

# Наблюдение коллективной моды массива кубитов-трансмонов

К. В. Шульга<sup>a,b,e,f 1)</sup>, П. Янг<sup>e 2)</sup>, Г. П. Федоров<sup>e,f</sup>, М. В. Фистуль<sup>a,d,e</sup>, М. Вайдес<sup>c 2)</sup>, А. В. Устинов<sup>a,c,e</sup>

<sup>a</sup>Национальный исследовательский технологический институт МИСиС, 119049 Москва, Россия

<sup>b</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>c</sup>Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology, D-76131, Karlsruhe, Germany

<sup>d</sup>Theoretische Physik III, Ruhr-Universität Bochum, D-44801 Bochum, Germany

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

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

Поступила в редакцию 14 ноября 2016 г.

Методами микроволновой спектроскопии исследованы массивы сверхпроводящих кубитов-трансмонов, связанных со сверхпроводящим копланарным  $\lambda/2$ -резонатором. Обнаружено возникновение коллективной моды кластера из  $N > 5$  кубитов, имеющей силу связи с электромагнитным полем в резонаторе в  $\sqrt{N}$  раз большую по сравнению с одиночным кубитом. Также показано возникновение коллективных многофотонных переходов, возбуждающих высокие уровни кластера кубитов и исследовано взаимодействие отдельного кубита с таким кластером.

DOI: 10.7868/S0370274X17010106

Квантовые метаматериалы представляют собой среды, состоящие из большого количества “атомов” – искусственно созданных двухуровневых систем, свойствами которых можно управлять. В подобных системах могут возникать коллективные моды, появляющиеся из-за когерентных осцилляций “атомов”. Атомы обычного вещества представляют собой квантовые системы с дискретными уровнями, переходы между которыми происходят при внешнем резонансном возбуждении. В квантовом метаматериале в качестве таких двухуровневых систем могут быть использованы искусственно созданные сверхпроводящие кубиты [1], объединенные в один большой массив. Ансамбли кубитов имеют важное отличие перед одиночными кубитами: их ожидаемая связь  $\tilde{g}$  с электромагнитным полем сильнее и пропорциональна квадратному корню от числа кубитов  $N$ .

В этой статье описана изготовленная и исследованная нами система, состоящая из так называемых кубитов-трансмонов [2], расположенных вблизи копланарного  $\lambda/2$ -резонатора и связанных с ним электрическим полем. Ранее исследование подобного рода проводилось с использованием квантовых метаматериалов на потоковых кубитах с магнитной связью

[3]. В нашей работе будет показано, что в связи с меньшим ангармонизмом спектра трансмонов их использование в метаматериале позволило возбуждать коллективные многофотонные переходы на более высокие уровни энергии кубитов. Кроме того, большая площадь джозефсоновских переходов в трансмонах (по сравнению с потоковыми кубитами) обеспечила меньший разброс параметров кубитов в массиве и, следовательно, более выраженное когерентное поведение.

Исследованный нами образец содержал два номинально идентичных массива из 20 трансмонов, каждый из которых был связан с отдельным резонатором. Резонаторы были емкостным образом связаны с передающей линией (рис. 1), по которой пропускался микроволновый сигнал малой мощности. Внутренние добротности этих резонаторов, вычисленные при помощи измерения резонансных провалов в спектре проходящего через образец микроволнового излучения  $S_{21}$  были достаточно низкими ( $Q \simeq 5000$ ), по сравнению с аналогичными резонаторами, не содержащими кубитов.

Джозефсоновские переходы в трансмонах изготавливались при помощи техники теневого напыления алюминиевых тонкопленочных структур с  $\text{AlO}_x$  туннельными барьерами. Все 20 кубитов-трансмонов имели одинаковую геометрию, включающую в себя двух-контактный СКВИД, использующийся в ро-

<sup>1)</sup>е-mail: kirill\_shulga@protonmail.ch

<sup>2)</sup>Ping Yang, Martian Weides.

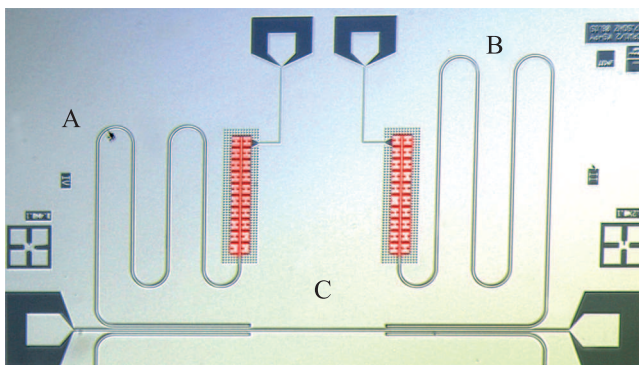


Рис. 1. (Цветной онлайн) Оптическая фотография образца с двумя  $\lambda/2$ -резонаторами А и В, связанными с передающей линией С. На одном из своих концов каждый резонатор имеет связанные с ним емкостным образом 20 кубитов-трансмонов (отмечены красным)

ли джозефсоновского перехода с контролируемым критическим током, шунтированный дополнительной планарной емкостью. Магнитное поле, приложенное к кольцу СКВИДа, меняет расстояние между уровнями кубита. Кубиты располагались на кремниевой подложке на одинаковом расстоянии от центральной линии алюминиевого копланарного резонатора в области максимума электрического поля. Джозефсоновская энергия одного трансмона составляла  $E_J = 19.86 \text{ ГГц} \cdot h$ , зарядовая энергия  $E_C = 0.29 \text{ ГГц} \cdot h$ , и, следовательно,  $E_J/E_C = 68.4$  (здесь  $h$  – постоянная Планка). Заложены в дизайн частоты переходов между уровнями кубита составляет  $f_{01} = 6.503 \text{ ГГц}$  и  $f_{12} = 6.213 \text{ ГГц}$ .

Измерения проводились в криостате растворения при температуре около 20 мК. В ходе эксперимента, при помощи векторного анализатора цепей, измерялась частотная зависимость коэффициента прохождения электромагнитных волн  $|S_{21}|(f)$  по передающей копланарной линии, связанной с исследуемой системой. Эта зависимость показывает резонансные минимумы на частотах, которые связаны с резонансным возбуждением квантовых осцилляций в системе. Для приложения к кубитам постоянного однородного магнитного поля, перпендикулярного подложке, вокруг держателя образца была намотана сверхпроводящая катушка индуктивности. Чтобы избежать интерференции между сигналом кубитов и паразитными электромагнитными модами, частоты которых определяются окружением экспериментального чипа, был использован специальный держатель образца, подавляющий этот эффект [4] за счет уменьшения внутреннего объема полости над образцом и, как следствие, увеличения всех характерных паразитных частот выше измеряемых в кубитах.

Наличие большого числа различных кубитов в системе обеспечивает множество квазипересечений квантовых уровней кубитов и резонатора. В нашем случае возможность появления множества квазипересечений обусловлена несовершенством технологического процесса, в ходе которого изготовить два абсолютно одинаковых джозефсоновских перехода в разных кубитах не представляется возможным, из-за чего некоторый разброс финальных параметров готовых кубитов неизбежен. Однако даже в этой ситуации в образце можно ожидать возбуждения синхронизированных коллективных мод, вызванных взаимодействием кубитов друг с другом через электромагнитное поле в резонаторе, а не только мод кубитов по отдельности. Теоретическое описание возможных процессов при определенных допущениях было представлено в работе [5].

На рис. 2 показана зависимость амплитуды сигнала от частоты и магнитного поля для исследуемой структуры в однофотонном режиме (достижимом в нашем эксперименте при суммарной мощности микроволнового сигнала на образце не превышающей  $-130 \text{ дБм}$ ). Приложенное магнитное поле представлено в единицах тока через сверхпроводящую катушку индуктивности. Как видно на рис. 2а, квазипересечения резонансных частот кубитов с частотой резонатора имеют сложную структуру в связи с взаимодействием резонатора с многими кубитами и межкубитными взаимодействиями. Наибольший интерес представляет большой разрыв спектральной линии резонатора в области токов катушки индуктивности около  $\pm 16 \text{ мА}$ . В этих областях наступает вырождение энергий состояний  $|+, n\rangle$  и  $|-, n+1\rangle$ , где  $n$  – число фотонов в резонаторе, а  $-$ ,  $+$  соответствуют основному и возбужденному состояниям моды. При таких магнитных полях происходит периодический обмен энергией между коллективной модой кубитов и полем в резонаторе. Таким образом, можно заключить, что несмотря на большое количество отдельных кубитов в резонаторе, существует общая резонансная частота колебаний всего массива кубитов, которая имеет такой же периодический характер зависимости от магнитного поля, как и частоты отдельных  $N$  кубитов. Ожидаемая величина этого расщепления в резонансе в  $\sqrt{N}$  раз больше аналогичного пересечения для одного кубита [3]. Подобное явление согласуется со свойствами не взаимодействующих друг с другом  $N$  диполей, связь которых с внешней модой резонатора увеличивается по сравнению с силой связи отдельного диполя [6]. Ранее данный эффект наблюдался для сверхпроводящих потоковых кубитов [7] и является следствием

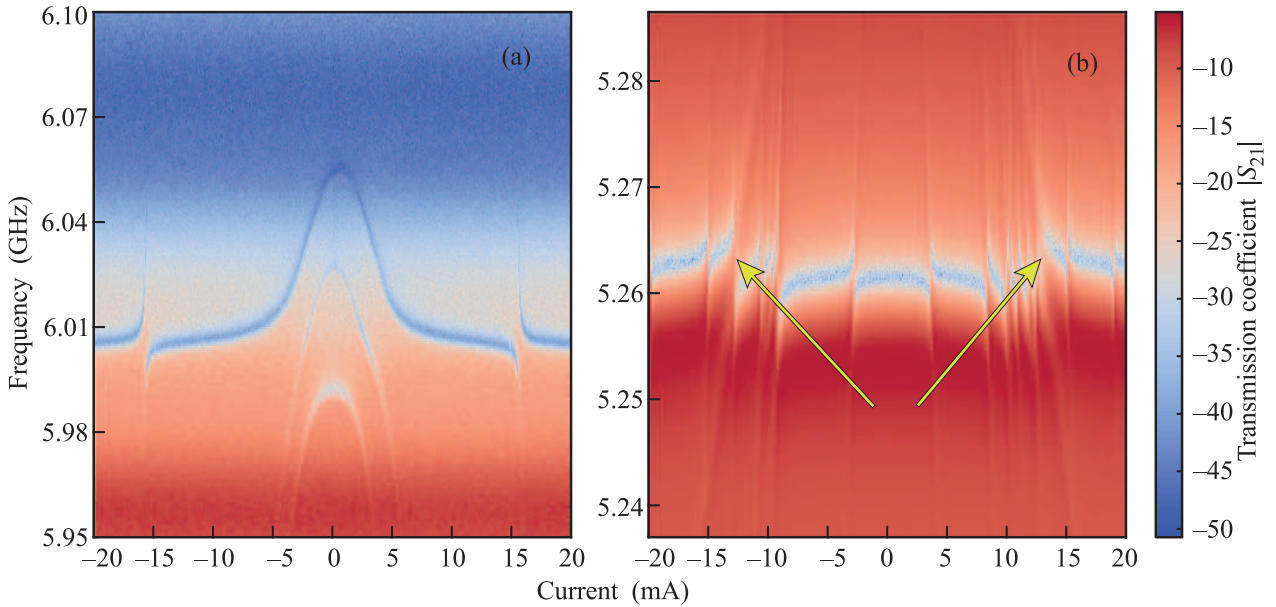


Рис. 2. (Цветной онлайн) Амплитуды прохождения сигнала через резонаторы А и В в зависимости от приложенного к образцу магнитного поля и частоты микроволнового сигнала. (а) – Квазипересечения главной моды резонатора А и кластера из 20 трансмонов в однофотонном режиме ( $-130$  дБм). Видны два симметричных расщепления частоты резонатора в области магнитных полей, соответствующих токам катушки индуктивности  $\pm 16$  мА. В этих точках частота резонатора становится равна частоте коллективной моды кубитов, однако из-за наличия взаимодействия происходит расталкивание уровней обеих систем и набл. Также на графике присутствуют фрагменты спектров двух отдельных кубитов (в центре), чьи частоты оказались близки к частоте резонатора вследствие разброса параметров джозефсоновских переходов при фабрикации, и потому они возбуждаются отдельно от кластера микроволновым сигналом сканирующим частоту резонатора. Из-за влияния этих двух кубитов частота резонатора увеличивается в области нулевых магнитных полей. (б) – Спектр квазипересечений частоты резонатора В и кластера из двадцати трансмонов при большей чем в (а) мощности накачки ( $-100$  дБм) микроволновым излучением. Вследствие значительного неоднородного уширения линии спектра моды, соответствующую коллективному состоянию кластера кубитов (указана стрелками), можно отличить от квазипересечений частот отдельных кубитов с модой резонатора

теории Тэвиса–Каммингса (Tavis–Cummings model) [8], расширяющей до большого количества кубитов модель Джейнса–Каммингса [9], которая описывает взаимодействие отдельной двухуровневой системы с квантовой модой в полости. В используемом резонансном режиме ожидаемая скорость дефазировки отдельных кубитов много больше силы связи отдельного кубита с резонатором  $\Gamma_\phi \gg g$ , и поэтому квазипересечения уровней отдельных кубитов из кластера и резонатора практически невозможно различить на фоне базового уровня шума и линии коллективной моды.

Также на рис. 2а можно наблюдать интересную структуру спектральных линий в области нулевого магнитного поля. Она объясняется тем, что из-за разброса параметров джозефсоновских переходов кубиты имеют разные частоты, и два из них оказались очень близки к частоте резонатора. Микроволновое поле с частотами в окрестности частоты резонатора непосредственно возбуждает эти два куби-

та благодаря их малой отстройке и их достаточной связи с резонатором. Это позволяет сделать вывод о возможности манипулирования коллективным состоянием массива кубитов и его свойствами при помощи направленного воздействия на отдельные кубиты.

При увеличении мощности возбуждающего сигнала (рис. 2б) можно заметить два разных типа квазипересечений уровней резонатора. Небольшие расщепления можно соотнести с пересечением линий отдельных кубитов с линией резонатора, в то время как более широкие линии соответствуют пересечениям резонатора с коллективным кластерным состоянием. Наиболее ясно видеть подобное различие можно в районе токов катушки  $\pm 13$  мА: широкая спектральная линия создает большое расщепление уровней резонатора, соседствуя при этом с отдельными взаимодействиями отдельных кубитов с этим же самым резонатором. По ширине спектральной линии коллективной моды можно судить о том, что она име-

ет меньшее время когерентности, чем отдельные кубиты из массива. Это может быть объяснено более сильной дефазировкой из-за неопределенности числа фотонов когерентного состояния резонатора при большой мощности излучения одновременно с увеличенной в  $\sqrt{N}$  раз константой связи  $\tilde{g}$  между полем в резонаторе и коллективной модой массива кубитов. Величину константы связи  $\tilde{g}$  можно вычислить из спектра так же, как и константу  $g$  для связи отдельных кубитов с резонатором. Минимальное расстояние между спектральными линиями определяется в первом порядке теории возмущений как

$$\Delta\omega = 2\tilde{g}\sqrt{n+1}, \quad (1)$$

где  $n$  – номер пары одетых (“dressed”) состояний (в нашем случае он равен 0, потому что наблюдаются переходы из основного состояния). Так как  $\tilde{g}$  массива кубитов увеличивается с ростом числа кубитов в нем пропорционально  $\sqrt{N}$  [6], величина сдвига частоты резонатора в точке квазипересечения уровней также пропорциональна  $\sqrt{N}$ . Поэтому если, сверх того, известна величина квазипересечения для одного кубита, то можно просто оценить число кубитов в кластере как квадрат отношения расщеплений кластера и кубита.

Для квазипересечений отдельных кубитов на рис. 2б. константа связи  $g$  (определяемая величиной расщепления) составляет около 5 МГц, в то время как константа связи  $\tilde{g}$  кластерного состояния и резонатора составляет примерно 10–13 МГц. Отсюда можно оценить эффективное число кубитов, дающих вклад в усиленное расщепление. Число таких кубитов  $N \approx 5-7$ , менее 20, что является следствием разброса параметров трансмонов на чипе и дефектных кубитов.

Спектры отдельных кубитов, входящих в структуру метаматериала, и коллективные моды массива кубитов были также исследованы при помощи двухтоновой спектроскопии. На рис. 3 показана зависимость коэффициента прохождения  $|S_{21}|$  пробного сигнала на частоте резонатора  $\omega_R/2\pi$  от тока в катушке индуктивности, создающего магнитное поле, и частоты второго микроволнового тона большой мощности (–100 дБм). В области высоких частот  $> 7$  ГГц можно видеть большое количество спектральных линий, соответствующих как частотам отдельных кубитов, так и кластеру кубитов в целом (более интенсивные линии). Исходя из этих данных можно видеть, что разброс частот кубитов превышает 2 ГГц. При представленной здесь, достаточно высокой мощности сканирующего образец сигнала, видны нелинейные многофотонные эффекты, отвечающие за воз-

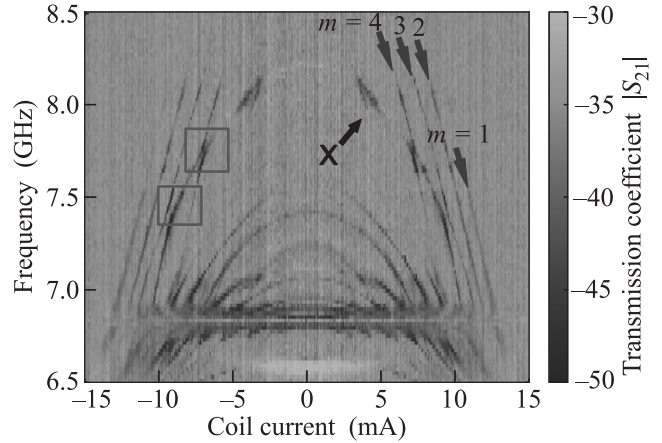


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры массива кубитов в первом резонаторе при большой мощности возбуждающего излучения  $\approx -100$  дБм на чипе. Зелеными прямоугольниками выделены регионы с взаимодействием между отдельным кубитом и массивом кубитов. Синими стрелками отмечены спектры, соответствующие частотам многофотонных переходов вида  $1/m(|0\rangle \rightarrow |m\rangle)$ , где  $m$  – количество фотонов и, одновременно, номер уровня кубита. Значения  $m$  указано вблизи стрелок. Горизонтальная спектральная линия на  $\approx 6.8$  ГГц вызвана одним из дополнительных тестовых резонаторов на чипе

буждение более высоких уровней массива кубитов (переходы  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ ,  $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$  и т.д.). Соответствующие этим переходам моды  $|0\rangle \rightarrow |m\rangle$  обозначены на рис. 3. Многофотонные переходы наблюдались ранее для отдельных трансмонов, включенных в резонатор [10], и являются особенностью, характерной именно для данного типа кубитов вследствие малого ангармонизма их спектров (около 5%). У потоковых кубитов [3], переход  $1/2(|0\rangle \rightarrow |2\rangle)$  намного выше по частоте, чем переход между основным и первым возбужденным состоянием, и потому частота двухфотонного перехода находится в другом частотном диапазоне, недостижимом в эксперименте. Также стоит отметить важную особенность линий, соответствующих коллективному состоянию кубитов на рис. 3 – сигнал на частоте, далекой от частоты резонатора  $\omega_R/2\pi = 6$  ГГц, слабо возбуждает коллективную моду, что является показателем того, что именно резонатор связывает кубиты друг с другом.

На рис. 3 видны квазипересечения уровней отдельных кубитов с коллективной модой кластера кубитов (внутри зеленых прямоугольников). Благодаря различию зависимостей частот кубитов от магнитного поля и сосуществованию отдельных кубитных и коллективных мод, один из кубитов (X) можно отделить от всего массива и привести его во взаимодействие с общей кластерной модой. Величина рас-

щепления уровней тем меньше, чем больше величина отстройки  $\Delta$  в точке пересечения частот. Это еще раз подтверждает наше предположение о связи кубитов через резонатор и ожидаемое ослабление этой связи при увеличении величины отстройки. В дальнейшем может быть интересным при помощи техники возбуждения кубитов короткими микроволновыми импульсами изучить в такой системе возможность создания перепутанного состояния отдельного кубита и кластера кубитов, а также возможность передачи возбуждения отдельного кубита кластеру. Подобный подход открывает возможности создания квантовой памяти с использованием больших массивов сверхпроводящих кубитов.

Таким образом, в данной работе впервые обнаружено когерентное взаимодействие массива кубитов-трансмонов с резонатором. Коллективные моды кубитов оказываются устойчивыми в режиме многофотонных переходов. Обнаруженное нами взаимодействие отдельного кубита с когерентной модой массива кубитов открывается возможность сохранения отдельного квантового состояния в массиве, т.е. использование последнего в виде квантовой памяти.

Авторы признательны В.В. Рязанову за обсуждение рукописи, а также Лукасу Радтке за помощь в изготовлении образцов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (контракт # 16-12-00095).

1. J. Clarke and F. K. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008).
2. T. M. Y. Koch, 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).
3. P. Macha, G. Oelsner, J.-M. Reiner, M. Marthaler, S. Andre, G. Schon, U. Hubner, H.-G. Meyer, E. Il'ichev, and A. V. Ustinov, *Nature Commun.* **5**, 5146 (2014).
4. A. S. Averkin, A. Karpov, K. Shulga, E. Glushkov, N. Abramov, U. Huebner, E. Il'ichev, and A. V. Ustinov, *Rev. Sci. Instr.* **85**, 104702 (2014).
5. P. A. Volkov and M. V. Fistul, *Phys. Rev. B* **89**, 054507 (2014).
6. R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
7. J. M. Fink, R. Bianchetti, M. Baur, M. Goppl, L. Steffen, S. Filipp, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 083601 (2009).
8. M. Tavis and F. W. Cummings, *Phys. Rev.* **170**, 379 (1968).
9. E. T. Jaynes and F. W. Cummings, *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
10. J. Braumuller, J. Cramer, S. Schlor, H. Rotzinger, L. Radtke, A. Lukashenko, P. Yang, S. T. Skacel, S. Probst, M. Marthaler, L. Guo, A. V. Ustinov, and M. Weides, *Phys. Rev. B* **91**, 054523 (2015).