

Поймать и обратить вспять квантовый скачок "в полете" метод

Z.K. Minev,¹ S.O. Mundhada,¹ S. Shankar,¹ P. Reinhold,¹ R. Gutiérrez-Jáuregui,² R.J. Schoelkopf,¹ M. Mirrahimi,^{3,4} H.J. Carmichael,² and M.H. Devoret¹ ¹Department of Applied Physics, Yale University, New Haven, Connecticut 06511, USA ²The Dodd-Walls Centre for Photonic and Quantum Technologies, Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand ³Yale Quantum Institute, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA ⁴QUANTIC team, INRIA de Paris, 2 Rue Simone Iff, 75012 Paris, France (Dated: February 14, 2019).

<https://arxiv.org/abs/1803.00545>

Квантовая физика была "изобретена" для учета двух фундаментальных особенностей результатов измерений – их дискретности и случайности. Воплощением этих особенностей является идея Бора о квантовых скачках между двумя дискретными энергетическими уровнями атома [1]. Экспериментально квантовые скачки впервые наблюдались в атомарном ионе, приводимом в движение слабой детерминированной силой при сильном непрерывном измерении [2–4] энергии. Считается, что время, в течение которого происходят скачкообразные переходы, принципиально непредсказуемо. Возможно ли, несмотря на неопределенность присущую квантовой физике, узнать – произойдет квантовый скачок или нет? Здесь мы отвечаем на этот вопрос утвердительно, экспериментально демонстрируя, что скачек из основного в возбужденное состояние сверхпроводящего искусственного трехуровневого атома можно отследить, то есть как он следует за предсказуемым "полетом", путем мониторинга популяции вспомогательного энергетического уровня, связанного с основным состоянием. Экспериментальные результаты показывают, что эволюция скачка по завершении – непрерывна, когерентна и детерминирована. Кроме того, используя эти особенности, мониторинг и обратную связь в реальном времени, мы "ловим" и обращаем вспять квантовый скачок в середине процесса, тем самым детерминированно предотвращая его **завершение**. Наши результаты, которые согласуются с теоретическими предсказаниями, по существу без регулируемых параметров, поддерживают современную теорию квантовых траекторий [5-9] и обеспечивают новую основу для исследования методов вмешательства в реальном времени в управление квантовыми системами, таким в которых ранее были обнаружены синдромы ошибок.

Бор ввёл квантовые скачки [1] в 1913 году, и в то время Эйнштейн поднял эту гипотезу до уровня количественного правила своей теорией коэффициентов АВ [10,11]. Шредингер категорически возражал против их существования [12]. Природа и существование квантовых скачков оставались предметом споров в течение семи десятилетий, пока они не были непосредственно наблюдаемы в единственной системе [2-4]. С тех пор квантовые скачки наблюдались в различных атомных [13-16] и твердотельных [17-21] системах. В последнее время квантовые скачки признаны существенным явлением в квантовом управлении с обратной связью [22,23] и, в частности, для обнаружения и коррекции ошибок, вызванных декогеренцией в квантовых информационных системах [24,25].

Здесь мы остановимся на каноническом случае квантовых скачков между двумя уровнями, косвенно контролируемые третьим – случае, который соответствует первоначальному наблюдению квантовых скачков в атомной физике [2-4] (см. диаграмму уровней рис.1а). В соответствии с квантовой теорией траекторий появляется удивительное предсказание [5,26,27]: не только состояние системы непрерывно развивается во время скачка между основным $|G\rangle$ и возбужденным $|D\rangle$ состояниями, но предсказывается, что существует латентный период до скачка, в течение которого можно

получить сигнал, предупреждающий о скором наступлении скачка (см. **Дополнение**, раздел ПА). Этот сигнал предварительного предупреждения состоит из редкого, определенного затишья в возбуждении вспомогательного состояния $|B\rangle$. Прием этого сигнала требует достаточного временного разрешенного и полного эффективного обнаружения *каждого* девозбуждения $|B\rangle$. Используя специфические преимущества сверхпроводящих искусственных атомов и их квантово-ограниченной цепи считывания, мы разработали эксперимент, реализующий с максимальной точностью и минимальной задержкой обнаружение сигнала предварительного предупреждения, возникающего перед квантовым скачком (см. рис. 1).

Мы разработали сверхпроводящий искусственный атом с необходимой структурой уровня V-образной формы (см. рис.1а и **Методы**). Она состоит, помимо основного уровня $|G\rangle$, одного защищённого, темного уровня (dark level) $|D\rangle$, спроектированного так, чтобы не взаимодействовать с диссипативной окружающей средой или любым измерением и одного вспомогательного уровня $|B\rangle$, функция которого – мониторить частоту Г. Квантовые скачки между $|G\rangle$ и $|D\rangle$ индуцируются слабым

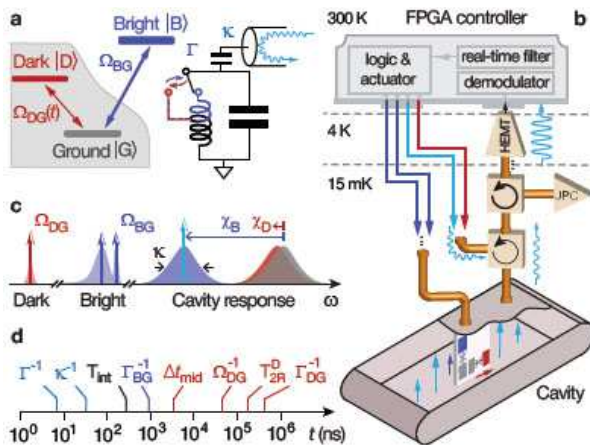


Рис. 1. Принцип эксперимента.

a. Трехуровневый атом, обладающий скрытым переходом (затененная область) между основным $|G\rangle$ и темным $|D\rangle$ состояниями, взаимодействующий с Rabi-приводом Ω_{DG} . Квантовые переходы между $|G\rangle$ и $|D\rangle$ косвенно контролируются посредством Rabi-привода Ω_{DG} между $|G\rangle$ и светлым (bright) $|B\rangle$ состояниями, мощность которого непрерывно контролируется частотой Γ на вспомогательном генераторе (LC цепи — справа), измеряемая в отражении непрерывными микроволновым светом (изображено голубым цветом). Когда атом находится в $|B\rangle$, то LC резонансная частота контура смещается в более низкую область частот, чем когда атом находится в $|G\rangle$ или $|D\rangle$ (эффект схематически представлен переключателем). Таким образом, пробник тона $|B\rangle$ /не- $|B\rangle$ выполняет измерения на атоме и слеп к любой суперпозиции $|G\rangle$ и $|D\rangle$.

b. Фактически атом и генератор LC, используемые в эксперименте, представляют собой сверхпроводящую цепь, состоящую из двух сильно гибридованных кубитов трансмона, помещенных внутри резонатора считывания при 15 мк. Сигналы управления для атома и резонатора подаются контроллером с программируемой в поле комнатной температуры вентиляющей решеткой (FPGA). Быстрая электроника контролирует отраженный сигнал от резонатора, а после демодуляции и фильтрации срабатывают сигналы управления. Цепь усилителя включает циркуляторы (изогнутые стрелки) и усилители (треугольники и трапеции).

c. Частотный ландшафт ответов атома и резонатора, сопровождаемый управляющими тонами, показан в виде вертикальных стрелок. Пул резонатора χ атома практически идентичен для $|G\rangle$ и $|D\rangle$, но заметно отличается для $|B\rangle$. BG привод бихроматичен в целях адресации светлых (bright) переходов независимо от состояния полости.

d. Иерархия временных масштабов, участвующих в эксперименте, которые должны охватывать 5 порядков. Условные обозначения пояснены в тексте и обобщенные в Приложении, табл. II.

Rabi-приводом Ω_{DG} . Этот привод в конечном итоге может быть отключен во время скачка, как будет объяснено позже. Поскольку прямое измерение темного уровня не представляется возможным, скачки контролируются с помощью схемы стеллажей Dehmelt [2]. Таким образом, переход в состояние $|G\rangle$ связан с $|B\rangle$ сильным Rabi-приводом Ω_{BG} ($\Omega_{DG} \ll \Omega_{BG} \ll \Gamma$). В атомной физике схема стеллажей [2-4] возбуждения $|B\rangle$ фиксируется обнаружением испускаемых фотонов от $|B\rangle$ с фотодетектора. Из событий обнаружения, называемых далее "щелчками", можно сделать вывод о переходах в $|G\rangle$. С другой стороны, из длительного отсутствия "щелчков" (что будут точно определены ниже; см. Дополнение, раздел II) можно сделать вывод, о том, что произошел квантовый скачок из $|B\rangle$ в $|D\rangle$. Из-за низкой эффективности сбора и холостого времени счетчиков фотонов в атомной физике [28] чрезвычайно трудно обнаружить каждый отдельный "щелчок", необходимый для точной регистрации происхождения в течение времени сигнала предварительного предупреждения. Однако сверхпроводящие системы обладают преимуществом высокой эффективности сбора [29-31], так как их микроволновые фотоны излучаются в одномерные волноводы и детектируются с той же эффективностью, что и оптические фотоны. Кроме того, вместо того, чтобы контролировать прямую флуоресценцию состояния $|B\rangle$, мы контролируем занятие состояния, дисперсно связывая его с дополнительным резонатором считывания. Это дополнительно повышает точность обнаружения снятия возбуждения с $|B\rangle$ (эффективность сбора фотонов, испускаемых $|B\rangle$).

Считывающая полость, схематично изображенная на фиг.1a цепью LC, охлаждается до 15 мК. Она резонирует на $\omega_C = 8979.64\text{MHz}$ и её дисперсионная связь с атомом приводит к условному сдвигу её резонансной частоты на $\chi_B/2\pi = -5.08 \pm 0.2\text{MHz}$ ($\chi_D/2\pi = -0.33 \pm 0.08\text{MHz}$), когда атом находится $|B\rangle$ ($|D\rangle$) (см. рис.1c). Из-за большой асимметрии между χ_B и χ_D вместе с полостью муфты частота выходного волновода $\kappa/2\pi = 3.62 \pm 0,05$ МГц предоставляет ответный сигнал волновода различая $|B\rangle$ и не- $|B\rangle$, однако не различая [29] $|G\rangle$ и $|D\rangle$, предотвращая выход информации о темном переходе во внешнюю среду. При зондировании ответа на $\omega_C - \chi_B$, полость либо остается пустой, когда атом находится в $|G\rangle$ или $|D\rangle$, или заполненной $\bar{n} = 5 \pm 0.2$ фотонами, когда атом находится в $|B\rangle$. Эта схема считывания позволяет фиксировать сигнал $|B\rangle$ -занятости с пятикратным усилением, что является важным преимуществом для преодоления шума следующих этапов усиления. Подводя итог, в этой схеме считывания зонд полости спрашивает: атом в $|B\rangle$ или нет? Время, необходимое для получения ответа с довери-

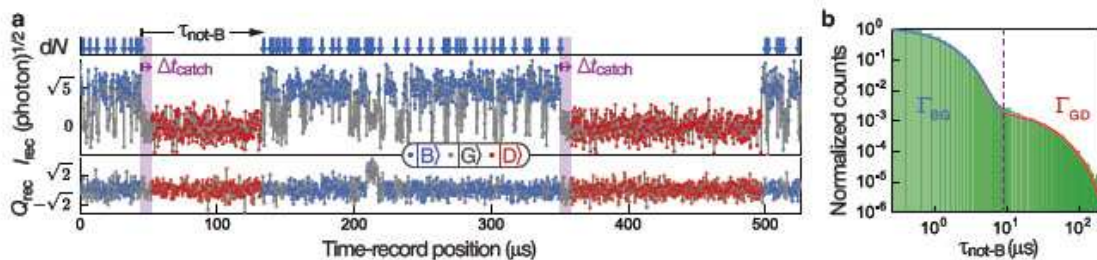


Рис. 2. Контроль (без условий) квантовых скачков в 3-уровневой системе.

a. Типичное измерение интегрированного с длительностью T_{int} квадратурой I_{rec} и Q_{rec} сигнала, отраженного от полости отсчета как функции времени. Цвет точек (см. условные обозначения) обозначает состояние атома, оцениваемое фильтром реального времени, реализованным с помощью FPGA-технологии (**Методы**). Вертикальные стрелки сверху указывают на события "щелчка" (dN), соответствующие выведенному состоянию, изменяющемуся от $|B\rangle$ до не- $|B\rangle$. Символ $\tau_{\text{not-B}}$ соответствует времени, проведенному в не- $|B\rangle$, которое является временем между двумя "щелчками" минус последняя продолжительность, проведенная в $|B\rangle$. Предварительное предупреждение о том, что производится переход в $|D\rangle$ происходит *без* "щелчка" и должно наблюдаться в течение интервала Δt_{catch} , который выбирается между 1 и 12 μs после начале эксперимента.

b. Log-log-график гистограммы $\tau_{\text{not-B}}$ (заштрихованный зеленым цветом) для 3,2 s непрерывных данных типа как на панели (a). Сплошная линия представляет собой биэкспоненциальную аппроксимацию определения скачков частот $\Gamma_{\text{BG}} = (0.99 \pm 0.06 \mu\text{s})^{-1}$ и $\Gamma_{\text{DG}} = (30.8 \pm 0.4 \mu\text{s})^{-1}$.

тельным уровнем 68% (отношение сигнал/шум 1), составляет $\Gamma^{-1} \approx 1/(\kappa\bar{n}) = 8.8 \text{ ns}$ для идеальной цепи усилителя (см. **Дополнение**, раздел ПС).

Главное в проектировании "около-нуль" соединения между полостью и $|D\rangle$ -состоянием – защита $|D\rangle$ от вредных воздействий, включая релаксацию Парселла, фотонную шумовую дефазировку и еще от необъяснимой по существу остаточной релаксации, вызванной измерением в сверхпроводящих кубитах (**Дополнение**, раздел I). Мы измерили следующие времена когерентности для состояния $|D\rangle$: релаксация энергии $T_1^D = 116 \pm 5 \mu\text{s}$, когерентность Рамсея $T_{2R}^D = 120 \pm 5 \mu\text{s}$ и эхо Хана $T_{2E}^D = 162 \pm 6 \mu\text{s}$. Состояние $|D\rangle$, хотя и защищено, квантовое неразрушающее измерение (QND) считается в сочетании с V-структурой привода между $|G\rangle$ и $|B\rangle$ и быстрым мониторингом состояния $|B\rangle$. На практике мы можем получить доступ к популяции $|D\rangle$, используя унитарное вращение 80 ns с последующим проекторным измерением $|B\rangle$ (**Методы**).

Как только состояние резонатора считывания отпечатывается с информацией о занятии $|B\rangle$, фотоны просачиваются через выходной порт резонатора в сверхпроводящий волновод, который подключен к цепи усиления, см. фиг. 1b, с усиливающим фактором 10^{12} . Первый этап усиления представляет собой квантово-ограниченный джозефсоновский параметрический преобразователь (JPC), за которым следует транзисторный усилитель с высокой электронной подвижностью (HEMT) при 4 K. Общая эффективность усилительной цепи составляет $\eta = 0.33 \pm 0.03$, что включает в себя все возможные потери информации, например, из-за потери фотонов, тепловых фотонов, джиттера и т. д. (см. **Методы**). При комнатной температуре сигнал гетеродина демодулируется встроенным полевым программируемым

контроллером (FPGA) с тактовым периодом 4ns для логических операций. Запись измерения состоит из временного ряда двух квадратурных результатов, I_{rec} и Q_{rec} , через каждые 260 ns, что является временем интегрирования T_{int} , из которого контроллер FPGA оценивает состояние атома в реальном времени. Для уменьшения влияния шума регулятор применяет в реальном масштабе времени гистерезисный фильтр IQ (см. **Методы**) и после этого, от оцененного состояния атома, срабатывают приводы управления атомом и полостями отсчета, осуществляя управление с обратной связью.

Описав установку эксперимента, приступим к описанию его результатов. Поле, отраженное от резонатора, контролируется свободно работающим протоколом, при котором атом подвергается непрерывному воздействию Rabi-приводов Ω_{BG} и Ω_{DG} , как показано на рис. 1. На рис. 2a показан типичный след записи измерений, отображающий квантовые скачки нашего трехуровневого искусственного атома. Для большей части отображаемой продолжительности записи I_{rec} характерно быстрое переключение между низким и высоким значениями – примерно 0 ($|G\rangle$ или $|D\rangle$) и 5 ($|B\rangle$) фотонов в полости, соответственно. Всплески в Q_{rec} , такие как при $t = 210 \mu\text{s}$, распознаются логикой FPGA как кратковременный вход атома в более высокое возбужденное состояние (**Методы**). Соответствующее состояние атома, оцениваемое контроллером FPGA, изображается цветом точек. Переход с $|B\rangle \rightarrow$ не- $|B\rangle$ эквивалентен событию "click" (щелчок), в том, что он соответствует испусканию фотона при $|B\rangle \rightarrow |G\rangle$, момент появления которого обозначается вертикальными стрелками в записи выводимых $dN(t)$ (верх). Мы могли бы также указать восходящие переходы от $|G\rangle$ к $|B\rangle$, соответствующие событиям поглощения фотонов

(здесь не отображены), которые не были бы обнаружены в атомном случае.

В записи примера обнаружение "щелчков" полностью прекращается при $t = 45 \mu\text{s}$, что показывает квантовый скачок от $|G\rangle$ до $|D\rangle$ (см. **Методы** оперативного определения квантовых скачков). Состояние $|D\rangle$ "живёт" $90 \mu\text{s}$ до возвращения атома в $|G\rangle$ при $t = 45 \mu\text{s}$, когда случается быстрое переключение между $|G\rangle$ и $|B\rangle$ для второго квантового скачка в темное состояние при $t = 350 \mu\text{s}$. Таким образом, запись представляет переходы $|G\rangle \rightarrow |D\rangle$ в виде прерываний "щелчков". Эти "внешние" скачки происходят в гораздо более длительном масштабе времени, чем "внутренние" скачки от $|G\rangle$ к $|B\rangle$.

На рис. 2b непрерывного отслеживания квантовых скачков в течение 3.2 s, показана гистограмма времени для не- $|B\rangle$, $\tau_{\text{not-B}}$ (см. **Приложение**, фиг. 2 за время, проведенное в $|B\rangle$). Панель показывает подгонку гистограммы биэкспоненциальной кривой, которая моделирует два перемежающихся пуассоновских процесса. Это рассмотрение дает среднее время пребывания атома в $|G\rangle$ до возбуждения в $|B\rangle$: $\Gamma_{BG}^{-1} = 0.99 \pm 0.06 \mu\text{s}$, а среднее время пребывания атома в $|D\rangle$ перед возвращением в $|G\rangle$ и обнаружением: $\Gamma_{GD}^{-1} = 30.8 \pm 0.4 \mu\text{s}$. Среднее время между двумя последовательными скачками $|G\rangle \rightarrow |D\rangle$ равно $\Gamma_{DG}^{-1} = 220 \pm 5 \mu\text{s}$. Соответствующие величины зависят от амплитуд приводов атома (Ω_{DG} и Ω_{BG}) и величин измерения Γ (**Дополнение**, раздел II). Принципиально важно, чтобы все временные характеристики в системе были распределены как минимум на 5 порядков, как показано на рис. 1d.

Наблюдая квантовые скачки в протоколе свободного хода, переходим к условному срабатыванию тонов управления системой с целью томографического восстановления временной динамики квантового скачка от $|G\rangle$ до $|D\rangle$ (см. рис. 3a). Как и ранее, после инициирования атома в $|B\rangle$, контроллер FPGA непрерывно подвергает систему воздействиям приводами атома (Ω_{BG} and Ω_{DG}) и считыванию тона (R). В случае, если контроллер обнаруживает один "щелчок", за которым следует полное отсутствие "щелчков" в течение общего времени Δt_{catch} , контроллер приостанавливает все системные приводы, тем самым замораживая эволюцию системы и выполняет томографию, как объяснено в **Методах**. Заметим, что в каждой реализации томографическое измерение дает один результат +1 или -1, то есть один бит информации для одного компонента матрицы плотности. Мы также вводим разделение длительности Δt_{catch} на две фазы, одну — длительностью Δt_{on} , во время которой Ω_{DG} остается включенным, и другую — длительностью $\Delta t_{\text{off}} = \Delta t_{\text{catch}} - \Delta t_{\text{on}}$, во время которой Ω_{DG} выключается. Как будет объяснено ниже, это имеет целью продемонстрировать, что

эволюция скачка обусловлена не просто Rabi-приводом между $|G\rangle$ и $|D\rangle$.

На рис. 3b, мы показываем динамику скачка, отображенного в полном присутствии Rabi-привода Ω_{GD} , путем установки тона

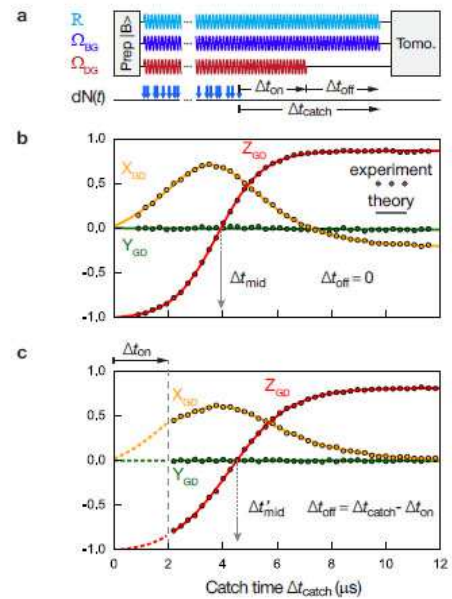


Рис. 3. Квантовый скачок в полете

a. Атом первоначально находится в состоянии $|B\rangle$. Сигнал считывания (R) и Rabi-привод Ω_{BG} атома включаются до тех пор, пока не будет выполнено условие захвата, состоящее из обнаружения "щелчка" с последующим отсутствием обнаружения "щелчка" в течение общего времени Δt_{catch} . Rabi-привод DG стартует с BG , но может быть отключен преждевременно, до конца Δt_{catch} . Измерение томографии выполняется после Δt_{catch} .

b & c. Условная томография, выявляющая непрерывный, когерентный и, что удивительно, детерминированный полет (когда он завершен) квантового скачка от $|G\rangle$ до $|D\rangle$. Полосы ошибок меньше, чем размер точек. Средину времени полета Δt_{mid} определяет $Z_{GD} = 0$. Скачок продолжается даже при выключении Ω_{DG} в начале полета (панель **c**), $\Delta t_{\text{on}} = 2 \mu\text{s}$. Данные полученные с 6.8×10^6 экспериментальной реализации. Сплошные линии: теоретическое предсказание (Дополнение, Sec. IIIA). Пунктирные линии на панели **c**: теоретические кривые для интервала Δt_{on} воспроизведенные с панели **b**. Данные свидетельствуют о том, что сигнал предварительного предупреждения о прыжке может быть обеспечен периодом без "щелчка" для времени захвата $\Delta t_{\text{catch}} = \Delta t_{\text{mid}}$, при котором половина прыжков будет завершена.

$\Delta t_{\text{off}} = 0$. Из 3.4×10^6 экспериментальных реализаций мы реконструируем квантовые состояния как функцию Δt_{catch} , и представляем эволюцию скачка от $|G\rangle$ к $|D\rangle$ как нормализованную условную GD -томограмму (**Методы**). Для $\Delta t_{\text{catch}} < 2 \mu\text{s}$, атом преимущественно обнаруживается в $|G\rangle$ ($Z_{GD} = -1$), а для $\Delta t_{\text{catch}} > 10 \mu\text{s}$ — преимущественно обнаруживается в $|D\rangle$ ($Z_{GD} = +1$). Недостатки, в основном — возбуж-

дения на более высокие уровни, уменьшают максимальное наблюдаемое значение до $Z_{GD} = +0.9$ (**Дополнение**, раздел ПВ2). Для промежуточных по-click¹⁾ моментов, между $\Delta t_{catch} = 2 \mu\text{s}$ и $\Delta t_{catch} = 10 \mu\text{s}$, состояние атома изменяется непрерывно и связно от $|G\rangle$ до $|D\rangle$ – "полет" квантового скачка. Время середины "полета" $\Delta t_{mid} \equiv 3.95 \mu\text{s}$ заметно короче, чем Rabi-период $2\pi/\Omega_{DG} = 50 \mu\text{s}$, заданный функцией $\Delta t_{mid} = (\frac{\Omega_{BG}^2}{2\Gamma})^{-1} \ln(\frac{\Omega_{BG}^2}{\Omega_{DG}\Gamma} + 1)$, в котором DG-элементы переходят логарифмически (**Дополнение**, раздел ПА). Максимальная когерентность суперпозиции, соответствующая $\sqrt{X_{GD}^2 + Y_{GD}^2}$ и времени "полета", составляет 0.71 ± 0.005 (см. также **Приложение**, рис.3), количественно понимаемая как ограничение некоторыми небольшими несовершенствами (**Дополнение**, раздел ПВ2).

Экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией квантовых траекторий: $Z_{GD}(\Delta t_{catch}) = a + b \tanh(\Delta t_{catch}/\tau + c)$, $X_{GD}(\Delta t_{catch}) = a' + b' \text{sech}(\Delta t_{catch}/\tau' + c')$, and $Y_{GD}(\Delta t_{catch}) = 0$. Мы сравнивали параметры подогнанного скачка ($a, a', b, b', c, c', \tau, \tau'$) с параметрами, вычисленными из теории и численного моделирования с использованием независимо измеряемых системы, при этом обнаружили согласие на процентном уровне (**Дополнение**, раздел ПИ3).

Повторяя эксперимент с $\Delta t_{on} = 2 \mu\text{s}$ (рис. 3с), мы показали, что переход продолжается, даже если привод GD отключен в начале периода – без "щелчка". Скачок остается когерентным и отличается от предыдущего случая лишь незначительной перенормировкой общей амплитуды и временного масштаба. Средину времени прыжка, $\Delta t'_{mid}$ задается модифицированной формулой (**Дополнение**, раздел ПИ3). Результаты показывают, что роль Rabi-привода Ω_{DG} заключается в иницировании скачка и обеспечении ориентира для фазы его эволюции [32]. Заметим, что $\Delta t_{catch} \gg \Delta t_{mid}$ – ненулевое установившееся значение X_{GD} на фиг. 3б, является результатом конкуренции между Rabi-приводом Ω_{DG} и эффектом измерения $|B\rangle$ (**Дополнение**, раздел ПИ2). Это подтверждается на рис. 3с, где $\Omega_{DG} = 0$, и где отсутствует смещение в установившемся значении.

Результаты рис. 3 демонстрируют, что, несмотря на непредсказуемость переходов от $|G\rangle$ к $|D\rangle$, ему предшествует идентичная запись без "щелчка". В то время как скачок начинается в случайное время и может быть преждевременно прерван "щелчком", детерминированный характер непрерывного "полета" становится неожиданностью, учитывая квантовые флуктуации в записи гетеродина I_{rec} во время скачка – это своеобразный островок предсказуемости в море неопределенности.

На рис. 4б мы показываем, что, выбирая $\Delta t_{catch} = \Delta t_{mid}$ для периода без "щелчка", чтобы служить сигналом предварительного предупреждения, мы обращаем квантовый скачок [33] в присутствии Ω_{DG} , подтверждая его когерентность; тот же результат получен, когда DG выключен (см. **Приложение**, рис. 4). Обратные импульсные характеристики

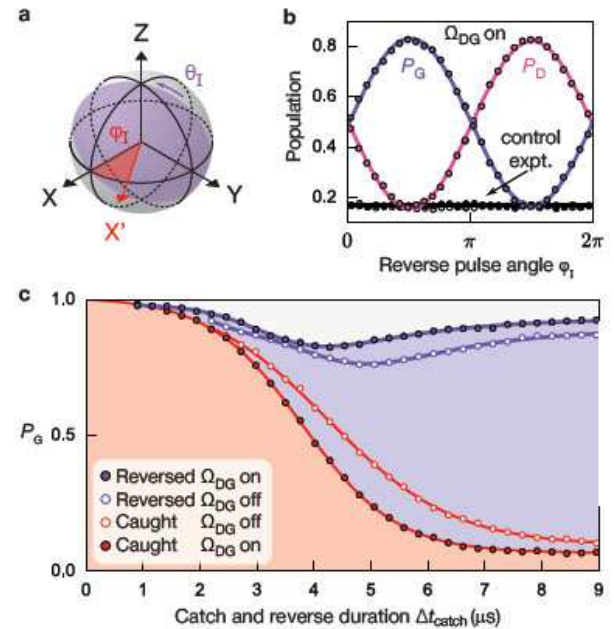


Рис.4. Обратный квантовый скачок в середине "полета".

a. Сфера Блоха на многообразии GD, показывающая ось X' для разворота скачка, определяемого азимутальным углом φ_I . Угол интервенционного импульса θ_I .

b. Вероятность успеха P_G (фиолетовый цвет) и P_D (оранжевый цвет) в обратном $|G\rangle$ и полном $|D\rangle$ квантовых прыжках в полете при $\Delta t_{catch} = \Delta t_{mid}$, с $\theta_I = \pi/2$, в присутствии Rabi-привода Ω_{DG} . Полосы ошибок меньше, чем размер точек. Черные точки: вероятность успеха для $|G\rangle$ (закрытые точки) и $|D\rangle$ (открытые точки) в контрольном эксперименте, где вмешательство применяется в случайные моменты времени вдоль записи, а не в Δt_{catch} .

c. Оптимальный успех обратного протокола (фиолетовый) в зависимости от Δt_{catch} . Контроллер FPGA запрограммирован оптимальными $\{\theta_I(\Delta t_{catch}), \varphi_I(\Delta t_{catch})\}$. Закрытые и открытые точки соответствуют $\Delta t_{on} = \Delta t_{catch}$ и $\Delta t_{on} = 2 \mu\text{s}$, соответственно. Красные точки показывают соответствующие результаты для разомкнутого контура (без вмешательства) на рис. 3б и с.

показаны на фиг. 4а. Для $\varphi_I = \pi/2$, протокол обратной связи успевает обратить скачок к $|G\rangle$ с точностью $83,1\% \pm 0,3\%$, пока для $\varphi_I = 3\pi/2$; протокол завершает скачок к $|D\rangle$ с точностью $82,0\% \pm 0,3\%$. В контрольном эксперименте мы повторяем протокол, применяя обратный импульс в случайные моменты времени, а не те, которые определяются сигналом

¹⁾ событие отсутствия "щелчка" в течение периода. *Прим. переводчика*

предварительного предупреждения. Без сигнала предварительного предупреждения измеренные популяции отражают только среднее значение ансамбля.

В заключительном эксперименте мы запрограммировали контроллер с оптимальными параметрами обратного импульса $\{\theta_I(\Delta t_{\text{catch}}), \varphi_I(\Delta t_{\text{catch}})\}$, и как показано на рис. 4с, мы измерили вероятность успеха обратного протокола как функцию времени захвата Δt_{catch} . Закрытые/открытые точки указывают на результаты для Ω_{DG} *вкл/выкл*, в то время как сплошные кривые теоретически соответствуют точным аналитическим выражениям (**Дополнение**, раздел IIIA). Для сравнения дополнительные красные точки и кривые воспроизводят результаты для разомкнутого контура на рис. 3.

Из экспериментальных результатов рис. 2а можно сделать вывод, согласующийся с первоначальной интуицией Бора и оригинальными экспериментами с ионами о том, что квантовые скачки случайны и дискретны. Тем не менее, результаты рис. 3 поддерживают противоположную точку зрения, согласующуюся с точкой зрения Шредингера: эволюция скачка последовательна и непрерывна. **Отмечая разницу во временных масштабах на двух рисунках, мы интерпретируем сосуществование этих, казалось бы противоположных точек зрения, как объединение дискретности счетных событий, таких как скачки, с непрерывностью детерминированного уравнения Шредингера.** Кроме того, хотя все 6.8×10^6 записанных скачков (рис. 3) полностью независимы друг от друга и стохастичны в своем иницировании и завершении, томографические измерения как функция Δt_{catch} явно показывают, что все эволюции скачков следуют по существу одинаковому предопределенному пути в гильбертовом пространстве — не случайно выбранному — и в этом смысле они детерминированы. Эти результаты дополнительно подтверждаются экспериментами по обращению, показанными на рис. 4, которые используют непрерывный, когерентный и детерминированный характер эволюции скачка и критически зависят от априорного знания пути в гильбертовом пространстве. При этом знания игнорируются в контрольном эксперименте рис. 4b — наблюдается сбой разворота.

Заключение. Эксперименты, раскрывающие когерентность скачка, способствуют представлению о том, что единая квантовая система при эффективном непрерывном наблюдении характеризуется зависящим от времени вектором состояния, выведенным из записи предыдущих результатов измерений, и значение которого является значением объективной, обобщенной степени свободы. Знание системы на коротких временных масштабах не несовместимо с непредсказуемым поведением переключения на длительных временных масштабах. Отличное согласие между экспериментом и теорией, включая известные экспериментальные несовершенства (**Дополнение**, раздел IIIA), таким образом, обеспечивает поддержку современной квантовой теории траекторий и ее надежность для прогнозирования эффективности методов вмешательства в реальном времени при управлении одиночными квантовыми системами.

Благодарности. Z.K.M. признателен за плодотворные дискуссии с S.M. Girvin, H.M. Wiseman, K. Mølmer, N. Ofek, V.V. Albert, и M.P. Silveri. V.V. Albert рассмотрел один из аспектов теоретического моделирования Lindblad'a, касающийся распределения времени ожидания. Использование средств было поддержано Йельским Институтом нанонауки и квантовой инженерии (YINQE), Yale SEAS cleanroom, and NSF MRSEC DMR 1119826. Это исследование было поддержано ARO в рамках гранта №. W911NF-14-1-0011. Мы благодарны за поддержку R.G.J. и H.J.C Фонда Marsden'a со стороны правительства, находящегося в ведении Королевского общества Новой Зеландии по контракту № UOA1328.

Авторские вклады. Z.K.M. инициировал и провел эксперимент, спроектировал выборку, проанализировал полученные данные, провел начально-теоретическое и численное моделирование эксперимента. Z. K. M. задумал эксперимент, основанный на теоретических предсказаниях H. J. C. H. J. C. и R. G. J. выполнили представленное теоретическое моделирование и численное моделирование. S. O. M. внес вклад в экспериментальную установку и конструкцию устройства, а с S. S. и их изготовление. P. R. и R. J. S. помогли с FPGA. M. M. способствовал теоретической поддержке, а M. X. Д. курировал проект. Z. K. M. и M. H. D. написали рукопись, H. J. C. внес теоретическое дополнение. Все авторы представили свои предложения по эксперименту, обсудили результаты и внесли свой вклад в рукопись.

Переписка и запросы на материалы должны быть направлены по адресу: Z.K. Mineev (email: zlatko.mineev@aya.yale.edu) and M.H. Devoret (email: michel.devoret@yale.edu)

Методы

Мониторинг квантовых скачков

Здесь мы кратко объясним как отслеживается динамика **GD** и когда мы приходим к выводу о том, что произошел квантовый скачок.

Мониторинг коллектора GD через девозбуждение B. Состояние атома в коллекторе GD контролируется косвенно путем измерения частоты девозбуждений из вспомогательного состояния $|B\rangle$, когда для возбуждения от G до B

используется тон Ω_{BG} . Как описано ниже, схема контроля такова, что, когда атом находится в темном состоянии $|D\rangle$, частота возбуждений от $|B\rangle$ или $|G\rangle$ равна нулю. И наоборот, когда атом находится в $|G\rangle$, частота не равна нулю. Отныне мы будем рассматривать переход от $|B\rangle$ к $|G\rangle$ просто как девозбуждение. Словом, когда частота возбуждения для сегмента измерения равна нулю, атому присваивается состояние $|D\rangle$; в противном случае — $|G\rangle$ или $|B\rangle$ (см. раздел **IQ-фильтр, Методы**). Частота может контролироваться либо прямым, либо косвенным методом, как описано ниже.

Квантовые скачки. Содержимое непрерывной записи измерений преобразуются в назначения состояний таких как B, G или D как это рассмотрено выше В эксперименте длинные последовательности таких измерений дают один и тот же результат, то есть — GGG... или DDD... Когда строка результатов внезапно меняет свое значение, мы говорим о том, что произошел квантовый скачок [34].

Источник разности частот возбуждения. Частота возбуждений равна нулю, когда атом находится в состоянии $|D\rangle$, поскольку уровень V-образной структуры запрещает любые прямые DB-переходы; следовательно, $|B\rangle$ не может быть возбужден от $|D\rangle$. И наоборот, когда атом находится в состоянии $|G\rangle$, Rabi-привод Ω_{BG} может возбудить атом до $|B\rangle$. Поскольку это вспомогательное состояние фактически недолговечно, оно почти сразу же девозбуждается обратно к $|G\rangle$. Заметим, что в этом объяснении мы пренебрегаем паразитными переходами в высшие возбужденные состояния, которые рассматриваются в **Дополнении**.

Обнаружение девозбуждения: сразу или косвенно. Девозбуждение может быть обнаружено прямым или, альтернативно, косвенным методом. Для атомных экспериментов прямое обнаружение является естественным выбором. Фотон, испускаемый атомом во время девозбуждения, унося энергию, сохраненную в $|B\rangle$, разрушительно поглощается в датчике фотоприемного измерительного устройства, что производит сигнал “щелчка” (на практике, импульс тока или напряжения). К сожалению, неизбежные несовершенства детектирования не дают возможности непрерывного обнаружения каждого девозбуждения этим методом (**Дополнение, раздел III**). В качестве альтернативы можно использовать метод косвенного мониторинга. В нашем эксперименте вместо обнаружения испускаемого фотона мы обнаруживаем девозбуждения, контролируя популяцию состояний $|B\rangle$ через вспомогательную степень свободы — полость считывания, связанную с атомом.

Косвенное (дисперсионное) обнаружение. Частота резонатора отсчета зависит от состояния атома. Когда атом находится в состоянии $|B\rangle$, частота резонатора считывания сдвигается вниз,

более, чем на ширину линии резонатора. Частота резонатора и, следовательно, $|B\rangle$ -популяция атома зондируется непрерывным тоном считывания, применяемым на $|B\rangle$ -частоте резонатора. Когда атом находится в состоянии $|B\rangle$, тон зонда резонирует и полость заполняется большим количеством \bar{n} фотонов. В противном случае, когда атом не находится в $|B\rangle$, тон зонда далек от резонанса, а полость свободна от фотонов. При $\bar{n} \gg 1$ изменения в $|B\rangle$ становятся заметными, а следовательно, различимы и девозбуждения по указателю $|B\rangle$ и не- $|B\rangle$. При этом изменения становятся легко наблюдаемы даже при неэффективности и несовершенстве процедуры измерения. Как объяснено в **Дополнение, раздел ШС**, косвенный дисперсионный метод в действительности увеличивает коэффициент сигнал/шум (SNR) и эффективность обнаружения девозбуждения. Другое заметное различие между прямым и косвенным методом заключается в том, что при косвенном методе атом полностью, и быстро занимает $|B\rangle$, прежде освобождения $|G\rangle$, в то время как при прямой схеме, амплитуда вероятности оказаться в $|B\rangle$ незаметна прежде девозбуждения (см. **Дополнение, раздел II**). Другими словами, в схеме прямого мониторинга явно существуют два набора квантовых скачков: BG и DG. Скачки BG происходит намного быстрее и они вложены в скачки DG. Быстрая динамика “внутренних” скачков используется для опроса динамики “внешних” DG-скачков.

Настройка эксперимента

Настройка и сигналы. Наши эксперименты проводились в холодильнике без криогенного разбавления (*Oxford Triton 200*). Резонатор и JPC [35] были экранированы от рассеянных магнитных полей криогенным μ -металлическим (*Amumetal A4K*) экраном. Криогенная установка ввода-вывода почти идентична описанной в [25], помимо различий, представленных на схеме установки (см. рис. 1b, **Методы** и описание ниже).

Управляющие тоны, изображенные на рис. 1 были сгенерированы отдельными микроволновыми генераторами (Ω_{DG} and Ω_{B0} : *Agilent N5183A*; считывающий тон резонатора R и Ω_{B1} : *Vaunix LabBrick LMS-103-13* и *LMS-802-13*, соответственно). Для контроля IQ сгенерированные тоны смешивались (*Marki Microwave Mixers IQ-0618LXP* для резонатора и *IQ-0307LXP* для Ω_{B0} , Ω_{B1} и Ω_{DG}) с сигналами промежуточной частоты (IF), синтезированными 16-разрядными цифроаналоговыми преобразователями (DACs) интегрированной системы контроллера FPGA (*Innovative Integration VPXI-ePC*). Перед смешиванием каждый аналоговый выход обрабатывался фильтром нижних частот 50Ω (*Mini-Circuits BLP-300+*) и ослаблялся минимум на 10 dB. Радиочастотный (RF) выход усиливали при комнатной температуре (*MiniCircuits ZVA-183-S+*) и фильтровали мини-схемами коаксиальных полосовых фильтров.

Выходной сигнал дополнительно импульсно модулировался FPGA с высокой изоляцией SPST-переключателей (*Analog Device HMC-C019*), что обеспечивало дополнительную развязку 80dB при выключенных приводах управления. Сигналы впоследствии направлялись на входные линии холодильника, подробности которых описаны в [25, 36].

С помощью криогенного высокоэлектронного усилителя (HEMT; *Low Noise Factory LNF-LNC7_10A*), сигнал усиливался при комнатной температуре до 28 dB (*Miteq AFS3-00101200-35-ULN*) прежде, чем быть смещённым вниз (*Marki image reject double-balanced mixer IRW-0618*) до промежуточной частоты (IF) 50 MHz полосовым фильтром (*Mini-Circuits SIF-50+*) и далее усиливался каскадом предусилителя (*Stanford Research Systems SR445A*) перед окончательной оцифровки FPGA аналогово-цифровыми преобразователями (ADC).

Реализация – атом-резонатор

Сверхпроводящий искусственный атом состоит из двух связанных трансмоновых кубитов, изготовленных на сапфировой пластине с-плоскости размером 2,9 мм × 7 мм с двусторонней полировкой методом электронно-лучевой литографии без мостиков Al/AlOx/Al [37,38]. Первый трансмон (B) был выровнен электрическим полем основной моды TE₁₀₁ алюминиевой прямоугольной полости (сплав 6061; размеры: 5,08 мм на 35,5 мм на 17,8 мм), в то время как второй трансмон (D) был ориентирован перпендикулярно первому и располагался (170 μm) рядом с ним. Индуктивность джозефсоновского перехода каждого трансмона (9 pH как для B, так и для D), размещение и размеры, а также геометрия полости были разработаны и оптимизированы с использованием конечно-элементного электромагнитного анализа и метода соответствия величины энергии к участию каждого (EPR) [39]. Анализ также подтвердил, что связь между двумя кубитами описывается Гамильтонианом $\hat{H}_{\text{int}} = -\chi_{DB} \hat{n}_B \otimes \hat{n}_D$, где $\hat{n}_{B/D}$ – оператор числа фотонов B/D кубита, а χ_{DB} – кросс-показатель Керра. Измеренные частота и ангармоничность кубита D: $\omega_D/2\pi = 4845.255\text{MHz}$ и $\alpha_{DG}/2\pi = 152\text{MHz}$, соответственно, в то время как для кубита B: $\omega_B/2\pi = 5570.349\text{MHz}$ и $\alpha_{BG}/2\pi = 195\text{MHz}$, соответственно. Кросс-показатель Керра связи: $\chi_{DB}/2\pi = 61\text{MHz}$. Время релаксации |B> составляло $T_1^B = 28 \pm 2 \mu\text{s}$, ограниченное эффектом Перселла, а время когерентности Рамсея составляло $T_{2R}^B = 18 \pm 1 \mu\text{s}$. Остальные параметры системы приведены в основном тексте.

Приводы атома и резонатора

Во всех экспериментах использовались следующие параметры привода: DG Rabi-привод Ω_{DG} применялся на 275 kHz ниже ω_D , чтобы учесть резкое смещение резонатора. Привод BG – Ω_{BG} , был реализован как бихроматический тон,

чтобы неизбежно обращаться к переходу BG, который был расширен и резко смещен из-за связи между |B> и считывающей полостью. В частности, мы рассматриваем переход от |G> к |B> с Rabi-приводом $\Omega_{B0}/2\pi = 1.20 \pm 0.01\text{MHz}$ на частоте ω_{BG} , в то время как переходы от |B> к |G>, адресовались Rabi-приводом при $\Omega_{B1}/2\pi = 0.60 \pm 0.01\text{MHz}$, настроенным на 30MHz ниже ω_{BG} . Эта бихроматическая схема обеспечивала возможность настраивать скорости "щелчка" вверх и "щелчка" вниз независимо, а в остальном, по существу, функционировала как некогерентный широкополосный источник.

IQ-фильтр

Для смягчения последствий несовершенства схемы считывания атома при извлечении результата |B>/не-|B> мы применили двухточечный гистерезисный IQ-фильтр, реализованный на контроллере FPGA в режиме реального времени. Фильтрация реализована путем сравнения текущих значений квадратурной записи $\{I_{\text{rec}}, Q_{\text{rec}}\}$ с тремя пороговыми уровнями ($I_B, I_{\bar{B}}$, и Q_B) как суммировано в **Приложении**, табл. I. Фильтр и пороги были выбраны для обеспечения наилучшей оценки момента "щелчка", операционно понимаемого как изменение выходного сигнала фильтра от |B> к не-|B>. Пороги I_B и $I_{\bar{B}}$ были выбраны в 1,5 стандартных отклонения от I-квадратурного среднего распределения значений |B> и не |B>, соответственно. Порог |Q> был выбран как 3 стандартных отклонения от среднего значения Q-квадратуры. Высшие возбужденные состояния атома выбирались по значениям Q_{rec} , превышающим порог Q_B .

Томография

В конце каждой экспериментальной реализации мы выполняли одно из 15 последовательных вращений на атоме, которое передавало информацию об одной компоненте матрицы плотности $\hat{\rho}_a$ в популяцию |B>, и которое измерялась квадратным импульсом 600 ns на резонирующей полости считывания. Калибровка импульсов производилась с использованием комбинации Rabi деривативного удаления через адиабатический затвор (DRAG) [40], All-XY[41] и последовательностей амплитудных импульсов [42]. Считывающий сигнал демодулировался соответствующей функцией цифрового фильтра, что требовалось для осуществления соответствующего временного режима [43]. Для устранения влияния потенциальных систематических ошибок смещения в сигнале отсчета вычитались результаты измерений матричных элементов $\hat{\rho}_a$ и их противоположных элементов. По результатам измерений по этому протоколу мы реконструировали матрицу плотности $\hat{\rho}_a$, а затем параметризовали ее в подходящем виде:

$$\hat{\rho}_a = \begin{pmatrix} \frac{N}{2}(1 - Z_{GD}) & \frac{N}{2}(X_{GD} + iY_{GD}) & R_{BG} + iI_{BG} \\ \frac{N}{2}(X_{GD} - iY_{GD}) & \frac{N}{2}(1 + Z_{GD}) & R_{BD} + iI_{BD} \\ R_{BG} - iI_{BG} & R_{BD} - iI_{BD} & 1 - N \end{pmatrix}$$

где X_{GD}, Y_{GD} , и Z_{GD} — компоненты вектора Блоха GD-коллектора, N — общая популяция $|G\rangle$ и $|D\rangle$ состояний, а $R_{BG}, R_{BD}, I_{BG}, I_{BD}$ — когерентности, связанными с $|B\rangle$, относительно GD-коллектора. Измеренная популяция в $|B\rangle$, $1 - N$, остается ниже 0.03 во время квантового скачка (см. Приложение, рис. 4) Томографическая реконструкция была откалибрована и проверена путем подготовки состояний Клиффорда, что составило точность считывания, равную 97%.

Контроль эксперимента "в полете"

Схематическое представление управления экспериментом показано в Приложении, рис. 1а — элементы которого описаны ниже.

"Пуск": контроллер FPGA устанавливает регистры внутренней памяти на нуль [25,44], включая счетчик без "щелчка" — "cnt", описанный далее.

"Подготовка В": контроллер детерминированно подготавливает атом в $|B\rangle$, максимально консервативном начальном состоянии с обратной связью на основе измерений [45].

"Инициализация": контроллер включает приводы атома (Ω_{BG} и Ω_{DG}), резонирующую полость (R) и начинает демодуляцию.

"Мониторинг и захват Δt_{on} ": регулятор активно следит за полостью выходного сигнала со всех приводов (Ω_{BG}, Ω_{DG} , and R), пока он не зафиксирует нет-"щелчка" в течение Δt_{on} , как указано на панели (b), после чего контроллер переходит в состояние "мониторинг и захват Δt_{off} " в случае, если $\Delta t_{off} > 0$; в противном случае для $\Delta t_{off} = 0$, контроллер переходит к процедуре "томографии" ("импульс обратной связи") на захват (реверс) протокола.

"Мониторинг и захват Δt_{off} ": при выключенном Rabi-приводе Ω_{DG} , при включенном приводе Ω_{BG} и R, контроллер продолжает контролировать выходной сигнал. Контроллер выходит из подпрограммы только в один из двух следующих событий: i) если он обнаруживает один "щелчок" — в этом случае он "заявляет В" и переход к шагу "Мониторинг и захват Δt_{on} " или ii), если никаких дополнительных "щелчков" не обнаружено на протяжении всего периода предварительно определенного промежутка времени Δt_{off} , в этом случае контроллер переходит на "Томография" ("импульс обратной связи") — режима, когда запрограммирован на захват (реверс) протокола.

"Импульс обратной связи": при всех выключенных непрерывных приводах контроллер выполняет импульс на DG-переход атома, определяемый двумя углами $\{\theta_I(\Delta t_{catch}), \varphi_I(\Delta t_{catch})\}$.

"Томография": контроллер выполняет последовательную томографии (см. раздел Томография), в то время как демодулятор заканчивает окончательную обработку данных в своем конвейере.

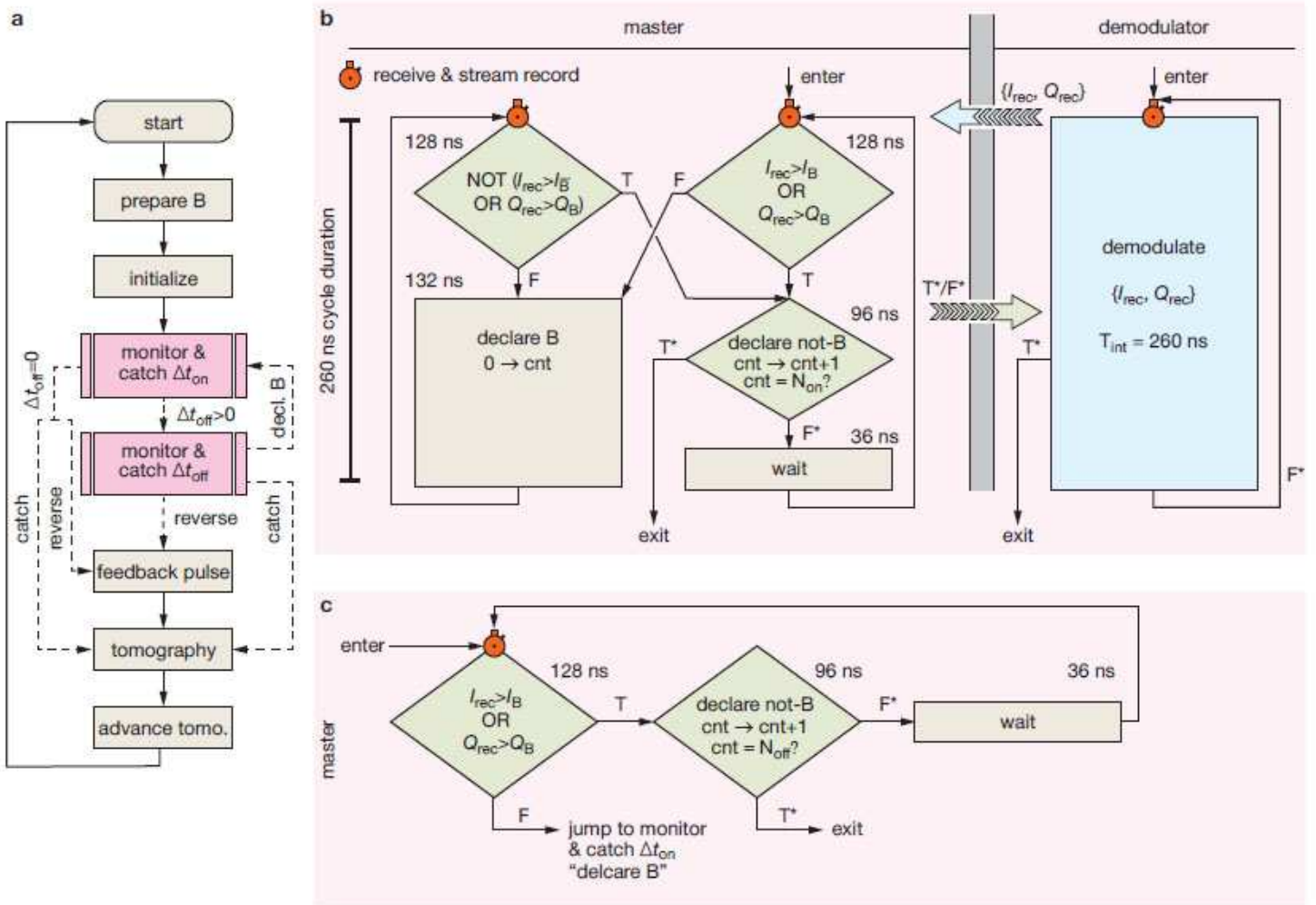
"Продвижение": счетчик последовательности томографии увеличивается; после задержки 50 μs начинается очередная реализация эксперимента.

Параллельное программирование управления потоком данных, "мониторинг и захват Δt_{on} " — этот блок показан в Приложении на рис. 1b; в частности, изображены ведущий (master) и демодулирующий (demodulator) модули контроллера синхронного обмена данными между ними. Демодулятор FPGA выводит пару 16-битных целых чисел $\{I_{rec}, Q_{rec}\}$, каждые $T_{int} = 260$ ns, которые направляются в главный модуль как показано большой стрелкой слева (вверху). Главный модуль реализует IQ-фильтр (см. выше раздел IQ-фильтр) и отслеживает число последовательных результатов измерения не- $|B\rangle$ с помощью счетчика "cnt". Таким образом, счетчик отслеживает время отсутствия "щелчка" с момента последнего "щелчка", которое понимается как изменение результата измерения от $|B\rangle$ к не- $|B\rangle$. При достижении счетчиком критического значения N_{on} , соответствующего Δt_{on} , ведущий и демодуляторный модули синхронно выходят из текущей подпрограммы (см. ветвь "T*" блок принятия решения 'декларация не-В' ". До тех пор, пока это условие не будет выполнено (F*), два модуля продолжают работу в рамках текущей процедуры, как показано черными линиями потока. Чтобы минимизировать задержку и пропускную способность вычислений, мастер-блок и демодулятор были разработаны так, чтобы быть независимыми последовательными процессами, работающими одновременно на контроллере FPGA, общаясь строго через синхронную передачу сообщений, что накладывает строгие временные ограничения на синхронизацию и выполнение. Вся основная межмодульная логика была ограничена для запуска в цикле 260 ns, начало которого обязательно должно было совпадать с операцией "receive & stream record", обозначенной секундомерами. Другими словами, это наложило такое алгоритмическое ограничение, что все пути блок-схемы, смотрящие на секундомер и заканчивающиеся секундомером, сами и другие, были ограничены временем выполнения 260 ns. Второе ключевое временное ограничение было наложено временем, необходимым для распространения сигналов между различными платами FPGA, которое соответствовало минимальной длительности команды в течение 76 ns.

Соответствующая блок-схема модуля демодуляции идентична схеме, показанной на панели (b); поэтому она не показана. Этот режим функционирует следующим образом: если продекларирован результат $|B\rangle$, контроллер переходит к "заявлению В" в блоке контроля и захвата Δt_{on} процедуры; в противном случае, когда наблюдаются только результаты не- $|B\rangle$ и счетчик достигает критического значения N_{off} , соответствующее $\Delta t_{catch} = \Delta t_{on} + \Delta t_{off}$, контроллер выходит на режим.

Доступность данных. Данные, подтверждающие выводы данного исследования, предоставляются соответствующими авторами по обоснованному запросу.

Приложение



Приложение, рис 1. Управление ходом эксперимента

а. Блок-схема, иллюстрирующая управление потоком данных и обратные эксперименты, результаты которых показаны на рис. 3 и 4. Описание каждого блока см. в разделе **Методы**.

б. Блок-схема основных модулей и модулей демодулятора, главным образом участвующих в процедуре "Мониторинг и захват Δt_{on} ". Модули выполняются одновременно, совместно и синхронно используют данные, как описано в разделе **Методы**.

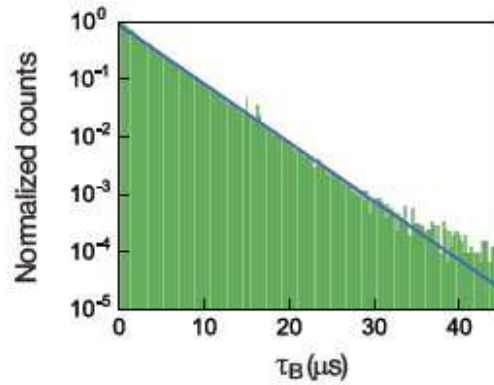
с. Блок-схема обработки, участвующей в главном модуле подпрограммы "Мониторинг и захват Δt_{off} "; см. **Методы**.

Приложение, таблица I. Таблица ввода-вывода, обобщающая поведение IQ-фильтра, реализованного на контроллере FPGA.

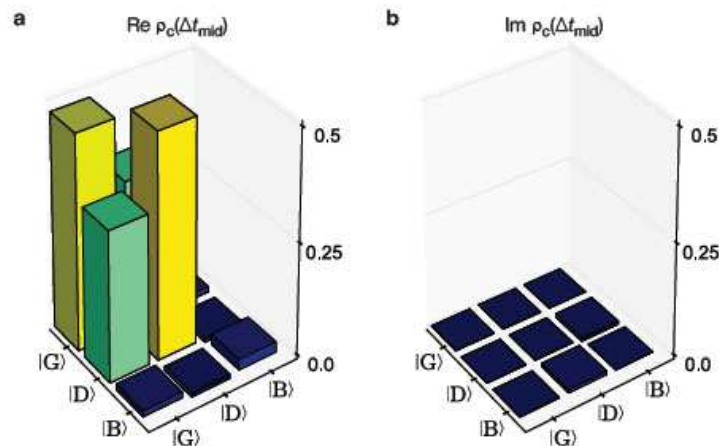
Вход:	$Q_{rec} \geq Q_B$ или $I_{rec} > I_B$	$Q_{rec} < Q_B$ и $I_{rec} < I_B$	$Q_{rec} < Q_B$ и $I_B \leq I_{rec} \leq I_B$
Выход	$ B\rangle$	не- $ B\rangle$	предыдущее

Приложение, таблица II. Сводка временных масштабов. Список характерных временных масштабов, задействованных в эксперименте по захвату и обратному "перемещению". Гамильтоновы параметры системы обобщены в **Дополнении, раздел I.**

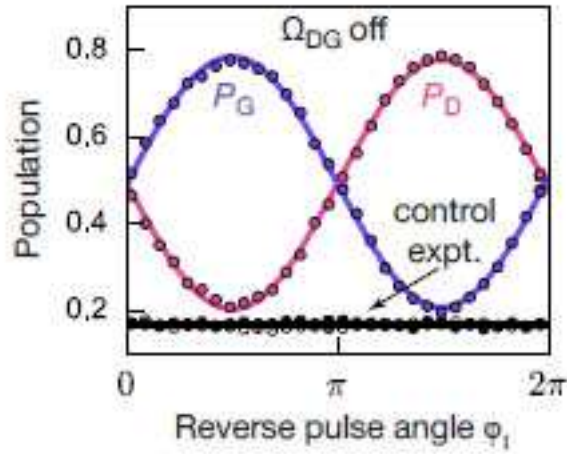
Символ	Значение	Описание
Γ^{-1}	≈ 8.8 ns	Эффективное время измерения $ B\rangle$, приблизительно задаваемое $\bar{n} = 5 \pm 0.2$ в основной эксперимент (см. Дополнение, раздел II)
k^{-1}	44.0 ± 0.06 ns	Продолжительность считывания резонансной полости
T_{int}	260.0 ns	Интегральное время измерения записи, установленное в регуляторе в начале эксперимента
Γ_{BG}^{-1}	0.99 ± 0.06 μs	Среднее время покоя атома $ G\rangle$ до возбуждения в $ B\rangle$ (см. рис. 2b)
Δt_{mid}	3.95 μs	Длительность без "щелчка" при достижении $Z_{GD} = 0$ в "полете" квантового скачка от $ G\rangle \rightarrow D\rangle$ в присутствии Ω_{DG} (см. рис. 3b)
Γ_{GB}^{-1}	30.8 ± 0.4 μs	Среднее время нахождения атома в $ D\rangle$ перед возвращением в $ G\rangle$ и его обнаружением (см. рис. 2b)
T_1^D	116 ± 5 μs	Время релаксации энергии $ D\rangle$
T_{2R}^D	120 ± 5 μs	Время когерентности Рамсея $ D\rangle$
T_{2E}^D	162 ± 6 μs	Время когерентности эха $ D\rangle$
Γ_{DG}^{-1}	220 ± 5 μs	Среднее время между двумя последовательными скачками $ G\rangle \rightarrow D\rangle$



Приложение, рис. 2. Время ожидания перехода от $|B\rangle$ к не- $|B\rangle$. Столбчатая гистограмма (зеленый цвет) длительности времен, соответствующих $|B\rangle$ -результатам измерений τ_B за 3.2 с непрерывно, показанного на рис. 2а. Сплошная линия является экспоненциальной аппроксимацией, которая дает постоянную времени 4.2 ± 0.03 μs .



Приложение, рис. 3. Томограмма в середине "полета". Томограмма в "полете на марше". Сюжеты показывают реальную (а) и мнимую (б) части условной матрицы плотности ρ_c в середине "полета" квантового перехода $|G\rangle \rightarrow |D\rangle$ ($\Delta t_{\text{catch}} = \Delta t_{\text{mid}}$), в присутствии Rabi-привода ($\Delta t_{\text{off}} = 0$). Популяция состояния $|B\rangle$ есть 0.023, а величина всех мнимых компонент меньше 0.007.



Приложение, рис. 4. Обращение квантового скачка в середине "полета" при отсутствии Ω_{DG} . Вероятности успеха P_G (фиолетовый) и P_D (оранжевый) в обратном $|G\rangle$ и полном $|D\rangle$ квантовых скачках в "полете" при $\Delta t_{\text{catch}} = \Delta t'_{\text{mid}}$, определенными на рис. 3b при отсутствии Rabi-привода Ω_{DG} , где $\Delta t_{\text{on}} = 2 \mu\text{s}$ и $\theta_1 = \pi/2$. Черные точки – вероятности успеха для $|G\rangle$ (закрытые точки) и для $|D\rangle$ (открытые точки) контрольного эксперимента, где вмешательство происходит в случайные моменты времени (см. рис. 4b).

ССЫЛКИ

- ¹ N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules," *Philosophical Magazine* **26**, 476 (1913).
- ² W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, "Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps," *Physical Review Letters* **56**, 2797 (1986).
- ³ T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, "Observation of Quantum Jumps," *Physical Review Letters* **57**, 1696 (1986).
- ⁴ J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Observation of Quantum Jumps in a Single Atom," *Physical Review Letters* **57**, 1699 (1986).
- ⁵ H. J. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1993).
- ⁶ C. W. Gardiner, A. S. Parkins, and P. Zoller, "Wave-function quantum stochastic differential equations and quantum-jump simulation methods," *Physical Review A* **46**, 4363 (1992).
- ⁷ J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer, "Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics," *Physical Review Letters* **68**, 580 (1992).
- ⁸ M. B. Plenio and P. L. Knight, "The quantum-jump approach to dissipative dynamics in quantum optics," *Reviews of Modern Physics* **70**, 101 (1998), arXiv:9702007 [quant-ph].
- ⁹ A. N. Korotkov, "Continuous quantum measurement of a double dot," *Physical Review B* **60**, 5737 (1999).
- ¹⁰ A. Einstein, "Strahlungs-emission und -absorption nach der Quantentheorie (Emission and absorption of radiation in quantum theory)," *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Zeitschrift* **18**, 318 (1916).
- ¹¹ A. Einstein, "Quantentheorie der Strahlung (On the quantum theory of radiation)," *Physikalische Zeitschrift* **18**, 121 (1917).
- ¹² E. Schrödinger, "Are There Quantum Jumps?" *British Journal for the Philosophy of Science* **3**, 109 and 233 (1952).
- ¹³ T. Basche, S. Kummer, and C. Brauchle, "Direct spectroscopic observation of quantum jumps of a single molecule," *Nature* **373**, 132 (1995).
- ¹⁴ S. Peil and G. Gabrielse, "Observing the Quantum Limit of an Electron Cyclotron: QND Measurements of Quantum Jumps between Fock States," *Physical Review Letters* **83**, 1287 (1999).
- ¹⁵ S. S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, U. Busk, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, S. Deleglise, U. Busk Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Observing the quantum jumps of light : birth and death of a photon in a cavity," *Nature* **446**, 297 (2007).
- ¹⁶ C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting," *Nature* **448**, 889 (2007), arXiv:0707.3880.
- ¹⁷ F. Jelezko, I. Popa, A. Gruber, C. Tietz, J. Wrachtrup, A. Nizovtsev, and S. Kilin, "Single spin states in a defect center resolved by optical spectroscopy," *Applied Physics Letters* **81**, 2160 (2002).
- ¹⁸ P. Neumann, J. Beck, M. Steiner, F. Rempp, H. Fedder, P. R. Hemmer, J. Wrachtrup, and F. Jelezko, "Single-Shot Readout of a Single Nuclear Spin," *Science* **329**, 542 (2010).
- ¹⁹ L. Robledo, L. Childress, H. Bernien, B. Hensen, P. F. A. Alkemade, and R. Hanson, "High-fidelity projective read-out of a solid-state spin quantum register," *Nature* **477**, 574 (2011), arXiv:1301.0392v1.
- ²⁰ R. Vijay, D. H. Slichter, and I. Siddiqi, "Observation of Quantum Jumps in a Superconducting Artificial Atom," *Physical Review Letters* **106**, 110502 (2011), arXiv:1009.2969.
- ²¹ M. Hatridge, S. Shankar, M. Mirrahimi, F. Schackert, K. Geerlings, T. Brecht, K. M. Sliwa, B. Abdo, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, and M. H. Devoret, "Quantum Back-Action of an Individual Variable-Strength Measurement," *Science* **339**, 178 (2013).
- ²² S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence," *Nature* **455**, 510 (2008), arXiv:0809.1064.
- ²³ C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Real-time quantum feedback prepares and stabilizes photon number states," *Nature* **477**, 73 (2011), arXiv:1107.4027.
- ²⁴ L. Sun, A. Petrenko, Z. Leghtas, B. Vlastakis, G. Kirchmair, K. M. Sliwa, A. Narla, M. Hatridge, S. Shankar, J. Blumoff, L. Frunzio, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Tracking Photon Jumps with Repeated Quantum Non-Demolition Parity Measurements," *Nature* **511**, 444 (2013), arXiv:1311.2534.
- ²⁵ N. Ofek, A. Petrenko, R. Heeres, P. Reinhold, Z. Leghtas, B. Vlastakis, Y. Liu, L. Frunzio, S. M. Girvin, L. Jiang, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Demonstrating Quantum Error Correction that Extends the Lifetime of Quantum Information," *Nature* **536**, 441 (2016), arXiv:1602.04768.
- ²⁶ M. Porrati and S. Putterman, "Wave-function collapse due to null measurements: The origin of intermittent atomic fluorescence," *Physical Review A* **36**, 929 (1987).
- ²⁷ R. Ruskov, A. Mizel, and A. N. Korotkov, "Crossover of phase qubit dynamics in the presence of a negative-result weak measurement," *Physical Review B* **75**, 220501 (2007).
- ²⁸ J. Volz, R. Gehr, G. Dubois, J. Esteve, and J. Reichel, "Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange," *Nature* **475**, 210 (2011).
- ²⁹ D. Risté, M. Dukalski, C. A. Watson, G. De Lange, M. J. Tiggeleman, Y. M. Blanter, K. W. Lehnert, R. N. Schouten, and L. DiCarlo, "Deterministic entanglement of superconducting qubits by parity measurement and feedback," *Nature* **502**, 350 (2013), arXiv:1306.4002.
- ³⁰ K. W. Murch, S. J. Weber, K. M. Beck, E. Ginossar, and I. Siddiqi, "Reduction of the radiative decay of atomic coherence in squeezed vacuum," *Nature* **499**, 62 (2013), arXiv:1301.6276.
- ³¹ S. J. Weber, A. Chantasri, J. Dressel, A. N. Jordan, K. W. Murch, and I. Siddiqi, "Mapping the optimal route between two quantum states," *Nature* **511**, 570 (2014), arXiv:1403.4992.
- ³² A similar phase reference for a non-unitary, yet deterministic, evolution induced by measurement was previously found in a different context in: N. Katz, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, R. McDermott, M. Neeley, M. Steffen, E. M. Weig, A. N. Cleland, J. M. Martinis, and A. N. Korotkov, *Science (New York, N.Y.)* **312**, 1498 (2006).
- ³³ Reversal of quantum jumps have been theoretically considered in a different context, see H. Mabuchi and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3108 (1996).
- ³⁴ R. J. Cook, "What are Quantum Jumps?" *Physica Scripta* **1998**, 49 (1988).
- ³⁵ N. Bergeal, F. Schackert, M. Metcalfe, R. Vijay, V. E. Manucharyan, L. Frunzio, D. E. Prober, R. J. Schoelkopf, S. M. Girvin, and M. H. Devoret, "Phase-preserving amplification near the quantum limit with a Josephson ring modulator," *Nature* **465**, 64 (2010), arXiv:0912.3407.
- ³⁶ Z. K. Mineev, K. Serniak, I. M. Pop, Z. Leghtas, K. Sliwa, M. Hatridge, L. Frunzio, R. J. Schoelkopf, and M. H. Devoret, "Planar Multilayer Circuit Quantum Electrodynamics," *Physical Review Applied* **5**, 044021 (2016), arXiv:1509.01619.
- ³⁷ F. Lecocq, I. M. Pop, Z. Peng, I. Matei, T. Crozes, T. Fournier, C. Naud, W. Guichard, and O. Buissson, "Junction fabrication by shadow evaporation without a suspended bridge," *Nanotechnology* **22**, 315302 (2011), arXiv:1101.4576.
- ³⁸ C. T. Rigetti, *Quantum Gates for Superconducting Qubits*, Ph.D. thesis, Yale University (2009).
- ³⁹ Z. Mineev, Z. Leghtas, S. Mudhada, I. Pop, L. Christakis, R. Schoelkopf, and M. Devoret, "Energy Participation Approach to the Design of Quantum Josephson Circuits," (in preparation) (2018).
- ⁴⁰ J. M. Chow, L. DiCarlo, J. M. Gambetta, F. Motzoi, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, "Optimized driving of superconducting artificial atoms for improved single-qubit gates," *Physical Review A* **82**, 040305 (2010).
- ⁴¹ M. D. Reed, *Entanglement and Quantum Error Correction with Superconducting Qubits*, Ph.D. thesis, Yale University (2013).
- ⁴² J. Bylander, S. Gustavsson, F. Yan, F. Yoshihara, K. Harrabi, G. Fitch, D. G. Cory, Y. Nakamura, J.-S. Tsai, and W. D. Oliver, "Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit," *Nature Physics* **7**, 565 (2011).
- ⁴³ C. Eichler, C. Lang, J. M. Fink, J. Govenius, S. Filipp, and A. Wallraff, "Observation of Entanglement between Itinerant Microwave Photons and a Superconducting Qubit," *Physical Review Letters* **109**, 240501 (2012).
- ⁴⁴ Y. Liu, *Quantum Feedback Control of Multiple Superconducting Qubits*, Ph.D. thesis, Yale University (2016).
- ⁴⁵ D. Risté, C. C. Bultink, K. W. Lehnert, and L. DiCarlo, "Feedback Control of a Solid-State Qubit Using High-Fidelity Projective Measurement," *Physical Review Letters* **109**, 240502 (2012).

Дополнение к статье:

Поймать и обратить вспять квантовый скачок в "полете"

Z.K. Minev,¹ S.O. Mundhada,¹ S. Shankar,¹ P. Reinhold,¹ R. Gutiérrez-Jáuregui,²
R.J. Schoelkopf,¹ M. Mirrahimi,^{3,4} H.J. Carmichael,² and M.H. Devoret¹

¹Department of Applied Physics, Yale University, New Haven, Connecticut 06511, USA

²The Dodd-Walls Centre for Photonic and Quantum Technologies, Department of Physics,
University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand

³Yale Quantum Institute, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA

⁴QUANTIC team, INRIA de Paris, 2 Rue Simone Iff, 75012 Paris, France

(Dated: February 14, 2019).

<https://arxiv.org/abs/1803.00545>

Содержание

I.	Характеристика экспериментальной системы	2
II.	Теория квантовых траекторий	4
	A. Флуоресцентный контроль и счет фотонов	4
	1. Когерентный светлый привод	4
	2. Некогерентный светлый привод	5
	3. Тёмный привод выключен	6
	4. Завершенные и прерванные эволюции скачков перехода	7
	B. Светлое состояние, контролируемое дисперсионной индикацией резонатора	7
	1. Стохастическое уравнение Шредингера	7
	2. Независимо измеренные недостатки	8
	3. Утечка из GBD-коллектора	8
III.	Сравнение эксперимента и теории	8
	A. Имитация данных	8
	B. Компенсация ошибок	10
	1. Несовершенства	10
	2. Компенсация потерь когерентности	10
	C. Коэффициент сигнал/шум (SNR) и эффективность измерения девозбуждения	12
	1. Метод косвенного контроля со сверхпроводящими схемами	12
	Ссылки	14

I. Характеристика экспериментальной системы

Гамильтониан устройства. Малые возбуждения системы, состоящей из двух трансмонов и считывающей резонирующей полости (cavity) хорошо описываются в дисперсионном приближении гамильтонианом [1,2]:

$$\hat{H}/\hbar = \omega_B \hat{b}^\dagger \hat{b} - \frac{1}{2} \alpha_B \hat{b}^{\dagger 2} \hat{b}^2 + \omega_D \hat{d}^\dagger \hat{d} - \frac{1}{2} \alpha_D \hat{d}^{\dagger 2} \hat{d}^2 - \chi_{DB} \hat{b}^\dagger \hat{b} \hat{d}^\dagger \hat{d} + (\omega_C + \chi_B \hat{b}^\dagger \hat{b} + \chi_D \hat{d}^\dagger \hat{d}) \hat{c}^\dagger \hat{c}, \quad (1)$$

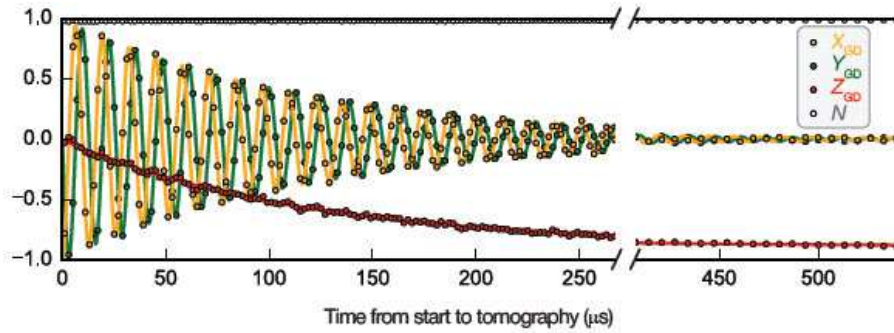
где ω_C , ω_B и ω_D – частоты перехода резонатора, светлого и темного кубитов; \hat{c} , \hat{b} и \hat{d} – связанные лестничные операторы, а α и χ – модальные ангармоничности и дисперсионные сдвиги, соответственно, [3]. Состояния $|B\rangle$ и $|D\rangle$ соответствуют возбуждениям в светлом ($\hat{b}^\dagger |0\rangle$) и темных ($\hat{d}^\dagger |0\rangle$) режимах, соответственно. Измеренные параметры устройства и когерентности режимов сведены в табл. S1.

Readout cavity	BG transition	DG transition
Mode frequencies and non-linear parameters		
$\omega_C/2\pi = 8979.640$ MHz	$\omega_{BG}/2\pi = 5570.349$ MHz $\chi_B/2\pi = -5.08 \pm 0.2$ MHz $\alpha_B/2\pi = 195 \pm 2$ MHz	$\omega_{DG}/2\pi = 4845.255$ MHz $\chi_D/2\pi = -0.33 \pm 0.08$ MHz $\alpha_D/2\pi = 152 \pm 2$ MHz $\chi_{DB}/2\pi = 61 \pm 2$ MHz
Coherence related parameters		
$\kappa/2\pi = 3.62 \pm 0.05$ MHz $\eta = 0.33 \pm 0.03$ $T_{\text{int}} = 260.0$ ns $n_{\text{th}}^C \leq 0.0017 \pm 0.0002$	$T_1^B = 28 \pm 2$ μ s $T_{2R}^B = 18 \pm 1$ μ s $T_{2E}^B = 25 \pm 2$ μ s $n_{\text{th}}^B \leq 0.01 \pm 0.005$	$T_1^D = 116 \pm 5$ μ s $T_{2R}^D = 120 \pm 5$ μ s $T_{2E}^D = 162 \pm 6$ μ s $n_{\text{th}}^D \leq 0.05 \pm 0.01$
Drive amplitude and detuning parameters		
$\bar{n} = 5.0 \pm 0.2$ $\Delta_R = \chi_B$	$\Omega_{B0}/2\pi = 1.2 \pm 0.01$ MHz $\Omega_{B1}/2\pi = 600 \pm 10$ kHz $\Delta_{B1}/2\pi = -30.0$ MHz	$\Omega_{DG}/2\pi = 20 \pm 2$ kHz $\Delta_{DG}/2\pi = -275.0$ kHz

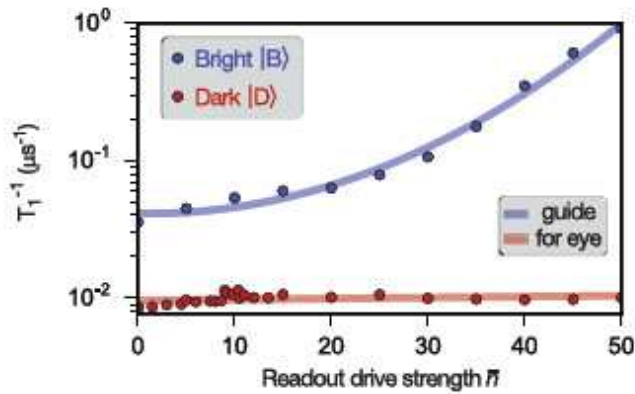
Supplementary Table S1. Compilation of the experimental parameters.

Контроль DG когерентности & томографии. На рис. S1 показаны результаты контрольного эксперимента, в котором проверялась когерентность Рамсея (T_{2R}^D) и время релаксации энергии (T_1^D) перехода DG с помощью метода томографии. Сплошные линии – это теоретические кривые свободной эволюции подготовленного начального состояния $\frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle - |G\rangle)$. Значение $T_{2R}^D = 119.2$ μ s, полученное при одновременном совпадении значений $X_{DG}(t)$ и $Y_{DG}(t)$, соответствует времени жизни, независимо полученному при стандартном измерении T_{2R} . Аналогично, значение $T_1^D = 115.4$ μ s, полученное из экспоненциального соответствия $Z_{DG}(t)$, соответствует значению, полученному из стандартного измерения T_1 . Отметим, что наша процедура томографии хорошо откалибрована и без перекосов, что видно по установившимся нулевым значениям X_{DG} и Y_{DG} . Установившееся состояние Z_{DG} соответствует тепловой популяции темного состояния n_{th}^D . Недавно было показано, что остаточная тепловая популяция в системах cQED может быть значительно уменьшена путем правильной термализации линий ввода-вывода [4,5].

Измерение индуцированной энергии релаксация $T_1(\bar{n})$. На рис. S2 показана характеристика паразитной связи, вызванной измерением релаксации энергии от $|B\rangle$ и $|D\rangle$. Как и в стандартных системах cQED [6-8], уровень $|B\rangle$ показывает сильную T_1 деградацию [9-12] как функцию считывающего привода \bar{n} . Однако время жизни темного состояния ($|D\rangle$) защищено и остается в значительной степени незатронутым, даже при больших мощностях привода ($n \approx 50$).



Дополнение. Рис. S1. Контрольный эксперимент: Томограмма свободной эволюции DG-суперпозиции с временным разрешением. Атом подготовленный в состоянии $\frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle - |G\rangle)$ томографируют после любой задержки. Точки: восстановленная условная томограмма GD (X_{DG} , Y_{DG} , and Z_{DG}) и популяция в устройстве DG, N (см. Методы). Сплошные линии: теоретические соответствия.



Дополнение. Рис. S2. Измерение индуцированной энергии релаксация $T_1(\bar{n})$. Скорость релаксации энергии (T_1^{-1}) состояний $|B\rangle$ (синие точки) и $|D\rangle$ (красные точки) как функции \bar{n} измеряется по следующему протоколу: после того как атом подготовлен в $|B\rangle$ или $|D\rangle$, включается тон чтения (R) на время t_{read} с амплитудой \bar{n} (соответствующей числу установившихся фотонов в резонирующей полости при возбуждении на резонанс), после чего измеряется популяция начального состояния. Как и во всех других экспериментах, привод считывания применяется при $|B\rangle$ на частоте резонатора ($\omega_C - \chi_B$). Скорости релаксации оценивается при экспоненциальной аппроксимации числа распадов популяции как функции t_{read} из 1.3×10^7 экспериментальных реализаций.

II. Теория квантовых траекторий

A. Флуоресцентный контроль и счёт фотонов

1. Когерентный светлый привод

Эксперименты с захваченными ионами [13-15] контролируют прерывистую флуоресценцию из светлого состояния $|B\rangle$ для отслеживания скачков между $|G\rangle$ и $|D\rangle$ [16]. В простейшей трехуровневой схеме [15] с использованием когерентного излучения для возбуждения обоих переходов основным уравнением для приведённого оператора плотности ρ трехуровневой системы, записанным в представлении взаимодействия, является

$$\frac{d\rho}{dt} = (i\hbar)^{-1}[\hat{H}_{\text{drive}}, \rho] + \gamma_B \mathcal{D}[|G\rangle\langle B|]\rho + \gamma_D \mathcal{D}[|G\rangle\langle D|]\rho, \quad (2)$$

где $\mathcal{D}[\hat{\xi}] \cdot = \hat{\xi} \cdot \hat{\xi}^\dagger - \frac{1}{2}\{\hat{\xi}^\dagger \hat{\xi}, \cdot\}$ – супероператор Линдблада, γ_B и γ_D – скорости распада излучения, а

$$\hat{H}_{\text{drive}} = i\hbar \frac{\Omega_{BG}}{2} (|B\rangle\langle G| - |G\rangle\langle B|) + i\hbar \frac{\Omega_{DG}}{2} (|D\rangle\langle G| - |G\rangle\langle D|), \quad (3)$$

с Rabi-приводами Ω_{BG} и Ω_{DG} . Квантовое описание траектории [17-19] "распутывает" ρ в ансамбль чистых состояний, кэт-векторы которых развиваются вдоль стохастических путей, обусловленных "щелчками" воображаемых фотонных детекторов, которые контролируют флуоресценцию от $|B\rangle$ (и гораздо реже от $|D\rangle$). При распознавании каждого "щелчка" кэт-вектор сбрасывается в $|G\rangle$, в противном случае он следует детерминированной эволюции как когерентной суперпозиция

$$|\psi(\Delta t_{\text{catch}})\rangle = C_G(\Delta t_{\text{catch}})|G\rangle + C_B(\Delta t_{\text{catch}})|B\rangle + C_D(\Delta t_{\text{catch}})|D\rangle, \quad (4)$$

где $C_G(0) = 1, C_B(0) = C_D(0) = 0$, с $\Delta t_{\text{catch}} = 0$, отмечающим время последнего сброса "щелчка",

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{d\Delta t_{\text{catch}}} = \left(\hat{H}_{\text{drive}} - i\hbar \frac{\gamma_B}{2} |B\rangle\langle B| - i\hbar \frac{\gamma_D}{2} |D\rangle\langle D| \right) |\psi\rangle, \quad (5)$$

Норма кэт-вектора $|\psi(\Delta t_{\text{catch}})\rangle$ не сохраняется, а скорее дает вероятность того, что эволюция будет продолжаться без прерывания дальнейшими щелчками до времени Δt_{catch} ; ясно, что она должна распадаться с вероятностью до нуля. Если затем определить

$$W_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = \frac{C_D(\Delta t_{\text{catch}})}{C_G(\Delta t_{\text{catch}})}, \quad (6)$$

то нормализованный кэт-вектор в GD-подпространстве получит компоненты вектора Блоха:

$$Z_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = \frac{W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) - W_{DG}^{-1}(\Delta t_{\text{catch}})}{W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) + W_{DG}^{-1}(\Delta t_{\text{catch}})}, \quad (7)$$

$$X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = \frac{2}{W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) + W_{DG}^{-1}(\Delta t_{\text{catch}})}, \quad (8)$$

$$Y_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = 0, \quad (9)$$

где, используя (4) и (5), получаем

$$\frac{d}{d\Delta t_{\text{catch}}} \begin{pmatrix} C_G \\ C_B \\ C_D \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -\Omega_{BG} & -\Omega_{DG} \\ \Omega_{BG} & -\gamma_B & 0 \\ \Omega_{DG} & 0 & -\gamma_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_G \\ C_B \\ C_D \end{pmatrix}. \quad (10)$$

В общем случае 3×3 -система не имеет замкнутого решения в простой форме, хотя существует особенно простое решение в условиях, когда продуцируется прерывистая флуоресценция, то есть редкие скачки от $|G\rangle$ к $|D\rangle$ ("стеллажи" темного состояния [13]) перемежаются интервалами флуоресценции "выкл" на фоне флуоресценции "вкл". Условия следуют естественным образом, если $|D\rangle$ является метастабильным состоянием [13-15, 20], время жизни которого γ_D^{-1} чрезвычайно велико в масштабе среднего времени между "щелчками" фотонного детектора для слабого Rabi-привода Ω_{BG} ,

$$\Gamma_{BG}^{-1} = \left(\frac{\Omega_{BG}^2}{\gamma_B} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, для $(\Omega_{DG}, \gamma_D) \ll \Omega_{BG}^2/\gamma_B \ll \gamma_B$ (10) дает уравнение движения

$$\frac{dW_{DG}}{d\Delta t_{\text{catch}}} = \frac{\Omega_{BG}^2}{2\gamma_B} W_{DG} + \frac{\Omega_{DG}}{2}, \quad (12)$$

чьим решением при начальном условии сброса "щелчка" $W_{DG}(0) = 0$ является

$$W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) = \frac{\Omega_{DG}}{\Omega_{BG}^2/\gamma_B} \left[\exp\left(\frac{\Omega_{BG}^2}{2\gamma_B} \Delta t_{\text{catch}} \right) - 1 \right], \quad (13)$$

из которого достаточно длинный интервал без "щелчков" дает $W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) \gg 1$ и приводит к выводу, что кэт-вектор равен $|D\rangle$. Временной масштаб перехода Δt_{mid} , определяется условием $Z_{GD}(\Delta t_{\text{mid}}) = 0$, что соответствует $W_{DG}(\Delta t_{\text{mid}}) = 1$ [21]. Простое обращение (13) производят по формуле

$$\Delta t_{\text{mid}} = \left(\frac{\Omega_{BG}^2}{2\gamma_B} \right)^{-1} \ln \left(\frac{\Omega_{BG}^2/\gamma_B}{\Omega_{DG}} + 1 \right), \quad (14)$$

но сильный мониторинг $-\Omega_{BG}^2/\gamma_B \gg \Omega_{DG}$, позволяет отбросить -1 в (13) и $+1$ в (14). Уравнения (7) – (9), (13) и (14) обеспечивают простые формулы для непрерывной, детерминированной и когерентной эволюции квантового скачка по завершении:

$$Z_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = \tanh \left[\frac{\Omega_{BG}^2}{2\gamma_B} (\Delta t_{\text{catch}} - \Delta t_{\text{mid}}) \right], \quad (15)$$

$$X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = \text{sech} \left[\frac{\Omega_{BG}^2}{2\gamma_B} (\Delta t_{\text{catch}} - \Delta t_{\text{mid}}) \right], \quad (16)$$

$$Y_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = 0. \quad (17)$$

Эти формулы описывают идеальный скачок: $Z_{GD}(\infty) = 1$, $X_{GD}(\infty) = Y_{GD}(\infty) = 0$. Идеальность предполагает сильный мониторинг $\Omega_{DG} \ll \Omega_{BG}^2/\gamma_B$. Отклонения от него могут быть прозрачно проанализированы путем включения некогерентного светлого привода (см. раздел II A2). Элегантный анализ эволюции без "щелчка" для произвольной амплитуды темного Rabi-привода можно найти в [22] и [23]. О связи трехуровневой дискретной динамики с динамическими фазовыми переходами см. [24] и [25].

Применение модели подсчета фотонов в эксперименте. Метод подсчета фотонов, представленный в этом разделе, позволяет реализовать эксперимент вместе со ссылками на оригинальные эксперименты с ионами. Он захватывает основной набор идей, хотя мониторинг $|B\rangle$, реализованный в эксперименте, является диффузионным — противоположным пределом описания точечного процесса, представленного здесь (см. раздел II B). Тем не менее, подсчет фотонов обеспечивает количественно даже первое приближение экспериментальных результатов. Для определенности рассмотрим "полет" квантового скачка, показанного на рис. 3b. Измеряемое время "полета" $\Delta t_{\text{mid}} = 3.95 \mu\text{s}$ предсказывается в первом приближении выражением (14). Используя независимо измеренные значения экспериментальных параметров, суммированные в табл. S1 (установка Ω_{BG} , равным $\Omega_{B0} = 2\pi \times 1.2 \text{ MHz}$ BG-привода, когда атом не находится в $|B\rangle$), и извлекая эффективную скорость измерения $|B\rangle - \gamma_B = 2\pi \times 9.0 \text{ MHz}$ (что следует из уравнения (11), где $\Gamma_{BG} = 2\pi \times 1.01 \text{ MHz}$ — средняя скорость "щелчка" на переходе BG) (14), получаем $\Delta t_{\text{mid}} \approx 4.3 \mu\text{s}$, что находится в хорошем согласии с наблюдаемым значением $\Delta t_{\text{mid}} = 3.95 \mu\text{s}$. Теория фотоприемников, представленная в разделе II A2, еще больше улучшает согласие. Эти расчеты служат общей иллюстрацией теории и идеи эксперимента; количественное сравнение между теорией и экспериментом представлено в разделе III.

2. Некогерентный светлый привод

Если когерентный Rabi-привод BG заменить некогерентным приводом Γ_{BG} , то основным уравнением в картине взаимодействия становится

$$\frac{d\rho}{dt} = (i\hbar)^{-1}[\hat{H}_{\text{drive}}, \rho] + \Gamma_{BG}\mathcal{D}[|B\rangle\langle G|]\rho + (\gamma_B + \Gamma_{BG})\mathcal{D}[|G\rangle\langle B|]\rho + \gamma_D\mathcal{D}[|G\rangle\langle D|]\rho, \quad (18)$$

где

$$\hat{H}_{\text{drive}} = i\hbar \frac{\Omega_{DG}}{2} (|D\rangle\langle G| - |G\rangle\langle D|). \quad (19)$$

Предыдущий слабый привод в предположении $\Omega_{DG}^2/\gamma_B \ll \gamma_B$ теперь переносится с предположением $\Gamma_{BG} \ll \gamma_B$, в котором говорится, что время между "щелчками" в флуоресценции практически то же, что и время, отделяющее фотонное поглощение от некогерентного привода, а поглощение стремительно следует флуоресценции ($\gamma_B + \Gamma_{BG} \gg \Gamma_{BG}$). Это привносит полезное упрощение, так как после каждого сброса в $|G\rangle$, ненормализованный кэт-вектор эволюционирует в GD-подпространстве:

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{d\Delta t_{\text{catch}}} = \left(H_{\text{drive}} - i\hbar \frac{\Gamma_{BG}}{2} |G\rangle\langle G| - i\hbar \frac{\gamma_D}{2} |D\rangle\langle D| \right) |\psi\rangle \quad (20)$$

и, таким образом, позволяет замену (10) и (12) более простой системой 2×2

$$\frac{d}{d\Delta t_{\text{catch}}} \begin{pmatrix} C_G \\ C_D \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\Gamma_{BG} & -\Omega_{DG} \\ \Omega_{DG} & -\gamma_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_G \\ C_D \end{pmatrix} \quad (21)$$

и, если $\gamma_D \ll \Gamma_{BG}$, уравнением движения

$$\frac{dW_{DG}}{d\Delta t_{\text{catch}}} = \frac{\Gamma_{BG}}{2} W_{DG} + \frac{\Omega_{DG}}{2} (1 + W_{DG}^2) \quad (22)$$

с решением для $W_{DG}(0) = 0$

$$W_{DG}(\Delta t_{\text{catch}}) = \frac{\exp[(V - V^{-1})\Omega_{DG}\Delta t_{\text{catch}}/2] - 1}{V - V^{-1}\exp[(V - V^{-1})\Omega_{DG}\Delta t_{\text{catch}}/2]}, \quad (23)$$

где

$$V = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{BG}}{\Omega_{DG}} + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\Gamma_{BG}}{\Omega_{DG}} \right)^2 - 1}. \quad (24)$$

В [22] найден общий вид векторных уравнений Блоха для произвольной амплитуды Rabi-привода. Обращение условия $W_{DG}(\Delta t_{\text{mid}}) = 1$ дает характеристическую шкалу времени

$$\Delta t_{\text{mid}} = 2[(V - V^{-1})\Omega_{\text{DG}}]^{-1} \ln \left(\frac{V + 1}{V^{-1} + 1} \right). \quad (25)$$

Уравнения (23)–(25) заменяются на (13) и (14), хотя при сильном мониторинге ($\Gamma_{\text{BG}} \gg \Omega_{\text{DG}}$) они возвращаются к результатам с заменой $\Omega_{\text{BG}}^2/2\gamma_{\text{B}} \rightarrow \Gamma_{\text{BG}}/2$, восстанавливая (7) – (9) с тем же решением. В более общем случае $W_{\text{DG}}(\Delta t_{\text{catch}})$ переходит в бесконечность при конечном Δt_{catch} , меняет знак и возвращается из бесконечности, устанавливая устойчивое значение $W_{\text{DG}}(1) = -V$. Сингулярное поведение отмечает траекторию, проходящую через северный полюс сферы Блоха. Это дает долгосрочное решение

$$Z_{\text{GD}}(\infty) = \sqrt{1 - 4 \left(\frac{\Omega_{\text{DG}}}{\Gamma_{\text{BG}}} \right)^2}, \quad X_{\text{GD}}(\infty) = 2 \frac{\Omega_{\text{DG}}}{\Gamma_{\text{BG}}}, \quad Y_{\text{GD}}(\infty) = 0. \quad (26)$$

в отличие от идеального скачка, описываемого (15) – (17).

3. Тёмный привод выключен

Возвратный темный привод вскоре после сброса "щелчка" демонстрирует связь между "полетом" квантового скачка и проективным измерением. С точки зрения уравнений траектории единственным изменением является установка DG на нуль в момент времени Δt_{on} в правой части уравнений (12) и (22). Впоследствии $W_{\text{DG}}(\Delta t_{\text{catch}})$ продолжает свой экспоненциальный рост со "скоростью" $\Omega_{\text{BG}}^2/2\gamma_{\text{B}}$ (12) или $\Gamma_{\text{BG}}/2$ (22). Уравнения (7) – (9) для компонент GD Блоха все еще выполняются, но теперь с

$$\Delta t_{\text{mid}} = \left(\frac{\Omega_{\text{BG}}^2}{2\gamma_{\text{B}}}, \frac{\Gamma_{\text{BG}}}{2} \right)^{-1} \ln[W_{\text{DG}}^{-2}(\Delta t_{\text{on}})], \quad (27)$$

что может дать оценку $\Delta t'_{\text{mid}}$, если указать время $Z_{\text{GD}} = 0$.

Эволюция при Δt_{off} в отсутствие Ω_{DG} , фактически осуществляет проективное измерение – является ли состояние атома $|G\rangle$ или $|D\rangle$, где нормализованным состоянием на Δt_{on} является

$$\frac{|\psi(\Delta t_{\text{on}})\rangle}{\sqrt{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}})}} = \frac{C_{\text{G}}(\Delta t_{\text{on}})|G\rangle + C_{\text{D}}(\Delta t_{\text{on}})|D\rangle}{\sqrt{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}})}}, \quad (28)$$

с $\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}}) = C_{\text{G}}^2(\Delta t_{\text{on}}) + C_{\text{D}}^2(\Delta t_{\text{on}})$ – вероятностью скачка в достижении $\Delta t_{\text{catch}} = \Delta t_{\text{on}}$ после reset "щелчка" в $|G\rangle$ при $\Delta t_{\text{catch}} = 0$. Тогда вероятность продолжения перехода к $\Delta t_{\text{catch}} > \Delta t_{\text{on}}$ (при условии, что Δt_{on} достигнут) равна

$$\frac{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{catch}})}{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}})} = \frac{C_{\text{D}}^2(\Delta t_{\text{on}})}{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}})} + \frac{C_{\text{G}}^2(\Delta t_{\text{on}})}{\mathcal{N}(\Delta t_{\text{on}})} \exp \left[- \left(\frac{\Omega_{\text{BG}}^2}{\gamma_{\text{B}}}, \Gamma_{\text{BG}} \right) \Delta t_{\text{catch}} \cdot \right] \quad (29)$$

4. Завершенные и прерванные эволюции скачков перехода

В этой простой модели, вероятность завершить траекторию при измерения результатов на $|D\rangle$, получается в пределе $\Delta t_{\text{catch}} \rightarrow \infty$, и, как и ожидалось, равна вероятности занять уровень $|D\rangle$ во время Δt_{on} ; то есть вероятность завершения равна $P_{\text{D}}(\Delta t_{\text{on}}) = C_{\text{D}}^2(\Delta t_{\text{on}})/\text{Norm}(\Delta t_{\text{on}})$. Полезно проиллюстрировать эту идею на примере. Рассмотрим эксперимент с захватом на рис. 3b при отсутствии темного Rabi-привода Ω_{DG} . Из Z_{GD} мы можем оценить, что из всех траекторий, которые проходят через отметку Δt_{on} , приблизительно $P_{\text{D}}(\Delta t_{\text{on}}) = (1 + Z_{\text{GD}}(\Delta t_{\text{on}}))/2 \approx 8\%$ полностью завершаются без перерыва. С другой стороны, для тех, которые проходят отметку $\Delta t'_{\text{mid}}$, примерно 50% – завершены. Это следует из (29), то есть, вероятность завершения эволюции возрастает по мере продвижения по траектории. Хотя некоторые из эволюций прерываются случайным образом, важно то, что каждая скачковая эволюция, которая завершается, записывается как скачок и следует не случайному, а идентичному пути в гильбертовом пространстве, т. е. детерминировано. Путь любого скачка определяется (23) или в более простой модели – (15) – (17) для компонент вектора Блоха GD.

В. Светлое стояние, контролируемое дисперсионной индикацией резонатора

1. Стохастическое уравнение Шредингера

Контроль квантового скачка через количество фотонов флуоресценции обеспечивает чистый и надёжный способ анализа детерминированного характера эволюции. Это непомерно сложно для эксперимента, поскольку начало отсчета времени $\Delta t_{\text{catch}} = 0$ устанавливается "щелчком" сброса на $|G\rangle$, а в ансамбле измерений все сбросы должны быть синхронизированы по самому последнему "щелчку" перед интервалом детерминированной эволюции (уравнения (7) – (9)) для выравнивания Δt_{mid} по ансамблю; низкая эффективность детектирования – порядка 10^{-3} или менее [13-15] – в первых ионных экспериментах этого не позволяла делать. Контроль же через дисперсионную индикацию резонатора обеспечивает

робастный путь выравнивать $\Delta t_{\text{catch}} = 0$, и следовательно Δt_{mid} , над ансамблем измерений. Оставляя в стороне несовершенства (см. ниже), основное уравнение в картине взаимодействия имеет вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = (i\hbar)^{-1}[\hat{H}_{\text{drive}}, \rho] + (i\hbar)^{-1}[+\kappa\mathcal{D}[\hat{c}]\rho H_R, \rho], \quad (30)$$

с

$$\hat{H}_{\text{drive}} = i\hbar \left[\frac{\Omega_{\text{BG}}(t)}{2} |B\rangle\langle G| - \frac{\Omega_{\text{BG}}^*(t)}{2} |G\rangle\langle B| \right] + i\hbar \frac{\Omega_{\text{DG}}}{2} (|D\rangle\langle G| - |G\rangle\langle D|), \quad (31)$$

и

$$\hat{H}_R = -\hbar\Delta_R \hat{c}^\dagger \hat{c} + i\hbar \frac{\kappa}{2} \sqrt{\bar{n}} (\hat{c}^\dagger - \hat{c}) + \hbar(\chi_B |B\rangle\langle B|) + (\chi_D |D\rangle\langle D|) \hat{c}^\dagger \hat{c}, \quad (32)$$

где бихроматический привод $\Omega_{\text{BG}}(t) = \Omega_{B0} + \Omega_{B1} \exp(-i\Delta_{B1}t)$ заменяет Rabi-привод Ω_{BG} (3), \bar{n} – среднее число фотонов в резонаторе считывания при работе в резонансе, Δ_R – расстройка зонда от несмещенной частоты резонатора; бихроматический привод облегчает переходы в обоих направлениях между $|G\rangle$ и $|B\rangle$, учитывая, что светлый уровень сдвигается, когда полость заполняется фотонами. Распутывание квантовой траектории контролирует зонд с эффективностью η и учитывает остаточные потери фотонов через случайные "скачки"; таким образом, стохастическое уравнение Шредингера объединяет непрерывную эволюцию (гетеродинный канал считывания):

$$d|\psi\rangle = \left[\frac{1}{i\hbar} (H_{\text{drive}} + \hat{H}_R - i\hbar \frac{\kappa}{2} \hat{c}^\dagger \hat{c}) dt + \sqrt{\eta} \sqrt{\kappa} d\zeta^* \hat{c} \right], \quad (33)$$

где

$$d\zeta = \sqrt{\eta} \sqrt{\kappa} \frac{\langle \psi | \hat{a} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} dt + dZ, \quad (34)$$

dZ представляет собой комплексное винеровское приращение, обусловленное $E[dZ] = 0$, $E[dZ^2] = 0$ и $\text{Var}[dZ] = E[dZ * dZ] = dt$ со случайными скачками (фотонные потери)

$$|\psi\rangle \rightarrow \hat{c} |\psi\rangle \quad \text{при} \quad (1 - \eta) \kappa \frac{\langle \psi | \hat{c}^\dagger \hat{c} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}. \quad (35)$$

Контролируемый выход $d\zeta$ масштабируется до единиц 1/2 (выходное число фотонов резонатора) и фильтруется для генерации моделируемых квадратур I_{rec} и Q_{rec} записи измерения:

$$dI_{\text{rec}} = -\frac{\kappa_{\text{filter}}}{2} \left[I_{\text{rec}} dt - \left(\eta \frac{\kappa}{2} \right)^{-1/2} \text{Re}(d\zeta) \right], \quad (36)$$

$$dQ_{\text{rec}} = -\frac{\kappa_{\text{filter}}}{2} \left[Q_{\text{rec}} dt - \left(\eta \frac{\kappa}{2} \right)^{-1/2} \text{Im}(d\zeta) \right], \quad (37)$$

где κ_{filter} – полоса пропускания цепи усилителя экспериментального считывания.

2. Независимо измеренные недостатки

Стохастическое уравнение Шредингера дополняется описанием спонтанных и тепловых скачков при обоих переходах $|G\rangle \rightarrow |B\rangle$ и $|G\rangle \rightarrow |D\rangle$, дефазировки GB и GD когерентностей. Для включения этих процессов к неэрмитовскому гамильтониану $\hat{H}_{\text{drive}} + \hat{H}_R - i\hbar(\kappa/2)\hat{c}^\dagger \hat{c}$ с правой стороны (33), добавляется член

$$-i\hbar \left\{ \left[\frac{\gamma_B}{2} (n_{\text{th}}^B + 1) + \gamma_B^\phi \right] |B\rangle\langle B| + \left[\frac{\gamma_D}{2} (n_{\text{th}}^D + 1) + \gamma_D^\phi \right] |D\rangle\langle D| + \frac{\gamma_B n_{\text{th}}^B + \gamma_D n_{\text{th}}^D}{2} |G\rangle\langle G| \right\}$$

и дополнительные случайные скачки

$$|\psi\rangle \rightarrow |G\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_B (n_{\text{th}}^B + 1) \frac{\langle \psi | B \rangle \langle B | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} + \gamma_D (n_{\text{th}}^D + 1) \frac{\langle \psi | D \rangle \langle D | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}, \quad (38)$$

$$|\psi\rangle \rightarrow |B\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_B (n_{\text{th}}^B) \frac{\langle \psi | G \rangle \langle G | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} + 2\gamma_B (n_{\text{th}}^\phi) \frac{\langle \psi | B \rangle \langle B | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}, \quad (39)$$

$$|\psi\rangle \rightarrow |D\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_D (n_{\text{th}}^D) \frac{\langle \psi | G \rangle \langle G | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} + 2\gamma_D (n_{\text{th}}^\phi) \frac{\langle \psi | D \rangle \langle D | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}. \quad (40)$$

Параметры $\gamma_{B,D}$, $n_{\text{th}}^{B,D}$, и $\gamma_{B,D}^\phi$ сопоставляются независимо измеряемыми параметрами $T_{B,D}^1$, $n_{\text{th}}^{G,D}$ и $T_{2R}^{B,D}$, которые приведены в табл. S2 (см. ниже).

3. Утечка из GBD-коллектора

3-коллектор состояний $|G\rangle$, $|B\rangle$ и $|D\rangle$ не закрыт строго: могут происходить редкие переходы с высших возбужденных состояний на 2-трансмонную систему. Возможность описания этого момента включена добавлением члена

$$-i\hbar \left\{ \frac{\gamma_{FG}}{2} |G\rangle\langle G| + \frac{\gamma_{FD}}{2} |D\rangle\langle D| + \frac{\gamma_{GF} + \gamma_{DF}}{2} |F\rangle\langle F| \right\}$$

неэрмитовского гамильтониана и связанные с ними дополнительные случайные скачки:

$$|\psi\rangle \rightarrow |F\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_{FG} \frac{\langle\psi|G\rangle\langle G|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} + \gamma_{FD} \frac{\langle\psi|D\rangle\langle D|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle}, \quad (41)$$

$$|\psi\rangle \rightarrow |G\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_{GF} \frac{\langle\psi|F\rangle\langle G|F\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle}, \quad (42)$$

$$|\psi\rangle \rightarrow |D\rangle \quad \text{при} \quad \gamma_{DF} \frac{\langle\psi|F\rangle\langle G|F\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle}, \quad (43)$$

где $|F\rangle$ - единственное высшее возбужденное catch-состояние.

III. Сравнение теории и эксперимента

A. Имитация данных

Независимо измеренные параметры. Параметры, используемые при моделировании, перечислены в табл. S2. В большинстве случаев они устанавливаются на значение в центре диапазона, указанного в табл. S1, но с тремя исключениями: (i) T_1^B и T_1^D устанавливаются на более низкие значения в ответ на зависимость числа фотонов от показаний, показанных на фиг. S2; (ii) $\Omega_{DG}/2\pi$ устанавливается выше, но все равно попадает внутрь экспериментальных баров ошибок и (iii) $n_{th}^C = 0$. Из трех исключений только $\Omega_{DG}/2\pi$ оказывает заметное влияние на сравнение между моделируемыми и экспериментальными наборами данных.

Утечка из GBD-коллектора. Дополнительные случайные переходы в состояние $|F\rangle$ регулируются четырьмя параметрами, которые не измеряются независимо друг от друга; они служат параметрами подгонки, необходимыми для приведения моделирования в соответствие с асимптотическим поведением $Z(\Delta t_{catch})$, которое без утечки в $|F\rangle$ устанавливается на значение выше, чем измеряется в эксперименте. Эволюция $X(\Delta t_{catch})$ в значительной степени не зависит от назначения этих параметров, где любое происходящее изменение может быть компенсировано регулировкой $\Omega_{DG}/2$, оставаясь в пределах экспериментальных баров ошибок.

Усреднение по ансамблю. Наборы данных моделируются как средние по ансамблю при выборке текущего путём моделирования методом Монте-Карло, численно реализуя модель, описанную в (33) – (43). Квадратуры I_{rec} и Q_{rec} вычисляются из (36) и (37) и оцифровываются временем интегрирования $T_{int} = 260\text{ps}$, а затем, как и в эксперименте, используется фильтр для обнаружения событий “щелчка” ($\Delta t_{catch} = 0$), соответствующих предполагаемому изменению состояния от $|B\rangle$ до не- $|B\rangle$. В течение последующего интервала выборки ($\Delta t_{catch} \geq 0$) четыре величины

$$(Z_{GD}^j, X_{GD}^j, Y_{GD}^j, P_{BB}^j)(\Delta t_{catch}) = (Z_{GD}^{rec}, X_{GD}^{rec}, Y_{GD}^{rec}, P_{BB}^{rec})(t_j + \Delta t_{catch}), \quad (44)$$

где t_j - момент “щелчка” и

$$Z_{GD}^{rec}(t) = \frac{\langle D|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|D\rangle - \langle G|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|G\rangle}{\langle\psi(t)|\psi(t)\rangle}, \quad (45)$$

$$X_{GD}^{rec}(t) + iY_{GD}^{rec}(t) = 2 \frac{\langle D|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|G\rangle}{\langle\psi(t)|\psi(t)\rangle}, \quad (46)$$

$$P_{BB}^{rec}(t) = \frac{\langle B|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|B\rangle}{\langle\psi(t)|\psi(t)\rangle}, \quad (47)$$

вычисляются и обновляются текущие суммы каждого из них. Сигнал прекращения работы – запись измерения указывает на изменение состояния с не- $|B\rangle$ обратно на $|B\rangle$. Наконец, для сравнения с экспериментом компоненты вектора Блоха извлекаются из среднего значения по интервалам выборки по формуле

$$(Z_{GD}, X_{GD}, Y_{GD})(\Delta t_{catch}) = \frac{\sum_j^{N(\Delta t_{catch})} (Z_{GD}^j, X_{GD}^j, Y_{GD}^j)(\Delta t_{catch})}{N(\Delta t_{catch}) - \sum_j^{N(\Delta t_{catch})} P_{BB}^j(\Delta t_{catch})}, \quad (48)$$

где $N(\Delta t_{catch})$ – количество интервалов выборки, которая распространяется в пределах времени Δt_{catch} . Процедура моделирования и выборки проиллюстрирована на рис. S3, а сравнение между экспериментом и моделированием представлено на рис. S4.

Смоделированные и измеренные компоненты вектора Блоха соответствуют выражениям (15) – (17) и (26), модифицированным для учета влияния неидеальностей в эксперименте,

$$Z_{GD}(\Delta t_{catch}) = a + b \tanh\left(\frac{\Delta t_{catch}}{\tau} + c\right), \quad (49)$$

$$X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = a' + b' \operatorname{sech}\left(\frac{\Delta t_{\text{catch}}}{\tau'} + c'\right), \quad (50)$$

$$Y_{GD}(\Delta t_{\text{catch}}) = 0. \quad (51)$$

Параметры подгонки ($a, a', b, b', c, c', \tau, \tau'$) для моделируемых и экспериментальных данных показаны на рис. S4 и сравниваются в табл. S3. Как видно из (26), в отсутствие DG (выключенного в момент времени $\Delta t_{\text{on}} = 2\mu\text{s}$) a' , смещение X_{GD} , строго соблюдается равным нулю. Полученные параметры моделирования и эксперимента согласуются на процентном уровне.

Readout cavity	BG transition	DG transition
Non-linear parameters		
	$\chi_B/2\pi = -5.08 \text{ MHz}$	$\chi_D/2\pi = -0.33 \text{ MHz}$
Coherence related parameters		
$\kappa/2\pi = 3.62 \text{ MHz}$	$T_1^B = 15 \mu\text{s}$	$T_1^D = 105 \mu\text{s}$
$\eta = 0.33$	$T_2^B = 18 \mu\text{s}$	$T_2^D = 120 \mu\text{s}$
$T_{\text{int}} = 260.0 \text{ ns}$		
$n_{\text{th}}^C = 0$	$n_{\text{th}}^B = 0.01$	$n_{\text{th}}^D = 0.05$
Drive amplitude and detuning parameters		
$\bar{n} = 5.0$	$\Omega_{B0}/2\pi = 1.2 \text{ MHz}$	$\Omega_{DG}/2\pi = 21.6 \text{ kHz}$
	$\Omega_{B1}/2\pi = 600 \text{ kHz}$	
$\Delta_R = \chi_B$	$\Delta_{B1}/2\pi = -30.0 \text{ MHz}$	$\Delta_{DG}/2\pi = -274.5 \text{ kHz}$

Supplementary Table S2. Compilation of the simulation parameters.

V. Компенсация ошибок

1. Несовершенства

Ожидается, что различные несовершенства уменьшат максимальную когерентность, восстановленную при измерении $X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}})$. Они включают в себя:

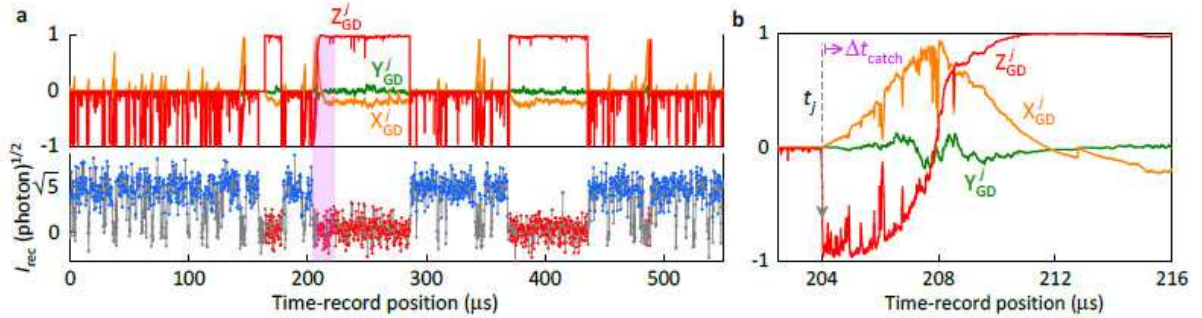
- (i) ошибки считывания при переходах $|B\rangle \rightarrow \text{ne-}|B\rangle$ и наоборот. Такие ошибки влияют на назначение Δt_{catch} , которое может быть либо слишком коротким, либо слишком длинным, чтобы правильно коррелировать с истинным состоянием системы;
- (ii) утечки из GBD-коллектора в более высокие возбужденные состояния. Эти ошибки имитируют переход $|B\rangle \rightarrow \text{ne-}|B\rangle$ в первый интервал выборки на рис. S3, хотя ожидаемой когерентной эволюции в пределах GBD-многообразия не происходит;
- (iii) тепловые скачки от $|G\rangle$ в $X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}})$. Такие некогерентные переходы вносят аналогичный вклад в $Z_{GD}(\Delta t_{\text{catch}})$, не внося никакого вклада в измеряемую когерентность;
- iv) прямая дефазировка DG-когерентности;
- v) частичная различимость $|G\rangle$ и $|D\rangle$. Полость считывания не полностью пуста от фотонов в состоянии $\text{ne-}|B\rangle$. В этом случае кросс-Керровское взаимодействие $\chi_D |D\rangle\langle D| \hat{c}^\dagger \hat{c}$ смещает DG Rabi-привод от резонанса — следовательно, шум обратного действия передается от фотонов к $X_{GD}(\Delta t_{\text{catch}})$.

2. Компенсация потерь когерентности

Максимальная когерентность, отмеченная в эксперименте, составляет 0.71 ± 0.005 . При моделировании она немного ниже — на 0.69. Удаляя недостатки из моделирования один за другим, мы можем назначить часть от полной потери когерентности для каждой. Индикация ошибки исключаются путем определения переходов между $|B\rangle$ и $\text{ne-}|B\rangle$ кэт-вектора $|\psi\rangle$, а не от имитации записи измерений; прочие несовершенств отключаются путем установки соответствующих параметров на нуль. Наибольшая

потеря когерентности происходит из-за ошибок считывания, устранение которых повышает максимум $X_{GD}(\Delta t_{catch})$ на 0.09. Следующий фактор по величине возникает от утечки в более высокие возбужденные состояния, что повышает максимум еще на 0,06. Установка χ_D в нуль добавляет еще 0.04, а тепловые переходы и чистая дефазировка вместе добавляют 0.02. Рис. S5 иллюстрирует изменение распределения выборок $X_{GD}^j(\Delta t_{catch})$, лежащее в основе восстановления когерентности.

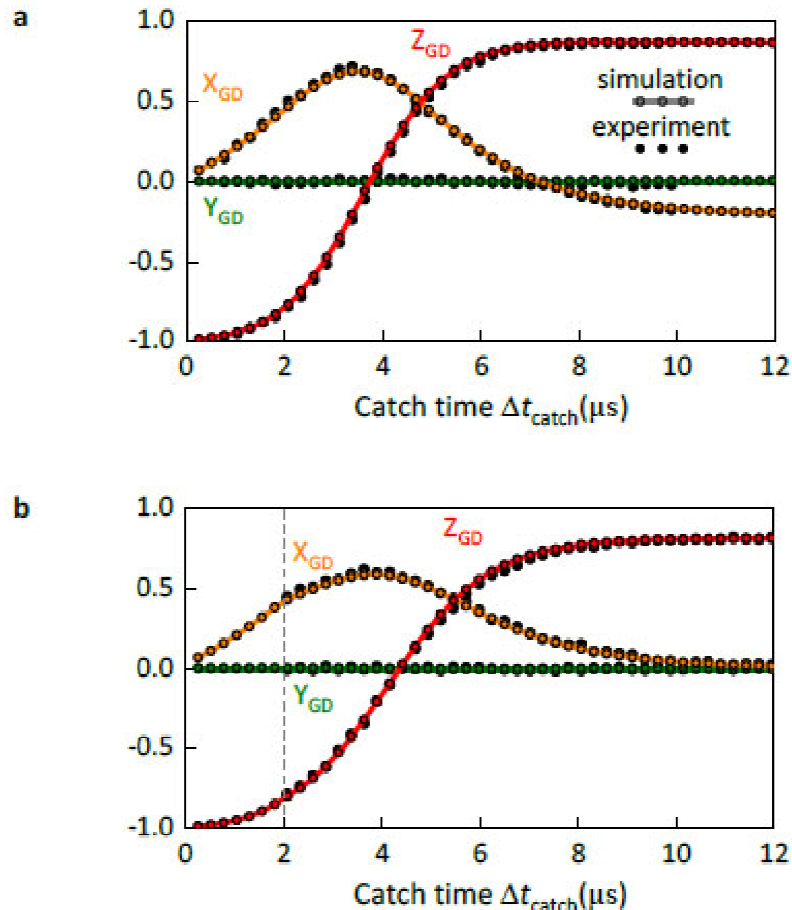
Удаление "пальца", указывающего лево на панели (а), в основном достигается за счет устранения ошибок считывания, в то время как уменьшенная линия нулевой когерентности отмечает устранение утечки в более высокие возбужденные состояния. Помимо этих двух самых больших изменений, существует также резкость распределения при заданном Δt_{catch} , при переходе от панели (а) к панели (б). После устранения пяти перечисленных недостатков еще 10% потерь остаются неучтенными, т. е. распределение панели (б) не является линией, проходящей через $X_{GD}^j(\Delta t_{mid}) = 1$. Конечные 10% объясняются гетеродинным обнаружением обратного шума, функцией привода и измерительными параметрами, отображенными на панели (б) рис.. S3.



Дополнение. Рис. S3. Выборка по методу Монте-Карло.

а. смоделированная квадратура измерения I_{rec} и коррелированная траектория согласно (45) и (46). Показаны три интервала выборки. Самый ранний соответствует утечке из GBD-коллектора, где за скачком $|G\rangle \rightarrow |F\rangle$ следует $|D\rangle$. Второй и третий интервалы выборки соответствуют прямым переходам от $|G\rangle$ к $|D\rangle$, которые непрерывно контролируются экспериментом.

б. расширенный вид затененной области второго интервала выборки на панели (а). Эволюция непрерывна, но не гладкая, из-за шума обратного действия от непрерывно контролируемого считывания. Эта особенность резко контрастирует с идеальным отсчетом "без щелчка", на котором основана простая теория раздела ПА.



Дополнение. Рис. S4. Сравнение моделирования и эксперимента.

a. Смоделированный набор данных, полученный при включенном Rabi-приводе Ω_{DG} для всего Δt_{catch} ; параметры, взятые из табл. S2 при утечке из GBD-коллектора, включенного с $(\gamma_{GF}, \gamma_{FD})/2\pi = 0.38\text{kHz}$ и $(\gamma_{GF}, \gamma_{DF})/2\pi$.

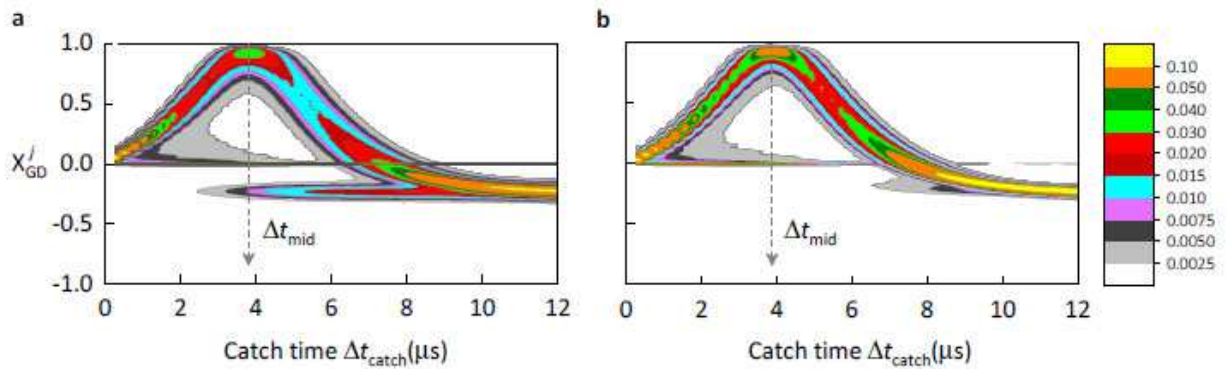
b. Моделируемый набор данных, полученный с помощью Rabi-приводе Ω_{DG} , выключенного в момент времени $\Delta t_{\text{on}} = 2\mu\text{s}$; параметры, взятые из таблицы S2 при утечке из GBD-коллектора, включенного с $\gamma_{FG}/2\pi = 0.217\text{kHz}$, $\gamma_{FD}/2\pi = 4.34\text{kHz}$, $\gamma_{GF}/2\pi = 11.08\text{kHz}$ и $\gamma_{DF}/2\pi = 15.88\text{kHz}$. Когда утечка из GBD-коллектора опущена, кривая Z_{GD} поднимается более резко и устанавливается на значение, которое на 10% (20%) выше, чем в панели (a) (панель (b)).

(a) In presence of Ω_{DG}				(b) In absence of Ω_{DG}			
Parameter	Experiment	Simulation	Error	Parameter	Experiment	Simulation	Error
a	-0.07 ± 0.005	-0.07 ± 0.005	0.5%	a	-0.11 ± 0.005	-0.10 ± 0.005	8%
a'	-0.21 ± 0.005	-0.22 ± 0.005	2%	a'	0 ± 0	0 ± 0	0%
b	0.94 ± 0.005	0.95 ± 0.005	1%	b	0.92 ± 0.008	0.91 ± 0.008	1%
b'	0.93 ± 0.005	0.91 ± 0.005	2%	b'	0.61 ± 0.005	0.60 ± 0.005	2%
c	-2.32 ± 0.03	-2.27 ± 0.03	2%	c	-1.96 ± 0.05	-2.10 ± 0.05	7%
c'	-2.04 ± 0.03	-2.05 ± 0.03	0.5%	c'	-1.97 ± 0.05	-2.05 ± 0.05	4%
τ	1.64 ± 0.01	1.65 ± 0.01	0.5%	τ	2.17 ± 0.05	2.03 ± 0.05	6%
τ'	1.74 ± 0.01	1.76 ± 0.01	1%	τ'	1.98 ± 0.05	1.92 ± 0.05	3%

Дополнение. Таблица S3. Сравнение параметров, извлеченных из моделирования и результатов эксперимента.

a. Параметры, полученные из совпадений смоделированных и измеренных данных по catch-протоколу в присутствии Rabi-приводе Ω_{DG} на протяжении всей длительности квантового скачка; данные показаны на рис. S4a.

b. Параметры, полученные из совпадений моделируемых и измеренных данных по catch-протоколу при отсутствии Ω_{DG} во время "полета" квантового скачка для $\Delta t_{\text{on}} = 2\mu\text{s}$; данные показаны на рис. S4b.



Дополнение. Рис. S5. Потеря когерентности через флуктуации от образца к образцу.

a. Контурный график распределения выборок $X_{GD}^j(\Delta t_{\text{catch}})$, соответствующих моделируемому набору данных, отображенному на панели (a) рис. S4.

b. То же, что и панель (a), но с переходами между $|B\rangle$ и не- $|B\rangle$, выявленных в кэт-векторе $|\psi\rangle$, а не от имитации измерения записи, а также с измененными параметрами: $(\gamma_{FD}, \gamma_{GF}, \gamma_{DF})/2\pi = 0$, $n_{\text{th}}^B = n_{\text{th}}^D = 0$, $T_2^D = 2T_1^D$ и $\chi_D/2\pi = 0$.

С. Коэффициент "сигнал/шум" (SNR) и эффективность измерения девозбуждения

Как обсуждалось в разделе **Методы**, эффективность использования catch-протокола определяется эффективностью обнаружения девозбуждений от $|B\rangle$ до $|G\rangle$. В атомной физике девозбуждения обычно контролируются методом прямого обнаружения с использованием фотоприемника. Альтернативно, девозбуждения могут контролироваться косвенным методом, как это было сделано в нашем эксперименте. В этом подразделе мы обсудим эффективность обоих методов. В косвенном методе, используя простую аналитику, мы оцениваем суммарную эффективность непрерывного во времени мониторинга девозбуждений от $|B\rangle$ к $|G\rangle$ равным $\eta_{\text{eff,clk}} = 0.90 \pm 0.01$ для параметров нашего эксперимента с временем интегрирования $T_{\text{int}} = 0.26\mu\text{s}$. Простой анализ этого раздела дополняет численный анализ предыдущего в разделе ПВ2.

Метод прямого контроля в атомной физике. Прямой метод контролирует девозбуждения $|B\rangle$ путем сбора и поглощения излученных фотонов. Общая эффективность измерения этим методом ограничена:

i) эффективностью сбора – доля испускаемых фотонов, собранных детектором в его собственных входных пространственных режимах (например, как определено телесным углом) обычно падает в диапазоне 0,1-50%, [26];

ii) эффективностью детектирования поглощения одного фотона, которое падает в диапазоне 1-90%, [27];

iii) неидеальностями фотоприемного устройства, включая его разрешение по времени, темные отсчеты, дрожание и т. д. [27]. Сочетание этих факторов представляет собой почти непреодолимую проблему в экспериментальной атомной физике для реализации непрерывного, разрешенного во времени обнаружения почти каждого отдельного фотона, испускаемого трехуровневым атомом, необходимого для точного захвата скачка.

Метод прямого контроля со сверхпроводящими цепями. Хотя метод прямого контроля со сверхпроводящими цепями технологически очень и отличается, он концептуально аналогичен атомному методу, но может легко достичь высокой эффективности сбора [28-49]. Энергия испускаемого микроволнового фотона чрезвычайно мала – 23 μeV , примерно одна часть на 100 000 энергии одного оптического фотона, что существенно запрещает прямое обнаружение фотона с почти единичной эффективностью. Это связано с тем, что распространяющийся фотон неизбежно подвергается значительным потерям, дополнительным паразитным шумам, неидеальностям усилителя и т. д. В нашем эксперименте эти несовершенства снижают полную эффективность цепи измерения/усиления от ее идеального значения 1 [32,38,49] до скромного $\eta = 0,33 \pm 0,03$, соответствующего прямому обнаружению приблизительно только одного из каждых трех одиночных фотонов — недостаточного для catch-протокола.

1. Метод косвенного контроля со сверхпроводящими цепями

Альтернативный метод косвенного контроля ассоциирует атом со вспомогательной степенью свободы, которая и контролируется вместо атома. В нашем эксперименте атом сильно и дисперсно связан со вспомогательной полостью считывания. Резонатор рассеивает зондирующий тон, фазовый сдвиг которого составляет сигнал считывания, как описано в разделе **Методы**. Поскольку тон зонда может нести на себе много фотонов, эта схема увеличивает отношение "сигнал-шум" (SNR) и, следовательно, общую эффективность ($\eta_{\text{eff,clk}}$) обнаружения девозбуждения $|B\rangle$. Заметим, что эффективность ($\eta_{\text{eff,clk}}$) не следует путать с эффективностью фотоприемника или эффективностью η цепи измерения/усиления, поскольку $\eta_{\text{eff,clk}}$ включает в себя эффекты всех несовершенств и неидеальностей считывания, дискриминации состояний и ошибок назначения и т. д. (см. ниже). В оставшейся части этого раздела мы оцениваем SNR и эффективность $\eta_{\text{eff,clk}}$ эксперимента.

SNR косвенного (дисперсионного) метода. Выход измерительной и усилительной цепи контроля резонатора считывания пропорционален сложной гетеродинной измерительной записи $\zeta(t)$, которая подчиняется стохастическому дифференциальному уравнению (см. (34), [50])

$$d\zeta(t) = \sqrt{\eta\kappa} \frac{\langle \psi(t) | \hat{a} | \psi(t) \rangle}{\langle \psi(t) | \psi(t) \rangle} dt + dZ(t), \quad (52)$$

где \hat{a} – оператор амплитуды резонатора в картине Шредингера, η – общая эффективность измерения цепи усиления (опять же, не следует путать с эффективностью измерения девозбуждения), $\eta_{\text{eff,clk}}$ и dZ – сложный винеровский процесс инкремента, определяемый ниже с помощью (52). Несколько нелогичное свойство (52) – то, что приращение записи гетеродина $d\zeta(t)$ является стохастическим и зашумленным даже при $\eta = 1$, случае идеального измерения, при котором сигнал не теряется, а стохастический член dZ , представляет собой чистые квантовые вакуумные флуктуации, которые присущи случаю обнаружения гетеродина [17,51,52]. Из-за неизбежного присутствия этих флуктуаций только бесконечно малое количество информации о системе может быть извлечено из $d\zeta$ в один момент времени. Конечный объем информации извлекается путем интегрирования по $d\zeta$ за конечную длительность T_{int}

$$s \equiv I_{\text{rec}} + iQ_{\text{rec}} \equiv \int_0^{T_{\text{int}}} d\zeta(t), \quad (53)$$

где I_{rec} и Q_{rec} являются входными и выходными квадратурными компонентами одного сегмента записи. Чему соответствует s ? Его величина зависит от $d\zeta$ и определяется состоянием полости $|\psi\rangle$, которое само зависит от заселённости $|B\rangle$ и поэтому содержит заселённость $|B\rangle$. Девозбуждения $|B\rangle$ в $|G\rangle$ могут таким образом быть обнаружены с помощью мониторинга, результаты которого различны для двух состояний, так как полость, как правило, находится в когерентном состоянии $|\alpha_B\rangle$ или $|\alpha_G\rangle$, когда атом находится в $|B\rangle$ или $|G\rangle$, соответственно. На данный момент, предполагая, что атом и резонатор не изменяют состояния в течение длительности измерения T_{int} , стохастический интеграл в (53) принимает вид:

$$s_{B,G} = \left\{ \sqrt{\eta\kappa} \operatorname{Re} [\alpha_{B,G}] T_{\text{int}} + \frac{1}{\sqrt{2}} W_I (T_{\text{int}}) \right\} + i \left\{ -\sqrt{\eta\kappa} \operatorname{Im} [\alpha_{B,G}] T_{\text{int}} + \frac{1}{\sqrt{2}} W_Q (T_{\text{int}}) \right\}, \quad (54)$$

где $W_{I,Q}$ обозначают независимые винеровские процессы, подчиняющиеся общепринятым правилам, $E[W(t)] = 0$ и $\operatorname{Var}[W(t)] = t^2$. Из уравнения (54) видно, что распределением стохастической переменной s является гауссовское "пятно" на IQ-плоскости с центром в $\bar{s}_{B,G} \equiv E[s_{B,G}] = \sqrt{\eta\gamma} T_{\text{int}} \alpha_{B,G}$ с шириной, определяемой дисперсией $\sigma_{B,G}^2 \equiv \operatorname{Var}[s_{B,G}] = \frac{1}{2} T_{\text{int}}$. Таким образом, мы можем определить SNR эксперимента, сравнивая расстояние между двумя распределениями указателей на их ширину

$$\operatorname{SNR} \equiv \left| \frac{\bar{s}_B - \bar{s}_G}{\sigma_B + \sigma_G} \right|^2, \quad (55)$$

где индекс B (соотв., G) обозначает сигналы, обусловленные тем, что атом находится в $|B\rangle$ (соотв., G) состоянии. В переменных $|\alpha_B\rangle$ и $|\alpha_G\rangle$

$$\operatorname{SNR} = \frac{1}{2} \eta \kappa T_{\text{int}} |\alpha_B - \alpha_G|^2, \quad (56)$$

что можно выразить в переменных параметров эксперимента, обобщенных в табл. S1:

$$\operatorname{SNR} = \frac{1}{2} \eta \kappa T_{\text{int}} \left[\cos \left(\arctan \left(\frac{\kappa}{2\chi_{BG}} \right) \right) \right]^2 \bar{n}, \quad (57)$$

Удержание других параметров фиксируется, согласно (57). SNR может быть увеличен произвольно путем увеличения \bar{n} , что может быть легко сделано путем увеличения амплитуды тона зонда полости. Более высокий SNR для s соответствует более высокому SNR для измерения девозбуждения атома, так как s является прокси-популяцией $|B\rangle$. Таким образом, косвенный мониторинг полости может преодолеть типичную деградацию SNR, вызванную неэффективностью и неидеальностью измерительной цепи η . На практике увеличение SNR с \bar{n} ограничено сверху, так как при достаточно высоких \bar{n} паразитные нелинейные эффекты становятся значительными [8–12, 53–58]. Резонатор и нелинейная связь с атомом служат в действительности в качестве рудиментарного встроенного предварительного усилителя в месте атома, который преобразует с усилением сигнал девозбуждения до того, как SNR ухудшается во время распространения и дальнейшей обработки.

Эффективность различения косвенным методом. В то время как соотношение "сигнал/шум" обеспечивает основную характеристику измерения, удобно преобразовать его в число между 0 и 1, которое называется эффективностью дискриминации – η_{disc} . Это количественно определяет степень, в которой два гауссовых распределения s различимы [59]:

$$\eta_{\text{disc}} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[-\sqrt{\frac{\operatorname{SNR}}{2}} \right], \quad (58)$$

где erfc обозначает дополнительную функцию ошибки. Уравнение (58) показывает, что увеличение SNR путем разделения распределений s_B и s_G далеко за пределами их распространения, $\sigma_{B/G}$ обеспечивает только предельный выигрыш, поскольку η_{disc} насыщается до 1. Далее мы вычисляем SNR и η_{disc} для параметров эксперимента и обсуждаем поправки, вызванные неидеальностями считывания.

Первое сравнение с экспериментом. Первая оценка SNR и η_{disc} эксперимента обеспечивается (57) и (58). Используя параметры эксперимента, обобщенные в табл. S1, из этих двух уравнений находим $\operatorname{SNR} = 4.3 \pm 0.6$ и $\eta_{\text{disc}} = 0.98 \pm 0.007$. Используя данные эксперимента, в частности, второй длинный след записи IQ, представленный коротким сегментом на рис. 2а, мы находим SNR эксперимента скачков, подгоняя гистограмму следа с бигауссовым распределением так, чтобы было $\operatorname{SNR} = 3.8 \pm 0.4$, что соответствует $\eta_{\text{disc}} = 0.96 \pm 0.01$. Измеренные значения немного ниже, чем предсказывает аналитика из-за несовершенства считывания, не включенного в расчет до сих пор, таких как переходы состояний во время T_{int} , динамики переходных процессов полости, дополнительных распределений состояний указателя и т. д.

Эффективная производительность обнаружения щелчков. Доминирующая ошибка следующего порядка обусловлена переходами состояния атома во время "окна" измерения T_{int} , что вносит погрешность назначения приблизительно $1 - \eta_{\text{asg}} = 1 - \exp(-T_{\text{int}}/\tau_B) = 0.06 \pm 0.001$ для обнаружения девозбуждения $|B\rangle$. Объединяя η_{disc} с η_{asg} , мы получаем общую эффективность для обнаружения девозбуждений $|B\rangle$ $\eta_{\text{eff,clk}} = \eta_{\text{disc}} \eta_{\text{asg}} = 0.90 \pm 0.01$, что согласуется с общей эффективностью считывания 0.91, которая независимо оценивается с использованием числовых параметров траектории (см. раздел III B2).

Ссылки

- * zlatko.minev@aya.yale.edu | zlatko-minev.com
- ¹ S. E. Nigg, H. Paik, B. Vlastakis, G. Kirchmair, S. Shankar, L. Frunzio, M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, and S. M. Girvin, "Black-Box Superconducting Circuit Quantization," *Physical Review Letters* **108**, 240502 (2012).
 - ² Z. K. Minev *et al.*, Energy-participation approach to the design of quantum Josephson circuits, in prep.
 - ³ For related work on three-level superconducting systems, see Refs. 60–65.
 - ⁴ J.-H. Yeh, J. LeFebvre, S. Premaratne, F. C. Wellstood, and B. S. Palmer, "Microwave attenuators for use with quantum devices below 100 mK," *Journal of Applied Physics* **121**, 224501 (2017).
 - ⁵ Z. Wang, S. Shankar, Z. Minev, P. Campagne-Ibarcq, A. Narla, and M. H. Devoret, "Cavity Attenuators for Superconducting Qubits," *Physical Review Applied* **11**, 014031 (2019), arXiv:1807.04849 [https:].
 - ⁶ D. H. Slichter, R. Vijay, S. J. Weber, S. Boutin, M. Boissonneault, J. M. Gambetta, A. Blais, and I. Siddiqi, "Measurement-Induced Qubit State Mixing in Circuit QED from Up-Converted Dephasing Noise," *Physical Review Letters* **109**, 153601 (2012).
 - ⁷ D. H. Slichter, C. Müller, R. Vijay, S. J. Weber, A. Blais, and I. Siddiqi, "Quantum Zeno effect in the strong measurement regime of circuit quantum electrodynamics," *New Journal of Physics* **18**, 53031 (2016).
 - ⁸ D. Sank, Z. Chen, M. Khezri, J. Kelly, R. Barends, B. Campbell, Y. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, A. Fowler, E. Jeffrey, E. Lucero, A. Megrant, J. Mutus, M. Neeley, C. Neill, P. J. J. O'Malley, C. Quintana, P. Roushan, A. Vainsencher, T. White, J. Wenner, A. N. Korotkov, and J. M. Martinis, "Measurement-Induced State Transitions in a Superconducting Qubit: Beyond the Rotating Wave Approximation," *Physical Review Letters* **117**, 190503 (2016).
 - ⁹ M. Boissonneault, J. M. Gambetta, and A. Blais, "Nonlinear dispersive regime of cavity QED: The dressed dephasing model," *Physical Review A* **77**, 060305 (2008).
 - ¹⁰ M. Boissonneault, J. M. Gambetta, and A. Blais, "Dispersive regime of circuit QED: Photon-dependent qubit dephasing and relaxation rates," *Physical Review A* **79**, 013819 (2009).
 - ¹¹ L. Verney, R. Lescanne, M. H. Devoret, Z. Leghtas, and M. Mirrahimi, "Structural Instability of Driven Josephson Circuits Prevented by an Inductive Shunt," *Physical Review Applied* **11**, 024003 (2019), arXiv:1805.07542.
 - ¹² R. Lescanne, L. Verney, Q. Ficheux, M. H. Devoret, B. Huard, M. Mirrahimi, and Z. Leghtas, "Escape of a Driven Quantum Josephson Circuit into Unconfined States," *Physical Review Applied* **11**, 014030 (2019), arXiv:1805.05198.
 - ¹³ W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, "Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps," *Physical Review Letters* **56**, 2797 (1986).
 - ¹⁴ T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, "Observation of Quantum Jumps," *Physical Review Letters* **57**, 1696 (1986).
 - ¹⁵ J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Observation of Quantum Jumps in a Single Atom," *Physical Review Letters* **57**, 1699 (1986).
 - ¹⁶ R. J. Cook and H. J. Kimble, "Possibility of Direct Observation of Quantum Jumps," *Physical Review Letters* **54**, 1023 (1985).
 - ¹⁷ H. J. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1993).
 - ¹⁸ J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer, "Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics," *Physical Review Letters* **68**, 580 (1992).
 - ¹⁹ R. Dum, P. Zoller, and H. Ritsch, "Monte Carlo simulation of the atomic master equation for spontaneous emission," *Physical Review A* **45**, 4879 (1992).
 - ²⁰ K. Macieszczak, M. Guță, I. Lesanovsky, and J. P. Garrahan, "Towards a Theory of Metastability in Open Quantum Dynamics," *Physical Review Letters* **116**, 240404 (2016).
 - ²¹ M. Porrati and S. Putterman, "Wave-function collapse due to null measurements: The origin of intermittent atomic fluorescence," *Physical Review A* **36**, 929 (1987).
 - ²² R. Ruskov, A. Mizel, and A. N. Korotkov, "Crossover of phase qubit dynamics in the presence of a negative-result weak measurement," *Physical Review B* **75**, 220501 (2007).
 - ²³ R. Ruskov, V. V. Dobrovitski, and B. N. Harmon, "Manipulation of double-dot spin qubit by continuous noisy measurement," (2009), arXiv:0906.0425.
 - ²⁴ I. Lesanovsky, M. van Horssen, M. Guță, and J. P. Garrahan, "Characterization of Dynamical Phase Transitions in Quantum Jump Trajectories Beyond the Properties of the Stationary State," *Physical Review Letters* **110**, 150401 (2013).
 - ²⁵ J. P. Garrahan and M. Guță, "Catching and reversing quantum jumps and thermodynamics of quantum trajectories," *Physical Review A* **98**, 052137 (2018), arXiv:1808.00726.
 - ²⁶ J. Volz, R. Gehr, G. Dubois, J. Esteve, and J. Reichel, "Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange," *Nature* **475**, 210 (2011).
 - ²⁷ M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, "Invited Review Article: Single-photon sources and detectors," *Review of Scientific Instruments* **82**, 071101 (2011).
 - ²⁸ N. Katz, M. Neeley, M. Ansmann, R. C. Bialczak, M. Hofheinz, E. Lucero, A. O'Connell, H. Wang, A. N. Cleland, J. M. Martinis, and A. N. Korotkov, "Reversal of the Weak Measurement of a Quantum State in a Superconducting Phase Qubit," *Physical Review Letters* **101**, 200401 (2008).
 - ²⁹ R. Vijay, D. H. Slichter, and I. Siddiqi, "Observation of Quantum Jumps in a Superconducting Artificial Atom," *Physical Review Letters* **106**, 110502 (2011), arXiv:1009.2969.
 - ³⁰ D. Ristè, C. C. Bultink, K. W. Lehnert, and L. DiCarlo, "Feedback Control of a Solid-State Qubit Using High-Fidelity Projective Measurement," *Physical Review Letters* **109**, 240502 (2012).
 - ³¹ R. Vijay, C. Macklin, D. H. Slichter, S. J. Weber, K. W. Murch, R. Naik, A. N. Korotkov, and I. Siddiqi, "Stabilizing Rabi oscillations in a superconducting qubit using quantum feedback," *Nature* **490**, 77 (2012), arXiv:1205.5591.

- ³² M. Hatridge, S. Shankar, M. Mirrahimi, F. Schackert, K. Geerlings, T. Brecht, K. M. Sliwa, B. Abdo, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, and M. H. Devoret, “Quantum Back-Action of an Individual Variable-Strength Measurement,” *Science* **339**, 178 (2013).
- ³³ K. W. Murch, S. J. Weber, C. Macklin, and I. Siddiqi, “Observing single quantum trajectories of a superconducting quantum bit,” *Nature* **502**, 211 (2013), arXiv:1305.7270.
- ³⁴ G. De Lange, D. Riste, M. J. Tiggelman, C. Eichler, L. Tornberg, G. Johansson, A. Wallraff, R. N. Schouten, and L. Dicarlo, “Reversing quantum trajectories with analog feedback,” *Physical Review Letters* **112**, 080501 (2014), arXiv:1311.5472.
- ³⁵ N. Roch, M. E. Schwartz, F. Motzoi, C. Macklin, R. Vijay, A. W. Eddins, A. N. Korotkov, K. B. Whaley, M. Sarovar, and I. Siddiqi, “Observation of measurement-induced entanglement and quantum trajectories of remote superconducting qubits,” *Physical Review Letters* **112**, 170501 (2014), arXiv:1402.1868.
- ³⁶ S. J. Weber, A. Chantasri, J. Dressel, A. N. Jordan, K. W. Murch, and I. Siddiqi, “Mapping the optimal route between two quantum states,” *Nature* **511**, 570 (2014), arXiv:1403.4992.
- ³⁷ P. Campagne-Ibarcq, L. Bretheau, E. Flurin, A. Auffèves, F. Mallet, and B. Huard, “Observing interferences between past and future quantum states in resonance fluorescence,” *Physical Review Letters* **112**, 180402 (2014), arXiv:arXiv:1311.5605v1.
- ³⁸ C. Macklin, K. O’Brien, D. Hover, M. E. Schwartz, V. Bolkhovskiy, X. Zhang, W. D. Oliver, and I. Siddiqi, “A near-quantum-limited Josephson traveling-wave parametric amplifier,” *Science* **350**, 307 (2015).
- ³⁹ P. Campagne-Ibarcq, P. Six, L. Bretheau, A. Sarlette, M. Mirrahimi, P. Rouchon, and B. Huard, “Observing Quantum State Diffusion by Heterodyne Detection of Fluorescence,” *Physical Review X* **6**, 011002 (2016), arXiv:1511.01415.
- ⁴⁰ P. Campagne-Ibarcq, S. Jezouin, N. Cottet, P. Six, L. Bretheau, F. Mallet, A. Sarlette, P. Rouchon, and B. Huard, “Using Spontaneous Emission of a Qubit as a Resource for Feedback Control,” *Physical Review Letters* **117**, 060502 (2016), arXiv:1602.05479.
- ⁴¹ S. Hacohen-Gourgy, L. S. Martin, E. Flurin, V. V. Ramasesh, K. B. Whaley, and I. Siddiqi, “Quantum dynamics of
- ⁴² M. Naghiloo, N. Foroozani, D. Tan, A. Jadbabaie, and K. W. Murch, “Mapping quantum state dynamics in spontaneous emission,” *Nature Communications* **7**, 11527 (2016).
- ⁴³ T. C. White, J. Y. Mutus, J. Dressel, J. Kelly, R. Barends, E. Jeffrey, D. Sank, A. Megrant, B. Campbell, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, L.-C. Hoi, C. Neill, P. J. J. O’Malley, P. Roushan, A. Vainsencher, J. Wenner, A. N. Korotkov, and J. M. Martinis, “Preserving entanglement during weak measurement demonstrated with a violation of the Bell-Leggett-Garg inequality,” *npj Quantum Information* **2**, 15022 (2016).
- ⁴⁴ Q. Ficheux, S. Jezouin, Z. Leghtas, and B. Huard, “Dynamics of a qubit while simultaneously monitoring its relaxation and dephasing,” *Nature Communications* **9**, 1926 (2018), arXiv:1711.01208.
- ⁴⁵ M. Naghiloo, D. Tan, P. M. Harrington, J. J. Alonso, E. Lutz, A. Romito, and K. W. Murch, “Thermodynamics along individual trajectories of a quantum bit,” (2017), arXiv:1703.05885.
- ⁴⁶ D. Tan, N. Foroozani, M. Naghiloo, A. H. Küllerich, K. Mølmer, and K. W. Murch, “Homodyne monitoring of postselected decay,” *Physical Review A* **96**, 022104 (2017), arXiv:1705.04287.
- ⁴⁷ S. Hacohen-Gourgy, L. P. García-Pintos, L. S. Martin, J. Dressel, and I. Siddiqi, “Incoherent Qubit Control Using the Quantum Zeno Effect,” *Physical Review Letters* **120**, 020505 (2018), arXiv:1706.08577.
- ⁴⁸ J. Heinsoo, C. K. Andersen, A. Remm, S. Krinner, T. Walter, Y. Salathé, S. Gasparinetti, J.-C. Besse, A. Potočnik, A. Wallraff, and C. Eichler, “Rapid High-fidelity Multiplexed Readout of Superconducting Qubits,” *Physical Review Applied* **10**, 034040 (2018), arXiv:1801.07904.
- ⁴⁹ C. C. Bultink, B. Tarasinski, N. Haandbæk, S. Poletto, N. Haider, D. J. Michalak, A. Bruno, and L. DiCarlo, “General method for extracting the quantum efficiency of dispersive qubit readout in circuit QED,” *Applied Physics Letters* **112**, 092601 (2018).
- ⁵⁰ Since the bandwidth of the measurement chain, κ_{filter} , is significantly larger than that, κ , of the readout cavity, $\kappa_{\text{filter}} \gg \kappa$, we can neglect the effect of κ_{filter} for simplicity of discussion, see Eqs. (36) and (37).
- ⁵¹ M. B. Plenio and P. L. Knight, “The quantum-jump approach to dissipative dynamics in quantum optics,” *Reviews of Modern Physics* **70**, 101 (1998), arXiv:9702007 [quant-ph].
- ⁵² H. M. Wiseman and G. J. Milburn, *Quantum Measurement and Control* (Cambridge University Press, 2010).
- ⁵³ Z. K. Mineev, I. M. Pop, and M. H. Devoret, “Planar superconducting whispering gallery mode resonators,” *Applied Physics Letters* **103**, 142604 (2013), arXiv:arXiv:1308.1743v1.
- ⁵⁴ M. Khezri, E. Mlinar, J. Dressel, and A. N. Korotkov, “Measuring a transmon qubit in circuit QED: Dressed squeezed states,” *Physical Review A* **94**, 012347 (2016).
- ⁵⁵ C. C. Bultink, M. A. Rol, T. E. O’Brien, X. Fu, B. C. S. Dikken, C. Dickel, R. F. L. Vermeulen, J. C. de Sterke, A. Bruno, R. N. Schouten, and L. DiCarlo, “Active Resonator Reset in the Nonlinear Dispersive Regime of Circuit QED,” *Physical Review Applied* **6**, 034008 (2016).
- ⁵⁶ M. Khezri and A. N. Korotkov, “Hybrid phase-space-Fock-space approach to evolution of a driven nonlinear resonator,” *Physical Review A* **96**, 043839 (2017).
- ⁵⁷ T. Walter, P. Kurpiers, S. Gasparinetti, P. Magnard, A. Potočnik, Y. Salathé, M. Pechal, M. Mondal, M. Oppliger, C. Eichler, and A. Wallraff, “Rapid High-Fidelity Single-Shot Dispersive Readout of Superconducting Qubits,” *Physical Review Applied* **7**, 054020 (2017).
- ⁵⁸ K. Serniak, M. Hays, G. de Lange, S. Diamond, S. Shankar, L. D. Burkhardt, L. Frunzio, M. Houzet, and M. H. Devoret, “Hot Nonequilibrium Quasiparticles in Transmon Qubits,” *Physical Review Letters* **121**, 157701 (2018), arXiv:1803.00476.
- ⁵⁹ J. Gambetta, W. A. Braff, A. Wallraff, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, “Protocols for optimal readout of qubits using a continuous quantum nondemolition measurement,” *Physical Review A* **76**, 012325 (2007).
- ⁶⁰ J. M. Gambetta, A. A. Houck, and A. Blais, “Superconducting Qubit with Purcell Protection and Tunable Coupling,” *Physical Review Letters* **106**, 030502 (2011), arXiv:1009.4470.
- ⁶¹ S. J. Srinivasan, A. J. Hoffman, J. M. Gambetta, and A. A. Houck, “Tunable Coupling in Circuit Quantum Electrodynamics Using a Superconducting Charge Qubit with a V-Shaped Energy Level Diagram,” *Physical Review Letters* **106**, 083601 (2011), arXiv:1011.4317.
- ⁶² I. Diniz, E. Dumur, O. Buisson, and A. Auffèves, “Ultrafast quantum nondemolition measurements based on a diamond-shaped artificial atom,” *Physical Review A* **87**, 033837 (2013), arXiv:1302.3847.
- ⁶³ É. Dumur, B. Küng, A. K. Feofanov, T. Weissl, N. Roch, C. Naud, W. Guichard, and O. Buisson, “V-shaped superconducting artificial atom based on two inductively coupled transmons,” *Physical Review B* **92**, 020515 (2015), arXiv:1501.04892.
- ⁶⁴ T. Roy, S. Kundu, M. Chand, S. Hazra, N. Nehra, R. Cosmic, A. Ranadive, M. P. Patankar, K. Damle, and R. Vijay, “Implementation of Pairwise Longitudinal Coupling in a Three-Qubit Superconducting Circuit,” *Physical Review Applied* **7**, 054025 (2017), arXiv:1610.07915.
- ⁶⁵ G. Zhang, Y. Liu, J. J. Raftery, and A. A. Houck, “Suppression of photon shot noise dephasing in a tunable coupling superconducting qubit,” *npj Quantum Information* **3**, 1 (2017).