

## Спектроскопия рассеяния на сверхпроводящем искусственном атоме, связанном с двумя полупространствами

А. Ю. Дмитриев<sup>+1)</sup>, А. В. Кореньков<sup>+\*</sup>, О. В. Астафьев<sup>+×°</sup>

<sup>+</sup>Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>\*</sup>Сколковский институт науки и технологий, 143026 Москва, Россия

<sup>×</sup>Physics Department, Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, United Kingdom

<sup>°</sup>Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

Поступила в редакцию 5 декабря 2016 г.

Мы предлагаем новый способ измерения спектроскопии квантовых систем. Сверхпроводящая квантовая система – искусственный атом – асимметрично присоединена к двум полубесконечным линиям передачи (одномерным полупространствам). При этом напрямую между собой линии практически не связаны, что приводит к подавлению прямой передачи сигнала между линиями. Искусственный атом, возбуждаемый со стороны более слабой связи, переизлучает преимущественно в линию с сильной связью. Измеряя спектр излучения, мы восстанавливаем энергетические уровни искусственного атома. Наш метод позволяет отфильтровывать возбуждающую гармонику и детектировать только упруго рассеянное поле, соответствующее межуровневым переходам в искусственном атоме. Также мы демонстрируем атомные переходы между более высокими уровнями. Такая система не имеет аналогов в оптическом диапазоне с естественными атомами или квантовыми точками, связанными с двумя полупространствами.

DOI: 10.7868/S0370274X17020084

**Введение.** Сверхпроводящие квантовые системы – электрические цепи на чипе с дискретными уровнями энергии – принято называть искусственными атомами. Их спектр, определяемый наноразмерной цепью и контролируемый внешними полями, обычно лежит в микроволновом диапазоне. Искусственные атомы можно связать с другими элементами цепи, такими как иные квантовые системы, электромагнитные резонаторы и т.д., и реализация сильной связи между элементами не представляет проблем [1]. Благодаря этому удалось продемонстрировать новые физические явления в области квантовой оптики на чипе [2–5]. Искусственные атомы можно напрямую вставлять в копланарные волноводы. На таких структурах было продемонстрировано практически 100-процентное рассеяние падающего излучения [6]. Этот режим *микроволновой квантовой оптики* [7] имеет перспективные приложения в областях квантовой обработки информации, а также квантовой электроники на чипе, использующих квантовую природу света.

В данной работе мы реализуем метод спектроскопии искусственных атомов (точнее, их нескольких

нижних уровней), асимметрично присоединенных на чипе к двум полубесконечным линиям передачи с открытыми концами, работающими как одномерные полупространства. По своей конструкции контур на чипе близок к системе в работе [8]: на атом подается сигнал со стороны слабо связанной возбуждающей линии, однако большая часть падающего поля отражается назад из-за рассогласования импедансов. Резонансная составляющая падающего поля частично поглощается атомом, приводя к его возбуждению. После этого атом релаксирует, излучая преимущественно в считывающую линию. Излучение потом усиливается и детектируется. Важно, что только резонансная часть входного поля переизлучается в считывающую линию. Спектр излучения на выходе соответствует атомным переходам.

Для эффективного детектирования света мы используем векторный анализатор сигнала (ВАЦ), детектирующий только когерентное дипольное излучение искусственного атома. Для исследования переходов выше  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  применяем технику двухтоновой спектроскопии: первая гармоника, резонансная с переходом  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ , заполняет состояние  $|1\rangle$ ; тогда сигнал на второй гармонике позволяет наблюдать спектральные линии, соответствующие перехо-

<sup>1)</sup>e-mail: dmitrmipt@gmail.com

дам  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . Наша  $N$ -уровневая система под воздействием внешнего поля аппроксимируется следующим гамильтонианом:

$$H = \sum_j^N \hbar\omega_j |j\rangle\langle j| - \hbar\Omega_{jl} (|j\rangle\langle l| + |l\rangle\langle j|) \cos \omega_{jk} t, \quad (1)$$

где  $|j\rangle$ ,  $\langle l|$  – операторы проекции,  $\omega_{jl}$  – частота внешнего поля,  $\Omega_{jl}$  – амплитуда накачки системы. Когерентное излучение в считывающую линию можно выразить как

$$V_{jl} = -\frac{\hbar\Gamma_1^{jl}}{\mu} \langle |j\rangle\langle l| \rangle e^{i\omega_{jl}t - ikx}, \quad (2)$$

где  $\mu$  – дипольный момент атома,  $\Gamma_1^{jl}$  – скорость излучения на частоте  $\omega_{jl}$ ,  $k$  – волновой вектор излученной волны. Ширина линии излучения определяется шириной возбуждающей гармоники, которая ограничена возможностями прибора, и составляет всего несколько герц. Такой узкий спектр позволяет измерить усиленный сигнал при помощи ВАЦ с очень узкой полосой пропускания и высоким отношением сигнал/шум.

**Образец.** Наш прибор представляет собой потоковый сверхпроводящий кубит с четырьмя джозефсоновскими переходами [6, 9], сфабрикованный при помощи стандартной методики двухуглового теневого напыления (см. рис. 1). Размеры трех переходов одинаковы и равны  $0.2 \times 0.8$  мкм, а четвертый в  $\alpha \approx 0.35$  раз больше по площади. Один конец  $\alpha$ -перехода заземлен, а другой связан с линиями передачи. Входная линия присоединена к атому через небольшую емкость  $C_i \approx 0.5$  фФ, а большая емкость,  $C_e \approx 2.8$  фФ, соединяет атом и считывающую линию. Тогда эффективная емкость  $\alpha$ -перехода является суммой его собственной емкости  $C_\alpha \approx 2.5$  фФ и двух связывающих емкостей ( $C_\alpha + C_i + C_e$ ). Циркулирующий ток  $I_p = 18$  нА в петле меньше, чем в обычных потоковых кубитах, что делает его менее чувствительным к шуму магнитного поля. Это приводит к значительному увеличению времени дефазировки [10], но уменьшает ангармонизм уровней кубита, как и в кубитах типа трансмон [11]. Полученной в наших экспериментах величины ангармонизма порядка 1.5 ГГц достаточно для применимости двухуровневого приближения, даже на больших возбуждающих мощностях. В то же время, более высокие уровни  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  сдвигаются вниз по энергии, так что частоты  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ,  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  оказываются в полосе работы НЕМТ-усилителей (1–12 ГГц), и переходы могут изучаться напрямую.

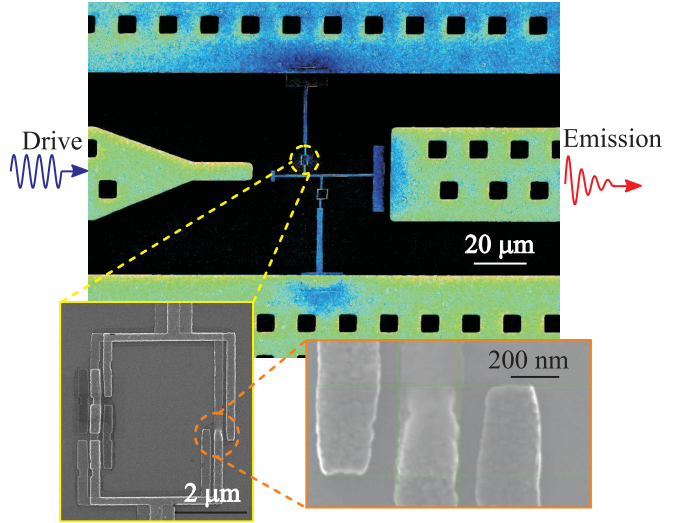


Рис. 1. (Цветной онлайн) РЭМ-микроскопия образца. На верхней панели отображена общая структура линий передачи и искусственного атома – потокового кубита с четырьмя джозефсоновскими переходами. Левая, слабо связанная с петлей атома (см. увеличенную картинку слева внизу) линия, является входной (возбуждающей). Справа находится считывающая (выходная) линия с более сильной связью

**Эксперимент.** Для измерений образец помещают в держатель с микроволновыми копланарными линиями. Держатель присоединяют к нижней части криостата растворения Bluefors-LD250 и охлаждают до температуры 15 мК. При такой температуре  $k_B T \ll \hbar\omega_{01}$ , и атом находится в невозбужденном состоянии  $|0\rangle$ . Сильная связь между атомом и выходной линией достигается, если частота безызлучательного перехода  $\Gamma_{NR}$  состояния  $|1\rangle$  много меньше естественной ширины линии  $\Gamma_1^{01}$ , обусловленной преимущественно спонтанной эмиссией в считывающую линию. В экспериментах, описанных в [6, 12], этот факт подтверждается тем, что коэффициент отражения  $r$  слабого сигнала частоты  $\omega$ , близкой к  $\omega_{01} = (E_1 - E_0)/\hbar$  может достигать единицы, если  $\omega = \omega_{01}$ , но равен нулю вдали от резонанса. Это означает, что свет может полностью рассеяться на одиночной квантовой системе. В нашей схеме с асимметричной связью атома с двумя полупространствами резонансное возбуждение приходит со стороны входной линии. Излучение возбужденного кубита может уйти в любую из линий, однако, как это было показано в работе [8], переизлучение происходит в считывающую линию с эффективностью  $1 - C_i^2/C_e^2 \approx 0.97$  в случае отсутствия безызлучательной составляющей и дефазировки. В теории за счет увеличения отношения емкостей эффективность может быть сколь

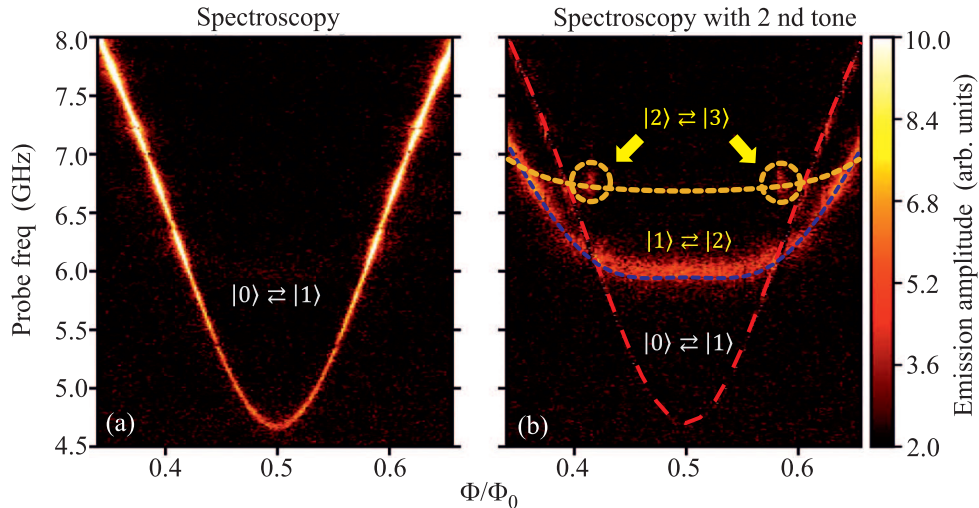


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектроскопия системы. Амплитуды излучения, измеренные с помощью ВАЦ, как функции частоты возбуждающего поля и магнитного потока  $\Phi$  через петлю кубита. (a) – Напрямую измеренный переход  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ . (b) – Переход  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , измеренный, когда первый уровень  $|1\rangle$  (красная пунктирная кривая) возбужден с помощью первого тона на частоте  $\omega_{01}$ . Пунктирные кривые – численно рассчитанные уровни потокового кубита с подбором параметров. Помимо этого, когда  $\omega_{01} = \omega_{12}$ , то уровень  $|2\rangle$  заселен, и видно излучение от перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  (внутри желтых кругов)

удогно близкой к единице. Тогда наша система будет работать как источник одиночных микроволновых фотонов, если подать на вход возбуждающий  $\pi$ -импульс.

В проводимых экспериментах мы изучаем другое свойство нашей системы – когерентное излучение атома. Так как входная и выходная линии слабо связаны друг с другом из-за рассогласования импедансов:  $|Z_s| = 1/\omega_{01}C_i \approx 6 \cdot 10^4$  Ом, что значительно превышает импеданс линии  $Z_0 = 50$  Ом, то подавляющая часть входной мощности отражается назад. Поэтому свет в считывающей линии имеет состояние квантового света, излученного атомом. Соответственно, изучение спектра и интенсивности когерентных излученных волн позволяет извлекать информацию об уровнях энергии искусственного атома. Для детектирования амплитуды и фазы когерентного излучения атома используется ВАЦ.

Сначала мы находим частоту перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ , подавая на нашу систему микроволновый сигнал на частоте  $\omega$ , изменяемой в широком диапазоне, и измеряя пропускание системы. Также мы меняем магнитное поле через петлю потокового кубита. На рис. 2а изображен типичный спектр – интенсивность на выходе из системы, измеренная ВАЦ, как функция внешнего поля и частоты возбуждающей гармоник. Максимальная интенсивность на выходе из атома определяется его однофотонной мощностью излучения  $P_{01} = \hbar\Gamma_1^{01}\omega_{01}\langle|0\rangle\langle 1|$ , которая, в свою очередь,

ограничена скоростью излучения  $\Gamma_1^{01}$ : двухуровневая система не может излучать более чем один фотон за время своей релаксации. Соответствующая входная мощность, которую рассеивает кубит, равна  $P \sim P_{01} \sim 10^{-17}$  Вт. Светлая линия на рис. 2а соответствует низшему переходу  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ .

Далее, мы предлагаем метод измерений переходов между более высокими уровнями. Например, для измерения перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  облучаем атом двумя сигналами: одним на частоте  $\omega_{01}$  с увеличенной мощностью  $\sim 10^{-13}$  Вт и вторым низкой мощности  $\sim P_{01}$ . При этом частота второго сигнала меняется в том же диапазоне, что и на рис. 2а. Первый сигнал насыщает состояния  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  атома до приблизительно 50%. В такой схеме второй сигнал может перевести атом из состояния  $|1\rangle$  в  $|2\rangle$ , а атом, в свою очередь, будет излучать сигнал с частотой  $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$ . Это подтверждается в эксперименте: на рис. 2б присутствует дополнительная спектральная линия, соответствующая переходу  $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$ . Два ярких пятна на  $\Phi \approx 0.42\Phi_0$  и  $\Phi \approx 0.58\Phi_0$  (где  $\Phi_0$  – квант магнитного потока) мы объясняем возбуждением уровня  $|3\rangle$  системы.

Из спектроскопии системы можно извлечь другие ее параметры: например, времена релаксации. На рис. 3 изображена зависимость коэффициента пропускания от частоты в точке вырождения по магнитному полю ( $\Phi = \Phi_0/2$ ). Коэффициент пропускания  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  изображен на синей кривой,  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  – на

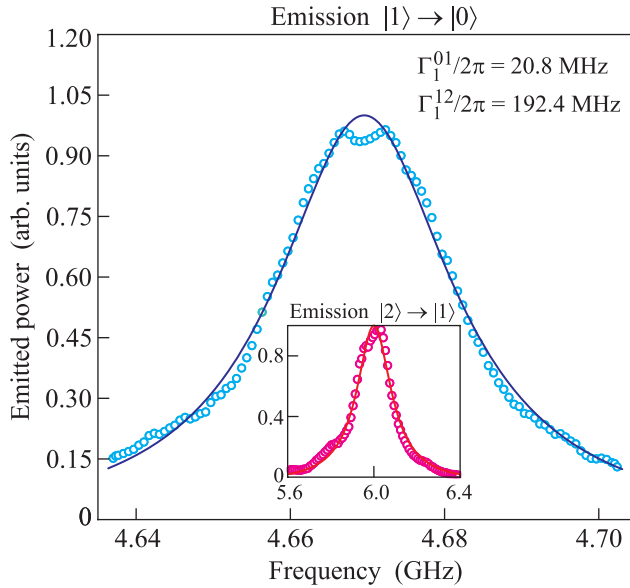


Рис. 3. (Цветной онлайн) Интенсивность когерентного излучения системы как функция входной частоты. Искусственный атом облучается монохроматическим внешним сигналом, при этом измеряется мощность упруго рассеянного света. В случае малой мощности переход  $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$  имеет форму лоренциана [6] с FWHM, равным  $\Gamma_1^{ij}$

красной кривой во вставке. После фитирования их лоренцианом

$$P(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (3)$$

извлекаем значения скоростей распада  $\Gamma_1^{01}/2\pi = 20.8$  МГц и  $\Gamma_1^{12}/2\pi = 192.4$  МГц, которые позволят, в частности, получить уже использованное значение однофотонной мощности  $P_{01} \sim 10^{-17}$  Вт. Как уже было сказано, скорость перехода между произвольными состояниями атома определяется скоростью излучения в считывающую линию и может быть вычислена, если все параметры системы известны [2, 6].

Теоретически рассчитанный спектр системы получается из диагонализации гамильтониана четырех джоозефсоновских переходов в зарядовом базисе. Результат приведен на рис. 2b (пунктирные кривые) и при подобранных параметрах отлично согласуется с экспериментом. На том же рисунке показана теоретическая кривая для перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ .

Наконец, мы демонстрируем, как излучение перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  зависит от мощности первого тона, выраженной как частота Раби-осцилляций  $\Omega_{01}$ . Кривая изображена на рис. 4. У этой кривой имеется максимум при  $\Omega_{01}/2\pi \approx 10$  МГц, что примерно равно

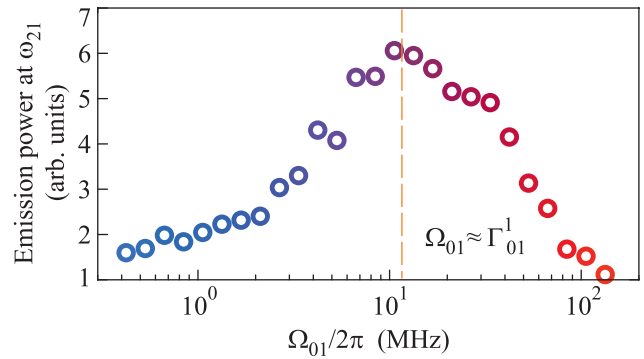


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость излучения на частоте перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  от мощности первого тона на частоте перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ . Оптимальная накачка (наибольшее излучение) соответствует случаю  $\Omega_{01} \approx \Gamma_1^{01}$

$\Gamma_1^{01}/2\pi$ . Большая накачка ведет к уменьшению излучения.

**Заключение.** Мы продемонстрировали новый способ спектроскопии искусственных атомов, основанный на разделении возбуждающей и излученной волны благодаря асимметричной связи атома с двумя полубесконечными линиями передачи. Когерентное излучение детектируется со стороны считывающей линии. Используя нашу методику, был измерен спектр трехуровневой системы и определены ее времена релаксации. Рассмотренный метод будет полезен для приложений в микроволновой квантовой оптике на чипах.

Мы выражаем благодарность Российскому научному фонду (грант # 16-12-00070).

1. A. Wallraff, D.I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S.M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Nature* **431**, 162 (2004).
2. O. V. Astafiev, A. A. Abdumalikov, A. M. Zagoskin, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 183603 (2010).
3. A. A. Abdumalikov Jr, O. V. Astafiev, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 043604 (2011).
4. A. A. Houck, D.I. Schuster, J.M. Gambetta, J. A. Schreier, B.R. Johnson, J.M. Chow, L. Frunzio, J. Majer, M.H. Devoret, S.M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Nature* **449**, 328 (2007).
5. M. Hofheinz, E. M. Weig, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'connell, H. Wang, J. M. Martinis, and A. Cleland, *Nature* **454**, 310 (2008).
6. O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. Abdumalikov, Y. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. Tsai, *Science* **327**, 840 (2010).
7. J. Q. You and F. Nori, *Nature* **474**, 589 (2011).
8. Z. Peng, S. de Graaf, J. Tsai, and O. Astafiev, *Nat. Comm.* **7**, 12588 (2016).

9. Y. Qiu, W. Xiong, X.-L. He, T.-F. Li, and J. Q. You, *Sci. Rep.* **6**, 28622 (2016).
10. F. Yan, S. Gustavsson, A. Kamal, J. Birenbaum, A. P. Sears, D. Hover, T. J. Gudmundsen, D. Rosenberg, G. Samach, S. Weber, J. L. Yoder, T. P. Orlando, J. Clarke, A. J. Kerman, and W. D. Oliver, *Nat. Comm.* **7**, 12694 (2016).
11. J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta, A. A. Houck, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Phys. Rev. A* **76**, 042319 (2007).
12. I.-C. Hoi, C. Wilson, G. Johansson, J. Lindkvist, B. Peropadre, T. Palomaki, and P. Delsing, *New J. Phys.* **15**, 025011 (2013).