

## Спектроскопия сверхпроводникового потокового кубита в квазидисперсионном режиме

Б. И. Иванов<sup>+1)</sup>, И. Л. Новиков<sup>+</sup>, А. Н. Султанов<sup>+</sup>, Я. С. Гринберг<sup>+</sup>, А. В. Кривецкий<sup>+</sup>, А. Г. Вострецов<sup>+</sup>,  
Е. Ильичев<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Leibniz Institute of Photonic Technology, P.O. Box 100239, D-07702 Jena, Germany

Поступила в редакцию 13 января 2016 г.

После переработки 9 февраля 2016 г.

Проведено экспериментальное исследование свойств сверхпроводникового потокового кубитового кубита (кубита) в квазидисперсионном режиме, когда частота пробного сигнала меньше частоты возбуждения кубита, но тем не менее близка к ней. Показано, что все параметры кубита, индуктивно связанного с копланарным резонатором, можно определить при одночастотном возбуждении из анализа амплитудно-частотных характеристик прохождения пробного сигнала на выходе этого резонатора. При дополнительном возбуждении кубита сигналом на второй гармонике резонатора наблюдались резонансные провалы, обусловленные резонансом между пробным сигналом и наведенным раби-расщеплением. Показано, что положение этих провалов хорошо согласуется с параметрами кубита, полученными при анализе амплитудно-частотных характеристик при одночастотном возбуждении кубита пробным сигналом.

DOI: 10.7868/S0370274X16060126

Проведенные к настоящему времени исследования показывают, что наиболее привлекательными в качестве элементной базы квантовых информационных систем сейчас являются кубиты на основе сверхпроводниковых джозефсоновских контактов. Это связано в первую очередь с тем, что сверхпроводниковые кубиты обладают наибольшими среди других кандидатов временами декогерентности, что является определяющим фактором для реализации квантовых вычислительных алгоритмов и криптографических протоколов квантовой коммуникации. Другое немаловажное обстоятельство заключается в том, что технология изготовления джозефсоновского контакта является твердотельной, что обуславливает воспроизводимость и масштабируемость изготавливаемых устройств.

Сверхпроводниковый потоковый кубит характеризуется четырьмя параметрами: энергетической щелью  $\Delta$ , незатухающим током в кольце интерферометра  $I_q$ , параметром релаксации  $\gamma$  и энергией взаимодействия с микроволновым трактом  $g$ . Первые два параметра можно определить либо в дисперсионном режиме, когда резонансная частота сверхпроводникового резонатора  $\omega_c$  много меньше щели,  $\omega_c \ll \Delta$  [1–3], либо методом двухчастотной спектроскопии, когда в дополнение к пробному

сигналу кубит возбуждается высокой частотой, близкой к расстоянию между энергетическими уровнями кубита [4]. Что касается двух других параметров, то  $g$  обычно рассчитывают численно исходя из дизайна структуры кубит–резонатор, а  $\gamma$  определяется как подгоночный параметр для характерного провала зависимости коэффициента прохождения от смещения кубита [4].

В настоящей работе сообщается о результатах исследования кубита в квазидисперсионном режиме, когда частота пробного сигнала близка к частоте возбуждения кубита,  $\omega_c \leq \Delta$ . В данном режиме, в отличие от предыдущих экспериментов, взаимодействие кубита с волноводом приводит не только к смещению резонансной частоты, что характерно для дисперсионного режима, но также и к заметному уширению резонансной линии, обусловленной спонтанным излучением кубита. Это позволяет на основе анализа амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) сигнала прохождения определить все четыре характерных параметра кубита.

В первой серии экспериментов исследовались АЧХ на выходе сверхпроводникового резонатора вблизи его фундаментальной частоты. Из анализа этих АЧХ были определены такие параметры кубита, как его энергетическая щель, незатухающий ток в петле интерферометра, энергия связи кубита с резонатором, скорость его релаксации. Во второй серии

<sup>1)</sup>e-mail: b.ivanov@corp.nstu.ru

экспериментов была проведена спектроскопия кубита, когда сверхпроводниковый резонатор дополнительно возбуждался сигналом большей мощности на второй гармонике. При этом зависимость коэффициента прохождения на первой гармонике от внешнего магнитного потока имела два характерных провала, обусловленных возбуждением раби-резонанса пробным сигналом. Мы показали, что положение этих провалов хорошо согласуется с параметрами кубита, измеренными в первой серии экспериментов.

Сверхпроводниковый резонатор и сверхпроводниковый потоковый кубит были изготовлены в чистой комнате Института фотонных технологий им. Лейбница города Йена, Германия. Материалом резонатора служил ниобий (Nb) с толщиной слоя 200 нм. Пленка осаждалась методом вакуумного напыления на слаболигированной высокоомной кремниевой подложке. Образец был сформирован методом электронно-лучевой литографии и направленным ионным травлением в  $\text{CF}_4$ . В итоге результирующая структура представляла собой резонатор в копланарной линии передачи [5]. Структура резонатора была выбрана из условия максимального согласования с измерительным трактом с волновым сопротивлением 50 Ом. Потоковый алюминиевый кубит был изготовлен посредством технологии теневого напыления во втором технологическом цикле независимо от фабрикации резонатора. Три туннельных контакта Джозефсона, включенные в сверхпроводниковую петлю, формируют потоковый кубит, гальванически изолированный от сигнальных цепей копланарного резонатора. Структура кубита расположена в центральной зауженной части резонатора, где переменное электромагнитное поле имеет максимальную амплитуду магнитной составляющей (см. рис. 1 в [4]), что обеспечивает максимальную энергию взаимодействия кубита и резонатора. Резонансная частота резонатора,  $\omega_c/2\pi = 2.59$  ГГц, была выбрана из условия  $\omega_c/2\pi < \Delta$ , где  $\Delta$  – минимальная энергия щели кубита, соответствующая его нулевой отстройке. Ширина резонансной линии оказалась равной 25 кГц, что соответствует добротности  $Q \approx 10^5$ . Длина резонатора, равная половине длины волны, составляла 23 мм, ширина центрального волновода 50 мкм. Зазор между заземлением и центральным проводником 30 мкм. Связь резонатора и измерительного тракта осуществлялась через держатель образца. Контакты сверхпроводниковой пленки подключались к внешним высокочастотным разъемам механическим зажимом. Гальваническое соединение осуществлялось серебряной токопроводящей пастой.

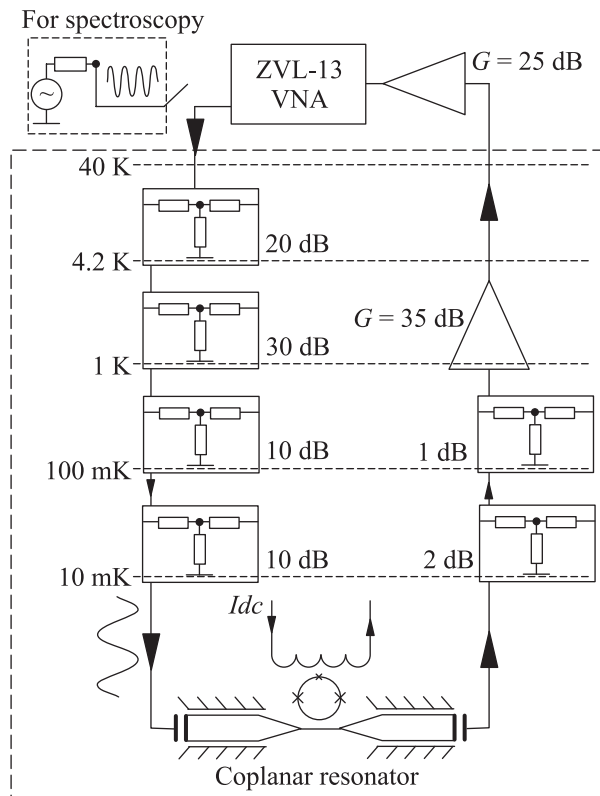


Рис. 1. Экспериментальная установка со схематическим изображением сверхпроводниковой структуры

Все измерения сверхпроводниковой структуры резонатор–кубит осуществлялись в рефрижераторе растворения BF-LD400 при номинальной температуре 10 мК. Для уменьшения воздействия внешних электромагнитных помех использовался магнитный пермаллоевый экран с коэффициентом подавления 100 для постоянного магнитного поля и более 8000 для переменного электромагнитного поля от частоты 10 Гц и выше.

В нашем случае, когда энергия щели кубита близка к резонансной частоте резонатора, использовался передаточный метод измерения. В узком спектре частот относительно  $\omega_c$  в режиме малой мощности происходило накачивание контура генератором, встроенным в векторный анализатор цепей (ВАЦ). На выходе резонатора через коаксиальные тракты и криогенные и комнатные усилители сигнал поступал на вход ВАЦа, где он смешивался с опорным сигналом. Были получены комплексные коэффициенты передачи на разных частотах. Из анализа комплексного коэффициента передачи были найдены амплитуда и фаза выходного сигнала в зависимости от прикладываемого через внешнюю катушку индуктивности постоянного магнитного поля величиной порядка

1 мГн. Для измерений кубита использовался уровень малой мощности сигнала накачки резонатора порядка  $-140$  дБм ( $10^{-17}$  Вт). Такой уровень был получен при помощи криогенных аттенуаторов. Общий уровень затухания входного тракта соответствовал  $-80$  дБ на частоте  $2.59$  ГГц. Сигнал малой мощности на выходе резонатора передавался на вход маломощного криогенного усилителя на основе SiGe биполярных транзисторов. Малая мощность рассеяния усилителя позволила разместить его на этапе охлаждения  $1$  К в рефрижераторе растворения. При рабочей температуре усилителя  $850$  мК рабочая полоса частот составила  $4$  ГГц при коэффициенте усиления  $G = 35$  дБ. Общий коэффициент усиления системы измерения с комнатными усилителями составил  $60$  дБ. Таким образом, модуль коэффициента передачи для измерительной системы на резонансной частоте соответствовал  $-35$  дБ. Схема измерительной установки показана на рис. 1.

Анализ АЧХ проводился с помощью выражения для коэффициента прохождения пробного сигнала [4, 6]:

$$t = \frac{-j\Gamma\delta\omega'_q}{\omega^2 - \omega(\omega_c + \Omega - j\gamma) + \omega_c(\Omega - j\gamma) - \lambda^2 + j\Gamma\delta\omega'_q}, \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота входного пробного сигнала,  $\Gamma$  – полуширина резонансной линии микроволнового резонатора,  $\delta\omega'_q = \omega - \Omega + j\gamma$ ,  $\Omega = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ ,  $\varepsilon = 2I_q(\Phi_x - \Phi_0/2)/\hbar$ ,  $I_q$  – незатухающий ток в кольце интерферометра,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $\Phi_x$  – внешний магнитный поток, который представляет собой сумму паразитного захваченного потока  $\Phi_i$  и потока  $\Phi_s = MI_s$ , приложенного к интерферометру со стороны сигнальной катушки,  $M$  – взаимная индуктивность кубита и сигнальной катушки,  $I_s$  – ток в сигнальной катушке. Затухание кубита в (1) описывается параметром  $\gamma = \gamma_1/2 + \gamma_\phi$ , который включает в себя как чистую релаксацию  $\gamma_1$ , так и потери, связанные с декогерентностью  $\gamma_\phi$ . Связь кубита с резонатором определяется параметром  $\lambda = g\Delta/\Omega$ , где  $g$  – взаимодействие кубита с резонатором. Выражение (1) справедливо при малом числе инжектируемых фотонов. В нашем случае для среднего числа фотонов в резонаторе, соответствующего мощности пробного сигнала  $P_{in} = 10^{-17}$  Вт, получим оценку  $\langle N \rangle \simeq 0.2$  (детали расчета приведены в заключительной части статьи). Эту оценку следует сравнить со средним числом тепловых фотонов  $\langle N_{th} \rangle \approx \exp(-\hbar\omega_c/k_B T)$ , которое для наших параметров ( $\omega_c/2\pi = 2.59$  ГГц,  $T = 10$  мК) составляет величину порядка  $10^{-6}$ .

Зависимость амплитуды нормированного коэффициента прохождения  $|t|$  от смещения  $\varepsilon$  имеет провал вблизи точки вырождения ( $\varepsilon = 0$ ) [1]. Кроме того, она является периодической функцией внешнего магнитного потока  $\Phi_s$ . Такая экспериментальная характеристика показана на рис. 2. На рис. 2 и 3 коэф-

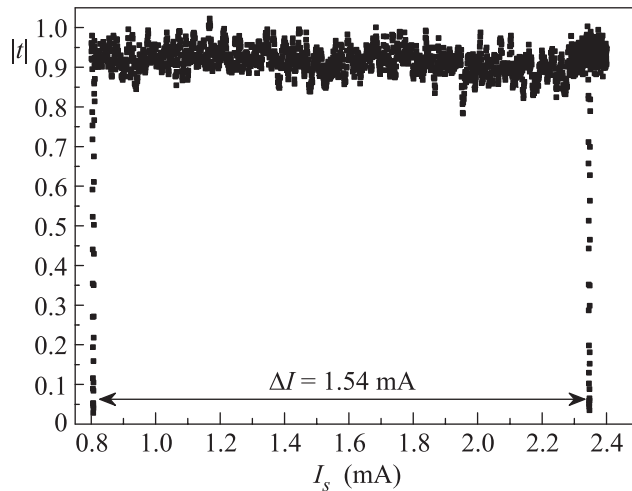


Рис. 2. Зависимость нормированного коэффициента прохождения  $|t|$  при фиксированной частоте от сигнала тока. Расстояние между провалами по магнитному потоку равно кванту магнитного потока  $\Phi_0$

фициент прохождения  $|t|$  нормирован на максимальное значение коэффициента прохождения структуры кубит–резонатор на частоте  $\omega_c$  при нулевом смещении кубита магнитным потоком. Благодаря свойству периодичности джозефсоновского контакта указанный провал повторяется при сдвиге внешнего магнитного потока на целое число  $\Phi_0$ . Данное обстоятельство позволяет исключить паразитный магнитный поток и определить взаимную индуктивность  $M$ . В нашем случае расстояние по сигнальному току  $\Delta I$  между соседними провалами составило  $1.54$  мА (см. рис. 2), откуда  $M = \Phi_0/\Delta I = 1.342$  пГн. Характерная форма такого провала для частоты сигнала  $\omega = \omega_c$  показана на рис. 3. Для каждого значения тока на рис. 3 экспериментально получены соответствующие амплитудно-частотные характеристики.

Если сравнить АЧХ (зависимость модуля коэффициента прохождения от частоты при фиксированном сигнальном токе  $I_s$ ) и зависимость коэффициента прохождения от тока  $I_s$  при фиксированной частоте (область провала), то оказывается, что АЧХ более чувствительна к параметрам релаксации  $\gamma$  и связи  $g$ . Наиболее информативными АЧХ являются характеристики в точке вырождения и в точке, соответствующей большому смещению кубита (точки 3 и 1 на

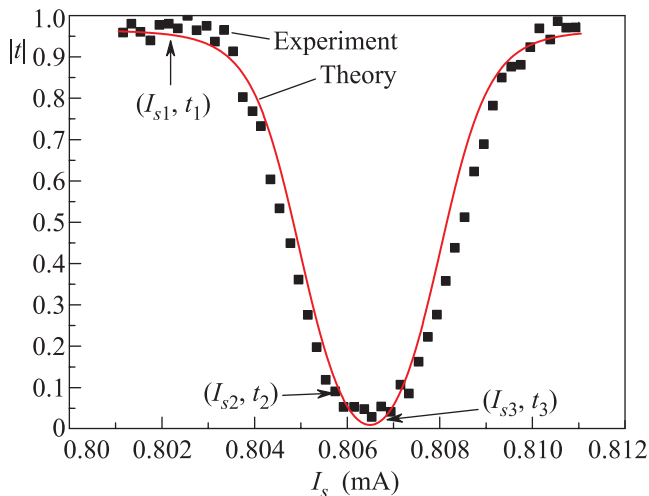


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость нормированного коэффициента прохождения  $|t|$  от тока в сигнальной катушке вблизи точки вырождения. Экспериментальная кривая показана значками, теоретическая – сплошной линией. Стрелки указывают положение экспериментальных точек, соответствующих амплитудно-частотным характеристикам, которые использовались для определения параметров кубита

рис. 3). Для лучшей сходимости численного алгоритма была дополнительно взята еще одна точка рядом с точкой вырождения (точка 2 на рис. 3).

Амплитудно-частотные характеристики, соответствующие этим трем точкам, показаны на рис. 4. Точка 1 отвечает току в сигнальной катушке  $I_{s1} = 0.801$  мА. В этой точке влияние кубита минимально и АЧХ практически совпадает с резонансной кривой резонатора (рис. 4а). Точка 2, соответствующая току  $I_{s2} = 0.8057$  мА, лежит левее точки вырождения 3, в которой  $I_{s3} = 0.8064$  мА. Вследствие влияния кубита резонансные частоты этих АЧХ (рис. 4а и б) смещены относительно фундаментальной частоты резонатора. Как видно из рис. 4с, добротность сигнала в точке вырождения заметно ниже, что объясняется перекачиванием электромагнитной энергии возбужденным кубитом в моды, не связанные с основной модой резонатора.

Поскольку значения АЧХ в точках 2 и 3 значительно зашумлены, для определения параметров кубита  $I_q, \Delta, \gamma, g$  использовалось максимальное значение экспериментального коэффициента прохождения  $|t_{\text{exp}}(\omega_i)|$  на соответствующей ему частоте  $\omega_i$ . Для каждой АЧХ  $i = 1, 2, 3$  записывалось уравнение

$$|t(\omega_i, I_{si}, I_q, \Delta, \gamma, g)| = |t_{\text{exp}}(\omega_i)|, \quad (2)$$

где  $I_{si}$  – измеренный сигнальный ток соответствующей АЧХ. Левая часть этого выражения представля-

ет собой теоретическую формулу (1), а правая – экспериментальное значение коэффициента прохождения в точке максимума соответствующей АЧХ. Каждая пара из этих трех уравнений решалась относительно параметров  $g$  и  $\gamma$  при заданных в соответствии с предварительными оценками значениях  $\Delta$  и  $I_q$ . Оказалось, что решение пар этих уравнений, дающее одинаковые значения  $g$  и  $\gamma$ , существует только в узком диапазоне значений  $\Delta$  и  $I_q$ . Наилучшее совпадение с экспериментальными точками, дающее удовлетворительную аппроксимацию АЧХ, достигается при следующих параметрах кубита:  $\gamma = 2.73$  МГц,  $g = 2.6318$  МГц,  $\Delta = 2.615$  ГГц,  $I_q = 180$  нА. На рис. 3 и 4 теоретические кривые показаны сплошной красной линией. С помощью теоретических зависимостей для  $\Delta$  и  $I_q$  [7] мы нашли, что вышеуказанным значениям этих параметров соответствуют параметр несимметрии кубита  $\alpha = 0.678$  и отношение джозефсоновской и кулоновской энергий  $E_J/E_C = 57$ .

С целью проверки устойчивости полученного решения мы дополнительно проанализировали для того же провала еще одну тройку уравнений, в которых вместо точки 2 слева от точки минимума 3 была взята точка справа от точки минимума, соответствующая току  $I_{s2} = 0.8068$  мА (на рис. 3 эта точка не показана). Аналогичным образом был исследован соседний провал, которому соответствует ток в точке вырождения  $I_{s3} = 2.3465$  мА (см. рис. 2). Результаты этих расчетов приведены в табл. 1. Первые две

Таблица 1. Параметры кубита  $\gamma$  и  $g$ , определенные из АЧХ для двух провалов при  $\Delta = 2.615$  ГГц,  $I_q = 180$  нА

$I_{s3}$ , мА	$I_{s2}$ , мА	$\gamma$ , МГц	$g$ , МГц
0.8064	0.8057	2.73	2.63
0.8064	0.8068	2.75	2.64
2.3465	2.3449	2.77	2.64
2.3465	2.3485	2.77	2.64

строки в этой таблице относятся к первому провалу с током в точке вырождения 0.8064 мА, а следующие две – к соседнему провалу с током 2.3465 мА в точке вырождения. В каждом из провалов для анализа поочередно брались АЧХ, соответствующие токам  $I_{s2}$  как слева, так и справа от точки вырождения. Значения этих токов указаны во втором столбце табл. 1. В ее последних двух столбцах приводятся параметры кубита, определенные из решения системы (2) вышеописанным методом. Видно, что эти параметры имеют близкие значения.

На рис. 4 хорошо видно, что АЧХ, соответствующие точкам 2 и 3 вблизи дна провала, заметно уши-

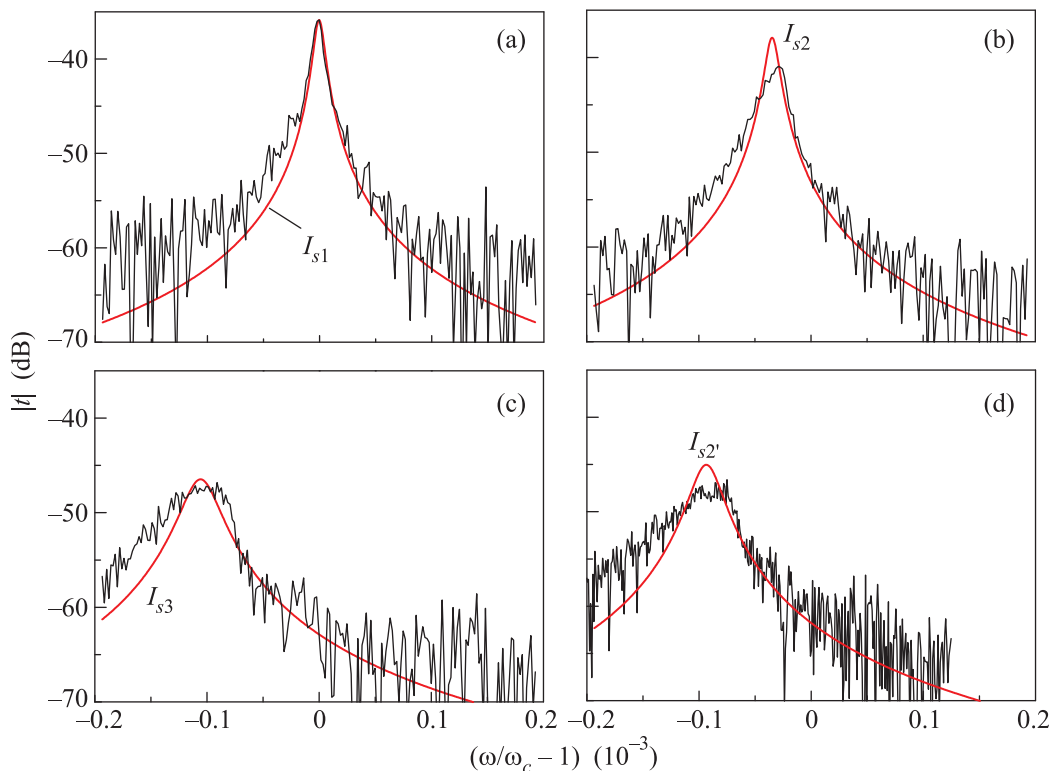


Рис. 4. (Цветной онлайн) Амплитудно-частотные характеристики, соответствующие сигнальным токам в катушке  $I_{s1}$  (a),  $I_{s2}$  (b),  $I_{s3}$  (c), положения которых указаны стрелками на рис. 3, и току  $I'_{s2}$  (d), лежащему справа от точки вырождения (его положение на рис. 3 не указано). Теоретические кривые показаны красной линией

рены по сравнению АЧХ в точке 1. Это обусловлено дополнительным вкладом спонтанного излучения кубита в волновод (так называемый эффект Парселла). В нашем случае это дополнительное уширение пропорционально  $\lambda^2\gamma/(\omega_c - \Omega)^2$ . Для параметров, указанных в табл. 1, получим оценку порядка 30 кГц, что сопоставимо с шириной ненагруженного волновода.

Во второй серии экспериментов на вход резонатора при помощи сумматора мощности дополнительно подавался сигнал более высокой мощности на частоте второй гармоники  $f_d = 2\omega_c/2\pi = 5.18$  ГГц. В этом случае взаимодействие двухуровневой системы с фотонным полем накачки приводит к возникновению лестничной структуры пар уровней Раби. Применительно к исследуемому здесь сверхпроводниковому потоковому кубиту расстояние по частоте между уровнями в каждой паре (расщепление Раби) записывается следующим образом [8]:

$$\Omega_R = \sqrt{\left(f_d - \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}\right)^2 + G^2}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon = 2I_p M \Delta I_s / h$ ,  $G = 2g_d \Delta \sqrt{\langle N \rangle} / \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $g_d$  – параметр взаимодействия

кубита с полем фотонов сигнала накачки,  $\langle N \rangle$  – среднее число фотонов накачки в резонаторе,  $\Delta I_s$  – смещение по сигнальному току положения минимума относительно точки вырождения. При совпадении частоты пробного сигнала  $\omega$  с частотой Раби  $\Omega_R$  между раби-уровнями возникают резонансные переходы, что отражается на зависимости коэффициента прохождения от тока в сигнальной катушке. Одна из таких экспериментальных зависимостей показана на рис. 5.

Чтобы провести оценку частоты Раби в нашем эксперименте, мы оценили среднее число фотонов накачки в резонаторе, которое связано с мнимой частью коэффициента прохождения [9]:  $\langle N \rangle = \Omega_d^2 Q_d^2 \text{Im}(t) / f_d^2$ , где  $\Omega_d$  – энергия сигнала накачки в частотных единицах,  $Q_d$  – добротность резонатора на второй гармонике. В точке резонанса и при  $\gamma \approx g \gg \Gamma$ , что имеет место в нашем случае, выражение для среднего числа фотонов накачки можно привести к следующему виду:  $\langle N \rangle \approx \Omega_d^2 Q_d / 2\gamma f_d$ . Величина  $\Omega_d$  зависит от конструктивных особенностей сверхпроводникового резонатора. Для представленной в данной работе структуры резонатора выражение для  $\Omega_d$  имеет следующий вид [4]:  $\Omega_d =$



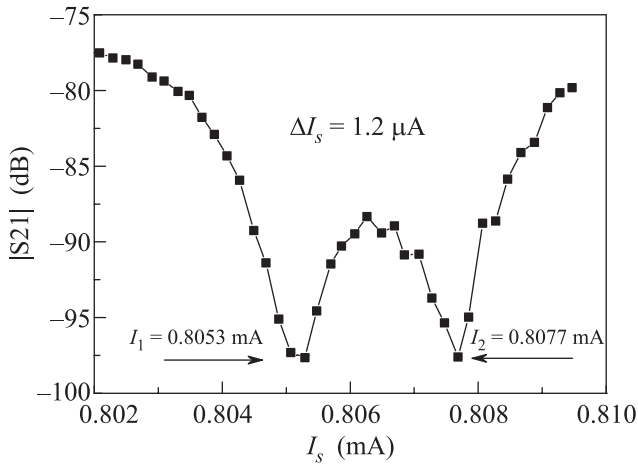


Рис. 5. Зависимость коэффициента прохождения от тока в сигнальной катушке в области раби-резонанса при  $\omega = \omega_c$

$= C_k V_{in} V_r / h$ , где  $C_k$  – эквивалентная емкость зазора между входной частью копланарной линии передачи и центральным проводником,  $V_{in}$  – амплитуда напряжения на входе резонатора ( $V_{in}(t) = V_{in} \cos(2\pi f_d t)$ ), которая связана с входной мощностью как  $P_{in} = V_{in}^2 / Z$  (в нашем случае  $Z = 50$  Ом);  $V_r$  – амплитуда напряжения сигнала внутри резонатора,  $V_r = \sqrt{\hbar f_d / C_r}$ ,  $C_r$  – эквивалентная емкость резонатора. Таким образом, величины  $\Omega_d$  и  $\langle N \rangle$  можно записать через эти параметры:  $\Omega_d = C_k \sqrt{Z P_{in} f_d} / \hbar C_r$ ,  $\langle N \rangle = C_k^2 Z P_{in} Q_d / 2\gamma \hbar C_r$ .

Для оценки мы взяли емкостной параметр  $C_k = 6$  фФ из работы [4], где использовалась аналогичная конструкция резонатора. Величина  $C_r$  вычислялась из геометрии резонатора в соответствии с формулой (3) из работы [10]. Она составила  $C_r = 2.3$  пФ. Мощность сигнала накачки на входе резонатора составляла  $-90$  дБм ( $P_{in} = 1$  пВт). Добротность резонатора на второй гармонике  $Q_d = 9.5 \cdot 10^4$ . Для этих параметров непосредственный расчет по приведенным выше соотношениям дает для энергии сигнала накачки в резонаторе  $\Omega_d = 78.25$  МГц, а для числа фотонов накачки  $\langle N \rangle = 2.056 \cdot 10^4$ . Считая, что взаимодействие кубита с резонатором на второй и первой гармониках примерно одинаково ( $g_d = g = 2.6318$  МГц), получим для величины  $G$  в (3) следующую оценку:  $G = 0.716$  ГГц. Используя эти данные, мы можем оценить величину расщепления Раби  $\Omega_R$  в (3). В результате получим  $\Omega_R = 2.526$  ГГц, что не намного отличается от частоты пробного сигнала  $\omega = 2.59$  ГГц. С учетом приближенного харак-

тера наших оценок такой результат можно признать вполне удовлетворительным.

Таким образом, в настоящей работе впервые показано, что все параметры кубита можно определить из анализа амплитудно-частотных характеристик при одночастотном возбуждении кубита в квазидисперсионном режиме.

Авторы признательны М. Грайцару (M. Grajcar) и Г. Элснеру (G. Oelsner) за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания # 8.337.2014/К. Авторы благодарны представительству компании National Instruments в России в лице А. Дубатова за предоставление вспомогательного измерительного оборудования. Б.И.И. и А.Н.С. благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку по проекту # 14-02-31601 мол-а.

1. M. Grajcar, A. Izmalkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hübner, T. May, I. Zhilyaev, H. E. Hoening, Ya. S. Greenberg, V. I. Shnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, A. M. van den Brink, and M. H. S. Amin, Phys. Rev. B **69**, 060501(R) (2004).
2. M. Grajcar, A. Izmalkov, and E. Il'ichev, Phys. Rev. B **71**, 144501 (2005).
3. V. I. Shnyrkov, Th. Wagner, D. Born, S. N. Shevchenko, W. Krech, A. N. Omelyanchouk, E. Il'ichev, and H.-G. Meyer, Phys. Rev. B **73**, 024506, (2006).
4. G. Oelsner, S. H. W. van der Ploeg, P. Macha, U. Hübner, D. Born, S. Anders, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, M. Grajcar, S. Wunsch, M. Siegel, A. N. Omelyanchouk, and O. Astafiev, Phys. Rev. B **81**, 172505 (2010).
5. P. Macha, S. H. W. van der Ploeg, G. Oelsner, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, S. Wunsch, and M. Siegel, Appl. Phys. Lett. **96**, 062503 (2010).
6. A. N. Omelyanchouk, S. N. Shevchenko, Ya. S. Greenberg, O. Astafiev, and E. Il'ichev, Fizika Nizkikh Temperatur **36**, 1117 (2010).
7. Ya. S. Greenberg, A. Izmalkov, M. Grajcar, E. Il'ichev, W. Krech, H.-G. Meyer, M. H. S. Amin, and A. M. van den Brink, Phys. Rev. B **66**, 214525 (2002).
8. Ya. S. Greenberg, Phys. Rev. B **76**, 104520 (2007).
9. S. N. Shevchenko, G. Oelsner, Ya. S. Greenberg, P. Macha, D. S. Karpov, M. Grajcar, U. Hübner, A. N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, Phys. Rev. B **89**, 184504 (2014).
10. M. Goppl, A. Fragner, M. Baur, R. Bianchetti, S. Filipp, J. M. Fink, P. J. Leek, G. Puebla, L. Steffen, and A. Wallraff, J. Appl. Phys. **104**, 113904 (2008).