

Рассеяние одиночного фотона на двухкубитной структуре с резонаторами

А.Н. Султанов¹, Д.С. Карпов², Я.С. Гринберг¹, С.Н. Шевченко^{2,3}, А.А. Штыгашев¹

¹Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, г. Новосибирск, 630073, Россия

²Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: sultanov.aydar@ngs.ru, karpov@ilt.kharkov.ua

³Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2017 г., опубликована онлайн 25 мая 2017 г.

В данной работе изучено рассеяние одиночного фотона в системе волновод–резонатор–кубит. Открытый волновод связан с двумя резонаторами, расположенными на произвольном расстоянии друг от друга, содержащими по одному кубиту. В такой системе возникает резонанс Фано, являющийся следствием интерференции входящего фотона и виртуальных фотонов, связанных с переходами между состояниями системы. Полученное выражение для коэффициентов прохождения позволяет учесть влияние частоты налетающего фотона на резонансы и их ширины. Предполагается, что в системе происходит интерференция входящего фотона и виртуальных фотонов, связанных с переходами между состояниями системы.

У даній роботі вивчено розсіювання одиночного фотона в системі хвилевод–резонатор–кубіт. Відкритий хвилевод пов'язан з двома резонаторами, які розташовані на довільному відстані один від одного, що містять по одному кубіту. У такій системі виникає резонанс Фано, що є наслідком інтерференції фотона у хвилеводі і віртуальних фотонів, пов'язаних з переходами між станами системи. Отриманий вираз коефіцієнтів проходження дозволяє врахувати вплив частоти налітаючого фотона на резонанси та їх ширини. Припускається, що в системі відбувається інтерференція фотона, який входить, та віртуальних фотонів, пов'язаних з переходами між станами системи.

PACS: 42.50.Hz Сильные возбуждения оптических переходов в квантовых системах; многофотонные процессы; динамический штарковский сдвиг;
85.25.Am Характеристики сверхпроводящих устройств, конструирование, моделирование;
85.25.Hv Сверхпроводящие логические элементы и запоминающие устройства; микроэлектронные схемы.

Ключевые слова: кубит, сверхпроводящий резонатор, микроволновый фотон.

Введение

Экспериментальный прогресс, достигнутый в последнее время, позволяет изучать ряд квантово-оптических эффектов в одномерных твердотельных квантовых структурах: сверхизлучение [1–4], перенос состояния от одного кубита к другому посредством фотона [5–9], магнитно-индуцированное пропускание одиночного фотона [10,11] и т.д. Одним из перспективных направлений в этой области остается изучение взаимодействия открытого волновода и кубита [12–15]. Большинство работ на сегодня сосредоточены на системах, в которых изучают один кубит. Следующим шагом в развитии является изучение двух и более кубитных систем.

Мы рассматриваем фотонное взаимодействие двухкубитной системы в открытом волноводе. В настоящей работе рассматривается прохождение одиночного фотона. Это позволяет утверждать, что наблюдаемые эффекты имеют чисто квантово-механическую природу. В случае одномерного волновода большую роль играют расстояния между запутываемыми объектами, что требует обратить внимание на особенности влияния этого расстояния на процессы рассеяния одиночного фотона.

Имеется множество теоретических [16–20] и экспериментальных [21–23] работ по исследованию рассеяния как одного, так и более фотонов на структурах, представляющих собой открытую одномерную волноводную линию, в некоторых точках которой располо-

жены искусственные двухуровневые системы. Мы рассматриваем систему, в которой каждый кубит помещен в фотонный резонатор. Это физически ограничивает число мод, с которыми он может взаимодействовать и, тем самым, повышает время жизни кубита [24]. При этом сами резонаторы обмениваются фотоном непосредственно с волноводом, осуществляя, тем самым, непрямую связь кубита с волноводом [25]. Мы ожидаем увидеть ранее наблюдавшиеся эффекты [16,18–20] в системе с заведомо большим временем жизни и с учетом эффекта запаздывания [26], что является важнейшим параметром при реализации квантовых твердотельных схем.

Описание системы

Рассмотрим рассеивание фотона в открытом волноводе. Волновод непосредственно связан с двумя резонаторами. В каждом из них находится по одной двухуровневой системе. Выражения для коэффициента прохождения и отражения мы будем искать при помощи построения матрицы рассеивания, основываясь на методе неэрмитового гамильтониана [18]. Его применение для расчета транспорта одиночного фотона подробно описано в работе [16]. В рамках этого метода необходимо разбить все гильбертово пространство состояний на два подпространства с операторами P и Q , которые удовлетворяют следующим свойствам:

$$P + Q = 1; \quad PP = P; \quad QQ = Q; \quad PQ = QP = 0. \quad (1)$$

Разобьем пространство так, чтобы в первое подпространство входили только состояния из континуума, им соответствует оператор P . Второе подпространство будет содержать только дискретные состояния, и им соответствует оператор Q . Все состояния из Q , которые связаны с состояниями из континуума, становятся нестабильными и распадаются, процесс распада описывается неэрмитовым эффективным гамильтонианом

$$H_{\text{eff}}(E) = H_{QQ} + H_{QP} \frac{1}{E - H_{PP} + i\varepsilon} H_{PQ}, \quad (2)$$

где $H_{XY} = XHY$, и X, Y соответствуют либо Q , либо P ; ε — бесконечно малая величина, вводимая для того, чтобы избавиться от сингулярности при резонансе [16].

Гамильтониан (2) определяет резонансные уровни энергии внутренней системы, которые возникают из-за связи с P -подпространством и лежат в нижней части комплексной плоскости $E = E' - i\hbar\Gamma'$. Данные резонансы определяются из следующего уравнения:

$$\det(E - H_{\text{eff}}) = 0. \quad (3)$$

Γ' определяет скорость распада состояний из Q -подпространства. Решение уравнения Шредингера в рамках данной задачи записывается как

$$|\Psi\rangle = |in\rangle + \frac{1}{\tilde{E} - H_{\text{eff}}} H_{QP} |in\rangle + \frac{1}{\tilde{E} - H_{PP} + i\varepsilon} H_{PQ} \frac{1}{\tilde{E} - H_{\text{eff}}} H_{QP} |in\rangle, \quad (4)$$

где $|in\rangle$ — исходное состояние системы до рассеяния и удовлетворяет уравнению $H_{PP} |in\rangle = \tilde{E} |in\rangle$, \tilde{E} — энергия системы в исходном состоянии. Следует отметить, что в выражении (4) последний член учитывает эволюцию исходного состояния по всем порядкам взаимодействия между P - и Q -подпространствами.

Полный гамильтониан, описывающий систему, включает фотонные резонаторы с фундаментальными частотами ω_{c1} и ω_{c2} , расположенные на расстоянии d в волноводе, по которому могут распространяться фотоны с произвольной частотой ω_k , а также два кубита с собственными частотами Ω_1 и Ω_2 , по одному в каждом резонаторе. Параметры взаимодействия резонаторов с волноводом обозначены как ξ_1 и ξ_2 соответственно и резонаторов с кубитом как λ_1 и λ_2 . Кубит мы описываем в рамках спиновой модели, а фотон в волноводе рассматриваем в фоковском представлении [27]. Тогда полный гамильтониан системы принимает вид [16,24]:

$$H = \sum_{j=1}^2 \frac{1}{2} \hbar \Omega_j \sigma_{zj} + \sum_{j=1}^2 \hbar \omega_{cj} a_j^\dagger a_j + \sum_k \hbar \omega_k c_k^\dagger c_k + \sum_{j=1}^2 \sum_k \hbar \xi_j (c_k^\dagger a_j e^{-ikx_j} + c_k a_j^\dagger e^{ikx_j}) + \sum_{j=1}^2 \hbar \lambda_j (a_j^\dagger + a_j) \sigma_{xj}, \quad (5)$$

где первые три члена описывают поведение всех перечисленных выше элементов (кубиты, резонаторы, волновод), а последние два — взаимодействие между ними. $\sigma_{zi} = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ — спиновый оператор i -го кубита; $a_i^\dagger (c_k^\dagger)$ и $a_i (c_k)$ — бозонные операторы рождения и уничтожения фотонов в резонаторе (волноводе); x_i — координата i -го резонатора в одномерном волноводе вдоль оси x , при этом $|x_1 - x_2| = d$.

Будем считать, что в систему попадает один фотон и резонатор с волноводом могут обмениваться лишь одним фотоном, тогда можно ограничить гильбертово пространство состояний системы следующим набором векторов:

$$\begin{aligned} |K\rangle &= |1_w\rangle \otimes |g_1, g_2, 0_{c1}, 0_{c2}\rangle, \\ |1\rangle &= |0_w\rangle \otimes |g_1, g_2, 1_{c1}, 0_{c2}\rangle, \\ |2\rangle &= |0_w\rangle \otimes |g_1, g_2, 0_{c1}, 1_{c2}\rangle, \\ |3\rangle &= |0_w\rangle \otimes |e_1, g_2, 0_{c1}, 0_{c2}\rangle, \\ |4\rangle &= |0_w\rangle \otimes |g_1, e_2, 0_{c1}, 0_{c2}\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g(e)$ — основное (возбужденное) состояние кубитов; $1_w(0_w)$ — наличие (отсутствие) фотона в волноводе с произвольным волновым вектором k ; $1_{ci}(0_{ci})$ —

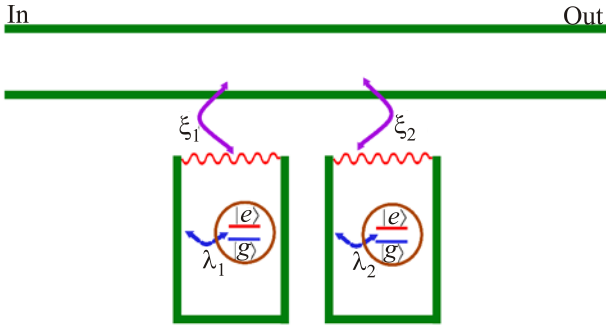


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Схематическое изображение системы волновод–кубит–резонатор. Синие пунктирные стрелки показывают связь резонатора и двухуровневой системы. Фиолетовые сплошные стрелки изображают связь резонатора с волноводом. Двухуровневая система связана с волноводом через резонатор. Фотон движется в волноводe слева направо.

наличие или отсутствие фотона в резонаторе. Постоянный обмен фотоном между кубитом и своим резонатором приводит к расщеплению уровней [16,24,25,28,29]

$$\Omega_{Rj} = \sqrt{(\Omega_j + i\Gamma_j - \omega_{cj})^2 + 4\lambda_j^2}, \quad (7)$$

где Γ_j — скорости распада фотона в волновод из j -го резонатора, формально равные полуширине лоренциана, соответствующего амплитудно-частотной характеристике резонатора. Для состояний (6) проекционные операторы принимают следующий вид:

$$Q = \sum_{n=1}^4 |n\rangle\langle n|, \quad (8)$$

$$P = \sum_{k_w} |K\rangle\langle K|.$$

В выбранном базисе состояний эффективный гамильтониан представляет собой матрицу 4×4 с компонентами:

$$\begin{aligned} \langle 1|H_{\text{eff}}|1\rangle &= -\frac{1}{2}\hbar\Omega_1 - \frac{1}{2}\hbar\Omega_2 + \hbar\omega_{c1} - i\hbar\Gamma_1, \\ \langle 2|H_{\text{eff}}|2\rangle &= -\frac{1}{2}\hbar\Omega_1 - \frac{1}{2}\hbar\Omega_2 + \hbar\omega_{c2} - i\hbar\Gamma_2, \\ \langle 3|H_{\text{eff}}|3\rangle &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_1 - \frac{1}{2}\hbar\Omega_2, \\ \langle 4|H_{\text{eff}}|4\rangle &= -\frac{1}{2}\hbar\Omega_1 + \frac{1}{2}\hbar\Omega_2, \\ \langle 1|H_{\text{eff}}|2\rangle &= \langle 2|H_{\text{eff}}|1\rangle = \hbar^2\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}e^{ikd}, \\ \langle 1|H_{\text{eff}}|3\rangle &= \langle 3|H_{\text{eff}}|1\rangle = \hbar\lambda_1, \\ \langle 1|H_{\text{eff}}|4\rangle &= \langle 4|H_{\text{eff}}|1\rangle = 0, \\ \langle 2|H_{\text{eff}}|3\rangle &= \langle 3|H_{\text{eff}}|2\rangle = 0, \\ \langle 2|H_{\text{eff}}|4\rangle &= \langle 4|H_{\text{eff}}|2\rangle = \hbar\lambda_2, \\ \langle 3|H_{\text{eff}}|4\rangle &= \langle 4|H_{\text{eff}}|3\rangle = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

В данном выражении элементы $\langle 1|H_{\text{eff}}|2\rangle$ и $\langle 2|H_{\text{eff}}|1\rangle$ содержат зависимость от импульса фотона. При этом структура волновой функции такова, что этот импульс равен импульсу фотона в исходном состоянии системы.

Нас интересует вероятность обнаружить фотон в волноводe после взаимодействия с системой, и данную вероятность можно определить, перейдя к координатному представлению волновой функции (4) $\langle x|\Psi\rangle = \Psi_x$, где $|x\rangle = |x_w\rangle \otimes |g_1, g_2, 0_{c1}, 0_{c2}\rangle$. При этом волновая функция в координатном представлении запишется как:

$$\Psi_x = e^{ikx} - i\hbar\Gamma_1 e^{ik|x-x_1|} e^{ikx_1} R_{11} - i\hbar\Gamma_2 e^{ik|x-x_2|} e^{ikx_2} R_{22} - i\hbar\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2} \left(e^{ik|x-x_1|} e^{ikx_2} R_{12} - e^{ik|x-x_2|} e^{ikx_1} R_{21} \right), \quad (10)$$

где $R_{i,j} = \left(\frac{1}{E - H_{\text{eff}}} \right)_{i,j}$. Приведем выражения лишь тех элементов матрицы $R_{i,j}$, которые необходимы для вычисления (8). Учтем, что энергия состояния $|K\rangle$ равна $E = \hbar\left(\omega - \frac{1}{2}\Omega_1 - \frac{1}{2}\Omega_2\right)$:

$$\begin{aligned} R_{11} &= \frac{(\omega - \Omega_1)(\omega - \tilde{\omega}_2^-)(\omega - \tilde{\omega}_2^+)}{D(\omega)}, \\ R_{22} &= \frac{(\omega - \Omega_2)(\omega - \tilde{\omega}_1^-)(\omega - \tilde{\omega}_1^+)}{D(\omega)}, \\ R_{12} = R_{21} &= \frac{-i\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}e^{ikd}(\omega - \Omega_1)(\omega - \Omega_2)}{D(\omega)}, \\ \tilde{\omega}_j^\pm &= \frac{\Omega_j + \omega_{cj} - i\Gamma_j \pm \Omega_{Rj}}{2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где определитель матрицы R может быть в общем виде представлен как

$$D(\omega) = (\omega - \omega_{1+})(\omega - \omega_{1-})(\omega - \omega_{2+})(\omega - \omega_{2-}). \quad (12)$$

Выражение $D(\omega) = 0$ представляет собой трансцендентное уравнение четвертой степени. Его аналитическое решение для идентичных пар кубит–резонатор ($\Omega_1 = \Omega_2, \omega_{c1} = \omega_{c2}$) имеет следующий вид:

$$\omega_{1\pm} = \frac{1}{2} \left(\Omega + \omega_c - i\Gamma + i\Gamma e^{i\frac{\omega}{\omega_c} k_{c1}d} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\Omega - \omega_c + i\Gamma - i\Gamma e^{i\frac{\omega}{\omega_c} k_{c1}d} \right)^2 + 4\lambda^2 \right]^{1/2}$$

$$\omega_{2\pm} = \frac{1}{2} \left(\Omega + \omega_c - i\Gamma - i\Gamma e^{i\frac{\omega}{\omega_c} k_{c1}d} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\Omega - \omega_c + i\Gamma + i\Gamma e^{i\frac{\omega}{\omega_c} k_{c1}d} \right)^2 + 4\lambda^2 \right]^{1/2} .$$
(13)

В выражениях (13) была введена следующая замена $kd = \frac{\omega}{v_g}d = \frac{\omega}{v_g} \frac{\omega_{c1}}{\omega_{c1}}d = \frac{\omega}{\omega_{c1}}k_{c1}d$, k_{c1} — волновой вектор фотона в первом резонаторе (можно нормировать на волновой вектор фотонов из любого резонатора). Из выражений (13) видно, что энергия резонанса и его ширина зависят от частоты налетающего фотона. Этот факт является проявлением эффекта запаздывания: фотон в волноводе распространяется с конечной скоростью, ему требуется определенное время для достижения второй пары кубит-резонатор системы [19]. При расстояниях, много меньших длины

волны, энергия резонанса не зависит от частоты входящего фотона, он «мгновенно» воздействует на обе пары кубит-резонатор. Именно благодаря эффекту запаздывания, которое формально присуще как виртуальным фотонам, так и реальному, возникает интерференция. Выражения (13) позволяют найти зависимости реальных резонансов системы и их ширин от параметров системы. Эти зависимости от расстояния между кубитами представлены на рис. 2 и 3. Графики построены для одинаковых кубитов и резонаторов. Выбраны следующие параметры: $\Omega_1/2\pi = \omega_{c1}/2\pi = 3$ ГГц при частоте налетающего фотона, равной $\omega = \omega_{c1}$.

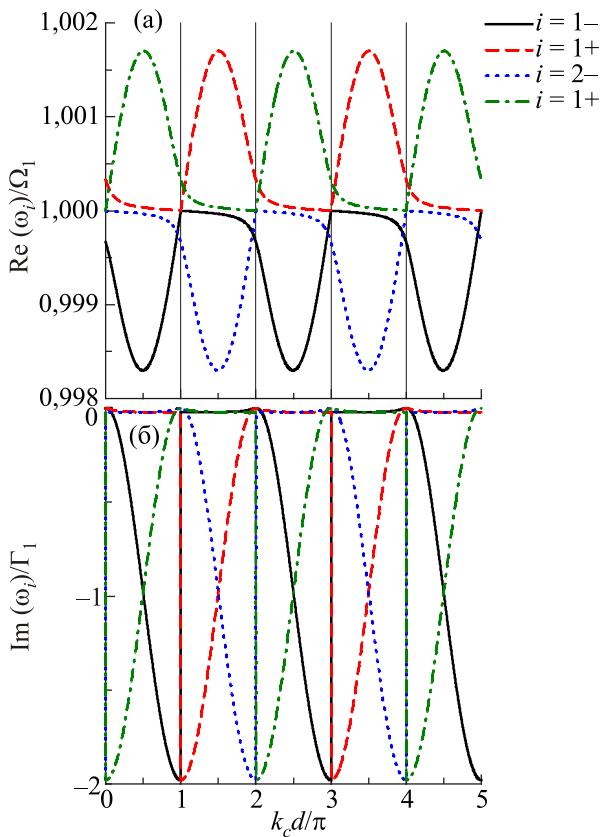


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Зависимость энергии резонанса (а) и его ширины (б) от расстояния между резонаторами с кубитами в слабом дисперсионном режиме ($\lambda/2\pi = 1$ МГц, $\Gamma/2\pi = 5$ МГц). Черная непрерывная линия соответствует корню ω_{1-} , красная пунктирная — корню ω_{1+} , зеленая пунктирная — корню ω_{2-} , синяя штрихпунктирная — корню ω_{2+} .

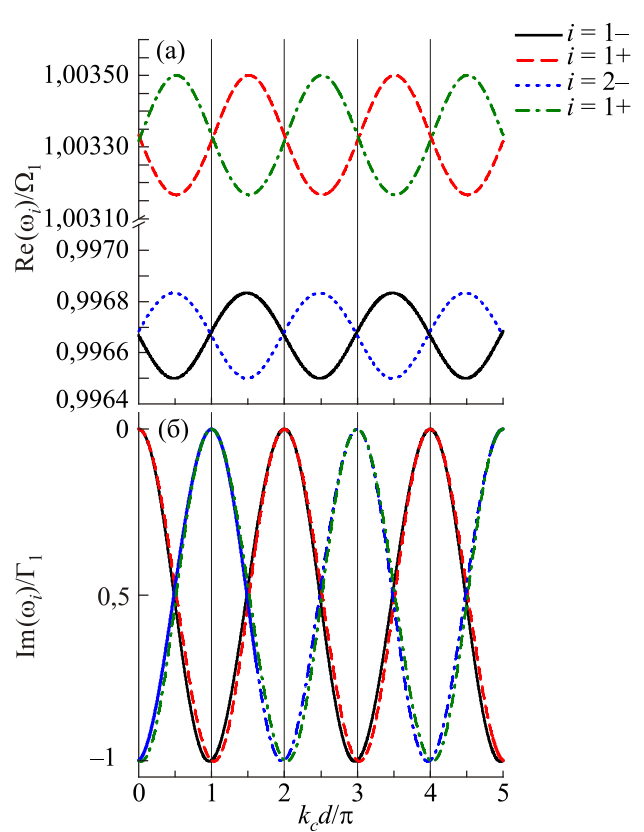


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимость энергии резонанса (а) и его ширины (б) от расстояния между резонаторами с кубитами в сильном резонансном режиме ($\lambda/2\pi = 10$ МГц, $\Gamma/2\pi = 1$ МГц). Черная непрерывная линия соответствует корню ω_{1-} , красная пунктирная — корню ω_{1+} , зеленая пунктирная — корню ω_{2-} , синяя штрихпунктирная — корню ω_{2+} .

На рис. 2 и 3 видно, что в случае слабой связи ($\lambda \ll \Gamma$) можно наблюдать эффекты увеличения скорости испускания фотона из резонатора в волновод и ее уменьшения. Данный эффект связан с тем, располагая пары кубит–резонатор на различных расстояниях, кратных длине волны на фундаментальной частоте резонатора, мы тем самым заставляем конструктивно или деструктивно интерферировать волновые функции каждой пары [19]. Причем, в слабом дисперсионном режиме мы видим, что вклад в эти эффекты при различных расстояниях дают разные корни определителя. В сильном резонансном режиме наблюдается сильное расщепление резонансных энергий. В данном случае вклад раби-расщепления кубит–резонатора, оказывается большим. При расстояниях между кубит–резонаторами, кратных $\pi/2$, проявляется эффект уменьшения скорости испускания. В сильном резонансном режиме данный эффект будет сильнее (см. рис. 2 и 3). Данное явление можно объяснить следующим образом: после того как фотон будет испущен первым резонатором, он может (повторно) отразиться от второго резонатора и снова поглотиться первым. Изменяя расстояние между резонаторами, мы меняем вероятность таких повторных возбуждений и испусканий. Также предполагается, что происходит повторное возбуждение кубитов. Это приведет, как и в случае без резонаторов [19], к увеличению времени жизни первого кубита. Иными словами, с ростом расстояния будет уменьшаться взаимный вклад в интерференцию от обеих пар, так как будут уменьшаться амплитуды волновых функций.

В нашей задаче не было учтено затухание в волноводе; но мы полагаем, что его учет приведет к уменьшению амплитуды регистрируемого сигнала, а также к ослаблению эффекта изменения скорости испускания фотона в волновод с увеличением расстояния между парами кубит–резонатор, поскольку последний связан с интерференцией волновых функций. Иными словами, с ростом расстояния будет уменьшаться взаимный вклад в интерференцию от обеих пар, так как будут уменьшаться амплитуды волновых функций.

Мы предполагаем, что фотон движется со стороны первого резонатора с координатой x_1 . На рис. 4 и 5 представлены амплитудно-частотные характеристики для полностью одинаковых пар кубит–резонатор для сильного резонансного (рис. 4) и слабого дисперсионного (рис. 5) режимов, рассмотренных ранее. Из выражения (10) получим коэффициенты прохождения ($x > x_2$) и отражения ($x < x_1$), предполагая, что в волноводе распространяются плоские волны [16]:

$$T = 1 - i\hbar\Gamma_1 R_{11} - i\hbar\Gamma_2 R_{22} - i\hbar\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2} \left(e^{ikd} R_{12} + e^{-ikd} R_{21} \right), \quad (14)$$

$$R = -i\hbar\Gamma_1 R_{11} e^{-ikd} - i\hbar\Gamma_2 R_{22} e^{ikd} - i\hbar\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2} (R_{12} + R_{21}). \quad (15)$$

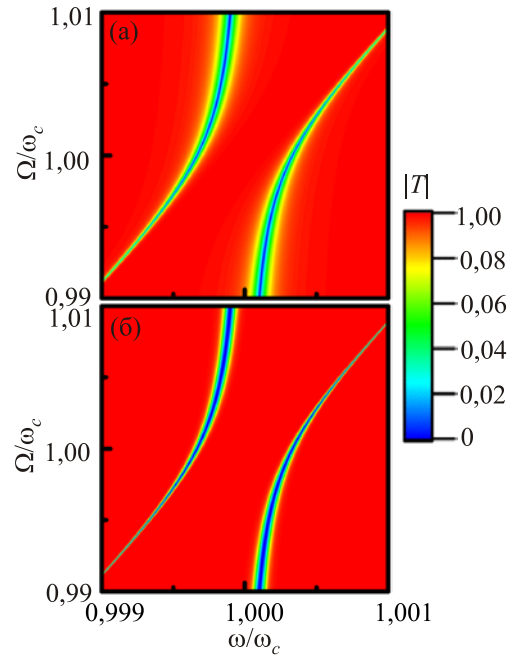


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Зависимость амплитуды коэффициента прохождения T от частоты налетающего фотона и расстояния между уровнями кубита при малых $k_c d < 1$ (а) и больших ($k_c d = \pi/2$) (б) расстояниях между резонаторами в сильном резонансном режиме ($\lambda \gg \Gamma$, $\Gamma/2\pi = 1$ МГц, $\lambda/2\pi = 10$ МГц).

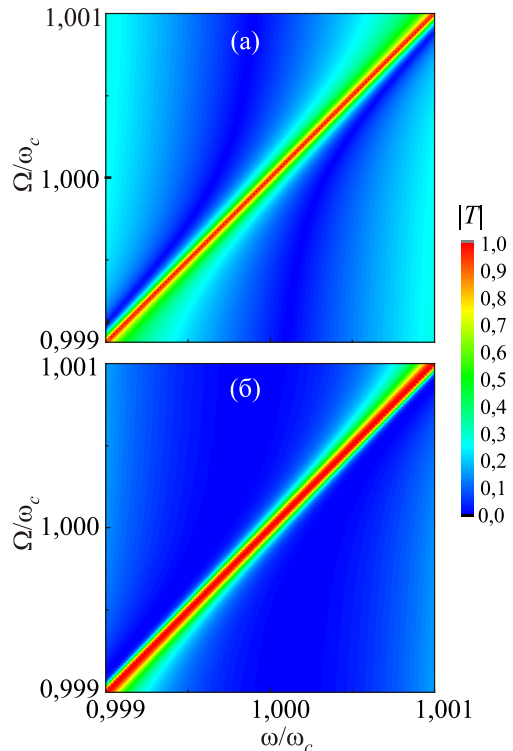


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Зависимость амплитуды коэффициента прохождения T от частоты налетающего фотона и расстояния между уровнями кубита при малых $k_c d < 1$ (а) и больших ($k_c d = \pi/2$) (б) расстояниях между резонаторами в слабом дисперсионном режиме ($\Gamma/2\pi = 5$ МГц, $\lambda/2\pi = 1$ МГц).

В случае слабой связи мы видим четкое проявление интерференционных эффектов на линиях, соответствующих антикроссингу. Иными словами, связанных с нерезонансным взаимодействием моды резонатора с кубитом, при этом на расстояниях кратных π мы будем наблюдать картины, идентичные рис. 5 (а), а при кратных $\pi/2$ рис. 5 (б), которые отличаются ширинами резонансов. Важно отметить, что максимальный коэффициент прохождения соответствует ситуации, когда энергия внешнего фотона будет совпадать с энергией кубита и резонатора (рассматриваемая полоса частот входит в полосу резонатора). Более того, при увеличении расстояния возрастает полоса частот прозрачности системы в случае, когда кубит и резонатор отстроены друг от друга. Срезы поверхностей на рис. 5 при совпадении частоты кубита и резонатора представлены на рис. 6.

При расстояниях менее $\pi/2$ и сравнимых с длиной волны фундаментальных мод резонатора возникает резонанс с асимметричным профилем (рис. 7). В системе кон-

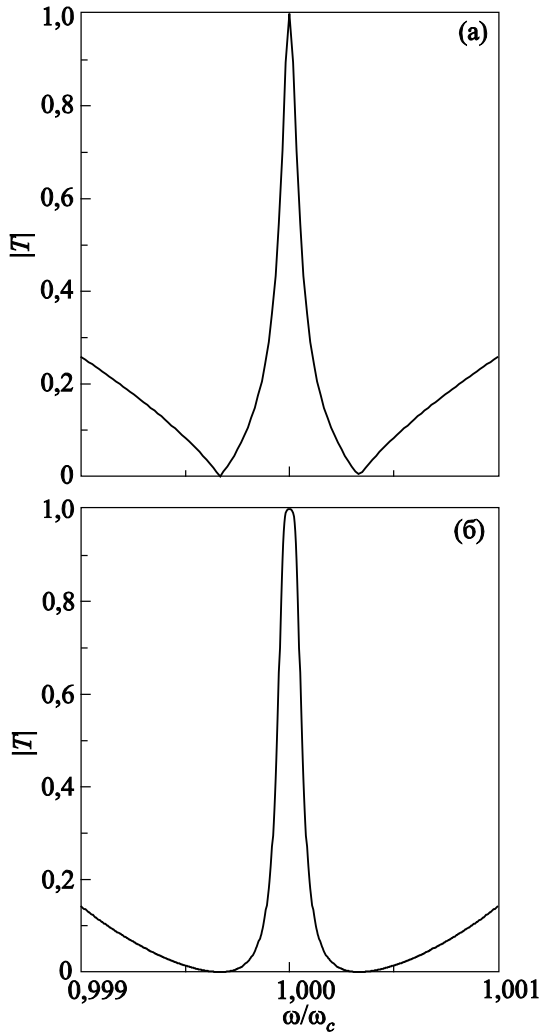


Рис. 6. Амплитудно-частотные характеристики в слабом дисперсионном режиме при малых (а) и больших (б) ($k_c d = \pi/2$) расстояниях между резонаторами. Частота кубитов соответствует частоте резонаторов $\Omega = \omega_c$.

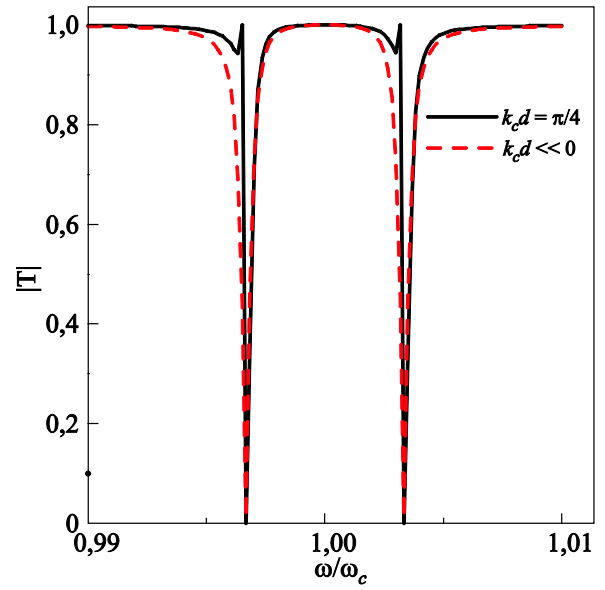


Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика в случае резонанса $\Omega_1 = \omega_{c1}$ в сильном резонансном режиме.

курируют два волновых процесса. Происходит интерференция волновых функций, связанных с каждой парой кубит-резонатор, и мы наблюдаем резонанс Фано [30].

Рассмотренная модель позволяет оценить также запутанности кубитов в системе. Мы оценили как согласованность C [31–33] зависит от частоты входящего фотона при слабом дисперсионном режиме. Максимум согласованности соответствует частоте налетающего фотона $\omega \pm \lambda_{1,2}$ (см. рис. 8).

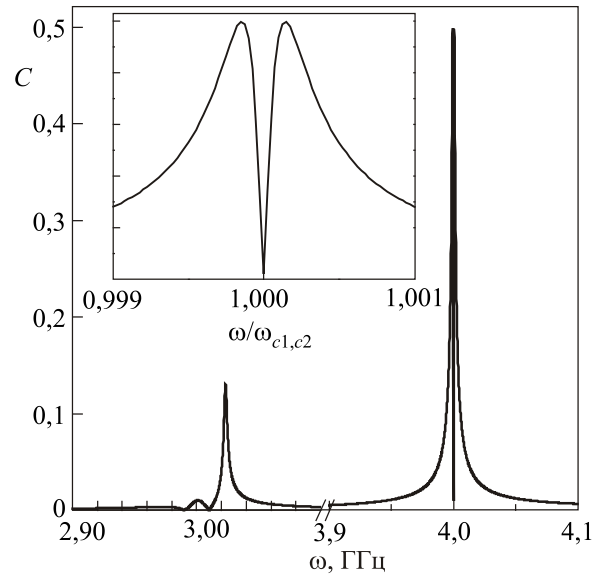


Рис. 8. Согласованность системы как функция частоты входящего фотона. Используются следующие параметры: $\Omega_1/2\pi = 3$ ГГц, $\omega_{c1}/2\pi = 3$ ГГц, $\lambda_1/2\pi = 1$ МГц, $k_c d < 1$, $\Omega_2/2\pi = 4$ ГГц, $\omega_{c2}/2\pi = 4$ ГГц, $\Gamma_{1,2} \gg \lambda_{1,2}$. При частоте фотона $\omega \pm \lambda_{1,2}$ согласованность в системе становится отличной от нуля.

Таким образом, предложенная нами модель описывает ранее известные эффекты, такие, как зависимость скорости испускания фотона в резонатор от расстояния между кубитами [16], появление фанорезонансов на частотах с учетом раби-расщепления в чистом квантово-механическом случае, это показывает, что наблюдаемые эффекты имеют место даже в случае распространения одиночного фотона в системе [30]. Данный расчет также учитывает эффект немгновенного взаимодействия фотона с двумя резонаторами, что обуславливает появление интерференции волновых функций виртуальных (нерегистрируемых) фотонов. Показано, что внутренние резонансы системы зависят не только от ее конфигурации, но и от частоты налетающего фотона.

Работа А.Н.С. и Я.С.Г. выполнена при частичной поддержке РФФИ по гранту 16-19-10069. Работа Д.С.К. и С.Н.Ш. выполнена при частичной поддержке ДФФД по гранту Ф66/95-2016.

Авторы благодарят Е.В. Ильичева и А.Н. Омелянчука за плодотворное обсуждение работы.

1. V.I. Rupasov and V.I. Yudson, *Sov. Phys. JETP* **60**, 927 (1984).
2. O. Astafiev, A.M. Zagoskin, A.A. Abdumalikov Jr., Yu.A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J.S. Tsai, *Science* **327**, 840 (2010).
3. Io-Chun Hoi, C.M. Wilson, G. Johansson, T. Palomaki, B. Peropadre, and P. Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 073601 (2011).
4. H. Li and G. Ge, *Optics Photonics J.* **3**, 29 (2013).
5. J.-T. Shen and S. Fan, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 213001 (2005).
6. D.E. Chang, A.S. Sørensen, E.A. Demler, and M.D. Lukin, *Nature Phys.* **3**, 807 (2007).
7. P. Longo, P. Schmitteckert, and Kurt Busch, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 023602 (2010).
8. C. Eichler, D. Bozyigit, and A. Wallraff, *Phys. Rev. A* **86**, 032106 (2012).
9. D.S. Karpov, G. Oelsner, S.N. Shevchenko, Y.S. Greenberg, and E. Il'ichev, *Fiz. Nizk. Temp.* **42**, 246 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 189 (2016)].
10. L. Zhou, Z.R. Gong, Yu-xi Liu, C.P. Sun, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 100501 (2008).
11. Y.-L. Chen, Y.-F. Xiao, X. Zhou, Xu-Bo Zou, Z.-W. Zhou, and G.-C. Guo, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 175503 (2008).
12. O.V. Astafiev, A.A. Abdumalikov, Jr., A.M. Zagoskin, Yu.A. Pashkin, Y. Nakamura, and J.S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 183603 (2010).
13. C. Eichler, D. Bozyigit, C. Lang, L. Steffen, J. Fink, and A. Wallraff, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 220503 (2011).
14. 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).
15. R.J. Schoelkopf and S.M. Girvin, *Nature* **451**, 664 (2008).
16. Ya.S. Greenberg and A.A. Shtygashev, *Phys. Rev. A* **92**, 063835 (2015).
17. L. Trifunovic, O. Dial, M. Trif, J.R. Wootton, R. Abebe, A. Yacoby, and D. Loss, *Phys. Rev. X* **2**, 011006 (2012).
18. N. Auerbach and V. Zelevinsky, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 106301 (2011).
19. H. Zheng and H.U. Baranger, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 113601 (2013).
20. A.N. Sultanov, Y.S. Greenberg, D.S. Karpov, B.I. Ivanov, and S.N. Shevchenko, *13th Intern. Sci.-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering*, **2**, 38 (2016).
21. A.F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumière, B.C. Sanders, A. Blais, and A. Wallraff, *Science* **342**, 6165 (2013).
22. J. Majer, J.M. Chow, J.M. Gambetta, J. Koch, B.R. Johnson, J.A. Schreier, L. Frunzio, D.I. Schuster, A.A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M.H. Devoret, S.M. Girvin, and R.J. Schoelkopf, *Nature* **449**, 443 (2007).
23. Y.-L.L. Fang, H. Zheng, and H.U. Baranger, *EPJ Quantum Technology* **1**, 3 (2014).
24. А.Н. Омелянчук, Е.В. Ильичев, С.Н. Шевченко, *Квантовые когерентные явления в джозефсоновских кубитах*, Наукова думка, Киев (2013).
25. S.N. Shevchenko, A.N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 360 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 283 (2012)].
26. В.П. Быков, *Лазерная электродинамика. Элементарные и когерентные процессы при взаимодействии лазерного излучения с веществом*, Физматлит, Москва (2006).
27. L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press (1995).
28. Ya.S. Greenberg, *Phys. Rev. B* **76**, 104520 (2007).
29. Y.S. Greenberg, E. Il'ichev, G. Oelsner, and S.N. Shevchenko, *AIP Conf. Proc.* **1619**, 89 (2014).
30. G.-Y. Chen, M.-H. Liu, and Y.N. Chen, *Phys. Rev. A* **89**, 053802 (2014).
31. W.K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2245 (1998).
32. V. Coffman, J. Kundu, and W.K. Wootters, *Phys. Rev. A* **61**, 052306 (2000).
33. G. Romero, C.E. López, F. Lastra, E. Solano, and J.C. Retamal, *Phys. Rev. A* **75**, 032303 (2007).

Scattering of a single photon on a two-qubit structure with resonators

A.N. Sultanov, D.S. Karpov, Y.S. Greenberg, S.N. Shevchenko, and A.A. Shtygashev

In this paper, the scattering of a single photon in a waveguide-resonator-qubit system is studied. The open waveguide is connected to two resonators, each of which contains only one qubit. The resonators are located at an arbitrary distance from each other. The scattering of a single photon makes it possible to describe the behavior of the system completely quantum-

mechanically. We show the existence of Fano resonance, which is a direct manifestation of the interference between the incoming photon and virtual photons associated with transitions between states of the system. The obtained expressions for the transmission coefficients allow one to take into account the influence of the incident photon's frequency on resonances and their widths.

PACS: 42.50.Hz Strong-field excitation of optical transitions in quantum systems; multiphoton processes; dynamic Stark shift;
85.25.Am Superconducting device characterization, design, and modeling;
85.25.Hv Superconducting logic elements and memory devices; microelectronic circuits.

Keywords: qubit, superconductive resonator, microwave photon.