

# Зарядово-поточковый кубит, связанный с резонансным контуром, в сильном низкочастотном электромагнитном поле

В.И. Шнырков<sup>1</sup>, W. Krech<sup>2</sup>, D. Vorn<sup>2</sup>, В.В. Серебровский<sup>3</sup>, О.Г. Турутанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: shnyrkov@ilt.kharkov.ua*

<sup>2</sup>*Friedrich Schiller University, Institute of Solid State Physics, 5 Helmholtzweg, Jena D-07743, Germany*

<sup>3</sup>*Юго-Западный государственный университет, ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 305040, Россия*

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2014 г., опубликована онлайн 22 октября 2014 г.

Проведены исследования сверхпроводникового зарядово-поточкового кубита и связанного с ним высокочастотного резонансного контура в низкочастотном электрическом поле. Наблюдалась тонкая структура многофотонных резонансных линий и квантовые интерференционные эффекты, связанные с возбуждением квазидвухуровневой системы за счет туннелирования Ландау–Зинера–Штюкельберга. Проведено сравнение результатов, полученных для многофотонных резонансных возбуждений и низкочастотных осцилляций средних значений заселенности квантовых уровней с использованием различных параметров измерительной схемы. Рассмотрен механизм возникновения тонкой структуры резонансных линий. Обсуждаются метод измерения импеданса, вносимого в резонансный контур осцилляциями сверхпроводящего тока в кубите, и характерные источники декогеренции.

Проведено дослідження надпровідникового зарядово-поточкового кубіту і пов'язаного з ним високодобротного резонансного контура в низькочастотному електричному полі. Спостережено тонку структуру багатифотонних резонансних ліній і квантові інтерференційні ефекти, які пов'язані із збудженням квазидвурівневої системи за рахунок тунелювання Ландау–Зінера–Штюкельберга. Проведено порівняння результатів, що отримані для багатифотонних резонансних збуджень і низькочастотних осциляцій середніх значень заселеності квантових рівнів з використанням різних параметрів вимірювальної схеми. Розглянуто механізм виникнення тонкої структури резонансних ліній. Обговорюються метод вимірювання імпедансу, що вноситься до резонансного контуру осциляціями надпровідного струму в кубіті, і характерні джерела декогеренції.

PACS: **73.23.-b** Электронный транспорт в мезоскопических системах;  
73.21.Fg Квантовые ямы;  
**74.50.+r** Туннельные эффекты; эффект Джозефсона;  
85.25.Cr Джозефсоновские устройства.

Ключевые слова: зарядово-поточковый кубит, интерферометрия Ландау–Зинера–Штюкельберга, осцилляции Раби, декогеренция.

## 1. Введение

Построение квантового информационного процесса на основе любой физической системы требует создания  $N \gg 1$  взаимодействующих между собой селективно управляемых квантовых битов (кубитов), состояния которых могут быть измерены в процессе

проведения вычислений. Измерение состояния отдельного кубита — одна из основных проблем при разработке сценария построения квантового компьютера [1]. Теоретический анализ непрерывных нечетких квантовых измерений сверхпроводниковых кубитов [2–6], связанных с резонансным контуром, отчасти стимулированный проведенными экспериментами [7–9],

позволил оценить скорость декогеренции, вносимой цепями управления и измерительным трактом. Однако дальнейшее улучшение контраста (visibility) в измерениях интерференционных зависимостей, возникающих за счет сохранения фазовых соотношений, остается важной задачей. Решение этой задачи напрямую связано с увеличением чувствительности как детекторов магнитного потока и электрического заряда на базе зарядово-поточковых кубитов [10], так и магнитометров на основе сверхпроводниковых кубит-детекторов (ВЧ СКУБИД) [11]. С точки зрения развития экспериментальной техники квантовых измерений, такие детекторы представляют интерес в связи с отсутствием у них в адиабатическом режиме квазичастичных токов. Например, СКУБИДы могут стать альтернативой СКВИДам, которые в настоящее время успешно используются для регистрации динамики магнитного потока в кубитах [12].

Кубиты с джозефсоновскими контактами [13,14] представляют собой сверхпроводниковые элементы, в которых благодаря бозе-конденсации в одном квантовом токовом состоянии находится макроскопически большое число куперовских пар. С одной стороны, состояния таких объектов могут быть измерены с высокой квантовой эффективностью, а с другой — макроскопические размеры кубитов являются основной причиной их быстрой декогеренции из-за сильной связи с окружением и измерительным прибором [4–16].

Недавно для шунтированных большой емкостью фазовых кубитов, включенных в объемный (3D) СВЧ резонатор, за счет хорошей изоляции кубита от цепей возбуждения и считывания удалось достичь времен декогеренции на уровне  $\tau_\phi \approx 95$  мкс [17,18]. Такие времена практически достаточны для исправления квантовых ошибок, что делает сверхпроводниковые квазидвухуровневые когерентные квантовые системы типа «transmon» [19] одними из вероятных кандидатов для построения квантовых цепей. В 3D-«transmon» кубите за счет дополнительной шунтирующей емкости (~90 пФ) отношение джозефсоновской энергии  $E_J$  к зарядовой  $E_C$  достигает 49. В таком пределе расстояние между основным и возбужденным уровнями составляет  $f_{12} = 4,2$  ГГц [18], а гамильтониан кубита практически не зависит от электрического заряда, что позволяет подавить один из основных механизмов декогеренции, связанный с зарядовым шумом.

При построении квантовых детекторов заряда (электрометров) [20,21] зарядовый член в гамильтониане кубита не может быть сделан произвольно малым, так как его амплитуда определяет крутизну преобразования и чувствительность детектора. Более того, значительное увеличение массы (емкости) квантового осциллятора снижает его характерные частоты и ограничивает быстродействие. Времена декогеренции, получаемые для 2D зарядово-поточковых кубитов, находятся на уровне  $\tau_\phi = 10^{-8}$ – $10^{-7}$  с и, как следует из тео-

ретического анализа [5], могут определяться связью с измерительным трактом и управляющими гейтами.

В работах [22,23] для измерения  $\tau_\phi$  предложено использовать интерференционный эффект Ландау–Зинера–Штюкельберга (ЛЗШ) [24–27], возникающий в низкочастотном электромагнитном поле при периодическом прохождении точки сближения адиабатических уровней. В таких измерениях (см. обзор [28]) заселенность верхнего уровня будет зависеть от фазы, набираемой волновой функцией между двумя успешными актами туннелирования. В ряде работ с использованием формализма асимптотического разложения Боголюбова–Крылова [29] получено квазиклассическое описание эффектов ЛЗШ и осцилляций Раби в сверхпроводящих кубитах, связанных с высокочастотным резонансным контуром. В частности, в работах [30–32] анализируется когерентная ЛЗШ динамика зарядово-поточковых кубитов, гамильтониан которых зависит как от электрического поля (заряда), так и магнитного потока. В развитом подходе удается объяснить тонкую структуру характеристик системы, возникающую из-за многофотонных резонансов в низкочастотном электромагнитном поле [32]. Для небольших расщеплений между уровнями, когда вероятность туннелирования становится близка к единице, когерентные эффекты ЛЗШ были экспериментально продемонстрированы для потокового кубита [33]. В работах [34–36] для зарядового, фазового и потокового кубитов с использованием этого эффекта сделаны оценки времен декогерентности  $\tau_\phi$ . Для зарядово-поточкового кубита со значением  $E_J / E_C \approx 4$  экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с теорией [31,32] при малых временах декогеренции. Как показано в [19], это время экспоненциально быстро возрастает с увеличением  $E_J / E_C$ . Контрастность интерференционных зависимостей, полученных на кубитах с небольшими расщеплениями, уменьшается из-за увеличения заселенности верхнего уровня за счет температуры. Поэтому, с точки зрения улучшения метода интерферометрии ЛЗШ, когерентная динамика кубитов с большими расстояниями между уровнями и увеличенным значением  $E_J / E_C$  представляет определенный интерес.

В этой работе приведены экспериментальные результаты по ЛЗШ динамике тонкопленочных 2D зарядово-поточковых кубитов с расстоянием между основным и возбужденным уровнями энергии в точке вырождения  $\Delta E_{12} / h \approx 6,4$  ГГц. В частности, в работе обсуждаются тонкая структура резонансных линий спектроскопии кубита и результаты, полученные в области многофотонных резонансов на кубитах с отношением  $E_J / E_C \approx 8$ – $12$  (режим «transmon») в низкочастотном электромагнитном поле  $\omega / 2\pi = 1,4$ – $1,5$  ГГц. Анализируются вопросы, связанные с трактом регистрации сигнала, являющимся в проведенных экспери-

ментах основным источником спонтанной эмиссии и декогеренции.

## 2. Зарядово-поточковый кубит и методика эксперимента

Применение квазиклассической теории к описанию непрерывных нечетких квантовых измерений [2,4] системы «кубит–резонансный контур» (см. схему на рис. 1) позволяет разделить медленную динамику контура и быструю динамику кубита [4–6]. В этом случае сначала рассматривается динамика автономного кубита, а затем, используя эффективные параметры, находится отклик резонансного контура, возбуждаемого током

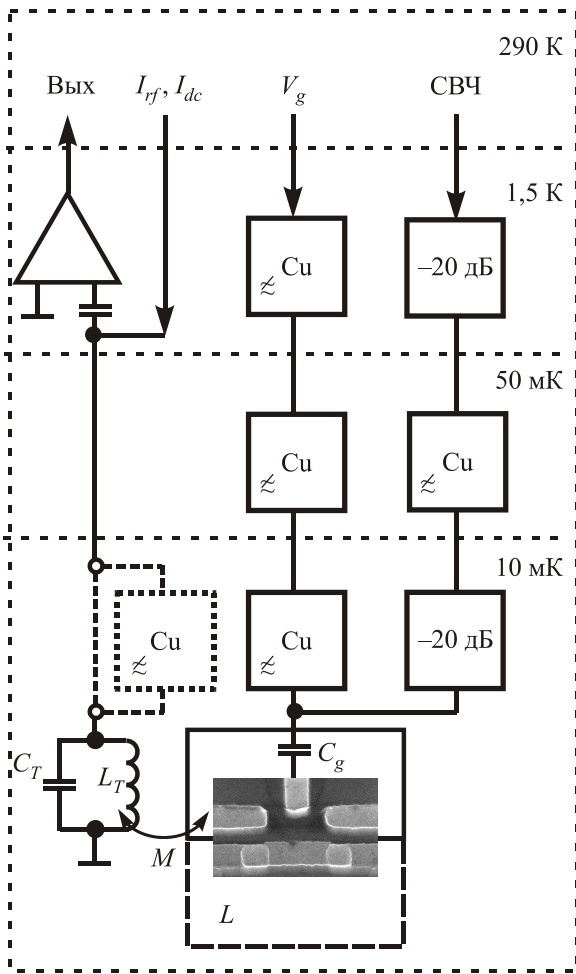


Рис. 1. Электрическая схема для непрерывных нечетких квантовых измерений характеристик зарядово-поточкового кубита, связанного с резонансным контуром  $L_T, C_T$  взаимной индуктивностью  $M$ . Постоянный и переменный электрические заряды индуцируются на островке через емкость зарядового гейта  $C_g$  источником напряжения  $V_g$  и генератором СВЧ. Магнитные потоки  $\Phi_{rf}$  и  $\Phi_{dc}$  в индуктивности кубита  $L$  задаются с помощью катушки  $L_T$  (поточковый гейт). Пунктиром показан фильтр, включаемый в схему для получения оценки обратного влияния усилителя на кубит.

высокочастотного генератора  $I_G$  с частотой  $f_G$ , близкой к резонансной частоте контура  $f_{0T} = (L_T C_T)^{-1/2}$ .

Следуя работам [5,6], запишем гамильтониан зарядово-поточкового кубита в виде

$$H = e^2(n - n_g)^2 / 2C_\Sigma - \epsilon_J(\delta) \cos \varphi. \quad (1)$$

Первый член описывает полную зарядовую энергию «островка», расположенного между двумя джозефсоновскими контактами с собственными емкостями  $C_1, C_2$  и связанного емкостью  $C_g$  с зарядовым гейтом. Второй член представляет собой джозефсоновскую энергию связи «островка» со сверхпроводящим контуром. Здесь  $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_g$  — суммарная емкость центральной части (островка) кубита,  $n_g$  — нормированный на заряд электрона  $e$  поляризационный заряд  $n_g e = C_g V_g$ , индуцируемый напряжением  $V_g$ . Безразмерная переменная  $n = 2N$  отражает число  $N$  избыточных куперовских пар на центральном электроде. Значение фазы на островке  $\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2) / 2$  связано с разностью фаз  $\varphi_1, \varphi_2$  на отдельных контактах.

Джозефсоновская энергия связи  $\epsilon_J(\delta)$  является функцией квантовой переменной  $\delta = \varphi_1 + \varphi_2$ :

$$\epsilon_J(\delta) = (E_{J1}^2 + E_{J2}^2 + 2E_{J1}E_{J2} \cos \delta)^{1/2}. \quad (2)$$

В пределе малых значений экранирующего тока (потока)  $\delta \approx \varphi_e = 2\pi\Phi_e / \Phi_0$ , где  $\Phi_e$  — внешний магнитный поток, нормированный на квант магнитного потока  $\Phi_0 = h / 2e$ . В концепции измерений, проведенных в данной работе, важной величиной является обратная квантовая индуктивность джозефсоновского кубита [5,6]

$$L_{nJ}^{-1}(\delta, n_g) = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \frac{\partial^2 H}{\partial \delta^2} = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \frac{\partial^2 E_n(\delta, n_g)}{\partial \delta^2}, \quad (3)$$

которая определяется локальной кривизной  $n$ -го уровня энергии (поверхности)  $E_n(\delta, n_g)$ . Вблизи особых точек ( $q = e$  и  $\varphi_e = \pi$ ) локальная кривизна увеличивается и значения обратных индуктивностей в основном  $L_{1J}^{-1}(\delta, n_g)$  и возбужденном  $L_{2J}^{-1}(\delta, n_g)$  состояниях могут значительно возрастать [5,6]. Шумы, наведенные в кубите через зарядовый, потоковый гейты и измерительный тракт, усредняют эти значения и, соответственно, уменьшают действующие величины обратных индуктивностей  $L_{iJ}^{-1}(\delta, n_g) \Rightarrow \langle L_{iJ}^{-1}(\delta, n_g) \rangle_N$  [5,11].

В схеме измерений (рис. 1) кубит связан с высокодобротным  $Q \gg 1$  резонансным контуром  $L_T C_T$  взаимной индуктивностью  $M = k^2(L_T L)^{1/2}$ , где  $k \ll 1$  — коэффициент связи. Анализ влияния контура показывает [37], что такая связь уменьшает ( $\propto k^2$ ) расщепление между уровнями кубита, но позволяет регистрировать когерентные эффекты даже при умеренных ( $Q \approx 10^3$ ) добротностях резонансного контура [32,38]. При движении по основному уровню энергии  $E_1(\delta, n_g)$  в от-

существование электромагнитного поля вариации обратной квантовой индуктивности  $\langle L_{ij}^{-1}(\delta, n_g) \rangle_N$  приведут к изменениям индуктивности резонансного контура  $L_T$ :

$$L'_T(\delta, n_g) = L_T - M^2 \langle L_{ij}^{-1}(\delta, n_g) \rangle_N. \quad (4)$$

При измерениях на резонансной частоте  $f_G = f'_T$  и выполнении условия  $L \langle L_{ij}^{-1}(\delta, n_g) \rangle_N \ll 1$  сдвиг фазы колебаний напряжения  $\alpha_T(\delta, n_g)$  в контуре относительно фазы тока генератора можно представить в виде [32,39]

$$\text{tg } \alpha_T(\delta, n_g) \approx k^2 Q L \langle L_{ij}^{-1}(\delta, n_g) \rangle_N. \quad (5)$$

В настоящей работе такое приближение используется для измерений параметров кубита, входящих в гамильтониан (1), спектроскопии многофотонных резонансов и регистрации интерференционных зависимостей.

Зарядово-поточковый кубит состоит из сверхпроводящего алюминиевого (Al) контура с индуктивностью  $L \approx 0,75$  нГн, замкнутого двумя туннельными джозефсоновскими Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al контактами. Контакты при 10 мК имеют примерно равные критические токи  $I_1 \approx I_2 \approx 120$  нА и собственные емкости  $C_1 \approx C_2 \approx 2$  фФ. Оценки площадей мезоскопических туннельных контактов, полученные по изображениям растрового микроскопа, приводят к размерам  $235 \times 200$  нм  $\pm 10\%$ . Между контактами находится «островок» малого объема с характеристической температурой  $T^* = \Delta_{Al}(0)/(k_B \ln N_{\text{eff}}) \approx 125\text{--}140$  мК [40], связанный через емкость  $C_g \approx 0,1$  фФ с зарядовым гейтом. Здесь  $\Delta_{Al}(0)$  — сверхпроводящая щель в алюминии при  $T \rightarrow 0$ ,  $k_B$  — константа Больцмана,  $N_{\text{eff}}$  — эффективное число носителей, пропорциональное объему «островка». Для образцов ChQ 1, ChQ 2 и ChQ 3, изготовленных по одинаковой технологии, расчетные значения индивидуальных джозефсоновских энергий связи туннельных контактов  $E_{J1} \approx E_{J2} = I_{1,2} \Phi_0 / 2\pi \approx h \cdot (55\text{--}60)$  ГГц превышают расчетную зарядовую энергию пары  $E_{CP} = 4E_C = (2e)^2 / 2C_\Sigma \approx h \cdot (19\text{--}20)$  ГГц и  $E_{J1,2} / E_C \approx 12$ , где  $2e$  — заряд куперовской пары.

Увеличение геометрической индуктивности кубита  $L$  упрощает создание детекторов, цепей управления, контроля, двухкубитных квантовых гейтов. Однако с

ростом  $L$  увеличивается площадь контура квантования, связь с электромагнитным окружением и, соответственно, скорость декогеренции. Для уменьшения этого эффекта сверхпроводящие контуры квантования первого порядка с коэффициентом симметрии петель лучше, чем  $10^4$ . Сверхпроводящий контур кубита ChQ 1 выполнен в виде магнитного диполя размером  $0,5 \times 0,5$  мм (см. рис. 1). Основные параметры измерительных схем для трех кубитов приведены в табл. 1.

Индуктивность резонансного контура  $L_T$  выполнена в виде ниобиевой однослойной пленочной спирали, расположенной над контуром кубита. Геометрические индуктивности кубитов  $L \approx 0,75$  нГн выбраны существенно меньше флуктуационной индуктивности  $L_F = (\Phi_0 / 2\pi)^2 / k_B T$ , что приводит к значению безразмерного параметра  $\beta_L = 2\pi L I_c / \Phi_0 \approx 0,28$ , где  $I_c$  — критический ток контакта, и неопределенности шумового потока  $\langle \Phi_N^2 \rangle^{1/2} = (k_B T L)^{1/2} \approx 7,3 \cdot 10^{-18}$  Вб при  $T \approx 10$  мК. Для получения максимального фазового отклика (5) гармонические колебания в ВЧ контуре возбуждались генератором тока на частоте  $f_G$ , равной резонансной частоте контура  $f_T = 1 / 2\pi(L_T C_T)^{1/2}$  с учетом ее изменения из-за связи с кубитом ( $L'_T = L_T - M^2/L$ ).

Зарядово-поточковый кубит с резонансным контуром помещался в сверхпроводящий цилиндрический экран, служивший одновременно резонатором, который возбуждался от внешнего СВЧ генератора для создания переменного напряжения  $V(t) = V_0 \sin(\omega t + \theta)$  на зарядовом гейте. При механическом удалении цепи зарядового гейта эффекты, связанные с СВЧ полем, не наблюдались. Это подтверждает тот факт, что СВЧ поле действует непосредственно на зарядовый гейт кубита.

Измерительная ячейка с кубитом устанавливалась на ступени рефрижератора растворения с номинальной температурой 10 мК. Постоянное напряжение  $V_g$  подавалось на зарядовый гейт кубита с охлаждаемого до  $T \approx 100$  мК сопротивления  $R = 10$  Ом через порошковые фильтры, расположенные на температурных уровнях 50 и 10 мК. Значение коэффициента передачи зарядового гейта  $(C_g / C)^2 \approx 1,8 \cdot 10^{-3}$  выбиралось из условия уменьшения влияния термодинамических флуктуаций [5,41] на скорость декогеренции. Для уменьшения спектральной плотности шума магнитного потока по-

Таблица 1. Основные параметры измерительных схем для трех кубитов

Образец	$L$ , нГн	$L_T$ , мкГн	$f_0$ , МГц	$Q$	$k^2 Q$	$M$ , нГн	$ E_{J1} - E_{J2}  / h$ , ГГц	$C_g$ , фФ
ChQ 1	0,75	0,168	27,387	700	0,44	0,437	7,5	0,097
ChQ 2	0,75	0,17	28,91	516	0,56	0,37	7,28	0,092
ChQ 3	0,75	0,17	29,795	350	0,385	0,44	7,28	0,092

токового гейта нормированный коэффициент передачи  $(MI/\Phi_0)^2$  уменьшен до  $3,6 \cdot 10^{-4}$ . Величины  $M$  и  $C_g$  определялись из периодических зависимостей  $\alpha_T(\Phi_e)$  и  $\alpha_T(V_g)$  (см. рис. 2).

В данной измерительной схеме эффективная шумовая температура кубита  $T_{\text{eff}}$ , найденная по зависимостям амплитуды осцилляций Раби от температуры [38], составляла  $T_{\text{eff}} = (75 \pm 15)$  мК. Время декогеренции  $T_2 \approx 2/\Delta\Omega_R$ , полученное для кубитов ChQ 2 и ChQ 3 из ширины полосы  $\Delta\Omega_R$  осцилляций Раби в резонансном электромагнитном поле  $\hbar\omega \approx |E_{J1} - E_{J2}|$ , было  $T_2 \approx 0,1-0,3$  мкс [38]. В этих измерениях вариации добротности резонансного контура измерялись методом шумовой спектроскопии, т.е. без тока генератора ( $I_G = 0$ ).

На рис. 2 показан пример калибровочных зависимостей фазы колебаний напряжения на резонансном контуре, связанном с кубитом ChQ 1 (см. табл. 1), от внешнего магнитного потока для нескольких значений индуцированного заряда:  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$ ,  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1; 0)$ . Для улучшения отношения сигнал/шум измерения проведены при амплитудах тока ВЧ генератора  $I_G \approx 5 \cdot 10^{-3} \Phi_0 / (QM)$ .

Значения  $M$  и  $C_g$ , найденные из подобных измерений для трех образцов, приведены в табл. 1. Анализ зависимости  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$  для кубита ChQ 1 (рис. 2(a)) дает джозефсоновские энергии контактов на 25% меньше, чем следует из калибровочных измерений свидетеля, что может быть связано как с влиянием шумов, так и с амплитудой ВЧ магнитного потока, наводимого в кубите от резонансного контура. Для уменьшения эффекта усреднения зависимостей (см.

ниже) в дальнейших исследованиях ток ВЧ генератора выбирался из условия  $I_G \leq 10^{-3} \Phi_0 / (QM)$ .

### 3. Кубит в сильном низкочастотном электромагнитном поле

Для приведенной выше схемы измерений (рис. 1) отклик кубита (1) на внешнее низкочастотное монохроматическое электрическое поле  $V(t) = V_0 \sin(\omega t + \theta)$  рассмотрен в ряде работ [6,8,10,31,32,38]. В частности, в [38] показано, что, перестраивая гамильтониан внешним магнитным потоком  $\Phi_e$  при оптимальной амплитуде  $V_0$  на гейте кубита, можно наблюдать осцилляции Раби в окрестности одно-, двух- и трехфотонных резонансов. С другой стороны, если разворачивать частоту  $\omega$  электрического поля, то при постоянном магнитном поле на зависимостях  $\alpha_T(\omega, \Phi_e = \pi, n_g = 1)$  из-за сильной нелинейности должны наблюдаться многофотонные резонансы с числом фотонов  $\gamma = 2, 3, 4, \dots$ :

$$\gamma \hbar\omega \approx E_{J1} - E_{J2} = \Delta E_{12} . \quad (6)$$

Изменения фазы  $\alpha_T(\delta = \pi, n_g = 1, \omega)$  в резонансном поле определяются квантово-статистически усредненной по состояниям кубита обратной индуктивностью  $\langle L_J^{-1}(\delta, n_g) \rangle_q$ , которая учитывает как различную кривизну основного  $L_{1J}^{-1}(\delta, n_g)$  и возбужденного  $L_{2J}^{-1}(\delta, n_g)$  уровней, так и вероятности их заселенностей [10,39]. Физические процессы и характер зависимостей  $\alpha_T(\delta = \pi, n_g = 1, \omega)$  вблизи резонансов  $\gamma \hbar\omega \approx \Delta E_{12}$  в зарядово-поточковых кубитах практически подобен найденным для потоковых кубитов [4,37,42]. В области

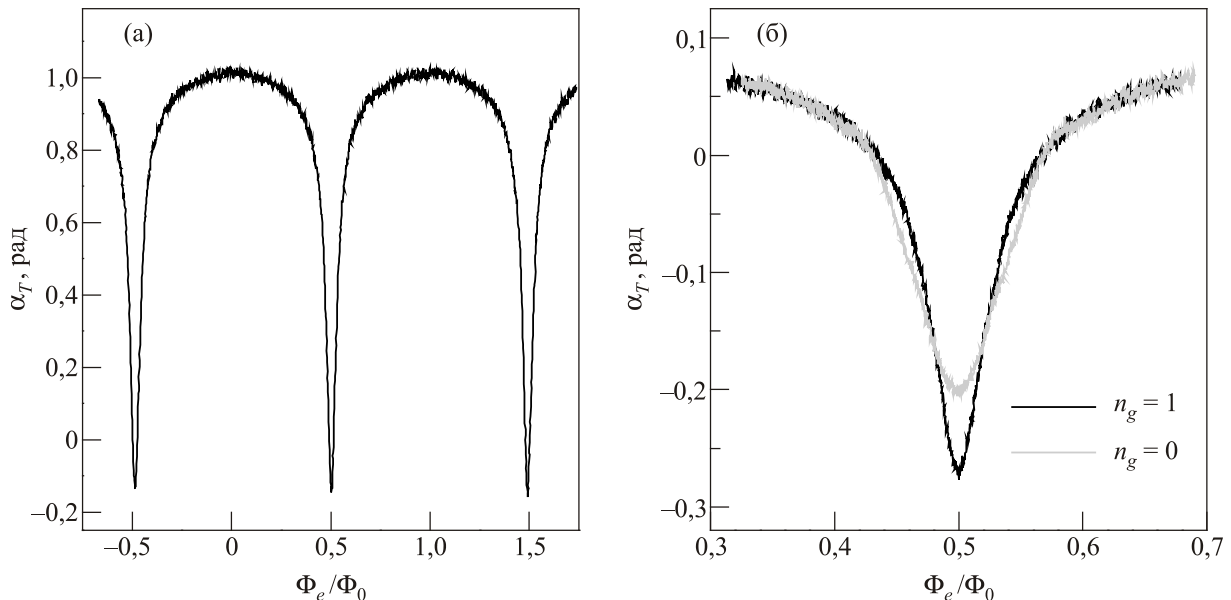


Рис. 2. Калибровка потокового и зарядового гейтов кубита ChQ 1, выполненная на резонансной частоте  $f_G = f_T$ , при температуре ванны  $T = 10$  мК ( $T_{\text{eff}} \approx 75$  мК). (а) Зависимость  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$ , пропорциональная производной от ток-фазового соотношения, с периодом по току  $\Delta i_{\Phi_0} = \Phi_0 / M = 4,737$  мкА. (б) Зависимости  $\alpha_T(\Phi_e)$ , полученные для двух значений  $n_g = 0; 1$ , соответствующих разности напряжений на зарядовом гейте  $V_{g1} - V_{g2} = 3,3$  мВ.



малых амплитуд электромагнитного поля усредненная по времени заселенность верхнего уровня без учета резонансного контура должна иметь форму лоренциана с максимальными значениями  $1/2$  в резонансе [43]. Этот результат хорошо согласуется с нашими измерениями, проведенными в пределе малых амплитуд переменного электрического поля. В работе [9] показано, что для джозефсоновских кубитов с увеличением мощности электромагнитного поля форма резонансной кривой быстро изменяется и переходит в гауссову зависимость. Кроме того, рост числа фотонов приводит к заметным штарковским сдвигам резонансных частот [9,43].

Спектроскопия кубита ChQ 1 в диапазоне частот 1,3–5,6 ГГц при значениях  $n_g \approx 1$ ,  $\Phi_e \approx \Phi_0 / 2$  показала наличие таких резонансов, однако в данной схеме измерений появляются некоторые дополнительные особенности. Для зависимости с относительным уровнем СВЧ излучения  $-85$  дБм резонансное возбуждение наблюдается только для двухфотонного резонанса  $2\omega \approx \omega_{12} = \Delta E_{12} / \hbar$ , расположенного вблизи 3,0 ГГц (рис. 3). На зависимости  $\alpha_T(\omega, \Phi_e = \pi, n_g = 1)$  в окрестности резонанса видны дополнительные экстремумы (максимумы и минимумы), связанные с наличием в измерительной схеме резонансного контура. С увеличением мощности электромагнитного поля на 5 дБм (кривая  $-80$  дБм) амплитуда дополнительных экстремумов возрастает. Появление тонкой структуры резонансных линий указывает на наличие параметрического преобразования энергии между кубитом и контуром [4,6,10,32,38]. Полная квантово-механическая модель

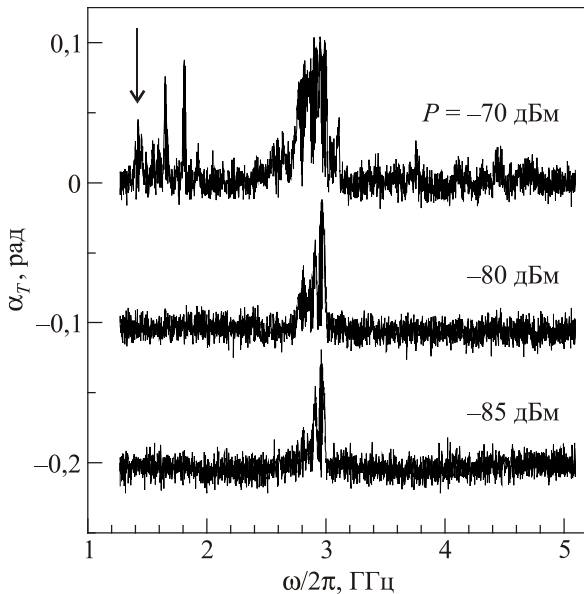


Рис. 3. Кубит ChQ 1. Спектроскопия многофотонных резонансов, имеющих тонкую структуру линий. Семейство получено при параметрах  $\Phi_e = \pi$ ,  $n_g = 1$  для трех значений мощности в СВЧ тракте (амплитуды  $V_0$ ). Стрелкой отмечен четырехфотонный резонанс, наблюдаемый в окрестности  $\omega / 2\pi = 1,45$  ГГц при увеличении мощности до  $-70$  дБм.

подобного эффекта для джозефсоновских кубитов построена в работе [42]. Дальнейшее увеличение амплитуды  $V_0$  электрического поля (рис. 3, кривая  $-70$  дБм) приводит к появлению резонансного возбуждения в окрестности  $\omega / 2\pi \approx 1,4$  ГГц, когда энергия поглощенных синфазно четырех фотонов становится примерно равной расстоянию между квазиуровнями энергии кубита. Резонансная кривая вблизи 1,4 ГГц тоже имеет тонкую структуру, связанную с отмеченными дополнительными экстремумами, которые рассмотрим ниже. Из этой же зависимости видно, что в области двухфотонного резонанса при таких амплитудах электрического поля происходит насыщение и уширение линий, отмеченное в [9]. В интервале  $\omega / 2\pi = 1,7-1,9$  ГГц наблюдаются два узких дополнительных пика, которые связаны с геометрическими резонансами в измерительном тракте и практически не зависят от вариаций магнитного потока и заряда в кубите.

Если заменить дипольную топологию кубита на 2D-градиентометр таким образом, чтобы расстояние между центрами петель  $d$  было мало, то для длин волн  $\lambda \gg d$  связь с электромагнитным окружением окажется сильно ( $\sim \sin(\pi d / \lambda)$ ) подавленной. Для уменьшения связи с электромагнитным окружением дальнейшие исследования проведены на образцах ChQ 2 и ChQ 3, контуры квантования которых выполнены в виде градиентометров, условно обозначенных на рис. 1 пунктирной линией.

Частота основного резонанса для кубита ChQ 2  $\omega \approx \omega_{12} = \Delta E_{12} / \hbar$  определялась по максимальному фазовому отклику  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$  на изменения внешнего магнитного потока  $\Phi_e$  для нескольких частот слабого СВЧ поля, лежащих вблизи основного резонанса (рис. 4). Для основного резонанса  $\gamma = 1$  частотная зави-

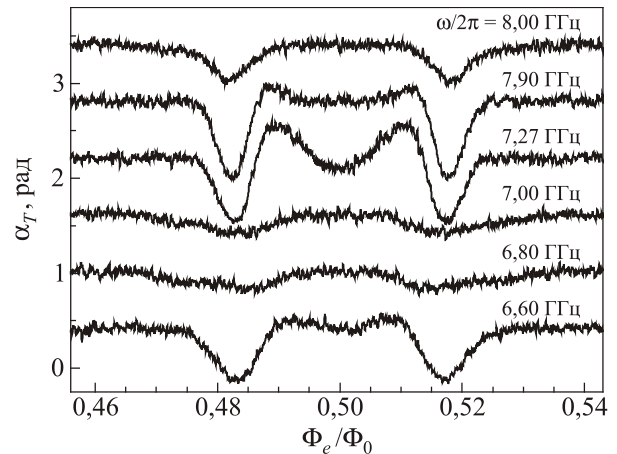


Рис. 4. Семейство зависимостей фазы ВЧ колебаний на резонансном контуре от внешнего магнитного потока  $\alpha_T(\Phi_e)$  при постоянной мощности СВЧ поля, равной  $-65$  дБм. Параметром семейства является частота электрического поля, выбранная вблизи основного резонанса  $\hbar\omega = \Delta E_{12}$  для кубита ChQ 2. Максимальный отклик получен для частоты  $\omega / 2\pi = 7,27$  ГГц.

симось достаточно сильно сглажена. Максимальный отклик найден на частоте  $\omega/2\pi = 7,27$  ГГц при небольшой отстройке  $\Phi_e = \Phi_0(0,5 \pm 0,0125)$  от точки вырождения.

Расчет значения  $\omega_{12}/2\pi = \Delta E_{12}/\hbar$  для точки вырождения  $\Phi_e = \Phi_0/2$  приводит к  $\omega_{12}/2\pi \approx 6,4$  ГГц. Аналогичная процедура, проведенная вблизи двухфотонного резонанса  $2\omega \approx \omega_{12} = \Delta E_{12}/\hbar$ , дает значение 3,092 ГГц. В этом образце большое отношение джозефсоновской энергии к зарядовой  $E_{J1,2}/E_C \approx 12$  уменьшает амплитуду зарядовых эффектов. Из зависимостей, полученных в электрических полях с частотами 7,27 и 3,092 ГГц (рис. 5), следует, что изменение индуцированного заряда ( $n_g = 0; 1$ ) приводит к небольшой модуляции фазы  $\alpha_T(\Phi_e)$ , что указывает на наличие в системе избыточного шума. Ниже мы покажем, что в данной схеме основной источник шума — измерительный тракт.

Низкочастотный резонанс, удобный для наблюдения эффекта ЛЗШ, в этом образце найден на частоте 1,473 ГГц. Интерференция между отдельными актами туннелирования [22,23,30–36] приводит к тому, что средняя вероятность заполнения возбужденного уровня имеет двойную квазипериодическую зависимость от амплитуды электрического поля и магнитного потока. Эффект ЛЗШ, возникающий при периодическом прохождении точки вырождения, является электрическим аналогом полупрозрачной пластины оптического интерферометра, разделяющей падающий луч на два пучка. При

малой амплитуде электрического поля  $V_0 \sin(\omega t + \theta)$  (СВЧ мощности) вероятность туннелирования ЛЗШ мала, что соответствует пластине с малым коэффициентом отражения, интерференция не возникает. С увеличением амплитуды вероятность заполнения возбужденного уровня возрастает и приводит к интерференции.

Семейства интерференционных ЛЗШ зависимостей для фазы  $\alpha_T(\Phi_e, V_0)$  и амплитуды  $V_T(\Phi_e, V_0)$ , полученные в ChQ 2 для  $n_g \cong 1$  и нескольких значений мощности генератора СВЧ с частотой 1,473 ГГц, приведены на рис. 6. Амплитуда ВЧ тока выбрана так, чтобы отношение сигнал/шум в резонансном контуре примерно равнялось единице. Отметим, что для кубита в переменном электрическом поле (зависимость при  $-57$  дБм) при некоторых значениях  $\Phi_e$ , лежащих вблизи точки вырождения, амплитуда напряжения  $V_T(\Phi_e, V_0)$  превышает напряжение  $V_T(\Phi_e)$  на контуре в резонансе  $f_G = f_0$ . Этот эффект можно объяснить за счет передачи энергии многофотонных осцилляций Раби с частотой  $\Omega_R(V_0) \approx f_0$  в резонансный контур. С увеличением мощности генератора ( $-50, -46, -43$  дБм) и, соответственно, амплитуды электрического поля на зарядовом гейте  $V_0 \sin(\omega t + \theta)$  амплитуда эффекта быстро уменьшается из-за возникающей расстройки между этими частотами. Эффективная добротность пиков, связанных с осцилляциями Раби, зависит как от выбора рабочей точки, так и от амплитуды ВЧ колебаний в контуре. Наиболее узкие пики, полученные методом шумовой спектроскопии ( $I_G = 0$ ) в точке вырождения по

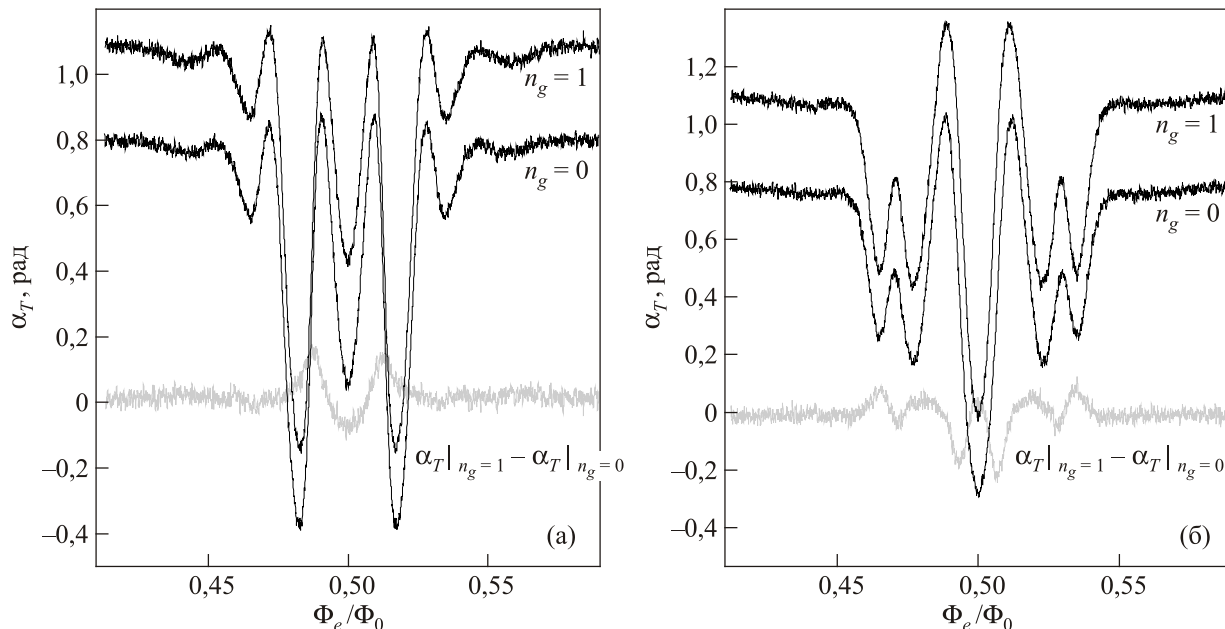


Рис. 5. Зависимости  $\alpha_T(\Phi_e)$  в кубите ChQ 2 для значений электрического заряда  $n_g = 0; 1$  при приложении к зарядовому гейту электрических полей с частотами  $\omega/2\pi = 7,27$  ГГц (однофотонный резонанс) (а) и  $\omega/2\pi = 3,092$  ГГц (двухфотонный резонанс) (б). Разность зависимостей для фазовых сигналов  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 0) - \alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$  показана серой кривой.

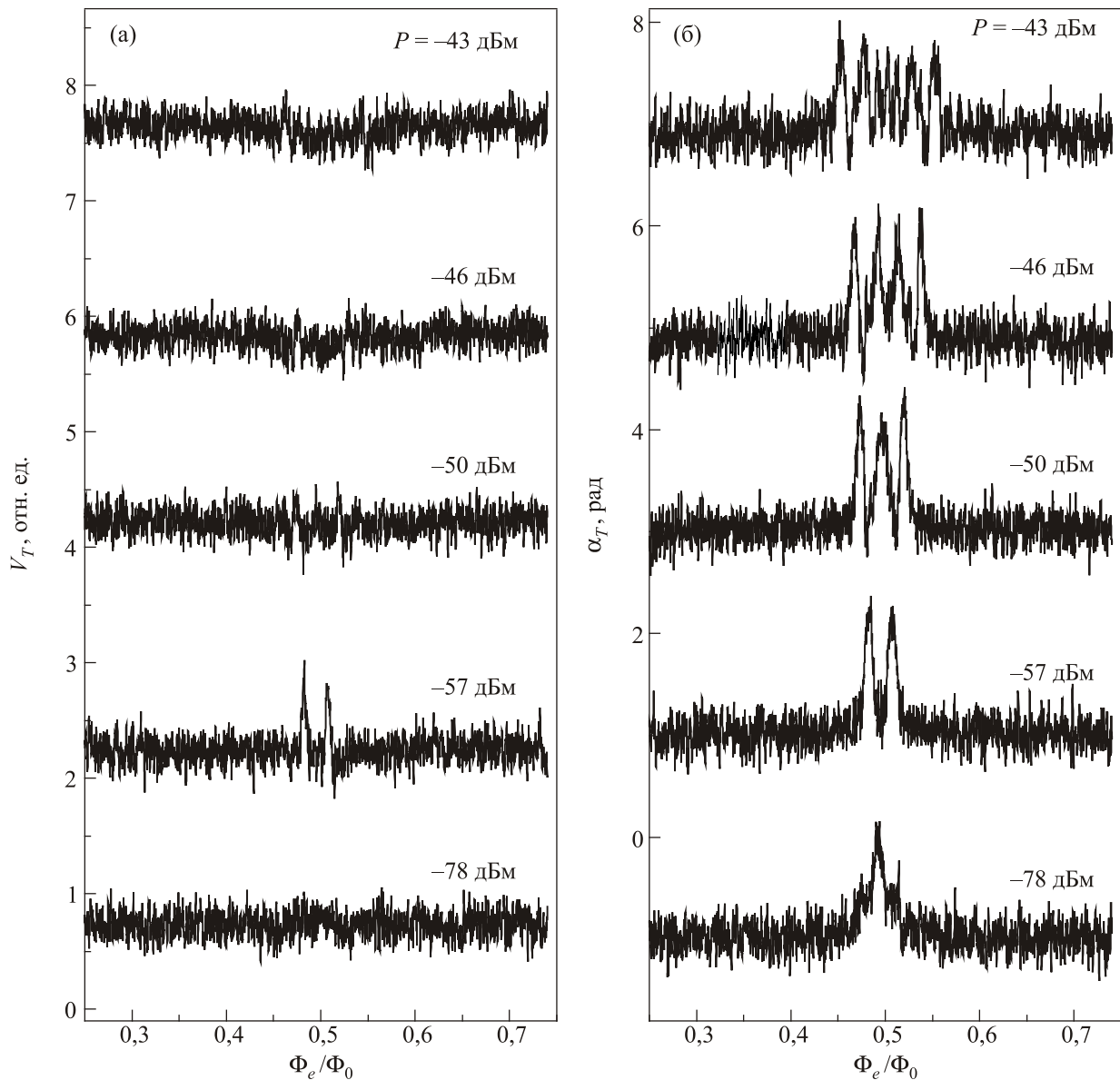


Рис. 6. Двойная квазипериодическая интерференционная ЛЗШ зависимость, полученная на образце ChQ 2 в электрическом поле с частотой  $\omega / 2\pi = 1,473$  ГГц при условии  $f_G = f_0$ . Зависимости от внешнего магнитного потока ВЧ напряжения на контуре: амплитуды  $V_T(\Phi_e, V_0)$  (а), фазы  $\alpha_T(\Phi_e, V_0)$  (б). Параметр кривых — мощность СВЧ поля, генерирующего переменное напряжение на зарядовом гейте. На зависимости  $V_T(\Phi_e, V_0)$  при  $-57$  дБм видны узкие ( $3,6 \cdot 10^{-3} \Phi_0$ ) пики, связанные с многофотонными осцилляциями Раби.

заряду, приводят к оценке времени декогерентности  $\tau_\phi = 0,3$  мкс. Подобный интерференционный отклик кубита на слабое электрическое поле  $V_0 \sin(\omega t + \theta)$  наблюдался и в образце ChQ 3.

Для анализа тонкой структуры многофотонных резонансных линий (см. рис. 3) проведены измерения  $\alpha_T(\Phi_e, V_0)$ ,  $V_T(\Phi_e, V_0)$  на дискретных частотах генератора СВЧ  $\omega / 2\pi$ , лежащих в окрестности многофотонного резонанса. В этих измерениях амплитуда ВЧ тока увеличена в 3 раза по сравнению с измерениями ChQ 2 (рис. 6) и практически соответствует току в эксперименте по спектроскопии многофотонных резонансов

(рис. 3). Увеличение ВЧ тока, с одной стороны, улучшает отношение сигнал/шум, а с другой — приводит к характерному сглаживанию пиков из-за усреднения локальной кривизны по амплитуде ВЧ тока. Семейство зависимостей  $\alpha_T(\Phi_e, V_0)$ , полученных с шагом изменения частоты  $\Delta\omega / 2\pi \cong 5$  МГц при постоянной мощности СВЧ генератора, показано на рис. 7(б). Из этих зависимостей видно, что при  $\Phi_e \approx \Phi_0 / 2$  фаза на резонансном контуре принимает максимальное (1,460 ГГц — «peak») и минимальное (1,465 ГГц — «dip») значения при небольших изменениях частоты. Этот эффект связан с уменьшением заселенности верхнего уровня



при небольшом увеличении расстройки от частоты многофотонного резонанса и объясняет появление тонкой структуры в спектроскопических измерениях при развертке частоты электрического поля.

На рис. 7(а) представлено семейство амплитудных зависимостей  $V_T(\Phi_e, V_0)$ , измеренных для тех же значений частот переменного электрического поля. Видно, что на всех кривых амплитуда колебаний напряжения на резонансном контуре  $V_T(\Phi_e)$  может заметно превышать свое резонансное значение. Поскольку частота ВЧ генератора выбрана из условия  $f_G = f_0$ , для увеличения амплитуды колебаний требуется дополнительный источник энергии с частотой, близкой к  $f_0$ .

Таким источником являются многофотонные осцилляции Раби, частота которых  $\Omega_R(V_0)$  зависит как от амплитуды электрического поля  $V_0 \sin(\omega t + \theta)$  на зарядовом гейте, так и от величины расстройки частоты  $\omega$  от частоты многофотонного резонанса. Низкочастотные динамические процессы в области многофотонных резонансов рассмотрены в ряде работ [4,6,31,38,44–46]. Преобразование кубитом энергии поля СВЧ в низкочастотные осцилляции заселенности приводит, в зависимости от фазы, к измеряемому эффекту увеличения или уменьшения амплитуды колебаний в резонансном контуре [4,6], названному недавно «сизифово затухание и усиление» [42,45].

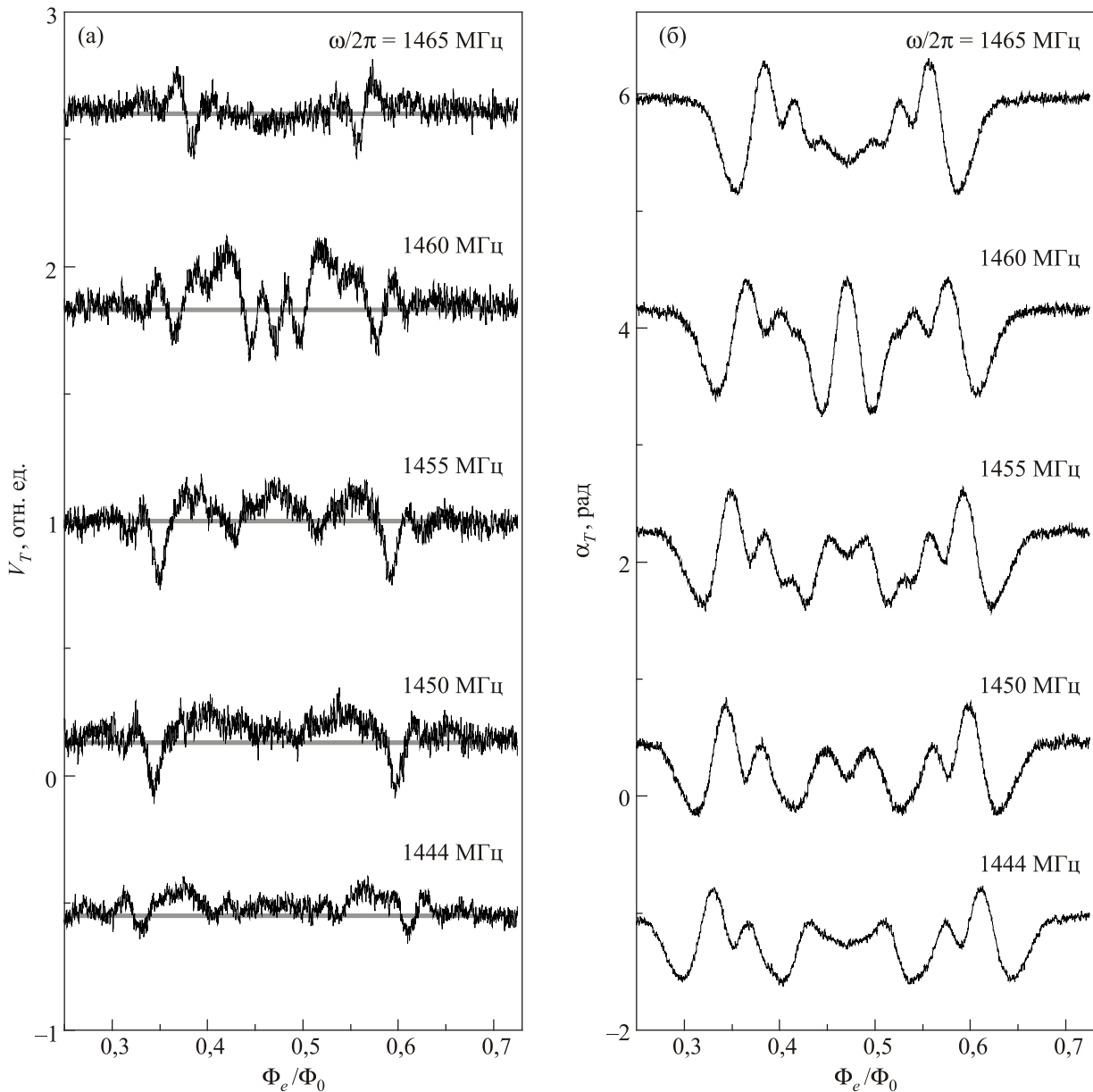


Рис. 7. Семейства интерференционных ЛЗШ зависимостей амплитуды  $V_T(\Phi_e, V_0 = \text{const})$  (а) и фазы  $\alpha_T(\Phi_e, V_0 = \text{const})$  (б) от внешнего магнитного потока для образца ChQ 3. Параметром семейства является частота электрического поля  $V_0 \sin(\omega t + \theta)$ . Мощность СВЧ генератора равна  $-63$  дБм для всех кривых. Частота многофотонного резонанса  $1,444$  ГГц. Серой линией отмечено максимальное значение напряжения на контуре при резонансном условии  $f_G = f_0$  в отсутствие переменного электрического поля.

Контраст интерференционных зависимостей определяется как собственным временем декогеренции кубита, так и декогеренцией, привнесенной измерительной системой [5,41]. Шумы магнитного потока и электрического заряда, наводимые в кубите через управляющие гейты, могут быть существенно подавлены уменьшением соответствующих коэффициентов связи. Однако коэффициент связи между кубитом и измерительным трактом при проведении непрерывных нечетких измерений не может быть произвольно малым и должен выбираться из условия  $k^2Q \approx 1$ . В этом случае неопределенность шумового потока в кубите от резонансного контура с температурой  $T_T$  и температурой излучения первого каскада усилителя, построенного на транзисторах с высокой подвижностью электронов (НЕМТ — high electron mobility transistor) можно представить в виде

$$\Phi_{TN} \approx [k_B(T_T + T_A^{\text{irr}})LQ^{-1}]^{1/2}, \quad k^2Q = 1. \quad (7)$$

В этом выражении сверхширокополосное тепловое излучение транзистора описывается эффективной температурой  $T_A^{\text{irr}}$ , зависящей от рассеиваемой мощности постоянного тока питания  $P_{dc}$  и емкостного коэффициента передачи «на вход»  $S_{12}$ , пропорционального емкости сток-затвор  $C \approx 0,02$  пФ. Оценка  $T_A^{\text{irr}}(P_{dc})$  из характерной ширины интерференционных пиков приводит к значению  $T_A^{\text{irr}} \approx 3$  К.

Для проверки обратного влияния измерительного тракта на кубит между охлаждаемым усилителем и резонансным контуром был установлен охлаждаемый до 10 мК широкополосный фильтр на основе окисленного порошка меди (средний размер частиц 10 мкм) с затуханием 20 дБ на частоте 18 ГГц. Эффективность фильтрации демонстрирует рис. 8, на котором приведены зависимости сверхпроводящего тока от фазы для

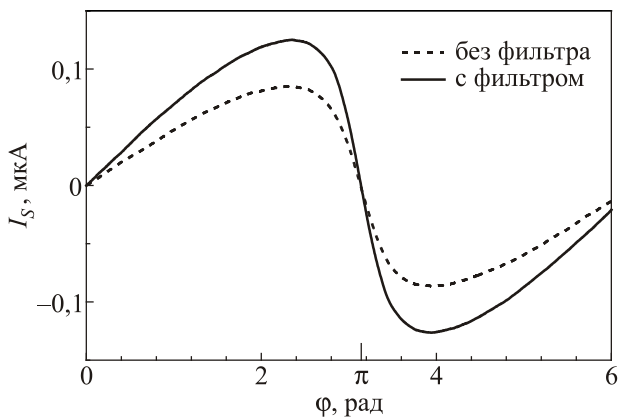


Рис. 8. Обратное влияние измерительной цепи на кубит. Ток-фазовые зависимости зарядово-поточкового кубита, полученные в измерительной схеме, представленной на рис. 1, до и после установки 3-сантиметрового порошкового фильтра в цепь регистрации сигнала.

зарядово-фазового кубита, измеренные до и после установки фильтра. В этой схеме порошковый фильтр длиной 3 см выполняет такую же функцию, как и два циркулятора, установленных между образцом и усилителем в работах [17,18], и снижает влияние измерительного тракта в 3 раза.

Из полученных результатов следует, что в приведенной схеме непрерывных нечетких квантовых измерений зарядово-фазовых кубитов в режиме «transmon» динамические характеристики, времена декогеренции и контраст исследованных в области многофотонных резонансов интерференционных пиков в значительной степени определяются избыточными температурами  $T_A^{\text{irr}}$ ,  $T_T$  измерительного тракта.

#### 4. Обсуждение результатов

Мы наблюдали тонкую структуру многофотонных резонансных линий в спектроскопии и двойные интерферограммы, связанные с возбуждением квазидвухуровневых систем за счет туннелирования Ландау–Зинера–Штюкельберга. В окрестности многофотонных резонансов при некоторых значениях амплитуды  $V_0$  низкочастотного электрического поля в кубитах ChQ 2, ChQ 3 возникают многофотонные осцилляции Раби. В этой области  $\Omega_R(V_0) \approx f_T$  наблюдаются эффекты увеличения (уменьшения) напряжения  $V_T(\Phi_e)$ , которые вызваны параметрической передачей энергии между кубитом и резонансным контуром.

Как следует из интерференционных ЛЗШ зависимостей, показанных на рис. 7(б), фазовый сигнал  $\alpha_T(\Phi_e, V_0 = \text{const})$  может иметь в точке  $\Phi_e = \Phi_0/2$  «максимум» или «минимум» в зависимости от частоты электрического поля вблизи многофотонного резонанса. Такое поведение полностью объясняет появление тонкой структуры при развертке частоты электрического поля в спектроскопических исследованиях.

Максимальное время декогеренции для образца ChQ 2 с  $E_{J,2}/E_C \approx 12$ , найденное из модуляции добротности осцилляциями Раби (при  $I_G = 0$ ), не превышает  $\tau_\varphi \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с. Анализ обратного влияния измерительного тракта на кубит показал, что основным источником уменьшения времени декогеренции и уширения интерференционных пиков является охлаждаемый НЕМТ-усилитель.

Использование в схеме (рис. 1) коаксиального порошкового фильтра длиной 3 см, включенного непосредственно в цепь измерительного тракта, в 1,7 раза увеличило значение производной от ток-фазовой зависимости в точке  $\Phi_e = \pi$  (рис. 8). Потребляемая усилителем мощность постоянного тока приводит к нагреву транзистора, и усилительный каскад приходится размещать в области температур  $T \approx 1,5$  К на расстоянии 30 см от кубита (рис. 1). В этом случае шумовая температура контура, часть которого расположена при

$T \leq 1,5$  К, составляет 300–400 мК. Оценка эффективной температуры кристалла транзистора, полученная из (7), дает  $T_A^{\text{ITP}} \approx 3$  К и эффективную шумовую температуру кубита 75 мК.

Существенного сужения ширины интерференционных пиков (увеличения контрастности) можно ожидать при использовании охлаждаемых НЕМТ-усилителей с мощностью питания  $P_{dc} \approx 1$  мВт [47] для рабочих частот до 500 МГц. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, в таком режиме транзистора существенно уменьшается температура электронного газа, во-вторых, усилитель с  $P_{dc} \approx 1$  мВт может располагаться в рефрижераторе растворения в области температур  $T \leq 100$  мК, что позволит снизить температуру резонансного контура до  $T_T \leq 30$  мК. Кроме того, уменьшение эффективной температуры кубита снижает скорость декогеренции, связанную с шумами заряда типа  $1/f$ , пропорционально  $T^2$  [48].

Приведенные результаты и анализ показывают, что фильтрация, уменьшение коэффициента связи кубита с контуром (за счет повышения  $f_0$  до  $\sim 0,5$  ГГц и  $Q \sim (3-5) \cdot 10^3$ ) и использование НЕМТ-усилителей с микроваттной мощностью питания позволяют в технике непрерывных нечетких измерений кубита (или системы связанных кубитов) [49,50] уменьшить эффективную шумовую температуру до 20–25 мК.

Авторы выражают глубокую благодарность Е. Ильичеву, А.А. Сороке, С.Н. Шевченко, А.Н. Омелянчуку за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов НАН Украины (проект НАНО-4/14) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (контракт No. KR 1172/9-2).

1. К.А. Валиев, А.А. Кокин, *Квантовые компьютеры: надежды и реальность*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск (2001).
2. A.N. Korotkov and D.V. Averin, *Phys. Rev. B* **64**, 165310 (2001).
3. A. Maassen van den Brink, *Europhys. Lett.* **58**, 562 (2002).
4. A.Yu. Smirnov, *Phys. Rev. B* **68**, 134514 (2003).
5. A.B. Zorin, *ЖЭТФ* **125**, вып. 6, 1423 (2004).
6. W. Krech, D. Born, V.I. Shnyrkov, Th. Wagner, M. Grajcar, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, and Y. Greenberg, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 876 (2005).
7. E. Il'ichev, N. Oukhanski, A. Izmalkov, Th. Wagner, M. Grajcar, H.-G. Meyer, A.Yu. Smirnov, A.M. van den Brink, M.H.S. Amin, and A.M. Zagoskin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 097906 (2003).
8. D. Born, V.I. Shnyrkov, W. Krech, Th. Wagner, E. Il'ichev, M. Grajcar, U. Hübner, and H.-G. Meyer, *Phys. Rev. B* **70**, 180501 (2004).
9. D.I. Schuster, A. Wallraff, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S.M. Girvin, and R.J. Schoelkopf, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 123602 (2005).
10. В.И. Шнырков, А.А. Сорока, W. Krech, *ФНТ* **35**, 829 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 652 (2009)].
11. V.I. Shnyrkov, A.A. Soroka, and O.G. Turutanov, *Phys. Rev. B* **85**, 224512 (2012).
12. A. Lupascu, S. Saito, T. Picot, P.C. De Groot, C.J.M. Harman, and J.E. Mooij, *Nature Phys.* **3**, 119 (2007).
13. Yu. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Fortschr. Phys.* **48**, 1043 (2000).
14. J. Clarke and F.K. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008).
15. L. Tian, S. Lloyd, and T.P. Orlando, *Phys. Rev. B* **65**, 144516 (2002).
16. C.M. Wilson, T. Duty, F. Persson, M. Sandberg, G. Johansson, and P. Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 257003 (2007).
17. H. Paik, D.I. Schuster, Lev S. Bishop, G. Kirchmair, G. Catelani, A.P. Sears, B.R. Johnson, M.J. Reagor, L. Frunzio, L.I. Glazman, S.M. Girvin, M.H. Devoret, and R.J. Schoelkopf, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 240501 (2011).
18. C. Rigetti, J. Gambetta, S. Poletto, B.L.T. Plourde, J.M. Chow, A.D. Córcoles, J.A. Smolin, S.T. Merkel, J.R. Rozen, G.A. Keefe, M.B. Rothwell, M.B. Ketchen, and M. Steffen, *Phys. Rev. B* **86**, 100506(R) (2012).
19. J. Koch, T.M. You, 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).
20. W. Krech, M. Grajcar, D. Born, and I. Zhylyayev, *Phys. Lett. A* **303**, 352 (2002).
21. A.B. Zorin, *Physica C* **368**, 284 (2002).
22. A.V. Shytov, D.A. Ivanov, and M.V. Feigel'man, *Eur. Phys. J. B* **36**, 263 (2003).
23. J.Q. You and F. Nori, *Phys. Rev. B* **68**, 064509 (2003).
24. L.D. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion* **1**, 88 (1932).
25. C. Zener, *Proc. R. Soc. (London) A* **137**, 696 (1932).
26. E.C.G. Stückelberg, *Helv. Phys. Acta* **5**, 369 (1932).
27. Ф. Ди Джакомо, Е.Е. Никитин, *УФН* **175**, 545 (2005).
28. S.N. Shevchenko, S. Ashhab, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **85**, 094502 (2012).
29. Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных осцилляций*, Наука, Москва (1974).
30. S.N. Shevchenko, A.S. Kiyko, A.N. Omelyanchouk, and W. Krech, *Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 752 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 569 (2005)].
31. S.N. Shevchenko and A.N. Omelyanchouk, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 1282 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 973 (2006)].
32. 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).
33. W.D. Oliver, Y. Yu, J.C. Lee, K.K. Berggren, L.S. Levitov, and T.P. Orlando, *Science* **310**, 1653 (2005).
34. G. Sun, X. Wen, Y. Wang, S. Cong, J. Chen, L. Kang, W. Xu, Y. Yu, S. Han, and P. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102502 (2005).
35. M. Sillanpää, T. Lehtinen, A. Paila, Yu. Makhlin, L. Roschier, and P. Hakonen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 206806 (2006).
36. L. Du, D. Lan, and Y. Yu, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 863 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 665 (2013)].

37. Ya.S. Greenberg and E. Il'ichev, *Phys. Rev. B* **77**, 094513 (2008).
38. V.I. Shnyrkov, D. Born, A.A. Soroka, and W. Krech, *Phys. Rev. B* **79**, 184522 (2009).
39. S.N. Shevchenko, *Eur. Phys. J. B* **61**, 187 (2008).
40. M.T. Tuominen, J.M. Hergenrother, T.S. Tighe, and M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1997 (1992).
41. Yu. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
42. M. Grajcar, S.H.W. van der Ploeg, A. Izmalkov, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, A. Fedorov, A. Shnirman, and G. Schön, *Nature Phys.* **4**, 612 (2008).
43. В.П. Крайнов, В.П. Яковлев, *ЖЭТФ* **78**, 2204 (1980).
44. J.Q. You, Y.X. Liu, C.P. Sun, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **75**, 104516 (2007).
45. J. Hauss, A. Fedorov, C. Hutter, A. Shnirman, and G. Schön, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 037003 (2008).
46. J.C. Skinner, H. Prance, P.B. Stiffell, and R.J. Prance, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 257002 (2010).
47. A.M. Korolev, V.I. Shnyrkov, and V.M. Shulga, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 016101 (2011).
48. O. Astafiev, Yu.A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto, and J.S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 137001 (2006).
49. F. Forster, G. Petersen, S. Manus, P. Hänggi, D. Schuh, W. Wegscheider, S. Kohler, and S. Ludwig, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 116803 (2014).
50. А.Н. Омелянчук, Е.В. Ильичев, С.Н. Шевченко, *Квантовые когерентные явления в джозефсоновских кубитах*, Наукова думка, Киев (2013).

## Charge-flux qubit coupled to a tank circuit in strong low-frequency electromagnetic field

V.I. Shnyrkov, W. Krech, D. Born, V.V. Serebrovsky, and O.G. Turutanov

A superconducting charge-phase qubit and a coupled high-quality tank circuit in low-frequency electric field have been studied. A fine structure of the multiphoton resonance lines and quantum interference effects associated with excitation of the quasi-two-level system due to the Landau–Zener–Schtükelberg tunneling have been observed. The results obtained using various parameters of the measuring circuit for multiphoton resonance excitations and low-frequency oscillations of average population of quantum levels were compared. The mechanism responsible for the fine structure of resonance lines is considered. The method of measuring the impedance introduced in the tank circuit by oscillations of supercurrent in the qubit and the principal sources of the decoherence are discussed.

PACS: **73.23.-b** Electronic transport in mesoscopic systems;  
**73.21.Fg** Quantum wells;  
**74.50.+r** Tunneling phenomena; Josephson effects;  
**85.25.Cp** Josephson devices.

Keywords: charge-flux qubit, Landau–Zener–Schtükelberg interferometry, Rabi oscillations, decoherence.