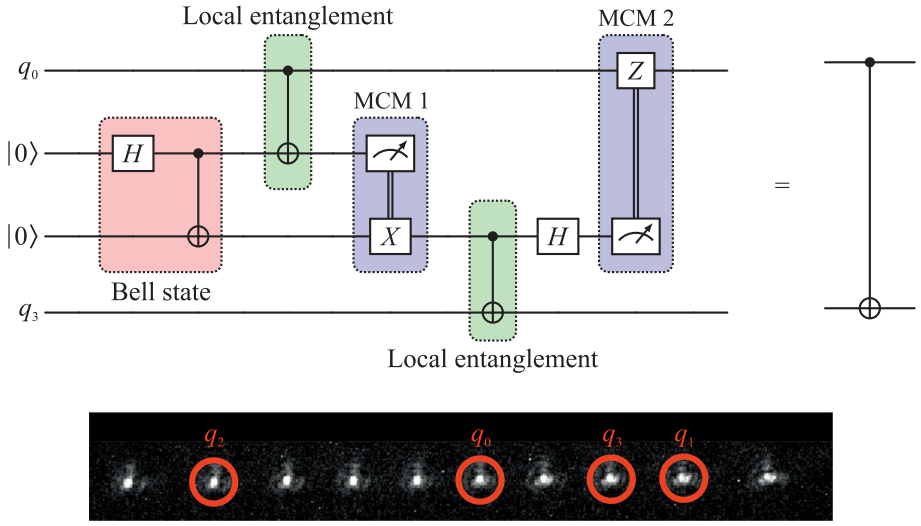

Рис. 7. (Цветной онлайн) Схема реализации нелокального гейта CNOT с использованием промежуточных измерений. Два вспомогательных кубита подготавливаются в ресурсное запутанное состояние Белла, затем выполняются локальные запутывающие операции и два промежуточных измерения (MCM 1 и MCM 2) с последующими условными однокубитными операциями, определяемыми результатами измерений. В результате гейт CNOT реализуется между двумя кубитами, не имеющими непосредственного взаимодействия. Снизу представлено соответствие использованных ионов кубитам из схемы

зуя только локальные запутывающие операции между основными кубитами и вспомогательными. Таким образом двухкубитные операции производятся только между кубитами 0 и 1, а также между кубитами 2 и 3. Соответствующая последовательность операций приведена на рис. 7 и включает подготовку ресурсного полностью запутанного состояния Белла на вспомогательных кубитах, два промежуточных измерения и выполнение условных однокубитных операций, зависящих от результатов этих измерений, а также локальные запутывающие операции. В результате реализуется гейт CNOT между двумя кубитами, не взаимодействующими непосредственно друг с другом.

В экспериментальной реализации были использованы четыре иона из 10, выбранные из соображений наибольших точностей запутывающих гейтов по всему регистру. Используемые ионы приведены на рис. 7. Так как на данный момент установка не позволяет реализовывать условные операции в зависимости от результатов промежуточных измерений, использовалась схема пост-селекции. Таким образом, запускались квантовые цепочки со всевозможными комбинациями условных операций (не выполняется ни одной, выполняется только первая, только вторая, или обе), а затем в итоговых результатах учитывались только те запуски, где реализованные условные операции соответствовали результатам промежуточных считываний. Транспиляция используемых гейтов к нативному набору процессора $R_\phi(\theta)$, $R_z(\theta)$ и $XX(\chi)$ осуществлялась при помощи библиотеки qiskit [22].

Для количественной оценки достоверности реализованного гейта были измерены таблицы истинности гейта в базисах $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ и $\{|\pm\rangle = \frac{|0\rangle \pm |1\rangle}{2}\}$ (рис. 8). Оценка снизу на достоверность гейта F_{avg} на основании средних точностей реализации таблиц истинности f_{01} и $f_{\pm}$ F_{avg} определялась согласно выражению [23]:

$$F_{\text{avg}} \geq \frac{4}{5}(f_1 + f_2) - \frac{3}{5} \times 100\% = 70.6(7)\,\%. \qquad (1)$$

Еще раз отметим, что это консервативная оценка снизу на точность гейта.

7. Заключение. В настоящей работе предложен и экспериментально реализован протокол промежуточного измерения подмножества оптических кубитов в цепочке захваченных ионов $^{171}\text{Yb}^{+}$. Предложенный подход основан на использовании вспомогательных метастабильных подуровней состояния $^2D_{3/2}$, обеспечивает сохранение когерентности кубитов-зрителей во время процедуры считывания и не требует перемещения ионов, вспомогательных ионов другого элемента/изотопа или усложнения установки.

Разработанный протокол обеспечивает достоверность измерения отдельных кубитов не менее 98 %

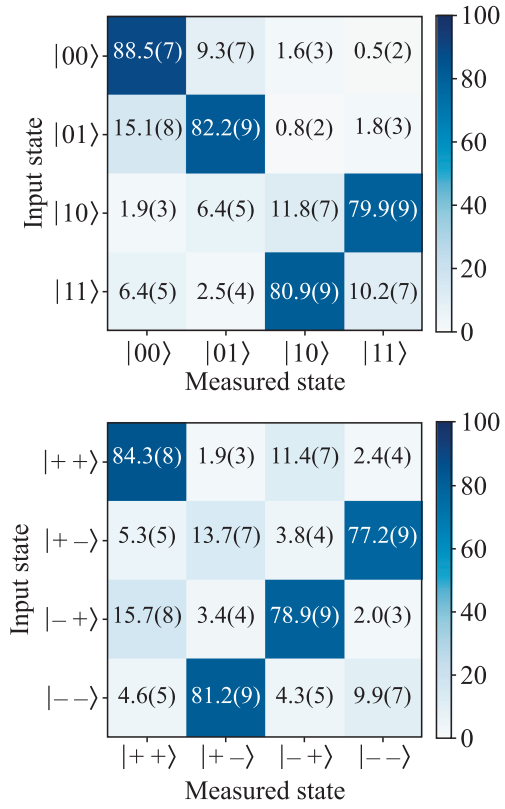

Рис. 8. (Цветной онлайн) Измеренные таблицы истинности телепортированного гейта CNOT в базисах $|0\rangle, |1\rangle$ и $|+\rangle, |-\rangle$. Для каждого входного состояния и для каждой комбинации условных операций эксперимент повторялся 500 раз. Средние точности реализации таблиц (среднее арифметическое точностей, указанных белым шрифтом) составило $f_{01} = 82.9(4)\,\%$ и $f_{\pm} = 80.4(4)\,\%$. Погрешности определялись методом бутстреппинга с 1000 перевыборками

при сохранении контраста осцилляций Рэмси остальных кубитов на уровне не менее 95 %. Продемонстрированные характеристики ограничены главным образом техническими факторами, включая аберрации оптической системы, апертуру объектива и перекрестные и темновые шумы детектора, а также его чувствительность, и могут быть дополнительно улучшены без изменения принципа работы предложенного метода.

Работоспособность протокола подтверждена экспериментальной реализацией телепортации гейта CNOT, для которой получена консервативная оценка средней точности более 70 % при средней точности двухкубитных запутывающих операций 96.3 %. Важно отметить, что полученная оценка является консервативной, и фактическая точность телепортированного гейта выше. Тем не менее, данная оценка позволяет подтвердить генерацию квантовой запутанности между целевыми кубитами. Точности полученных таблиц истинности также приблизительно соответствуют ожидаемым при проведении трех запутывающих операций с точностью 96.3 % и учете SPAM ошибок. Отметим, что доминируют в первую очередь ошибки запутывающих операций, а не предложенного здесь протокола считывания. Также отметим, что точность таблицы истинности в базисе $\{|+\rangle, |-\rangle\}$ незначительно уступает точности в базисе $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, что также подтверждает тезис о высокой степени сохранения когерентности кубитов-зрителей во время промежуточного считывания.

Полученные результаты демонстрируют возможность выполнения адаптивных квантовых алгоритмов с использованием промежуточных измерений в процессоре на основе цепочки ионов одного вида. Предлагаемый подход требует лишь минимальных изменений существующей экспериментальной установки, поскольку использует уже имеющуюся систему индивидуальной адресации кубитов и дополняется только глобальным микроволновым управляющим полем. Это делает разработанный протокол перспективным для интеграции в существующие и перспективные архитектуры квантовых процессоров на основе захваченных ионов.

Финансирование работы. Данная работа была поддержана госкорпорацией “Росатом” в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор # 868/1653-Д от 21 августа 2025 года).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. DeCross, E. Chertkov, M. Kohagen, and M. Foss-Feig, “Qubit-reuse compilation with mid-circuit measurement and reset”, Phys. Rev. X **13**(4), 041057 (2023).
2. J. Roffe, “Quantum error correction: an introductory guide”, Contemp. Phys. **60**(3), 226 (2019).
3. M. A. Perlin, V. N. Premakumar, J. Wang, M. Saffman, and R. Joynt, “Fault-tolerant measurement-free quantum error correction with multiqubit gates”, Phys. Rev. A **108**(6), 062426 (2023).
4. A. Y. Kitaev, “Quantum measurements and the abelian stabilizer problem”, Electronic Colloquium on Computational Complexity (ECCC) **3**(96) (1995).
5. T. Monz, D. Nigg, E. A. Martinez, M. F. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. X. Wang, I. L. Chuang, and R. Blatt, “Realization of a scalable shor algorithm”, Science **351**(6277), 1068 (2016).
6. Y. Wan, D. Kienzler, S. D. Erickson, K. H. Mayer, T. R. Tan, J. J. Wu, H. M. Vasconcelos, S. Glancy,

E. Knill, D. J. Wineland, A. C. Wilson, and D. Leibfried, "Quantum gate teleportation between separated qubits in a trapped-ion processor", Science **364**(6443), 875 (2019).

7. D. Main, P. Drmota, D. P. Nadlinger, E. M. Ainley, A. Agrawal, B. C. Nichol, R. Srinivas, G. Araneda, and D. M. Lucas, "Distributed quantum computing across an optical network link", Nature **638**(8050), 383 (2025).
8. D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, "Quantum dynamics of single trapped ions", Rev. Mod. Phys. **75**(1), 281 (2003).
9. V. Negnevitsky, M. Marinelli, K. K. Mehta, H.-Y. Lo, C. Flühmann, and J. P. Home, "Repeated multi-qubit readout and feedback with a mixed-species trapped-ion register", Nature **563**(7732), 527 (2018).
10. J. M. Pino, J. M. Dreiling, C. Figgatt, J. P. Gaebler, S. A. Moses, M. S. Allman, C. H. Baldwin, M. Foss-Feig, D. Hayes, K. Mayer, C. Ryan-Anderson, and B. Neyenhuis, "Demonstration of the trapped-ion quantum ccd computer architecture", Nature **592**(7853), 209 (2021).
11. S. A. Moses, C. H. Baldwin, M. S. Allman et al. (Collaboration), "A race-track trapped-ion quantum processor", Phys. Rev. X **13**(4), 041052 (2023).
12. D. Zhu, G. D. Kahanamoku-Meyer, L. Lewis et al. (Collaboration), "Interactive cryptographic proofs of quantumness using mid-circuit measurements", Nat. Phys. **19**(11), 1725 (2023).
13. S. Motlakunta, N. Kotibhaskar, C.-Y. Shih, A. Vogliano, D. McLaren, L. Hahn, J. Zhu, R. Hablützel, and R. Islam, "Preserving a qubit during state-destroying operations on an adjacent qubit at a few micrometers distance", Nat. Commun. **15**(1), 6575 (2024).
14. Y. Yu, K. Yan, D. Biswas, V. N. Zhang, B. Harraz, C. Noel, C. Monroe, and A. Kozhanov, "In situ midcircuit qubit measurement and reset in a singlespecies trapped-ion quantum computing system", Physical Review Research **7**(4), 043355 (2025).
15. A. S. Nikolaeva, I. V. Zalivako, A. S. Borisenko, N. V. Semenin, K. P. Galstyan, A. E. Korolkov, E. O. Kiktenko, K. Y. Khabarova, I. A. Semerikov, A. K. Fedorov, and N. N. Kolachevsky, "Scalable improvement of the generalized Toffoli gate realization using trappedion-based qutrits", Phys. Rev. Lett. **135**(6), 060601 (2025).
16. I. V. Zalivako, N. V. Semenin, N. O. Zhadnov, K. P. Galstyan, P. A. Kamenskikh, V. N. Smirnov, A. E. Korolkov, P. L. Sidorov, A. S. Borisenko, Y. P. Anosov, I. A. Semerikov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Quantum computing with trapped ions: principles, achievements, and prospects", Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195**(6), 585 (2025) [I. V. Zalivako, N. V. Semenin, N. O. Zhadnov, K. P. Galstyan, P. A. Kamenskikh, V. N. Smirnov, A. E. Korolkov, P. L. Sidorov, A. S. Borisenko, Y. P. Anosov, I. A. Semerikov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Quantum computing with trapped ions: principles, achievements, and prospects", Phys.-Uspekhi **68**, 552 (2025)].
17. I. V. Zalivako, A. S. Nikolaeva, A. S. Borisenko, A. E. Korolkov, P. L. Sidorov, K. P. Galstyan, N. V. Semenin, V. N. Smirnov, M. A. Aksenov, K. M. Makushin, E. O. Kiktenko, A. K. Fedorov, I. A. Semerikov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Towards a multiqudit quantum processor based on a $^{171}Yb^{+}$ ion string: Realizing basic quantum algorithms", Quantum Reports **7**(2), 19 (2025).
18. I. V. Zalivako, A. S. Borisenko, I. A. Semerikov, A. E. Korolkov, P. L. Sidorov, K. P. Galstyan, N. V. Semenin, V. N. Smirnov, M. D. Aksenov, A. K. Fedorov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Continuous dynamical decoupling of optical $^{171}Yb^{+}$ qudits with radiofrequency fields", Frontiers in Quantum Science and Technology **2**, 1228208 (2023).
19. Ю. П. Аносов, А. С. Борисенко, И. В. Заливако, Н. В. Семенин, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский, "Уменьшение систематической ошибки считывания оптических кубитов на ионах $^{171}Yb+$ с использованием микроволновой накачки", Письма в ЖЭТФ **123**(7), 499 (2026) [Y. P. Anosov, A. Borisenko, I. Zalivako, N. Semenin, I. Semerikov, K. Y. Khabarova, and N. Kolachevsky, "Reduction of the systematic error in the readout of $^{171}Yb^{+}$-ion optical qubits using microwave pumping", JETP Lett. **123**(7), 495 (2026)].
20. Н. В. Семенин, А. С. Борисенко, И. В. Заливако, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский, "Оптимизация достоверности считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия $^{171}Yb+$", Письма в ЖЭТФ **114**(8), 553 (2021) [N. V. Semenin, A. S. Borisenko, I. V. Zalivako, I. A. Semerikov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Optimization of the readout fidelity of the quantum state of an optical qubit in the $^{171}Yb^{+}$ ion", JETP Lett. **114**(8), 486 (2021)].
21. K. R. Brown, A. W. Harrow, and I. L. Chuang, "Arbitrarily accurate composite pulse sequences", Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics **70**(5), 052318 (2004).
22. A. Javadi-Abhari, M. Treinish, K. Krsulich, C. J. Wood, J. Lishman, J. Gacon, S. Martiel, P. D. Nation, L. S. Bishop, A. W. Cross, B. R. Johnson, and J. M. Gambetta, "Quantum computing with qiskit", arXiv preprint arXiv:2405.08810 (2024).
23. M. A. Nielsen, "A simple formula for the average gate fidelity of a quantum dynamical operation", Phys. Lett. A **303**(4), 249 (2002).