

Антигруппировка однофотонного излучения сверхпроводникового искусственного атома между двумя направлениями в копланарном СВЧ-волноводе

В. В. Воскресенский^{1,*}, А. В. Васенин^{1,2}, А. Ю. Дмитриев^{1,3}, А. Болгар, О. В. Астафьев^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт, Лаборатория искусственных квантовых систем
Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, стр. 2

²Сколковский институт науки и технологий
Россия, 121205, Москва,

Территория Инновационного Центра «Сколково»,
Большой бульвар, д. 30, стр. 1

³Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, стр. 7

(Поступила в редакцию 10.06.2024; подписана в печать 24.07.2024)

Важным инструментом для изучения источника как классического, так и квантового излучения являются временные корреляционные функции. В оптическом диапазоне для их измерения используются однофотонные детекторы. В СВЧ-диапазоне таких эффективных детекторов до сих пор нет, однако с помощью детекторов, измеряющих линейные характеристики электромагнитного поля, например напряжение, также можно измерить корреляционные функции. В настоящей работе мы демонстрируем явление антигруппировки с помощью корреляционных функций второго порядка, измеренных по разработанной нами технике, для излучения искусственного сверхпроводникового атома, естественным образом разделенного в одномерном копланарном волноводе.

PACS: 42.50.Dv 42.50.-p

УДК: 538.945, 535.14

Ключевые слова: антигруппировка, искусственный атом, одиночные фотоны.

ВВЕДЕНИЕ

В квантовой оптике универсальным устройством, позволяющим исследовать свойства как квантового, так и классического излучений, является однофотонный детектор. В оптическом диапазоне такие приборы «подсчитывают» столкнувшиеся с ним фотоны. Используя несколько детекторов одиночных фотонов, можно измерить не только среднее число частиц, но и статистические характеристики излучения более высоких порядков. На более низких частотах, например в микроволновом диапазоне, каждый фотон несет меньшую энергию, поэтому для таких одиночных фотонов эффективных детекторов пока нет. Вместо них в СВЧ-диапазоне используются детекторы, которые фиксируют не квадратичные характеристики поля, как число фотонов в однофотонном детекторе, а линейные, сигнал с которых пропорционален полевым операторам. В качестве таких устройств выступает каскад из линейного малошумящего усилителя, квадратурного смесителя, понижающего несущую частоту сигнала, и аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с большой частотой дискретизации. Несмотря на добавленный усилителем шум, линейные характеристики электромагнитного излучения на уровне одиночного фотона все равно могут быть получены путем усреднений.

Важным инструментом, с помощью которого исследуют двухфотонную статистику излучения, являются корреляционные функции второго порядка [1]. В оптике для их измерения используют схему Хэнбери

Брауна–Твисса [2]. Излучение атомов попадает на светоделитель 50/50, который разделяет луч на два равных по мощности. С помощью детекторов одиночных фотонов подсчитывается количество событий в каждом луче. Затем, перемножая полученные с детекторов сигналы, можно получить корреляционную функцию второго порядка, которая хранит в себе информацию о двухфотонных событиях. В микроволновом диапазоне в большинстве квантовооптических экспериментов используется аналогичная схема, в которой роль светоделителя играет гибридный ответвитель, см., например, [3, 4]. Отличие состоит лишь в том, что для изучения СВЧ-излучения, как говорилось выше, используются линейные детекторы. С помощью таких устройств также можно измерять корреляционные функции второго порядка [5].

С использованием таких функций на сверхпроводящих системах изучают различные оптические явления, например каскадный распад [6], а также характеризуют качество сверхпроводниковых однофотонных источников [7]. Классическим эффектом, который демонстрируют с помощью корреляционной функции второго порядка, является антигруппировка фотонов [8].

В случае сверхпроводниковых квантовых цепей можно создать образец, для которого нет необходимости использовать дополнительное устройство для деления излучения. Если изготовить структуру, в которой искусственный атом будет иметь одинаковую силу связи с одномерными модами копланарного волновода, распространяющимися направо и налево, деление излучения на два канала будет происходить естественным образом. Еще одним важным преимуществом такой платформы является возможность реализации сильной

* voskresenskii.vv@phystech.edu

связи с модами волновода [9], при которой почти все фотоны, испущенные искусственным атомом, попадают в волновод и могут быть детектированы.

В нашей работе с помощью разработанной нами техники измерения корреляционной функции второго порядка мы демонстрируем, что для однофотонного излучения искусственного атома, естественным образом разделенного на две моды по направлению распространения, действительно наблюдается антигруппировка фотонов. Этот эффект мы измерили при целевой генерации одиночных фотонов π -импульсами. Полученные данные хорошо совпали с результатами численного моделирования.

1. МЕТОДЫ

В качестве искусственного атома мы использовали сверхпроводниковый кубит (рис. 1), трансмон [10], сильно связанный по напряжению с копланарным волноводом. Чип с образцом помещался в криостат растворения на ступень с температурой около 10–20 мК. У кубита вместо одного джозефсоновского перехода используется асимметричный dc-СКВИД. Изменяя магнитный поток через него с помощью намотанной вокруг держателя с образцом сверхпроводящей магнитной катушки, мы можем контролировать энергию перехода с основного уровня кубита на возбужденный.

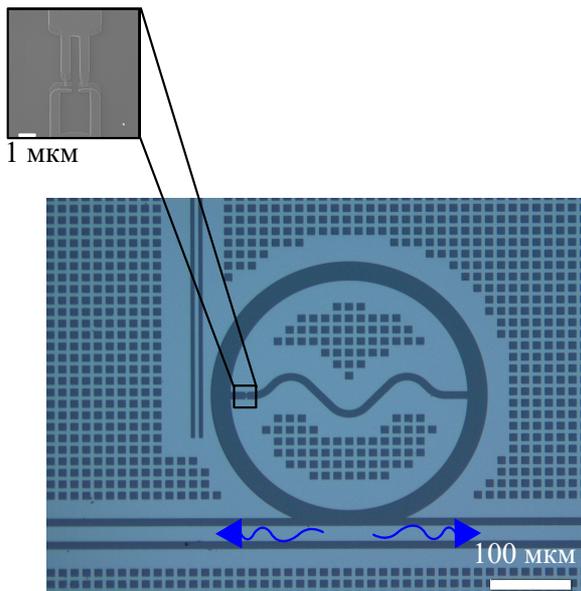


Рис. 1. Микрофотография образца. Алюминиевые части светло-синие, подложка темно-синяя. На вставке кольцо СКВИДа, просканированное на электронном микроскопе. Стрелками обозначены два возможных направления распространения излученных кубитом фотонов вдоль волновода

Сильная связь кубита с волноводом гарантирует, что излучаемые фотоны с очень большой вероятностью попадают в передающую линию. Это увеличивает

видность наблюдаемых нами квантово-оптических эффектов.

Экспериментальная установка состоит из элементов, схематично проиллюстрированных на рис. 2, а. Генератор импульсов, состоящий из генератора сигналов произвольной формы, источника высокочастотного излучения и повышающего квадратурного смесителя, подает последовательность импульсов во входную СВЧ-линию криостата. Находящийся на чипе в криостате кубит, взаимодействуя с поступающими по передающей линии импульсами, излучает фотоны в связанной с ним одномерный волновод. При этом излучение кубита с одинаковой вероятностью делится по двум направлениям: отражение и пропускание. Обозначим сигналы в этих направлениях как S_R и S_T соответственно. Проходя через несколько усилителей (криогенный усилитель на ступени криостата при 4 К и каскад комнатных усилителей), сигнал попадает на блок оцифровки, в котором при помощи гетеродинного детектирования фиксируются обе квадратуры сигнала в цифровом формате. Этот блок включает в себя квадратурный смеситель, понижающий несущую частоту сигнала с 5 ГГц до 75 МГц, фильтры низких частот на квадратурных выходах смесителя и аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с максимальной частотой дискретизации 1.25 ГГц.

С АЦП данные в размере $N = 2048$ последовательностей длительностью $L = 2560$ нс поступают на ПК. Соотношение сигнал-шум в нашей системе очень низкое и составляет порядка 10^{-4} . Для измерения корреляционных функций с хорошей точностью требуется большое количество усреднений. В наших экспериментах объем обрабатываемых данных достигает десятка терабайт, поэтому обработка данных велась в режиме реального времени на дискретном графическом процессоре.

Как видно на схеме (рис. 2, а), накачка кубита проходит вместе с сигналом кубита и вносит вклад в сигнал S_T . Часть сигнала накачки может отразиться на неизбежно имеющихся несогласованных по характеристическому импедансу участках передающей линии. Вследствие этого к излучению кубита в отражательном направлении прибавляется часть накачки. Для удаления вклада накачки из S_T и S_R каждая итерация измерения проходила по следующему плану: переключение тока на управляющей катушке для отстройки резонансной частоты кубита; измерение $N \cdot L$ нс данных, в которых нет излучения кубита ($S_R^{off\ res.}$ и $S_T^{off\ res.}$); перевод кубита в резонанс с излучением путем изменения тока во внешней магнитной катушке (рис. 2, б); измерение сигналов, содержащих как когерентный сигнал, так и одиночные фотоны, излученные искусственным атомом ($S_R^{on\ res.}$ и $S_T^{on\ res.}$). Затем путем вычитания из резонансных сигналов нерезонансных (1) формировались данные, для которых и будет происходить вычисление корреляционных функций:

$$S_i(t) = S_i^{on\ res.}(t) - S_i^{off\ res.}(t), \quad i \in \{R, T\}. \quad (1)$$

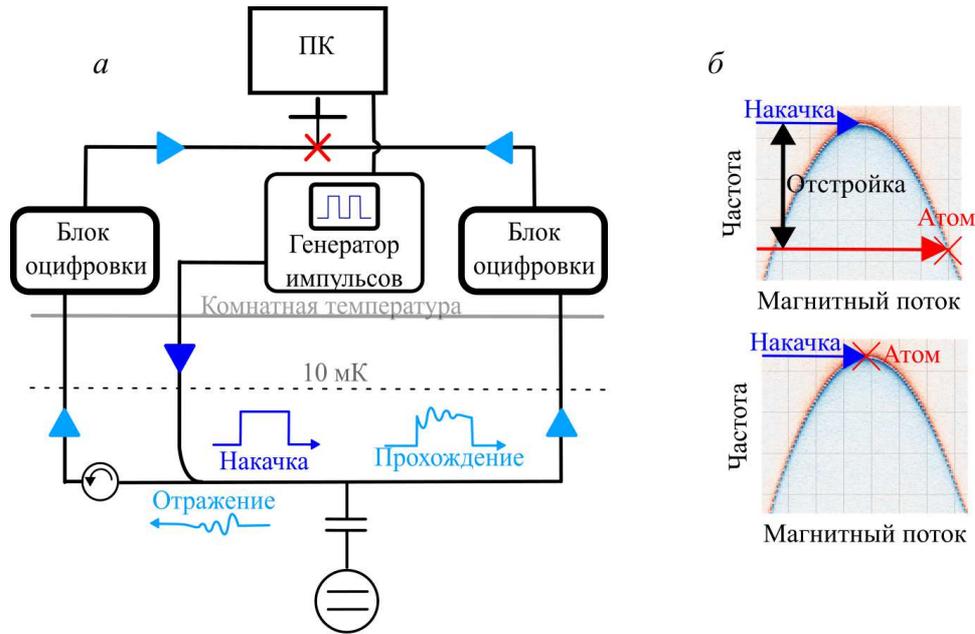


Рис. 2. *a* — Принципиальная схема экспериментальной установки. *б* — Два этапа одной итерации измерений

Для ускорения вычислений обработка сигнала на графическом процессоре с предыдущего этапа итерации происходила параллельно с накоплением на АЦП данных для следующего шага.

На графическом процессоре цифровым образом отфильтровывались высокие и низкие частоты сигнала, и затем несущая частота понижалась с промежуточного значения 75 МГц до 0. В дальнейшем из обработанных данных рассчитывались двухвременные корреляционные функции первого (2) и второго (3) порядков:

$$g^{(1)}(t_1, t_2) = \langle S_R^\dagger(t_1) S_T(t_2) \rangle, \quad (2)$$

$$g^{(2)}(t_1, t_2) = \langle S_R^\dagger(t_2) S_R^\dagger(t_1) S_T(t_1) S_T(t_2) \rangle, \quad (3)$$

где $t_{1,2} \in [0, 2560]$ нс

Для демонстрации эффекта антигруппировки необходимо вычислить стационарные, т. е. зависящие только от разности времен $\tau = t_1 - t_2$, корреляционные функции:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} g^{(2)}(t, t + \tau) dt. \quad (4)$$

На языке матриц, которыми и являются $g^{(1)}$ и $g^{(2)}$ в случае дискретного времени, такое вычисление является усреднением по главной и параллельным ей диагоналям.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед началом измерений для дальнейшего численного моделирования нам необходимо было определить

Раби-частоту. Для этого мы измеряли поле кубита на прохождение при непрерывной накачке [11] с амплитудой, равной амплитуде импульсов, которые будут подаваться для измерения корреляционной функции. На графике спектра излучения (рис. 3) боковые пики отстоят от нулевой частоты как раз на величину, равную частоте Раби. В данном случае она составляла 35 МГц.

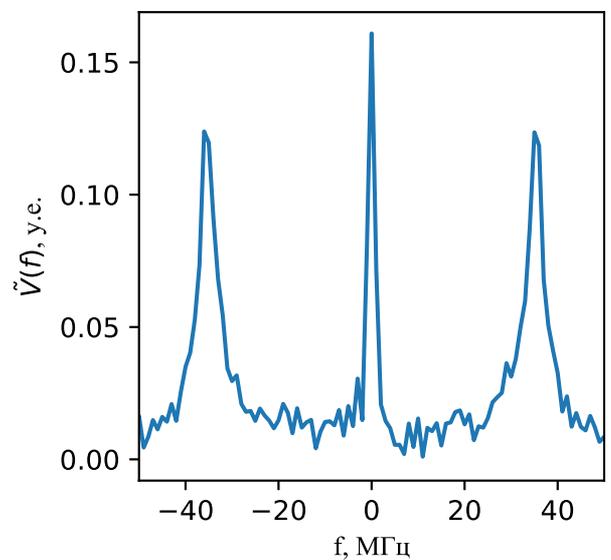


Рис. 3. Спектр поля излучения атома на прохождение $\tilde{V}(f)$

На атом в качестве возбуждающего сигнала подавалась последовательность из пяти коротких ($\tau_p \approx$

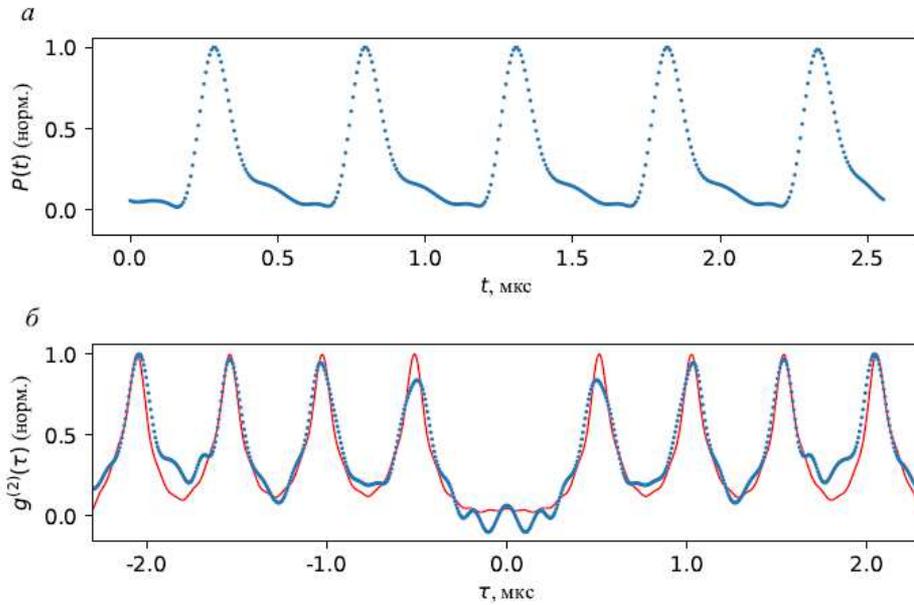


Рис. 4. Результаты измерений с импульсной накачкой, $\Omega = 35$ МГц. а) Мощность излученного сигнала после удаления когерентного поля импульсов. б) Стационарная корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$. Все функции нормированы на максимальное значение. Синими точками обозначены экспериментальные данные (ширина полосы частот измерения $\Delta f = 5$ МГц), красной линией — симуляция без подгоночных параметров

30 нс) π -импульсов, переводящих невозбужденный атом в возбужденное состояние. Импульсы разделены интервалом времени $T_p = 512$ нс.

Отклик системы на такое воздействие можно наблюдать на графике мощности излучения атома $P(t)$ (рис. 4, а). Максимумы разделены временным интервалом T_p . Пики имеют временную форму мощности поля фотона: быстрый рост и дальнейший экспоненциальный спад, характерный для спонтанного излучения.

На графике корреляционной функции $g^{(2)}$ (рис. 4, б) имеется серия максимумов в моменты времени, кратные T_p . Такое поведение легко объяснить с физической стороны. Пусть изначально атом находился в низшем состоянии, тогда первый пришедший импульс переводит его в возбужденное состояние. Затем время T_p система свободно эволюционирует и может излучить фотон с определенной вероятностью. Если атом испустил фотон, то следующий импульс опять переведет атом в высшее состояние, и процесс повторится. Таким образом, мы увидим два скоррелированных фотона, разделенных промежутком времени T_p . Если же фотон не был излучен, то новый импульс переведет атом в основное состояние, и ни один из двух возможных фотонов атомом не будет излучен. Таким образом, данные пары фотонов сильно скоррелированы, а значит, на графике $g^{(2)}$ должны быть максимумы при $\tau \approx k \cdot T_p$, $k \in \mathbb{Z}$, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Важно заметить, что при $\tau = 0$ такой пик подавлен, а значит, атом излучает в каждый момент времени не более одного фотона. Таким образом, явление антигруппировки наблюдается при импульсной накачке.

Точное нулевое значение в начале координат, предсказываемое теорией, не достигается из-за различных механизмов потери корреляции [12]. Наибольший вклад в микроволновом диапазоне вносят большое количество шума в каждом измерении и конечность полосы частот измерений [13]. Это также отражается на высотах первых пиков (рис. 4, б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами была разработана техника измерения корреляционных функций второго порядка для излучения в микроволновом диапазоне с помощью линейных детекторов. С помощью нее мы продемонстрировали, что для естественно разделенного излучения искусственного сверхпроводникового атома действительно наблюдается явление антигруппировки.

Полученный метод измерений также позволит нам в дальнейшем изучать другие явления, связанные с особенностями фотонной статистики квантового излучения.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538). Образцы были изготовлены на оборудовании Центра коллективного пользования МФТИ.

- [1] *Glauber R.J.* // *Phys. Rev.* **130**, N 6. 2529 (1963).
[2] *Hanbury Brown R., Twiss R.Q.* // *Nature.* **177**, N 4497 (1956).
[3] *Bozyigit D., Lang C., Steffen L.* et al. // *Nature Phys.* **7**, N 2. 154 (2011).
[4] *Zhou Y., Peng Z., Horiuchi Y.* et al. // *Phys. Rev. Applied.* **13**, N 3. (2020).
[5] *Da Silva M.P., Bozyigit D., Wallraff A., Blais A.* // *Phys. Rev. A.* **82**, N 4. (2010).
[6] *Gasparinetti S., Pechal M., Besse J.-C.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **119**, N 14. (2017).
[7] *Peng Z., de Graaf S., Tsai J., Astafiev O.V.* // *Nat Commun* **7**, N 1. (2016).
[8] *Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L.* // *Phys. Rev. Lett.* **39**, N 11. 691 (1977).
[9] *Wallraff A., Schuster D.I., Blais A.* et al. // *Nature.* **431**, N 7005. 162 (2004). 10.1038/nature02851
[10] *Koch J., Yu T.M., Gambetta J.* et al. // *Phys. Rev. A.* **76**, N 4. (2007). 10.1103/PhysRevA.76.042319
[11] *Vasenin A.V., Kadyrmetov Sh.V., Bolgar A.N.* et al. // arXiv:2309.01563. 2023.
[12] *Lopez Carreno J.C., Zubizarreta Casalengua E., Silva B.* et al. // *Phys. Rev. A.* **105**, N 2. (2022).
[13] *Hoi I.-C., Palomaki T., Lindkvist J.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **108**, N 26 (2012)..

Antibunching of Single-Photon Emission from a Superconducting Artificial Atom in Two Directions in a Coplanar Microwave Waveguide

V. V. Voskresenskii^{1,a}, A. V. Vasenin^{1,2}, A. Yu. Dmitriev^{1,3}, A. Bolgar¹, O. V. Astafiev^{1,2,3}

¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Laboratory of Artificial Quantum Systems
Moscow Region, Dolgoprudny, 141701, Russia*

²*Skolkovo Institute of Science and Technology*

Moscow, Skolkovo Innovation Center, 121205, Russia

³*V.A. Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS
Moscow, 125009, Russia E-mail: ^avoskresenskii.vv@phystech.edu*

An important tool for studying sources of both classical and quantum radiation is the temporal correlation functions. In the optical range, single-photon detectors are used for their measurement. In the microwave range, such efficient detectors do not yet exist. However, with detectors that measure the linear characteristics of the electromagnetic field, such as voltage, it is also possible to measure correlation functions. In this work, we demonstrate the phenomenon of antibunching using second-order correlation functions, measured by the technique we developed, for the radiation of an artificial superconducting atom, naturally divided in a one-dimensional coplanar waveguide.

PACS: 42.50.Dv 42.50.-p.

Keywords: antibunching, artificial atom, single photons.

Received 10 June 2024.

Сведения об авторах

1. Воскресенский Владимир Владимирович — студент бакалавриата; e-mail: voskresenskii.vv@phystech.edu.
2. Васенин Андрей Владимирович — аспирант; e-mail: vasenin.av@phystech.edu.
3. Дмитриев Алексей Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: aleksei.j.dmitriev@phystech.edu.
4. Болгар Алексей — соискатель, ст. науч. сотрудник; e-mail: alexgood@list.ru.
5. Астафьев Олег Владимирович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; e-mail: o.astafiev@skoltech.ru.