

# Сигнальные характеристики зарядово-фазового кубит-детектора с параметрическим преобразованием энергии

В.И. Шнырков

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

А.А. Сорока

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

W. Krech

*Friedrich Schiller University, Institute of Solid State Physics, Helmholtzweg 5, D-07743 Jena, Germany*

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2009 г.

Проведен анализ характеристик квантового частично-когерентного детектора на основе зарядово-фазового кубита, связанного с классическим ( $\omega_T < k_B T/\hbar$ ) резонансным контуром. Показано, что в электромагнитном поле сигнальные характеристики с максимальным коэффициентом преобразования возникают тогда, когда эффективная квантовая индуктивность кубита периодически, с частотой низкочастотных осцилляций вероятности заселенностей энергетических уровней (типа Раби)  $\Omega_R \approx \omega_T$ , принимает положительные и отрицательные значения. Обсуждается физическая природа эффекта параметрического преобразования энергии (регенерации) в кубит-детекторе с периодическим изменением знака эффективной индуктивности и его возможное применение в квантовой информатике для регистрации малых сигналов.

Проведено аналіз характеристик квантового частково-когерентного детектора на основі зарядово-фазового кубіта, який пов'язаний із класичним ( $\omega_T < k_B T/\hbar$ ) резонансним контуром. Показано, що в електромагнітному полі сигнальні характеристики з максимальним коефіцієнтом перетворення виникають тоді, коли ефективна квантова індуктивність кубіта періодично, із частотою низькочастотних осциляцій імовірності заселеності енергетичних рівнів (типу Рабі)  $\Omega_R \approx \omega_T$ , приймає позитивні та негативні значення. Обговорюється фізична природа ефекту параметричного перетворення енергії (регенерації) у кубіт-детекторі з періодичною зміною знака ефективної індуктивності та його можливе застосування у квантовій інформатиці для реєстрації малих сигналів.

PACS: 42.50.Dv Неклассические состояния электромагнитного поля, в том числе и «перепутанные» фотонные состояния;  
74.25.Nf Отклик на воздействие электромагнитных полей (ядерный магнитный резонанс, поверхностный импеданс и т.д.);  
**74.50.+r** Эффекты близости, слабые связи, туннелирование, эффект Джозефсона;  
85.25.Am Характеристики сверхпроводящих устройств, конструирование, моделирование.

Ключевые слова: зарядово-фазовый кубит, детектор, частота Раби, параметрическая регенерация, непрерывные нечеткие измерения.

## 1. Введение

В микроскопических системах, таких как фотоны, электроны, атомы и молекулы, эксперименты уверенно демонстрируют наличие квантовых суперпозиционных состояний, подтверждая концептуальные идеи, лежащие в основе теории квантовой механики. Именно по этой причине в подавляющем большинстве вариантов создания квантовых компьютеров в качестве физической системы для построения квантовых битов (кубитов) рассматриваются микрообъекты [1]. В экспериментальной физике долгое время считалось невозможным наблюдение существования суперпозиций для макроскопически различимых состояний макроскопических объектов. Существующее противоречие между суперпозиционными состояниями микро- и макрообъектов ярко выразил Шредингер в мысленном «эксперименте» [2], получившем название парадокс «шредингеровского кота». В действительности квантовая механика не запрещает существование линейной суперпозиции состояний макроскопических объектов, а трудность создания и наблюдения таких состояний связана с их быстрым затуханием, т.е. декогеренцией [3–6]. Переход из чистого суперпозиционного состояния в смешанное состояние (декогеренция) происходит за счет связи макроскопического кубита с большим числом степеней свободы окружения. Исследования физической природы эффектов, приводящих к декогеренции в «искусственных атомах» — сверхпроводниковых кубитах, и подавление этих механизмов является в настоящее время актуальной проблемой физики низких температур и квантовой информатики [7–9].

Несколько обстоятельств позволяют надеяться на построение новых квантовых частично-когерентных приборов и, даже возможно, квантового компьютера с использованием сверхпроводниковых кубитов. Во-первых, кубиты на основе наноразмерных джозефсоновских контактов могут быть изготовлены и мультиплицированы современными технологическими методами с высокой степенью интеграции. Во-вторых, состояниями джозефсоновских кубитов, в том числе «перепутанными», можно управлять селективно [7–9]. Для инициализации квантового процессора требуются только импульсные электрические сигналы и слабые магнитные поля. И, возможно, главное — состояния джозефсоновских кубитов можно измерить с высокой квантовой эффективностью, поскольку в такой системе в когерентной квантовой динамике может участвовать макроскопически большое значение магнитного момента ( $\sim 10^{10} \mu_B \approx 10^{-13}$  Дж/Тл) [6], который можно рассматривать как псевдоспин. Развитие «аппаратного обеспечения» квантового компьютера на базе микроскопических кубитов сдерживается именно из-за от-

сутствия методов быстрого измерения их состояния с высокой квантовой эффективностью [1].

В настоящее время при проведении экспериментальных исследований сверхпроводниковых кубитов (суперпозиции макроскопических состояний, когерентных динамических эффектов типа Раби-осцилляций, интерференции Ландау–Зенера, спинового-эха) используются классические высокочувствительные детекторы. К таким детекторам относятся одноэлектронные транзисторы, сквиды, джозефсоновские контакты, линейные и нелинейные резонаторы [6,8–18]. Взаимодействие любого классического детектора с квантовой когерентной системой приводит к быстрой редукции волнового пакета в одно из состояний, т.е. декогеренции. Для изучения динамики на некотором отрезке времени обычно применяются статистические измерения с так называемыми переключаемыми детекторами [10,12–14]. В этом случае детектор, сквид (или джозефсоновский контакт, параметрический контур) находится в сверхпроводящем состоянии во время свободной эволюции кубита и переводится в резистивное состояние в процессе измерения. Затем специальным импульсом кубит и детектор возвращаются в начальное состояние, после чего измерение повторяется. После многократных измерений с помощью математической обработки результатов можно восстановить значение амплитуды вероятности заселенности уровней в различные моменты времени и определить время затухания низкочастотных осцилляций, подобных эффекту Раби в двухуровневом атоме.

С точки зрения экспериментальной физики подобные методы могут быть использованы и в квантовом компьютере, однако считается, что квантовые измерения состояния кубитов методом непрерывных нечетких измерений (weak continuous measurements — WCM) предпочтительнее [16–24]. Суть этого метода заключается в том, что в процессе измерения классический детектор слабо возмущает измеряемый квантовый объект, что приводит к «медленной» декогеренции состояния. Фактически это означает, что классический детектор слабо связан с измеряемым квантовым объектом некоторым коэффициентом  $k \ll 1$  и, получая малую часть информации об объекте (нечеткие измерения), оказывает небольшое «обратное влияние» на кубит в широкой полосе частот.

Принципиально новый метод проведения непрерывных нечетких измерений квантовых объектов может быть создан на основе детекторов, использующих нелинейные свойства суперпозиции макроскопических состояний в потоковом или зарядово-фазовом кубитах [15,25–28]. В этом случае двухуровневая квантовая когерентная система (кубит) в процессе измерения будет взаимодействовать (образовывать перепутанные состояния) с квантовым частично-коге-

рентным детектором. Кубит-детектор, являясь идеальным квантовым параметрическим преобразователем (классическим аналогом служит ВЧ сквид в безгистерезисном режиме [29]), в принципе, может оказывать минимальное обратное действие на измеряемый объект.

Целью настоящей работы является исследование методом непрерывных нечетких измерений сигнальных характеристик зарядово-фазового кубита [26–28], находящегося под действием резонансного СВЧ поля (зарядовый гейт) и слабого ВЧ поля от связанного с кубитом (фазовый гейт) резонансного контура.

## 2. Модель зарядово-фазового кубита

Искусственный «атом» [9] на основе зарядово-фазового кубита (рис. 1) представляет собой «single Cooper-pair-box» (SCPВ), включенный в сверхпроводящее кольцо с индуктивностью  $L_q$ , т.е. топологически аналогичен ВЧ скvidу [26–28] с заменой контакта на SCPВ. «Single Cooper-pair-box» состоит из двух мезоскопических контактов с джозефсоновскими энергиями  $E_{J1}, E_{J2}$ , емкостями  $C_1, C_2$  и заключенного между ними островка (гранулы) небольшого объема. Значение параметра порядка  $\Delta(0)$  в берегах джозефсоновских контактов и число состояний  $N$ , пропорциональное объему островка, определяют характерную температуру активации квазичастичного возбуждения  $T^* = \Delta(0)/k_B \ln N$  [30]. Напряжение зарядового гейта  $V_g$ , связанного с островком емкостью  $C_g$ , управляет величиной поляризационного заряда и циркулирующего в сверхпроводящем кольце тока.

Гамильтониан зарядово-фазового кубита имеет наиболее простой вид, когда электростатическая энергия SCPВ существенно ( $E_{CP} \gg E_J(\varphi)$ ) преобладает над его эффективной джозефсоновской энергией. В этом случае два «физических» базисных состояния

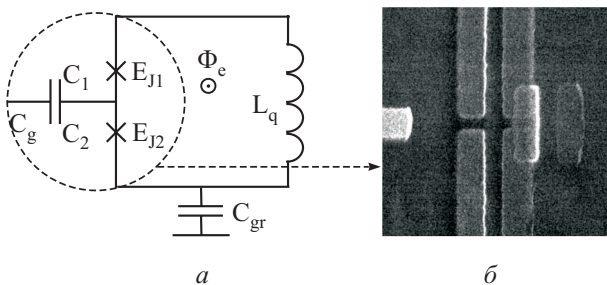


Рис. 1. Эквивалентная схема зарядово-фазового кубита с параметрами  $C_g \approx 2 \cdot 10^{-18}$  Ф;  $C_{J1} \approx C_{J2} \approx 10^{-15}$  Ф;  $C_{gr} \approx 0,5 \cdot 10^{-12}$  Ф;  $E_{J1}/\hbar \approx 23$  ГГц,  $E_{J2}/\hbar \approx 20$  ГГц и  $L_q \approx 0,9 \cdot 10^{-9}$  Гн (а). Изображение в электронном микроскопе (SEM) области «островка» с двумя туннельными контактами Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al и зарядовым гейтом (б).

кубита связаны с нулем или одной куперовской парой, протуннелировавшей на островок через джозефсоновские контакты. В двухуровневом приближении и пределе малой индуктивности контура кубита в базе собственных состояний (суперпозиционных по отношению к исходным физическим состояниям) гамильтониан имеет вид [28]:

$$\hat{H}_q = \frac{1}{2} \Delta E(n_g, \varphi) \hat{\sigma}_z = \frac{1}{2} [E_J^2(\varphi) + D^2(n_g)]^{1/2} \hat{\sigma}_z \quad (1)$$

( $\hat{\sigma}_z$  — матрица Паули), где эффективная джозефсоновская энергия

$$E_J(\varphi) = (E_{J1}^2 + E_{J2}^2 + 2E_{J1}E_{J2} \cos \varphi)^{1/2} \quad (2)$$

зависит от разности фаз параметра порядка на обоих контактах  $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$  ( $\varphi_1, \varphi_2$  — разности фаз на отдельных контактах), а зарядовая часть гамильтониана

$$D(n_g) = E_{CP}(1 - n_g) \quad (3)$$

определяется  $E_{CP} = (2e)^2 / 2C_\Sigma$  — двухэлектронной кулоновской энергией островка с полной емкостью  $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_g$  и параметром  $n_g = C_g V_g / e$ , характеризующим поляризационный заряд  $en_g = C_g V_g$  на островке, наведенный напряжением зарядового гейта  $V_g$ . Геометрическая индуктивность контура зарядово-фазового кубита  $L_q$  обычно в экспериментах мала,  $L_q I_c / \Phi_0 \sim 10^{-2}$ , так что полный магнитный поток через контур кубита  $\Phi$  и заданный внешний магнитный поток  $\Phi_e$  связаны соотношением  $\Phi \approx \Phi_e, \varphi \approx \varphi_e = 2\pi \Phi_e / \Phi_0$  и джозефсоновская энергия кубита периодична по  $\Phi$  с периодом  $\Phi_0$ . Таким образом, согласно (1), в зарядово-фазовом кубите возможно управление как его эффективной джозефсоновской энергией  $E_J(\varphi)$ , заданием внешнего потока  $\Phi_e$ , так и эффективной зарядовой энергией  $D(n_g)$ , заданием напряжения на зарядовом гейте  $V_g$ . Оба вклада формируют энергетическую щель  $\Delta E(n_g, \varphi)$  между основным и возбужденным энергетическими уровнями кубита. Особенностью зарядово-фазового кубита (в отличие от обычного зарядового кубита), следующей из его топологии, является циркулирующий в сверхпроводящем контуре кубита ток. Оператор тока изолированного кубита, соответствующий гамильтониану (1), имеет вид

$$\hat{I} = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial \hat{H}_q}{\partial \varphi} = I_q(n_g, \varphi) \hat{\sigma}_z, \quad I_q(n_g, \varphi) = \frac{e}{\hbar} \frac{E_{J1} E_{J2} \sin \varphi}{\Delta E(n_g, \varphi)}, \quad (4)$$

и, следовательно, два базисных состояния зарядово-фазового кубита (основное и возбужденное энергетические состояния) различимы по циркулирующим в контуре кубита в противоположных направлениях сверхпроводящим токам  $I_q(n_g, \varphi)$ .

При произвольном отношении  $E_J(\varphi)/E_{CP}$  энергетический спектр и собственные функции зарядово-фазового кубита даются блоховскими зонами  $E_n(n_g, \varphi)$  и блоховскими волновыми векторами  $|n_g, \varphi; n\rangle$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$  — индекс зоны), являющимися численным решением уравнения Шредингера с гамильтонианом, включающим все зарядовые состояния и периодическую джоузефсоновскую энергию [26,27,31]. Два низших энергетических уровня  $E_n(n_g, \varphi)$  ( $n = 0, 1$ ) соответствуют базису зарядово-фазового кубита, в котором гамильтониан имеет вид [26,27]

$$\hat{H}_q = \frac{1}{2} \Delta E(n_g, \varphi) \hat{\sigma}_z, \quad \Delta E = E_1(n_g, \varphi) - E_0(n_g, \varphi), \quad (5)$$

а оператор тока  $\hat{I} = (2e/\hbar) \partial \hat{H}_q / \partial \varphi$ .

По зарядовому гейту кубит-детектор управляется постоянным напряжением  $V_{g0}$  и возбуждается электрической компонентой микроволнового поля с частотой  $\nu$  и амплитудой  $V_r$ . Полное напряжение на гейте  $V_g = V_{g0} + V_r \cos 2\pi \nu t$  поляризует островок кубита зарядом  $C_g V_g$ . Квантово-динамический отклик кубита исследуют с помощью стандартного для ВЧ сквидов метода детектирования сигнала [32,33] в рамках концепции непрерывных нечетких квантовых измерений [19–22]. В принципе, сигнал зарядово-фазового кубита может поступать как на амплитудный, так и на фазовый детекторы. Как показывает анализ, отличия сигнальных характеристик при этом не слишком велики, поэтому в основном будем рассматривать случай фазового детектирования. В этой схеме кубит слабо ( $k^2 \leq Q^{-1}$ ) связан взаимоиндуктивностью  $M = k(L_q L_T)^{1/2}$  с высокодобротным ( $Q \gg 1$ ) резонансным контуром с собственной частотой  $\omega_T = (L_T C_T)^{-1/2}$ , являющимся классическим линейным детектором. Через этот контур пропускается ток от высокоомного генератора накачки  $I_P = I_{P0} \cos \Omega p t$ , так что амплитуда этого тока практически не зависит от изменений импеданса контура. В пределе малых амплитуд  $I_{P0}$  вносимые в контур изменения импеданса кубита приводят к некоторому изменению амплитуды  $V_T$  переменного напряжения  $V = V_T \cos(\Omega p t + \alpha_T)$  на  $L_T C_T$ -контуре и сдвигу  $\alpha_T$  его фазы по отношению к фазе тока накачки.

Такой метод позволяет непосредственно измерить квантовую эффективную индуктивность кубита, характеризующую его отклик на изменение внешнего магнитного потока  $d\langle \hat{I} \rangle dt = L_J^{-1} d\Phi/dt$ . Например, в адиабатических условиях, для относительно низких частот  $\omega_T = \Omega_P \ll \Delta E(n_g, \varphi)$  и малых амплитуд накачки  $\Phi_T = M Q I_{P0} \ll \Phi_0$ , при движении по энергетическому состоянию кубита  $|n_g, \varphi; n\rangle$  сдвиг фазы  $\alpha_T$  можно представить в виде [18,34]:

$$\text{tg } \alpha_T(n_g, \varphi; n) = k^2 Q \frac{L_q L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi)}{1 + L_q L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi)}, \quad (6)$$

где квантовая эффективная индуктивность кубита, характеризующая состояние  $|n_g, \varphi; n\rangle$ , задана выражением [27]:

$$L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial I_n(n_g, \varphi)}{\partial \varphi} = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \frac{\partial^2 E_n(n_g, \varphi)}{\partial \varphi^2}. \quad (7)$$

Как видно из (7), обратная эффективная индуктивность  $L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi)$  пропорциональна локальной кривизне по  $\varphi$  энергетического уровня  $E_n(n_g, \varphi)$  кубита. Знак и величина  $L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi)$  для двух базисных состояний кубита  $n = 0, 1$  характеризуют форму соответствующих энергетических зон  $E_0(n_g, \varphi), E_1(n_g, \varphi)$ . В отсутствие микроволнового поля ( $V_r = 0$ ) кубит находится в основном состоянии и экспериментально измеряемая зависимость  $\alpha_T(\varphi)$  позволяет восстановить, согласно формулам (6), (7), «ток-фазовую» зависимость кубита

$$I_0(n_g, \varphi) = \frac{\Phi_0}{2\pi L_q} \int_0^\varphi \frac{\text{tg } \alpha_T(\varphi')}{k^2 Q - \text{tg } \alpha_T(\varphi')} d\varphi'. \quad (8)$$

На рис. 2,а приведена схема энергетических уровней  $E_0(1, \varphi), E_1(1, \varphi)$  зарядово-фазового кубита с гамильтонианом (1) двухуровневого приближения, а на рис. 2,б — соответствующие их кривизне зависимости  $L_{J0}^{-1}(1, \varphi)$  и  $L_{J1}^{-1}(1, \varphi)$  при постоянном заряде. Характерная форма этих зависимостей отражает сильную нелинейную зависимость кривизны энергетических уровней  $E_0(n_g, \varphi), E_1(n_g, \varphi)$  от внешнего потока  $\varphi$ . При движении по уровню кубит изменяет эффективную индуктивность  $\Delta L_T \sim -M^2 L_J^{-1}(n_g, \varphi)$  контура и, согласно (6), в пределе малых амплитуд ВЧ генератора измеряемый фазовый сигнал  $\text{tg } \alpha_T(n_g, \varphi; n)$  определяется локальной кривизной уровня  $L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi)$ , а при выполнении условия  $L_J^{-1} L_q \ll 1$

$$\text{tg } \alpha_T(n_g, \varphi; n) \approx k^2 Q L_q L_{Jn}^{-1}(n_g, \varphi).$$

В рамках простой двухуровневой модели (1) энергетические зоны обладают симметрией  $E_1(n_g, \varphi) = -E_0(n_g, \varphi)$  и, следовательно, их локальная кривизна равна по величине и противоположна по знаку:  $L_{J1}^{-1}(n_g, \varphi) = -L_{J0}^{-1}(n_g, \varphi)$  (рис. 2,б). Однако указанная симметрия является свойством двухуровневой модели, а в общем случае  $L_{J1}^{-1}(n_g, \varphi) \neq -L_{J0}^{-1}(n_g, \varphi)$  и функции  $L_{J0}^{-1}(n_g, \varphi), L_{J1}^{-1}(n_g, \varphi)$  могут различаться по величине и знаку [26,27]. Более того, для кубита, взаимодействующего с микроволновым полем, даже в

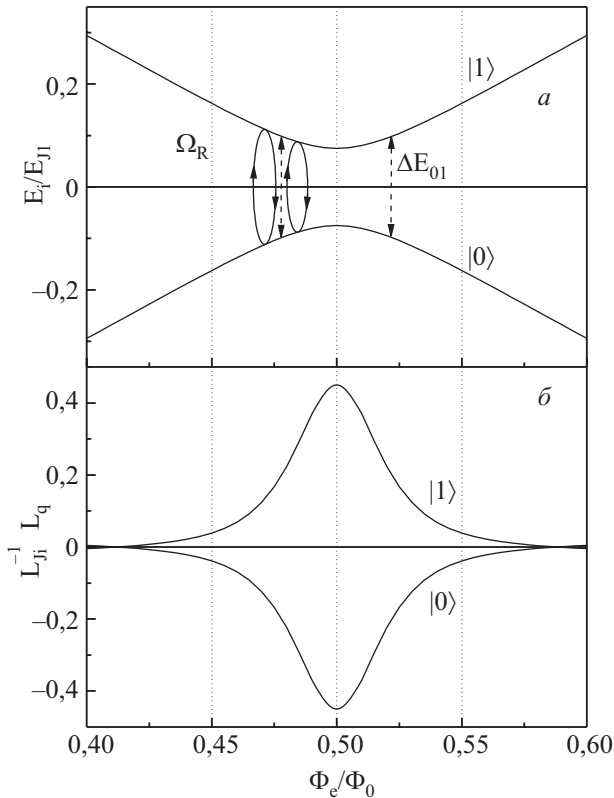


Рис. 2. Схема зависимостей основного  $|0\rangle$  и возбужденного  $|1\rangle$  уровней энергии зарядово-фазового кубита от внешнего магнитного потока. Стрелками показаны осцилляции вероятности заселенностей уровней с частотой Раби типа  $\Omega_R$  вблизи точного резонанса с внешним микроволновым полем,  $\Delta E_{01} = h\nu$  (а). Зависимости эффективной квантовой индуктивности в основном и возбужденном состояниях внешнего магнитного потока  $\Phi_e$  (б). Видно, что на части периода низкочастотных осцилляций реактивный параметр кубита  $L_J^{-1}$  принимает отрицательные значения. Расчетные параметры  $L_q = 0,9$  нГн,  $I_{c1} = 50$  нА,  $I_{c1}/I_{c2} = 0,85$ .

двухуровневом пределе локальная кривизна квазиэнергетических уровней может сильно отклоняться от указанной простой симметрии из-за зависимости состояния от амплитуды микроволновой мощности [35].

При резонансном возбуждении двухуровневой системы микроволновым полем измеряемый отклик определяется квантово-статистически усредненной по состоянию кубита (описываемого статистическим оператором  $\hat{\rho} = \rho_{ij} |n_g, \varphi; i\rangle \langle n_g, \varphi; j|$ ,  $i, j = 0, 1$ ) индуктивностью  $\langle L_J^{-1}(n_g, \varphi) \rangle$ , вносимой в  $L_T C_T$ -контур:

$$\text{tg } \alpha_T = k^2 Q L_q \langle L_J^{-1}(n_g, \varphi) \rangle / [1 + \langle L_J^{-1}(n_g, \varphi) \rangle].$$

Поскольку индуктивности основного и возбужденного уровней  $L_{J0}^{-1}(n_g, \varphi)$ ,  $L_{J1}^{-1}(n_g, \varphi)$  могут различаться по величине и знаку, изменение зависимости  $\text{tg } \alpha_T(n_g, \varphi)$  при резонансном одно- или мультифотонном возбуж-

дении кубита относительно ее вида для кубита в основном состоянии позволяет проводить спектроскопию величины энергетического расщепления  $\Delta E(n_g, \varphi)$  [17, 18]. Заметим, что в экспериментах по интерферометрии типа Ландау–Зенера зарядово-фазового кубита [в зарядовом пределе,  $E_{CP} \gg E_J(\varphi)$ ] методом слабых непрерывных измерений [23] фазовый сигнал определяется усредненной по квантовому состоянию кубита эффективной квантовой емкостью  $\langle C_{\text{eff}}(n_g, \varphi) \rangle$ , где емкость в  $n$ -м зарядовом состоянии  $C_{\text{eff}}(n_g, \varphi; n) \propto \partial^2 E_n(n_g, \varphi) / \partial n_g^2$  пропорциональна локальной кривизне энергетического уровня  $E_n(n_g, \varphi)$  по квазизаряду  $n_g$ .

Недавно теоретически [20, 36] и экспериментально [37] был исследован новый важный эффект — параметрический обмен энергией в системе связанных кубита и  $L_T C_T$ -контура. Этот эффект возникает при взаимодействии кубита с микроволновым полем вследствие существования в нем когерентных низкочастотных колебаний (типа Раби) с частотой  $\Omega_R$ , близкой к частоте  $L_T C_T$ -контура,  $\Omega_R \approx \omega_T$ . Низкочастотные осцилляции вероятности заселенностей состояний  $|n_g, \varphi; 0\rangle$  и  $|n_g, \varphi; 1\rangle$  с частотой  $\Omega_R$  схематично показаны на рис. 2,а. Важным для появления необычной электродинамики в этой системе является то, что реактивный параметр «искусственного атома» (7), изменяясь во времени с частотой  $\Omega_R$ , может периодически принимать отрицательные значения. В этом случае возможно наблюдение изменений не только мнимой части импеданса  $L_T C_T$ -контура, за счет внесенной из кубита эффективной индуктивности, но также изменений действительной части его импеданса. Когерентные осцилляции эффективной индуктивности кубита с изменением знака приводят к тому, что действительная часть импеданса, вносимого в  $L_T C_T$ -контур из кубита, может становиться как отрицательной, так и положительной величиной, что соответствует поглощению или излучению энергии «искусственным атомом». На основе этого эффекта могут быть созданы новые квантовые параметрические детекторы, характеристики одного из которых рассмотрены ниже.

### 3. Зарядово-фазовый кубит и методика эксперимента

Зарядово-фазовый кубит дипольной топологии (рис. 1) с  $L_q \approx 0,9$  нГн изготовлен на основе тонкопленочной алюминиевой технологии [17,18] с двумя туннельными контактами Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al площадью  $S_{1,2} \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$  мкм<sup>2</sup> и плотностью критического тока  $j \approx 160$  А/см<sup>2</sup>. Из оптических измерений следует, что площади контактов в данном образце отличаются на 12–15%. Учитывая, что удельная емкость таких контактов составляет  $\sim 35$  фФ/мкм<sup>2</sup>, для полной ем-

кости SCPB получим  $C_{\Sigma} \approx C_1 + C_2 \approx 1,9 \cdot 10^{-15} \text{ Ф}$  при  $C_{1,2} \gg C_g \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ Ф}$ . Отсюда найдем, что максимальное значение кулоновской энергии, без учета распределенной емкости, составляет  $E_{CP} = (2e)^2 / 2C_{\Sigma} \approx h \cdot 10 \text{ ГГц}$ . Оценка характерных значений джозефсоновских энергий SCPB, полученная из оптических измерений и измерения ВАХ контакта-свидетеля, изготовленного в одном с кубитом технологическом цикле, приводит к  $E_{J1} = I_{C1} \Phi_0 / 2\pi \approx h \cdot 20 \text{ ГГц}$  и  $E_{J2} = I_{C2} \Phi_0 / 2\pi \approx h \cdot 23 \text{ ГГц}$ . Из этих значений получим, что в отсутствие микроволнового поля минимальное значение эффективной джозефсоновской энергии кубита в точке  $\varphi = \pi$  равно  $E_{\min}(\varphi) = |E_{J1} - E_{J2}| \approx h \cdot 3 \text{ ГГц}$ .

В силу соотношений (4), (7) циркулирующий в сверхпроводящем контуре кубита ток и эффективная квантовая индуктивность (импеданс) оказываются периодическими функциями внешнего потока  $\Phi_e$  и индуцированного электрического заряда  $q = C_g V_g$  [17]. Для измерения малых вариаций импеданса интерферометр кубита  $L_q$  связан взаимоиנדуктивностью  $M = k \sqrt{L_q L_T} \approx 0,434 \text{ нГн}$  с высокочастотным ( $Q \approx 685$ ) резонансным контуром  $C_T \approx 185 \text{ пФ}$ ,  $L_T \approx 168 \text{ нГн}$ , возбуждаемым током генератора накачки  $I_P$  на частоте  $\Omega_P$ , близкой к резонансной частоте контура  $\omega_T / 2\pi \approx 28,55 \text{ МГц}$  (рис. 3). Усиленные криогенным ( $T_A \approx 1,7 \text{ К}$ ) услителем и продетектированные изменения амплитуды  $V_T(n_g; \varphi)$  или фазы  $\alpha_T(n_g; \varphi)$  колебаний резонансного контура можно рассматривать как выходные сигнальные характеристики детектора на основе зарядово-фазового кубита. Преимуществом такой схемы регистрации изменений импеданса является то, что съём сигнала на частоте накачки позволяет избежать проникновения на выход шумов усилителя типа  $1/f$ . Кроме того, резонансный контур, являясь линейным детектором, играет роль резонансного трансформатора импедансов, согласуя низкоомный кубит с высокоомным входным сопротивлением усилителя [32,33].

Разрушение фазовой когерентности кубита происходит за счет как термодинамических флуктуаций тока в цепи потокового гейта, так и напряжения в цепи зарядового гейта [7,26]. Для уменьшения скорости декогеренции в цепи зарядового гейта с  $(C_g / C_1)^2 \sim 10^{-6}$  установлены три порошковых CuO фильтра, имеющие суммарное затухание 120 дБ на 5 ГГц и более 250 дБ на 20 ГГц (рис 3). С этой же целью смещение по магнитному потоку осуществлялось высокоомной (106 кОм) цепью от генератора тока через катушку резонансного контура  $L_T$  с  $\Phi_0 / M \approx 4,76 \text{ мкА}$ . Для задания переменного напряжения на зарядовом гейте  $V_r \cos 2\pi \nu t$  и получения осцилляций Раби типа кубит располагался в области максимума электрического поля сверхпроводящего резонатора. Измерение спек-

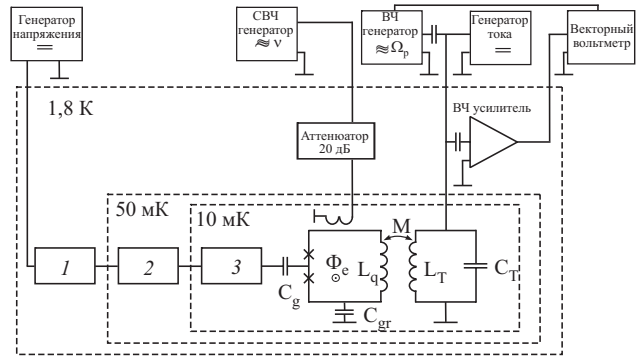


Рис. 3. Блок-схема экспериментальных исследований характеристик зарядово-фазового кубита. Пунктирными линиями выделены области температур рефрижератора растворения и расположенные в них элементы. Поляризонный заряд на островке задавался от генератора напряжения, связанного с зарядовым гейтом  $C_g$  системой охлаждаемых фильтров. Кубит размещен в свинцовом экране (не показан на рисунке), который для СВЧ частот представляет собой цилиндрический резонатор. СВЧ генератор через коаксиальный кабель с большим затуханием и охлаждаемый аттенуатор возбуждал резонатор на частоте  $\nu$ . Возбуждение  $L_T C_T$ -контура на частоте  $\Omega_R$  и смещение кубита по внешнему потоку осуществлялось от генераторов ВЧ и постоянного тока. Сигнал с резонансного контура, связанного с кубитом взаимоиנדуктивностью  $M = k \sqrt{L_T L_q}$ , усиливался охлаждаемым услителем и измерялся векторным вольтметром. 1, 2, 3 — порошковый фильтр (CuO).

тральной плотности низкочастотных флуктуаций магнитного потока в месте расположения кубита показывает, что при температуре рефрижератора растворения  $^3\text{He}-^4\text{He}$   $T = 10 \text{ мК}$  спектр  $1/f$  начинается с частоты 0,3–0,2 Гц. Из анализа, проведенного в работах [11,38,39], следует, что неравновесный шум электрического заряда в диэлектриках может начинаться с гораздо более высоких ( $10^2-10^3 \text{ Гц}$ ) частот, а его спектральная плотность зависит от потерь в материале.

Еще одним источником декогеренции кубита в схеме непрерывных квантовых измерений является охлаждаемый усилитель, обратное влияние которого трудно оценить аналитически. Поэтому в настоящей работе проведены измерения зависимости эффективной индуктивности основного состояния кубита от внешнего магнитного потока  $\Phi_e$  (рис. 4) для двух различных цепей. Измерения отличаются тем, что в одном случае усилитель непосредственно связан с контуром, а во втором между ними установлен дополнительный порошковый фильтр, охлаждаемый до температуры 10 мК. Как видно из приведенных на рис. 4 зависимостей, обратное влияние усилителя (без фильтра) приводит к сильному сглаживанию локальной кривизны энергетического уровня  $\sim L_T^{-1}(n_g, \varphi; n)$  вблизи

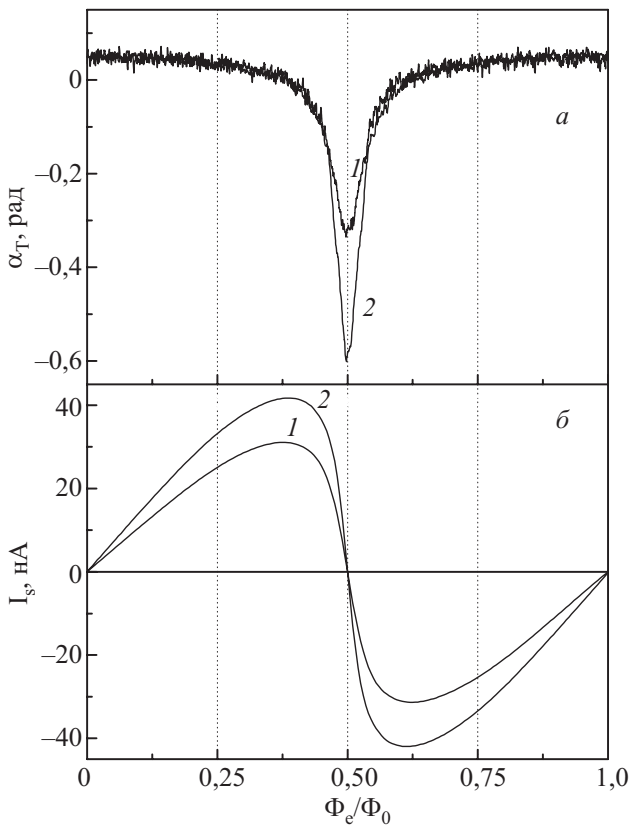


Рис. 4. Зависимости фазового сигнала  $\alpha_T(\Phi_e)$  на резонансном контуре, связанном с зарядово-фазовым кубитом, от внешнего магнитного потока вблизи  $\Phi_e = \Phi_0/2$ : 1 — без фильтрации измерительного тракта и 2 — с охлаждаемым до 10 мК порошковым фильтром в цепи резонансного контура (а). Построенные по характеристикам (1), (2) зависимости амплитуды циркулирующего в кубите сверхпроводящего тока от внешнего потока (б).

$\Phi_e = \Phi_0/2$  и может быть основным источником увеличения эффективной шумовой температуры кубита и декогеренции. Установка охлаждаемого до 10 мК фильтра приводит к увеличению амплитуды сигнала  $\alpha_T(n_g; \varphi)$ , пропорционального локальной кривизне основного энергетического уровня, в 1,7 раза (рис. 4,а). Отношение критических токов контактов, оцененное из измерений с дополнительным охлаждаемым фильтром, равно  $I_{c1}/I_{c2} \approx 0,8$ , что с точностью до 10% согласуется с оптическими измерениями площадей контактов. Из этих измерений следует, что в стационарном случае циркулирующий в данном образце кубита сверхпроводящий ток (8) (рис. 4,б) с учетом флуктуаций достигает максимума в точках  $\Phi_e \approx \Phi_0(0,5 \pm 0,1)$ .

В отсутствие микроволнового поля зависимости локальной кривизны энергии основного состояния зарядово-фазового кубита от внешнего магнитного потока и заряда могут быть использованы для создания магнитометров  $E_J^2(\varphi) > D^2(n_g)$  и электрометров

$E_J^2(\varphi) < D^2(n_g)$  [25–27]. В этом случае кубит-детектор является магнитометром или электрометром, так что его выходной сигнал  $V_S$  пропорционален вариациям магнитного потока  $\delta\Phi$  или заряда  $\delta q = C_g \delta V_g$  на гейтах кубита. Учитывая выходной шум измерительной цепи  $V_N$ , можно представить напряжение на выходе в виде:

$$V = V_N + \eta_\varphi \delta\Phi, \quad V = V_N + \eta_q \delta q. \quad (9)$$

Здесь величины  $\eta_\varphi = \eta_0(dV_T/d\Phi_e)$ ,  $\eta_q = \eta_0(dV_T/dq)$  — коэффициенты преобразования по магнитному потоку и заряду, а  $\eta_0 = (\Omega_P/k)(L_T/L_q)^{1/2}$  характеризует измерительный тракт. В нашем случае  $\eta_0 \approx 6,5 \cdot 10^{10} \text{с}^{-1}$ . Как было отмечено в работах [26,37], значения производных  $dV_T/d\Phi_e$ ,  $dV_T/dq$  существенно зависят от локальной кривизны энергетического уровня кубита, условий эксперимента  $k, I_P, Q, (\omega_T - \Omega_R)$  и могут быть оптимизированы ( $\eta_{\varphi,q} \gg \eta_0$ ) выбором параметров. Пренебрегая обратной реакцией кубита на измеряемый сигнал, отношение сигнал/шум можно характеризовать потоком (или зарядом), эквивалентным шуму  $\Phi_N = V_N/\eta_\varphi$  (или  $q_N = V_N/\eta_q$ ). В этом случае основной параметр кубит-детектора — чувствительность по энергии — выражается через спектральную плотность величин  $\Phi_N, q_N$  в полосе резонансного контура:

$$\delta\varepsilon_\varphi = \frac{\langle \Phi_N^2 \rangle}{2L_q B} = \frac{\langle V_N^2 \rangle}{2L\eta_\varphi^2 B}; \quad (10a)$$

$$\delta\varepsilon_q = \frac{\langle q_N^2 \rangle}{2(C_{J1} + C_{J2})B} = \frac{\langle V_N^2 \rangle}{2\eta_q^2(C_{J1} + C_{J2})B}, \quad (10б)$$

где  $B$  — выходная полоса, определяемая временем измерения. Поскольку ВЧ усилитель может оказывать существенное флуктуационное влияние на резонансный контур, для оценки шумового вклада температуру контура  $T_T$  можно заменить эффективной температурой  $T_T^* = T_T + Q\omega_T L_T T_A / R_A$ , которую и требуется минимизировать (см. рис. 4,а). В случае небольшой температуры  $T_A$  и больших сопротивлений усилителя  $R_A$  значение собственной чувствительности кубит-детектора будет улучшаться с ростом  $\eta_{\varphi,q}$  и для больших коэффициентов преобразования будет определяться собственными шумами кубита. Увеличение коэффициентов преобразования параметрических детекторов в режиме  $k^2 Q \beta_L > 1$  детально проанализировано в работах [27,40] и реализовано в [29,33]. Периодическое изменение заселенности уровней (знака эффективной квантовой индуктивности) зарядово-фазового кубита при многофотонной накачке приводит к параметрической трансформации энергии из-за возникновения эффектов «излучения» и «поглощения» [20,37] в двухуровневой квантовой системе. Этот эф-

фekt, названный в классических системах «невыврожденной одночастотной параметрической регенерацией» может быть использован для увеличения коэффициентов преобразования и создания детекторов с квантовым ограничением на чувствительность (Quantum Limited Detector).

#### 4. Характеристики зарядово-фазового кубита в электромагнитном поле

Рассмотрим амплитудные и фазовые сигнальные характеристики детектора на основе зарядово-фазового кубита, помещенного в резонансное электромагнитное поле. Частота  $\Omega_R$  когерентных осцилляций вероятности заселенности между основным  $\tilde{E}_0(n_g, \varphi)$  и возбужденным  $\tilde{E}_1(n_g, \varphi)$  квазиуровнями зависит как от амплитуды  $V_r$ , так и от расстройки частоты  $\nu$  микроволнового поля относительно резонансной частоты кубита  $f_{10} = [\tilde{E}_1(n_g, \varphi) - \tilde{E}_0(n_g, \varphi)]/h$ . Увеличение амплитуды магнитного потока от контура  $\Phi_T \sin \Omega_p t = MQI_p \sin \Omega_p t$  приводит к очевидным эффектам усреднения локальной кривизны (7) уровней кубита [17,26,27,41], поэтому в данной работе экспериментальные исследования проведены в пределе малых ( $I_p Q M \leq 3 \cdot 10^{-4} \Phi_0$ ) токов ВЧ генератора. Частота генератора  $\Omega_p$  выбиралась равной резонансной частоте контура  $\Omega_p \cong \omega_T/2\pi \approx 28,55$  МГц. Легко показать, что в этом случае для небольших изменений частоты параметрического контура  $\omega_T(n_g, \varphi)$  фазовый канал регистрации сигнала  $\alpha_T(n_g, \varphi)$  имеет максимальную крутизну преобразования, а изменение амплитуды колебаний  $V_T(n_g, \varphi)$  практически пропорционально вариациям добротности. Поскольку вносимый в резонансный контур импеданс пропорционален малому параметру  $k^2 L_q I_q^2$ , то  $\omega_T(n_g, \varphi) \cong \omega_T$  и для регистрации небольших изменений фазы колебаний в контуре требуется схема, представленная на рис. 3.

Из спектроскопии линий резонансного поглощения энергии зарядово-фазовым кубитом при малой амплитуде микроволнового поля следует, что максимальный отклик наблюдается на частотах  $\nu$  равных 4,4, 8 и 17,5 ГГц. Если зафиксировать частоту микроволнового поля  $\nu$  и значение постоянного напряжения на зарядовом гейте  $V_{g0}$ , то резонансное условие возбуждения кубита можно получить изменением  $\Phi_e$  за счет зависимости эффективной джозефсоновской энергии кубита (2) от внешнего магнитного потока. При малых амплитудах  $V_r$  для характерных частот выполняется неравенство  $\Omega_R(V_r) < \omega_T$  и низкочастотные осцилляции заселенности уровней не попадают в полосу резонансного контура. С увеличением амплитуды микроволнового поля частота когерентных осцилляций заселенности попадает в область  $\Omega_R(V_r) \cong \omega_T \pm \Delta\omega_T$ , что приводит к возникновению параметрического преобразования энергии [20,37]. В таком процессе основ-

ным условием для наблюдения эффектов «излучения» и «поглощения» энергии является достаточно высокая добротность осцилляций Раби-типа  $\Omega_R/\Delta\Omega_R \gg 1$ , где  $\Delta\Omega_R$  — полоса частот этих осцилляций.

На рис. 5 представлены результаты измерений фазы колебаний  $\alpha_T(n_g \cong 1, \varphi)$  в контуре в зависимости от приложенного к кубиту внешнего магнитного потока в микроволновом поле с  $\nu = 4,436$  ГГц. Параметром

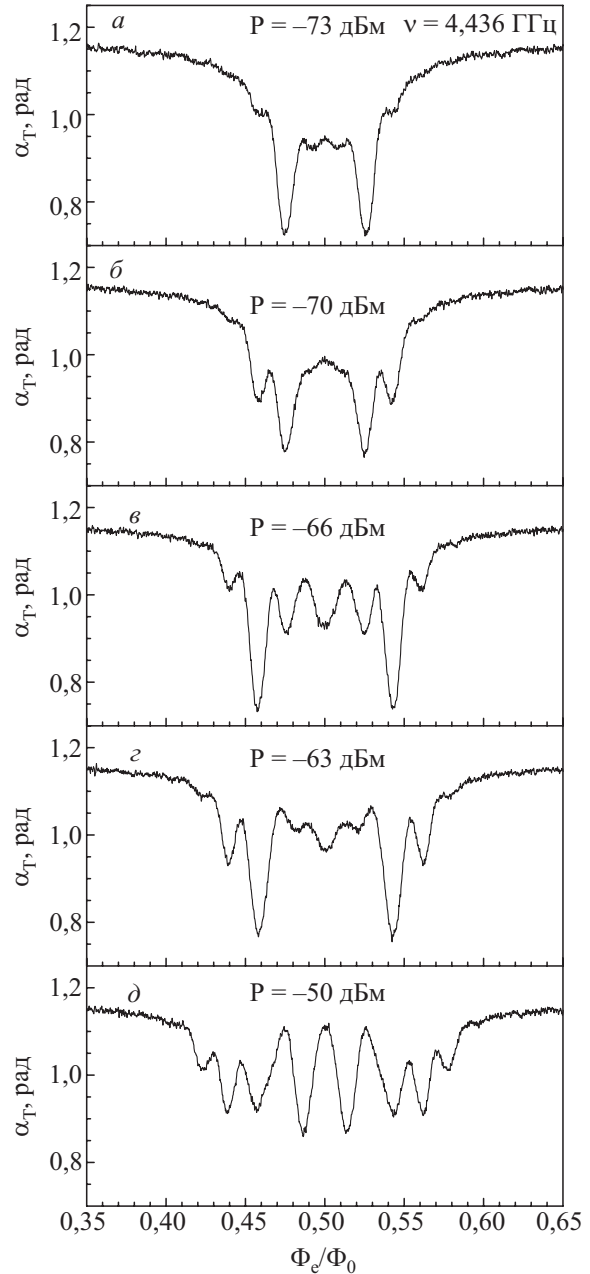


Рис. 5. Зарядово-фазовый кубит с  $n_g \approx 1$  в микроволновом резонансном поле частотой 4,436 ГГц. Семейство зависимостей фазовых сигнальных характеристик  $\alpha_T(\Phi_e)$  связанного с кубитом резонансного контура от внешнего магнитного потока  $\Phi_e$ . Параметром семейства является выходная мощность СВЧ генератора.



семейства является мощность микроволнового генератора  $P^{1/2} \propto V_r$ . На этом рисунке видно, что с увеличением  $V_r$  при развертке внешнего магнитного потока наблюдаются квазипериодические изменения фазы и амплитуды колебаний в резонансном контуре, связанные с вносимым от кубита  $Z(\omega)$  импедансом. Анализ зависимости напряжения на резонансном контуре от внешнего магнитного потока  $\Delta V_T(n_g \cong 1, \varphi) \propto -\text{Re} Z(\omega)$  показывает, что можно выделить три области частот:  $\nu \gtrsim f_{01}(\varphi)$ ;  $\nu \simeq f_{01}(\varphi)$  и  $\nu \lesssim f_{01}(\varphi)$ , для которых действительная часть вносимого импеданса принимает соответственно значения:  $\text{Re} Z(\omega) < 0$ ;  $\text{Re} Z(\omega) = 0$  и  $\text{Re} Z(\omega) > 0$ . В области  $h\nu > hf_{01}(\varphi)$  в контур вносится «отрицательное сопротивление»  $\text{Re} Z(\omega) < 0$  и его добротность увеличивается [20,37], что связано с переносом энергии от кубита к резонансному контуру. При выполнении резонансного условия  $h\nu = hf_{01}(\varphi)$  энергия в среднем сохраняется, а в области  $h\nu \leq hf_{01}(\varphi)$  энергия трансформируется в обратном направлении и добротность резонансного контура уменьшается. На рис. 2,а вертикальная стрелка указывает на точный резонанс  $h\nu = hf_{01}(\varphi)$ , а круговые стрелки справа и слева — на области  $h\nu > hf_{01}(\varphi)$  и  $h\nu \leq hf_{01}(\varphi)$  соответственно. Прямые измерения добротности показали, что в экстремальных точках сигнальных характеристик ее величина для данного кубита изменяется примерно на 15%. Анализ температурных зависимостей показывает, что величина  $\text{Re} Z(\omega)$  в пределах экспериментальной погрешности не зависит от температуры рефрижиратора в интервале 10–40 мК. Амплитуда  $\text{Re} Z(\omega)$  уменьшается примерно в два раза при  $T = 150$  мК, а при  $T = 300$  мК  $\text{Re} Z(\omega) = 0$  [37].

Эффект квантового параметрического преобразования энергии между кубитом и LC-контуром определяет форму сигнальных характеристик системы  $V_T(n_g \cong 1, \varphi)$  и  $\alpha_T(n_g \cong 1, \varphi)$  в резонансном микроволновом поле. Отклонение положений точек экстремумов сигнальной характеристики по оси  $\Phi_e$  от точного резонанса, максимальные значения вносимого импеданса  $\max \text{Re} Z(\omega)$  и величины коэффициентов преобразования

$$\eta_V(\varphi) = \left. \frac{dV_T}{d\Phi_e} \right|_{n_g=\text{const}}, \quad \eta_\alpha(\varphi) = \left. \frac{d\alpha_T}{d\Phi_e} \right|_{n_g=\text{const}} \quad (11)$$

можно объяснить конечной полосой низкочастотных осцилляций  $\Delta\Omega_R$ , которая определяется влиянием как внешних шумов, так и внутренними механизмами декогеренции.

С увеличением амплитуды микроволнового поля наблюдается квазипериодическая зависимость сигнальных характеристик (рис. 5, в, г, д) от внешнего магнитного потока. Период этой зависимости ( $\Delta\Phi_e \approx 0,01-0,02 \Phi_0$ ) связан с выполнением при некоторых

значениях  $\varphi$  резонансных условий для многофотонных возбуждений с увеличением эффективной джозефсоновской энергии  $E_J(\varphi)$ . Для зависимости на рис. 5, д максимальный размах сигнальной характеристики и максимум коэффициента преобразования наблюдается в той области ( $\varphi \cong \pi$ ), где для стационарного гамильтониана (1) существует минимум циркулирующего в кубите тока. Этот эффект, возникающий при увеличении амплитуды  $V_r$ , указывает на сложное поведение средних значений уровней квазиэнергий зарядово-фазового кубита в микроволновом поле [35] и может быть полезен для спектроскопии состояний кубита в микроволновом поле большой амплитуды.

Рассмотрим сигнальные характеристики в области высокочастотного резонанса, наблюдаемого на частоте  $\nu = 17,5$  ГГц. На рис. 6 показаны сигнальные характеристики  $\alpha_T(\varphi, n_g)$  детектора на основе зарядово-фазового кубита, полученные при постоянной

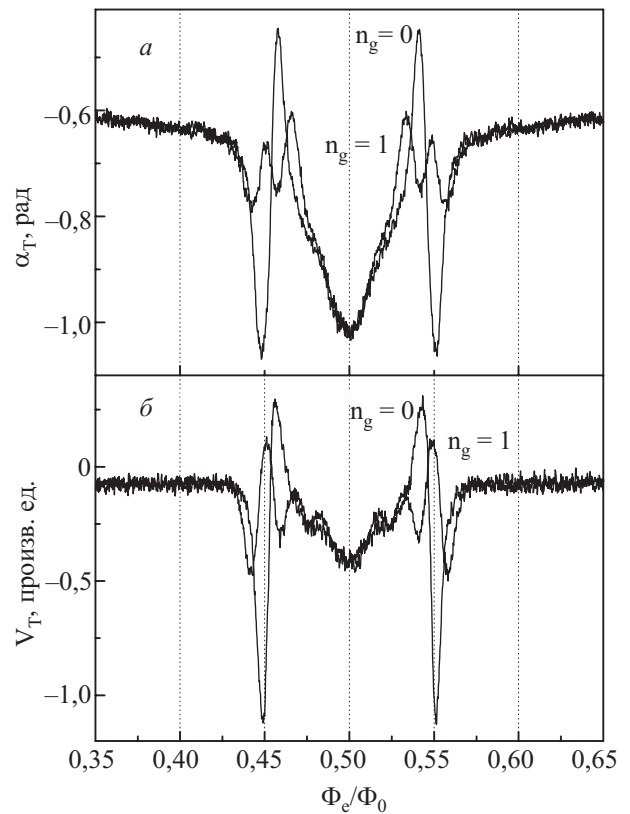


Рис. 6. Сигнальные характеристики зарядово-фазового кубит-детектора в микроволновом поле с частотой 17,5 ГГц при постоянной мощности СВЧ генератора  $P = -65$  дБм. Фазовый сигнал на резонансном контуре для значений поляризационного заряда  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 1)$  и  $\alpha_T(\Phi_e, n_g = 0)$  в зависимости от внешнего магнитного потока (а). Зависимость изменения напряжения на резонансном контуре  $V_T(\Phi_e, n_g = 1)$  и  $V_T(\Phi_e, n_g = 0)$  от магнитного потока. Семейство получено при минимальной расстройке частоты генератора от резонансной частоты контура  $\omega_T \cong \Omega_R$  и  $M_T \ll \Phi_0$  (б).

мощности микроволнового поля  $P = -65$  дБм, для двух значений напряжения  $C_g V_g / e = n_g \cong 1$  и  $n_g \cong 0$  на зарядовом гейте. Видно, что при максимальном значении зарядового члена  $D(n_g = 0)$  размах и коэффициент преобразования  $\eta_\alpha(\varphi)$  фазовых сигнальных характеристик заметно больше, чем для значения  $n_g \cong 1$ . Для электрометра на основе кубита, аналогично коэффициентам преобразования по магнитному потоку, можно ввести амплитудный и фазовый коэффициенты преобразования для электрического заряда:

$$\eta_V(n_g) = \left. \frac{dV_T}{dq_g} \right|_{\varphi=\text{const}} ; \eta_\alpha(n_g) = \left. \frac{d\alpha_T}{dq_g} \right|_{\varphi=\text{const}} . \quad (12)$$

Максимальное значение разности фазовых сигналов, показанных на рис. 7, а,  $\alpha_T(\varphi, \Delta n_g = 1) = \alpha_T(\varphi, n_g = 0) - \alpha_T(\varphi, n_g = 1)$  характеризует среднюю ( $\Delta n_g \cong 1$ ) величину фазового коэффициента преобразования по заряду  $\eta_\alpha(n_g)$  в близкой к оптимальной по магнитному потоку рабочей точке. Соответствующие амплитудные сигналы представлены на рис. 7, б.

Сравнение характеристик, приведенных на рис. 4 и рис. 6, а, показывает, что эффект параметрического преобразования энергии приводит к увеличению

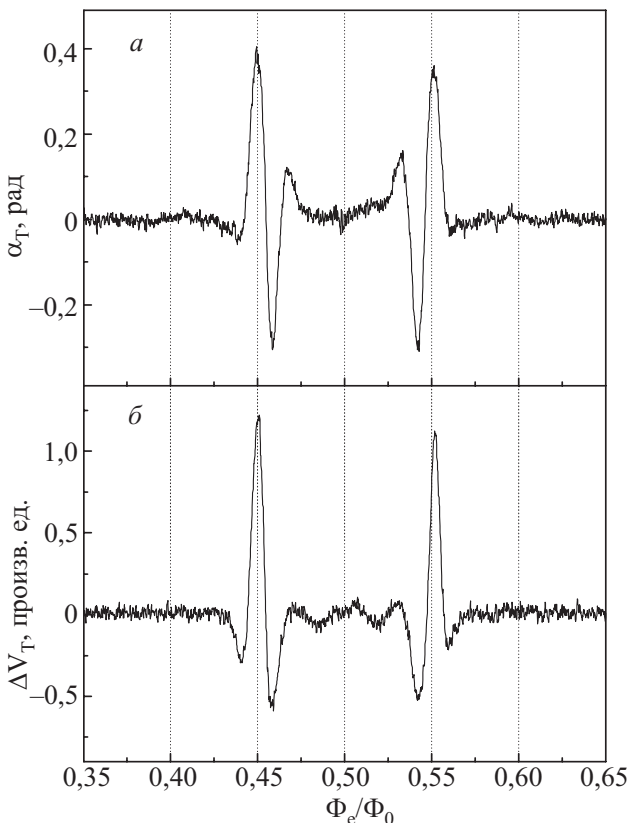


Рис. 7. Разность (а) — фазовых  $\Delta\alpha_T(\Phi_e) = \alpha_T(\Phi_e, n_g = 1) - \alpha_T(\Phi_e, n_g = 0)$  и (б) — амплитудных  $\Delta V_T(\Phi_e) = V_T(\Phi_e, n_g = 1) - V_T(\Phi_e, n_g = 0)$  сигнальных характеристик кубит-детектора, показанных на рис. 6.

$\eta_\alpha(\varphi)$  (и  $\eta_V(\varphi)$ ) для магнитометра на основе кубита примерно в 5,4 раз. Еще большее (до 8,3 раз) увеличение коэффициентов преобразования получено в работе [37], где индуктивность кубита, для уменьшения влияния шума внешнего потока  $1/f$ , выполнена в виде градиентометра.

Из структуры гамильтониана (1) и полученных характеристик кубит-детектора в электромагнитном поле (рис. 6) видно, что коэффициенты преобразования по малому сигналу (11) должны зависеть не только от магнитного потока, но и от выбора рабочей точки по индуцированному на гейте заряду. Действительно, в окрестности  $n_g \cong 0$  наблюдаются максимальные изменения сигнальных характеристик, а значит, и большие значения коэффициентов преобразования по заряду. На рис. 8 показано изменение сигнальных характеристик  $\alpha_T(\varphi, n_g)$  детектора на основе зарядово-фазового кубита в микроволновом поле с частотой  $\nu = 15$  ГГц при вариации заряда на гейте на величину  $\delta q \approx 0,2e$  в окрестности  $n_g = 0$  (рис. 8, а, б) и  $n_g = 1$  (рис. 8, в, г). Детальный анализ зависимостей, аналогичных приведенным на рис. 8, показывает, что в электромагнитном поле при мощности генератора  $-60$  дБм энергетический уровень в области  $n_g = 1 \pm 0,35$  очень слабо зависит от изменения заряда («плоский» уровень), и в этом режиме кубит может использоваться как магнитометр. В малой окрестности  $n_g = 0 \pm 0,05$  величина  $\eta_\alpha(n_g)$  сильно увеличивается, и поэтому следует вводить в рассмотрение локальный коэффициент преобразования по заряду. Основной отличительной чертой кубит-детекторов с параметрическим преобразованием энергии за счет периодического изменения заселенности уровней является возможная «расходимость» коэффициентов преобразования при приближении к какой-либо из точек регенерации. Заметим, однако, что выходные флуктуации в этом случае также возрастут пропорционально  $\eta_\alpha(n_g)$ ,  $\eta_V(n_g)$ , и  $\eta_\alpha(\varphi)$ ,  $\eta_V(\varphi)$ , так что шум, приведенный к входу детектора, останется конечным. В наших экспериментах чувствительность детектора определяется эффективной шумовой температурой резонансного контура  $T_T^* \approx (500 \pm 100)$  мК и собственными шумами зарядово-фазового кубита.

### 5. Заключение

Классическим аналогом рассмотренного квантового когерентного эффекта является эффект одночастотного невырожденного вложения энергии, изученный в работах [42,43]. Этот эффект может наблюдаться в реактивных элементах с переменными параметрами только в том случае, если реактивный параметр на части периода принимает отрицательные значения. Например, в классическом случае происходит периодическое изменение знака индуктивности джозеф-

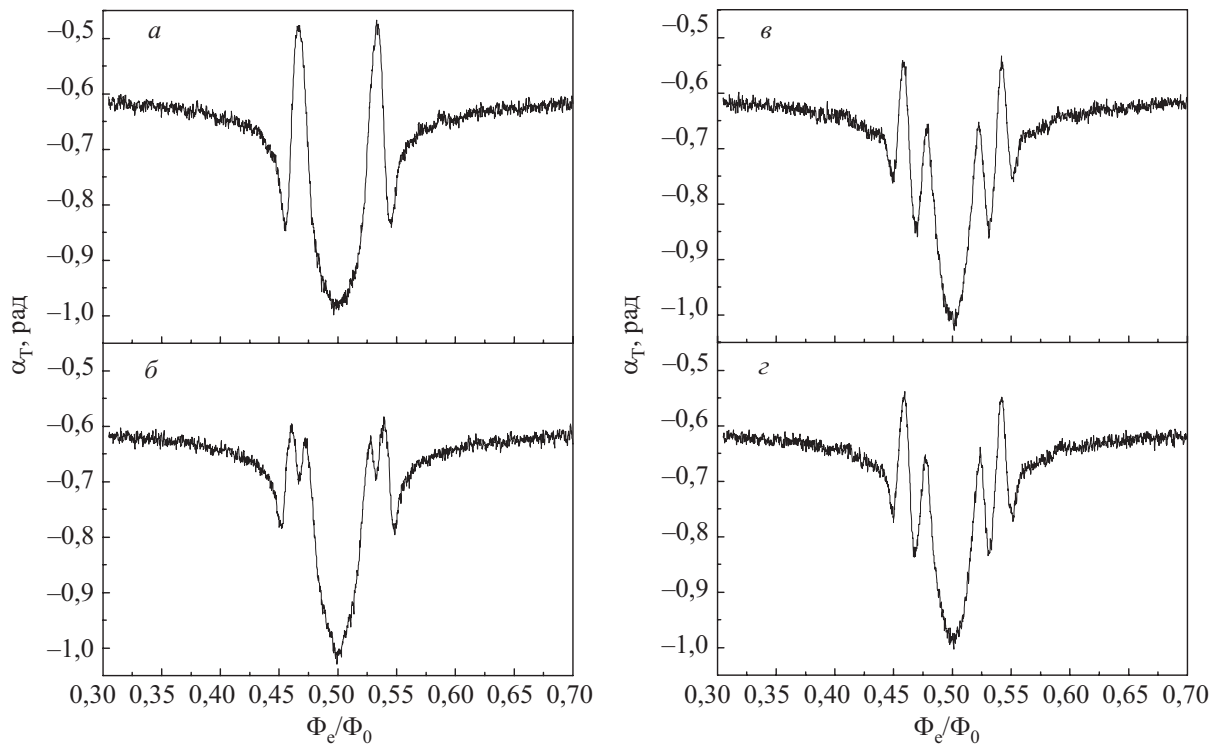


Рис. 8. Семейство фазовых сигнальных характеристик  $\alpha_T(\Phi_e)$  зарядово-фазового кубита в микроволновом поле с частотой  $\nu = 15$  ГГц при вариации заряда на гейте на величину  $\delta q \approx 0,2e$  в окрестности  $n_g = 0$  (а, б) и  $n_g = 1$  (в, г). Выходная мощность для всех характеристик  $P = -60$  дБм.

соновского контакта  $L_J = \Phi_0/2\pi I_C \cos \varphi$  с частотой  $\omega = 2eV/\hbar$ , близкой к резонансной частоте СВЧ резонатора. В квантовом детекторе на периоде низкочастотных (типа Раби) колебаний эффективная индуктивность, пропорциональная локальной кривизне основного и возбужденного уровней (7), тоже изменяет знак с частотой, близкой к частоте резонансного контура. В обоих эффектах среднее значение обмена энергией зависит от разности фаз двух осцилляторов, и при некотором значении происходит передача энергии от внешнего источника к резонатору  $\text{Re } Z(\omega) < 0$ , а в «противофазе» — в обратном направлении. В кубите знак усредненного потока энергии, приводящий к эффектам «излучения» и «поглощения», контролируется расстройкой частоты микроволнового поля  $\nu$  относительно характерной частоты кубита  $(\tilde{E}_1 - \tilde{E}_0)/\hbar$ .

Как следует из полученных результатов (рис. 4– 8), эффект параметрического преобразования энергии между кубитом и резонансным контуром, возникающий в области  $\Omega_R \cong \omega_T$ , приводит к резкому увеличению коэффициентов преобразования кубит-детектора как по магнитному потоку, так и по заряду. Основной отличительной чертой таких детекторов является возможность получения очень больших ( $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ) коэффициентов преобразования (формально, при уменьшении полосы

осцилляций заселенности можно получить расходяемость коэффициентов  $\eta_V(\varphi), \eta_\alpha(\varphi), \eta_V(n_g), \eta_\alpha(n_g)$ ). Поскольку вклад шума усилительного тракта пропорционален  $\eta^{-2}$ , для больших значений коэффициентов преобразования им можно пренебречь. В этом случае достижению значений чувствительности, приближающейся к квантовому пределу  $\delta\epsilon \delta t \approx \hbar/2$  будут препятствовать шумы резонансного контура, связанные с термодинамическими флуктуациями  $k_B T_T^*$ . Для уменьшения значения  $T_T^*$  и создания быстродействующего квантового детектора необходимо увеличить частоту накачки до  $\Omega_P/2\pi \approx 1-2$  ГГц и модифицировать измерительную схему так, чтобы первый каскад охлаждаемого усилителя располагался при температурах 30–50 мК. В таком случае, с учетом обратной реакции детектора на вход, минимальное значение чувствительности кубит-детектора (10) на эффекте параметрического преобразования энергии будет определяться только собственными шумами кубита или квантовым пределом [44].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке DFG (code KR 1172/9-2) и МОН Украины («Нанофизика и нанoeлектроника» М/189-07).

Авторы благодарны Д. Борну, Т. Вагнеру, У. Хюбнеру, И. Жилиеву и С.В. Куплевахскому за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

1. К.А. Валиев, *УФН* **175** (1), 3 (2005).
2. E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **23**, 807 (1935); *ibid.* **23**, 823 (1935); *ibid.* **23**, 844 (1935).
3. A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987).
4. U. Weiss, Grabert, and S. Linkwitz, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 213 (1987).
5. Y. Nakamura, Y.A. Pashkin, and J.S. Tsai, *Nature* **398**, 786 (1999).
6. J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, and J.E. Lukens, *Nature* **406**, 43 (2000).
7. Y. Makhlin, G. Schon, and A. Shnirman, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
8. G. Wendin and V.S. Shumeiko, *Fiz. Nizk. Temp.* **33**, 957 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 724 (2007)].
9. J. Clarke and F. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008).
10. D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, C. Urbina, D. Esteve, and M.H. Devoret, *Science* **296**, 886 (2002).
11. R.J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A.A. Kozhevnikov, P. Delsing, and D.E. Proder, *Science* **280**, 1238 (1998).
12. I. Chiorescu, Y. Nakamura, C.J.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Science* **299**, 1869 (2003).
13. I. Chiorescu, P. Bertet, K. Semba, Y. Nakamura, C.J.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Nature* **431**, 159 (2004).
14. A. Lupascu, S. Saito, T. Picot, P.C. De Groot, C.J.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Nature Physics* **3**, 119 (2007).
15. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, D.A. Konotop, and I.M. Dmitrenko, in: *Proc. 4th Int. Conf. SQUID '91* (Session on SET and Mesoscopic Devices), Berlin, Germany (1991), p. 211.
16. A. Izmailkov, M. Grajcar, E. Il'ichev, Th. Wagner, H.-G. Meyer, A.Y. Smirnov, M.H.S. Amin, A.M. van den Brink, and A.M. Zagorskin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 0370003 (2004).
17. D. Born, V.I. Shnyrkov, W. Krech, Th. Wagner, E. Il'ichev, M. Grajcar, U. Hübner, and H.-G. Meyer, *Phys. Rev.* **B70**, 18051 (2004).
18. V.I. Shnyrkov, Th. Wagner, D. Born, S.N. Shevchenko, W. Krech, A.N. Omelyanchouk, E. Il'ichev, and H.-G. Meyer, *Phys. Rev.* **B73**, 024506 (2006).
19. A.N. Korotkov and D.V. Averin, *Phys. Rev.* **B64**, 165310 (2001).
20. A.Yu. Smirnov, *Phys. Rev.* **B68**, 134514 (2003).
21. R. Ruskov and A.N. Korotkov, *Phys. Rev.* **B67**, 241305 (2003).
22. М.Б. Менский, *УФН* **173**, 1199 (2003).
23. M. Sillanpää, T. Lehtinen, A. Paila, Y. Makhlin, and P. Hakkonen, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 187002 (2006).
24. C.M. Wilson, T. Duty, F. Persson, M. Sandberg, G. Johansson, and P. Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 257003 (2007).
25. В.И. Шнырков, С.И. Мельник, *ФНТ* **33**, 22 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 15 (2007)].
26. А.В. Зорин, *ЖЭТФ* **125**, 1423 (2004).
27. А.В. Зорин, *Physica* **C368**, 284 (2002).
28. W. Krech, M. Grajcar, D. Born, I. Zhilyaev, Th. Wagner, E. Il'ichev, and Ya. Greenberg, *Phys. Lett.* **A303**, 352 (2002).
29. I.M. Dmitrenko, G.M. Tsoi, V.I. Shnyrkov, and V.V. Kartsovnik, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 417 (1982).
30. M.T. Tuominen, J.M. Hergenrother, T.S. Tighe, and M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1997 (1992).
31. К.К. Лихарев and А.В. Зорин, *J. Low Temp. Phys.* **59**, 347 (1985).
32. R. Rifkin, D.A. Vincent, B.S. Deaver, and P.K. Hansma, *J. Appl. Phys.* **47**, 2645 (1976).
33. V.I. Shnyrkov, V.A. Khlus, and G.M. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 477 (1980).
34. S.N. Shevchenko, *Eur. Phys. J.* **B61**, 187 (2008).
35. M.J. Everitt, P. Stiffell, T.D. Clark, A. Vourdas, J.F. Ralph, H. Prance, and R.J. Prance, *Phys. Rev.* **B63**, 144530 (2001).
36. W. Krech, D. Born, V. Shnyrkov, Th. Wagner, M. Grajcar, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, and Y. Greenberg, *IEEE Trans. on Applied Supercond.* **15**(2), 876 (2009).
37. V.I. Shnyrkov, D. Born, A.A. Soroka, and W. Krech, *Phys. Rev.* **B79**, 184522 (2009).
38. O. Astafiev, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto, and J.S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267007, (2006).
39. O. Astafiev, Yu.A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto, and J.S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 137001 (2006).
40. В.В. Данилов, К.К. Лихарев, *Радиотехника и электроника* **25**, 1725 (1980).
41. M. Grajcar, A. Izmailkov, E. Il'ichev et al., *Phys. Rev.* **B69**, 060501 (2004).
42. H. Kanter and F.L. Vernon, Jr., *J. Appl. Phys.* **43**(7), 3174 (1972).
43. А.Н. Выставкин, В.Н. Губанков, Л.С. Кузьмин, К.К. Лихарев, В.В. Мигулин, А.М. Спицын, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 284 (1973).
44. Ю.И. Воронцов, Ф.Я. Халили, *Радиотехника и электроника* **27**, 2392 (1982).

#### Signal characteristics of charge-phase qubit-detector with parametric transformation of energy

V.I. Shnyrkov, A.A. Soroka, and W. Krech

Experimental analysis of the characteristics of the quantum partially coherent detector based on the charge-phase qubit coupled to a classical ( $\omega_T < k_B T / \hbar$ ) resonant circuit is carried out. It is shown that in an electromagnetic field the signal characteristics with a maximum coefficient of transformation appear when the effective quantum inductance of the qubit takes periodically (with Rabi-like frequency  $\Omega_R \approx \omega_T$ ) positive and negative values. The reason of the effect of parametric transformation of energy (regeneration) in the qubit-detector with a periodic change of level population and its possible application in quantum informatics for registration of weak signals are discussed.

PACS: 42.50.Dv Nonclassical states of the electromagnetic field, including entangled photon states; quantum state engineering and measurements;

74.25.Nf Response to electromagnetic fields (nuclear magnetic resonance, surface impedance, etc.);

74.50.+r Tunneling phenomena; point contacts, weak links, Josephson effects;

85.25.Am Superconducting device characterization, design, and modelling.

Keywords: charge-phase qubit, detector, Rabi frequency, parametric regeneration, weak continuous measurements.