

Изоляция джозефсоновского кубита от электромагнитного окружения

В.И. Шнырков¹, А.М. Королев², О.Г. Турутанов¹, В.М. Шульга², В.Ю. Ляхно¹,
В.В. Серебровский³

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

²Институт радиоастрономии НАН Украины, ул. Червонопрапорная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

³Юго-западный государственный университет, ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 305040, Россия

Статья поступила в редакцию 3 июня 2015 г., опубликована онлайн 25 сентября 2015 г.

Рассмотрены два аспекта изоляции джозефсоновского потокового (зарядово-потокового) кубита от внешнего диссипативного электромагнитного окружения: выбор оптимальной топологии сверхпроводящего контура кубита и пассивная фильтрация планковского излучения на входе цепи регистрации состояния кубита. При считывании состояния макроскопического квантового объекта («шредингеровского кота») методом непрерывных нечетких измерений связь с окружением, непосредственная и через присоединенные цепи, является причиной быстрой потери когерентности суперпозиционных состояний. Обсуждаются коэффициенты связи с внешним электромагнитным окружением и вопросы их минимизации для плоских (2D) и объемных (3D) конструкций контура квантования кубитов. Проведен анализ характеристик низкотемпературных комбинированных широкополосных фильтров, предназначенных для эффективного уменьшения электромагнитного шума в цепях управления и измерения. Экспериментально показано, что криогенный порошковый Cu–CuO фильтр, установленный непосредственно в измерительную цепь, приводит к существенному подавлению обратного влияния охлаждаемого НЕМТ-усилителя на кубит.

Розглянуто два аспекти ізоляції джозефсонівського потокового (зарядово-потокового) кубіту від зовнішнього дисипативного електромагнітного оточення: вибір оптимальної топології надпровідного контура кубіту і пасивна фільтрація планківського випромінювання на вході ланцюга реєстрації стану кубіту. При прочитуванні стану макроскопічного квантового об'єкту («шредінгерівського кота») методом безперервних нечітких вимірювань зв'язок з оточенням, безпосередній і через приєднані ланцюги, є причиною швидкої втрати когерентності суперпозиційних станів. Обговорюються коефіцієнти зв'язку із зовнішнім електромагнітним оточенням і питання їх мінімізації для плоских (2D) і об'ємних (3D) конструкцій контура квантування кубітів. Проведено аналіз характеристик низькотемпературних комбінованих широко-смугових фільтрів, які призначені для ефективного зменшення електромагнітного шуму в ланцюгах керування і вимірювання. Експериментально показано, що криогенний порошковий фільтр Cu–CuO, що встановлений безпосередньо у вимірювальний ланцюг, приводить до істотного пригнічення зворотного впливу охолоджуваного НЕМТ-підсилювача на кубіт.

PACS: 03.67.Pr Квантовая коррекция ошибок и другие методы защиты от декогеренции;
85.25.Am Определение параметров, конструкция и моделирование сверхпроводящих устройств;
85.25.Cr Джозефсоновские устройства.

Ключевые слова: потоковый кубит, электромагнитное окружение, декогеренция, топология кубита, порошковый фильтр.

1. Введение

Одна из основных физических проблем развития квантовой схемотехники, определяющая принципиальную возможность построения работоспособного квантового компьютера, — это получение достаточно большого времени жизни когерентного состояния каждого отдельного кубита, позволяющего завершить квантовые вычисления и измерить окончательное состояние кубита. Фундаментальный предел минимального времени затухания когерентного состояния джозефсоновского кубита τ_ϕ определяется квантовыми флуктуациями, приводящими к радиационному распаду. Процесс проведения непрерывных нечетких квантовых измерений (weak continuous quantum measurements) [1–4], связанный с получением даже небольшой информации об энергетическом состоянии кубита, сопряжен с увеличением скорости декогеренции согласно принципу неопределенности Гейзенберга. Связь кубита с диссипативными внешними цепями управления (гейтами) по внешнему магнитному потоку Φ_e и полю СВЧ приводит к дополнительной декогеренции, т.е. потере фазовых соотношений между суперпозиционными компонентами волновой функции.

Использование в измерительной схеме охлаждаемых до милликельвиного диапазона температур фильтров [5,6] и ослабление коэффициентов связи потокового (зарядово-потокового) кубита с цепями селективного управления по магнитному потоку (заряду) позволяют понизить эффективную температуру кубита до температуры рефрижератора 10 мК (термализовать кубит) [7,8]. В классических фильтрах на основе окисленного порошка меди Cu–CuO [5] высокие значения затухания достигаются в широком диапазоне частот благодаря эффективному поглощению электромагнитных волн гранулами нормального металла, заполняющего отрезок коаксиальной линии. В некоторых случаях оптимизировать работу фильтра можно, изменяя межгранульные емкости и удельное сопротивление гранул путем использования порошков других материалов (бронза, нержавеющей сталь) [9,10]. Комбинированные фильтры и цепочки миниатюрных криогенных фильтров [5,6,10–13], которые изготавливаются на основе тонкопленочных меандров и проволочных спиралей, позволяют получать суммарное затухание ~ 200 дБ. Граничная частота фильтра существенно понижается при добавлении к таким конструкциям сосредоточенных емкостей (образующих структуру Pi-фильтров). Отметим, что пренебрежимо малые потери на постоянном токе в диссипативном фильтре, изготовленном на основе сверхпроводящего провода в резистивной оболочке, позволяют пропускать токи до 50 мА при его установке в области рефрижератора растворения с температурой $T \approx 10$ мК [9]. В этой работе было показано, что для частот выше 45 МГц спектр шума такого

Pi-фильтра соответствует равновесному излучению с $T \approx 10$ мК. На частотах ниже 45 МГц избыточные шумы могут быть эффективно подавлены фильтрами со сосредоточенными параметрами. В работе [14] рассмотрены фильтры, предназначенные для изоляции импульсных цепей управления и имеющие при $T = 4,2$ К затухание 80 дБ и волновое сопротивление $Z_{\omega} \sim 50$ Ом на частоте 10 ГГц. Отсутствие избыточных шумов при использовании полоскового фильтра с $Z_{\omega} \sim 50$ Ом, установленного непосредственно на камере растворения рефрижератора с температурой $T = 25$ мК, продемонстрировано в работе [15]. Недавно предложена трехсекционная конструкция фильтрующего устройства для большого числа управляющих линий [16]. Такая идеология интересна с точки зрения фильтрации управляющих гейтов при исследовании динамики нескольких кубитов.

Из перечисленных экспериментальных результатов следует, что потоковые кубиты могут быть достаточно хорошо изолированы от цепей управления как с низкочастотными, так и с импульсными сигналами. Например, поскольку скорость декогеренции кубита τ_ϕ^{-1} за счет энергии тепловых флуктуаций $k_B T$ в цепи управления потоком Φ_e с сопротивлением R пропорциональна квадрату взаимной индуктивности M между ними [7]

$$\tau_\phi^{-1} \approx M^2 \pi^3 (R_Q / R) (E_J / \Phi_0^2)^2 (k_B T / \hbar), \quad (1)$$

то фильтр, предложенный в работе [9], позволяет ее уменьшить практически на два порядка за счет увеличения управляющего тока на порядок. Здесь $R_Q = h / e^2 \approx 25,8$ кОм — квантовое сопротивление, $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка, e — заряд электрона, $\Phi_0 = h / 2e \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока, $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ — джозефсоновская энергия связи контакта с критическим током I_c . Скорость декогеренции от связанного с кубитом резонансного контура, детально рассмотренная в работе [8], не может быть уменьшена аналогичным образом, поскольку M для этой цепи задается условием оптимального согласования по отношению сигнал/шум измерительного канала. Связь большого числа сверхпроводящих кубитов, входящих в схему квантового компьютера, с электромагнитным окружением может образовывать сложную нелинейную систему с дополнительными эффектами декогеренции. Поэтому в настоящее время на пути разработки и создания «аппаратного обеспечения» поиск оптимальных решений для измерительного тракта и подавление непосредственной связи сверхпроводящего потокового кубита с диссипативным окружением являются важными задачами квантовой схемотехники.

В данной работе обсуждаются топология потокового кубита и пассивная фильтрация измерительного канала с целью изоляции квантовой системы при проведении измерений.

2. Изоляция сверхпроводящего потокового кубита за счет его топологии

Джозефсоновский кубит представляет собой квантовый когерентный *макроскопический* объект, связь которого с внешними электромагнитными полями за счет излучения (поглощения) фотонов определяется его размерами и топологией. В простейшем случае потоковый кубит (рис. 1(а)) состоит из сверхпроводящего контура размером $b \times b$ с геометрической индуктивностью L , замкнутого одиночным джозефсоновским контактом с критическим током I_c . Сверхток в контуре связан с разностью фаз параметра порядка на джозефсоновском контакте соотношением $I_s = I_c \sin \varphi$, где $\varphi = 2\pi \Phi / \Phi_0$ — разность фаз на контакте, а Φ — магнитный поток в контуре. Таким образом, потоковый кубит формально описывается таким же гамильтонианом, что и контур квантования ВЧ СКВИДа:

$$H = \frac{(\Phi - \Phi_e)^2}{2L} - E_J \cos \varphi + \frac{q^2}{2C_J}. \quad (2)$$

Здесь Φ_e — приложенный к кубиту внешний магнитный поток, q — поляризационный заряд на емкости C_J джозефсоновского контакта. В одноконтактном ВЧ СКВИДе и потоковом кубите последний член обращается в нуль. Энергия потокового кубита, определяемая первыми двумя членами в (2), будет иметь два вырожденных состояния, соответствующих двум противоположно направленным токам, при значении внешнего потока $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ и выполнении условия

$$\beta_L = L / L_J = 2\pi L I_c / \Phi_0 > 1. \quad (3)$$

Для туннельного контакта с $I_c \approx 1$ мкА условие (3) выполняется (аналогично гистерезисному режиму ВЧ СКВИДа) при достаточно большой геометрической индуктивности кубита $L \geq 3 \cdot 10^{-10}$ Гн.

Квантовые когерентные переходы между двумя вырожденными состояниями могут возникать при использовании джозефсоновского туннельного контакта, имеющего пренебрежимо малый квазичастичный ток [17] и небольшую емкость C_J , которая в квазиклассическом уравнении движения играет роль массы. Для качественных туннельных контактов Nb–AlO_x–Nb, Al–Al₂O₃–Al с $I_c \approx 1$ мкА и сопротивлением $R_T = \Delta(0)R_Q / (8E_J) \approx 4,7$ кОм и 0,31 кОм, для ниобиевых и алюминиевых контактов соответственно, собственная емкость контакта находится в диапазоне $C_J = 1\text{--}10$ фФ.

При создании кубита высота «косинусного» потенциального барьера $\Delta U \sim L I_c \sim \beta_L$ (2) выбирается так, чтобы вероятность перехода «над барьером» за счет энергии тепловых флуктуаций, пропорциональная $\exp(-\Delta U / k_B T)$, была мала, в то время как скорость туннелирования оставалась заметной величиной. При выполнении этих условий вырожденные уровни энергии двух классически несвязанных ям оказываются расщепленными на величину $\delta E_{01} = E_1 - E_0$ (из-за осцилляций тока за счет когерентного туннелирования), образуя квантовую суперпозицию двух базисных состояний в симметричном потенциале

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \quad (4)$$

с равными коэффициентами $\alpha = \beta = 2^{-1/2}$.

Для не слишком глубоких ям ($1,5 > \beta_L > 1$) частоты осцилляций токов, с учетом емкости туннельного кон-

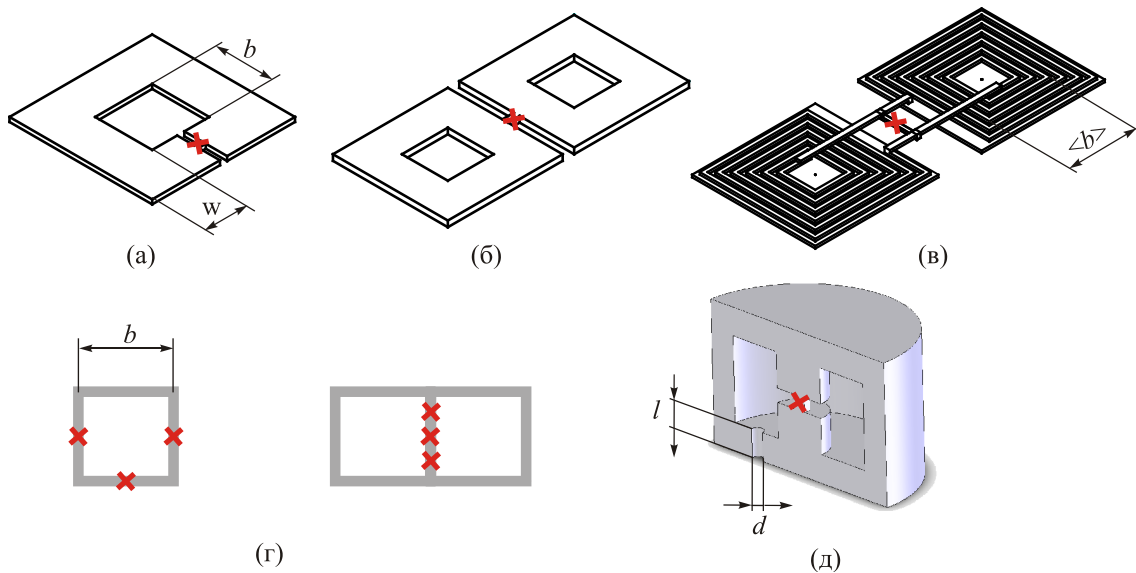


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Топологические схемы сверхпроводящих контуров потоковых кубитов (крестиком условно обозначены джозефсоновские контакты): дипольная конструкция с большим магнитным моментом (псевдокубит) (а); кубит с квадрупольным контуром (б); спиральный квадрупольный контур, $\langle b \rangle \approx 10$ мкм (в); трехконтактные кубиты с малыми значениями магнитного момента, $b \sim 1$ мкм (г); 3D тороидальный кубит, не связанный с электромагнитным окружением (д).

такта, могут составлять $f = \delta E_{01} / h = 3 - 10$ ГГц. Из-за требуемых больших значений индуктивности (3) и циркулирующих токов I_S в одноконтантном потоковом кубите магнитный момент достигает макроскопических величин $\mu_S \approx 10^9 - 10^{10} \mu_B$ (макроскопическая квантовая система с псевдоспином $10^{-12} - 10^{-13}$ Дж/Тл) [18]. Здесь $\mu_B = 0,93 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл — магнетон Бора. По сравнению с другими твердотельными кубитами такие макроскопические магнитные моменты хорошо измеримы, но платой за это является сильное взаимодействие с внешним электромагнитным окружением и, как следствие, увеличение скорости декогеренции.

В пленочной (2D) конструкции кубита с линейным размером контура $b = S^{1/2}$ и индуктивностью $L \approx 1,25 \mu_0 b = 3 \cdot 10^{-10}$ Гн при условии $b \ll w$ (рис. 1(а)) получим $b \sim 190$ мкм. Для частот суперпозиции состояний $f \approx 10$ ГГц размер кубита заметно меньше длины электромагнитной волны в вакууме, $b \ll \lambda = c / f$, и при расчете скорости декогеренции за счет излучения (поглощения) энергии его можно рассматривать как точечный магнитный диполь. Анализ в таком пределе и численные оценки, проведенные в [19], показывают, что скорость декогеренции только за счет излучения фотонов составляет $\tau_\phi^{-1} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$. Учет дополнительно вклада в скорость декогеренции за счет поглощения квантов (см. ниже) внешнего электромагнитного поля с экстремумами при $b / \lambda = 1; 1,5; 2; \dots$ дает еще большие значения $\tau_\phi^{-1} \geq 10^8 \text{ с}^{-1}$. Поэтому конструкция, приведенная на рис. 1(а), из-за потерь на излучение $\sim |\dot{\mu}_S|^2$ является псевдокубитом.

Изоляцию потоковых и зарядово-потоковых кубитов [20–22] с большими магнитными моментами μ_S удастся улучшить, переходя к топологии, предложенной для ВЧ СКВИДов Циммерманом [23] (рис. 1(б)). В такой геометрии контура почти одинаковые токи текут в противоположных направлениях, общий магнитный момент стремится к нулю, а связь кубита с внешним окружением ограничивается слабым квадрупольным магнитным излучением (поглощением). Однако следует заметить, что из-за несимметричного влияния цепей управления и регистрации сигнала магнитный момент кубита остается конечным, обычно составляя $\delta \mu_S / \mu_S \sim 0,1$. Дальнейшее уменьшение магнитного момента μ_S кубита с большой индуктивностью $L \sim n^2 \langle b \rangle$ может быть получено за счет перехода к спиральной 2D топологии (рис. 1(в)), для которой характерный размер может составлять $\langle b \rangle \sim 10$ мкм. Однако и в этом случае требуется учитывать уменьшение симметрии конструкции из-за связей с внешними цепями.

Кардинальное уменьшение магнитного момента и большие коэффициенты изоляции кубита от внешнего окружения автоматически реализуются в пленочном (2D) кубите с тремя джозефсоновскими контактами, предложенным в работе [24] (рис. 1(г)). Линейный размер кубитов с тремя джозефсоновскими контактами,

индуктивность и циркулирующий в них ток резко уменьшаются: $b \approx 1 - 5$ мкм, $L = 10^{-12} - 10^{-11}$ Гн, $\Phi \cong \Phi_e$ [25], поэтому декогеренция за счет излучения (поглощения) фотонов становится несущественной. Например, для трехконтантного кубита формальная оценка τ_ϕ^{-1} за счет связи с диссипативным окружением показывает [24], что для $b \approx 1$ мкм, $f = \delta E_{01} / h \approx 10$ ГГц и циркулирующего тока 1 нА скорость декогеренции $\tau_\phi^{-1} \sim 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Однако внутренние источники декогеренции, возникающие при конкретной реализации потокового кубита микронных размеров, влияние цепей управления, регистрации сигнала приводят к существенному возрастанию скоростей релаксации и декогеренции [26]. Кроме того, использование в квантовом интерфейсе потоковых кубитов с индуктивностью $L \approx 10^{-12}$ Гн усложняет реализацию концепции ансамбля сильно связанных между собой кубитов.

Важность оптимизации кубита и деликатного построения схемы регистрации сигнала продемонстрирована в работах [27,28] для шунтированных дополнительной емкостью джозефсоновских контактов, слабосвязанных с электромагнитным полем высокочастотных объемных 3D резонаторов с собственными частотами $\hbar \omega_T \gg k_B T$. В оптимально изолированной конструкции экспериментально получено полное время существования когерентной суперпозиции $\tau_\phi \approx 10^{-4}$ с,

$$\tau_\phi^{-1} = \tau_{\phi 0}^{-1} + (2\tau_1)^{-1}, \quad (5)$$

где $\tau_{\phi 0}$ — чистое время фазовой декогеренции, τ_1 — время энергетической релаксации.

На рис. 1(д) показана схема потокового кубита с тороидальным 3D контуром, замкнутым джозефсоновским контактом. В такой конструкции сверхпроводящий контур кубита практически изолирован от внешнего электромагнитного окружения. Связь кубита с окружением по проводным линиям управляющих цепей (ТЕМ-мода) подавляется многозвенными фильтрами. Излучение на частотах ниже критической ($f_c \approx 1,75 \cdot 10^8 / d$, моды волноводного типа) в объем с кубитом практически не проникает за счет большого отношения длины отверстия l к диаметру d : $l / d \geq 8$ (рис. 1(д)). В практической схеме связь такого кубита с другими кубитами и измерительным трактом осуществляется с помощью сверхпроводящего коаксиального кабеля, соединенного непосредственно с корпусом и предотвращающего проникновение внешних электромагнитных полей через отверстие в корпусе. Высокочастотная часть спектра, от миллиметрового диапазона до оптического, эффективно подавляется охлаждаемыми порошковыми поглощающими фильтрами ([9–16], подробнее см. ниже).

Замена в потоковом кубите туннельного джозефсоновского контакта на контакт типа ScS модифицирует условие (3) за счет необычной ток-фазовой зависимости [29,30], которая в пределе низких температур имеет вид:

$$I_s = I_c \sin \frac{\Phi}{2} \operatorname{sgn} [\sin \Phi]. \quad (6)$$

Из-за этой необычной зависимости для кубита с контактом ScS-типа двухъямный потенциал может быть получен при меньших критических токах (формально при $\beta_L < 1$)

$$U(\Phi, \Phi_e) = \frac{(\Phi - \Phi_e)^2}{2L} - E_J \left| \cos \frac{\Phi}{2} \right|, \quad E_J = \frac{I_c \Phi_0}{2\pi}. \quad (7)$$

Такое свойство потенциала (7) позволяет существенно увеличить скорость туннелирования и уменьшить магнитный момент μ_S потокового кубита (и интенсивность излучения) за счет уменьшения площади барьера (квантово-механического действия) и амплитуды циркулирующего тока. Семейство зависимостей потенциальной энергии $U(\Phi)$ сверхпроводящего контура, замкнутого ScS контактом, для различных значений параметра β_L , пропорционального критическому току I_c , показано в точке вырождения $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ на рис. 2. Расчет [31] показывает, что при температуре 10 мК (температура, при которой выполнялись описанные ниже измерения зарядово-потокового кубита с поглощающим порошковым фильтром) высота потенциального барьера ΔU превышает энергию тепловых флуктуаций $k_B T$ уже начиная с $\beta_L > 0,055$. При индуктивности кубита $L_q = 785$ пГн это соответствует условию $I_c > 23$ нА, которое заведомо выполняется с большим запасом. Заметим, что рассчитанное по методике, описанной в [32], размытие вершины барьера при указанных параметрах пренебрежимо мало, что подтверждает справедливость использования формул (6) и (7), выведенных, строго говоря, для нулевой температуры.

Из-за высоких значений коэффициента экранирования внешних электромагнитных полей ВЧ СКВИДы с

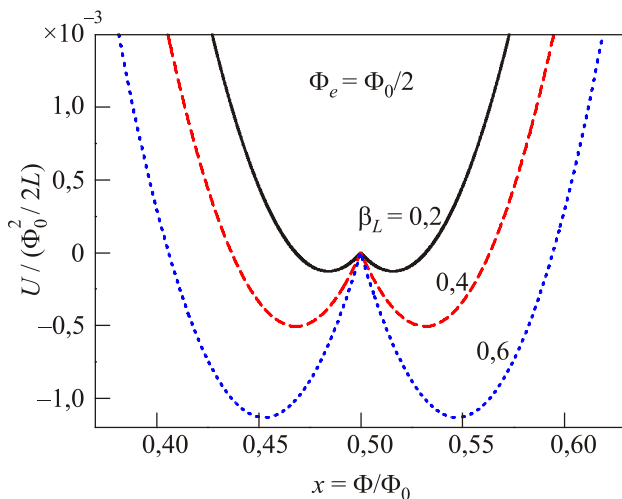


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Нормированная потенциальная энергия сверхпроводящего контура, замкнутого ScS-контактом в зависимости от безразмерного магнитного потока в контуре при температуре, стремящейся к нулю.

тороидальным контуром квантования использовались нами при исследованиях чувствительности в безгистерезисном $\beta_L < 1$ и гистерезисном $\beta_L > 1$ режимах [33–35], при исследовании макроскопического, в том числе резонансного туннелирования [36].

С модифицированным 3D тороидальным контуром (уменьшенной геометрической емкостью и значениями $l_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м, $2r_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ м) и чистым ScS контактом были получены и исследованы сигнальные и вольт-амперные характеристики ВЧ СКУТРИДа (сверхпроводящего кутрит-детектора) [37,38]. Однако экспериментальная зависимость локальной кривизны основного суперпозиционного уровня ВЧ СКУТРИДа от внешнего магнитного потока $\partial E_{0S} / \partial \Phi_e(\Phi_e)$ и ВАХ находятся в хорошем согласии с теорией только при учете некоторого избыточного излучения шумовой природы [38], которое, как мы считаем, наводится в потоковый кубит от охлаждаемого (первого) каскада усилителя измерительного тракта.

3. Изоляция кубита от измерительного тракта

Проблема измерения конечного квантового состояния — одна из основных проблем в любых вариантах квантовых компьютеров. На рис. 3 показана типичная структурная схема измерительного тракта для проведения непрерывных нечетких квантовых измерений потокового кубита (или зарядово-потокового кубита) с измерительным каналом на основе согласующего резонансного контура и охлаждаемого каскада усилителя на НЕМТ (транзистор с высокой подвижностью электронов, high electron mobility transistor).

Анализ температурных зависимостей осцилляций Раби в зарядово-потоковых кубитах [22,39,40] с планарной топологией (рис. 1(б)), полученных в измерительной схеме (рис. 3), без применения порошкового фильтра, показывает, что в рефрижераторе с рабочей температурой $T \approx 10$ мК обратное влияние измерительного тракта приводит к увеличению интегральной эф-

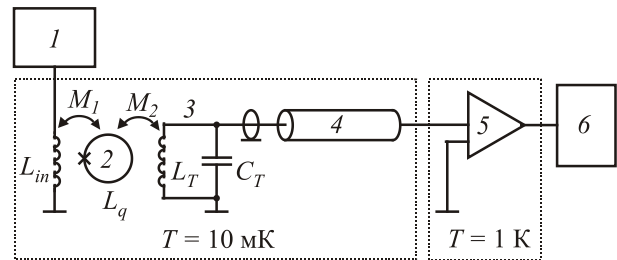


Рис. 3. Структурная схема измерительного тракта для проведения непрерывных нечетких квантовых измерений состояния потокового кубита. 1 — генератор возбуждения, индуктивно связанный с кубитом L_q ; 2 — кубит; 3 — колебательный контур $L_T C_T$ или резонатор; 4 — диссипативный порошковый фильтр; 5 — охлаждаемый усилитель; 6 — электронные цепи регистрации сигнала, расположенные при комнатной температуре. M_1, M_2 — взаимные индуктивности.

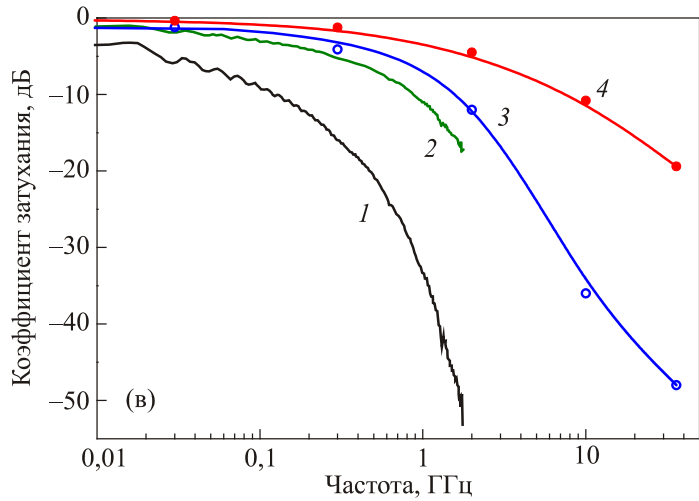
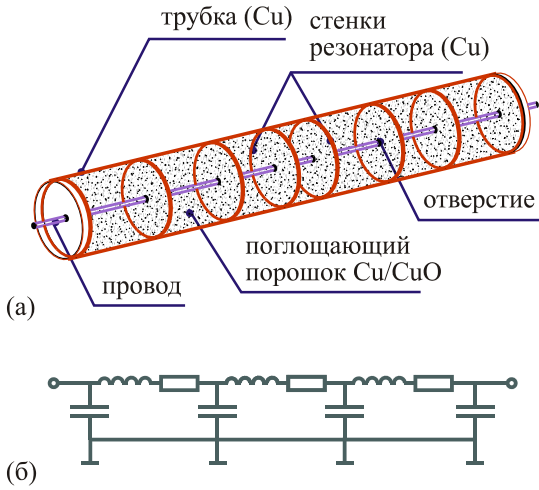


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Коаксиальный секционированный порошковый фильтр: конструкция (а); упрощенная эквивалентная схема (б); зависимости коэффициентов затухания от частоты, измеренные при $T = 290$ К (в): 1 — коаксиальный кабель АсАс20 длиной 3 м, 2 — тот же кабель длиной 1 м, 3 — коаксиальный секционированный порошковый фильтр длиной 10 см, 4 — фильтр длиной 3 см.

эффективной температуры до $T_{\text{eff}} \approx 75\text{--}80$ мК. Насколько нам известно, минимальные значения $T_{\text{eff}} \approx 55$ мК для кубитов, реализованные в работе [41], тоже значительно превышают рабочую температуру рефрижератора.

Полагая, что в схеме, представленной на рис. 3, основной вклад в повышение эффективной температуры кубита T_{eff} связан с «обратным действием» (back action) резонансного контура, часть которого находится при температурах выше 10 мК, и охлаждаемого усилителя на НЕМТ (типа ATF35143 AGILENT) с потребляемой мощностью 100 мВт/каскад, мы провели прямую фильтрацию высокочастотной части спектра, установив при 10 мК в измерительный тракт порошковый фильтр. Конструкция коаксиального комбинированного порошкового фильтра, упрощенная эквивалентная схема фильтра и его частотная характеристика с затуханием на частоте сигнала $f_0 \approx 30$ МГц не более 1 дБ показаны на рис. 4. Фильтр состоит из медной трубки длиной 3 см, заполненной мелкодисперсным ($\sim 20\text{--}30$ мкм) окисленным медным порошком. Внутренняя часть фильтра разделена на секции медными шайбами, не имеющими контакта с центральной жилой и образующими структуру LC-фильтра.

Хорошо известно [42], что потери в тракте (фильтре) увеличивают эквивалентную шумовую температуру усилителя

$$T_{nf} = KT_n + (K - 1)T_f \approx 1,26T_n, \quad (8)$$

где T_{nf} — эквивалентная температура шума охлаждаемого усилителя с фильтром, K — величина потерь на частоте сигнала, T_f — физическая температура фильтра. Для оценки эффективности фильтрации высокочастотной части спектра «обратного действия» были проведены измерения зависимости эффективной кван-

товой индуктивности $L_{Q\text{eff}}$ [8,38], зависящей от локальной кривизны основного уровня энергии зарядово-потокowego кубита [8,22] как функции внешнего магнитного потока и флуктуаций магнитного потока (эффективной температуры) при трех значениях температуры рефрижератора растворения (см. рис. 5). Следует заметить, что для нечетких непрерывных измерений потоковых и зарядово-потокowych кубитов, управляемых по потоковому гейту, используется одна и та же схема (рис. 3), и так же одинаково решается проблема

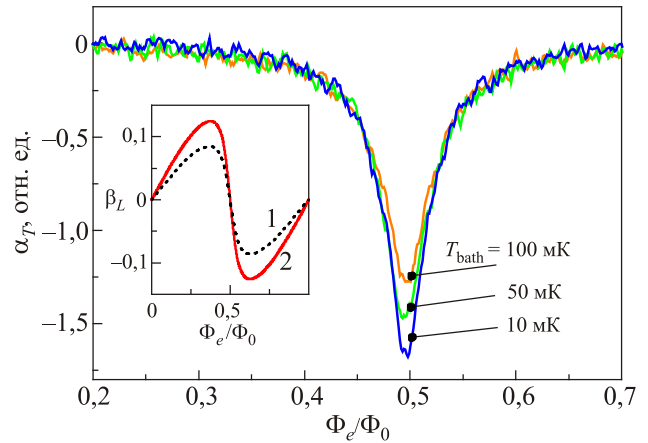


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Измерение эффективной квантовой индуктивности $L_{Q\text{eff}}$: зависимость фазы α_T ВЧ колебаний на резонансном контуре от внешнего магнитного потока для значений температуры рефрижератора растворения с использованием секционированного порошкового фильтра; $\alpha_T \sim L_{Q\text{eff}}^{-1}$ для малых α_T . На вставке — зависимость параметра $\beta_L(\Phi_e)$ от внешнего магнитного потока для зарядово-потокowego кубита с отношением критических токов контактов $I_{c2} \cdot I_{c1}^{-1} \approx 0,69$ при температуре $T = 10$ мК: 1 — без фильтра, 2 — с порошковым фильтром, установленным при $T = 10$ мК.

изоляции кубитов от электромагнитного окружения. Индуктивность зарядово-поточкового кубита $L_q = 785$ пГн, добротность резонансного контура $Q = 685$, собственная частота $f_0 = 27,39$ МГц, $k^2 Q \approx 1$. Из этих данных видно, что коэффициент связи $k = M_2 / (L_q L_T)^{1/2}$ кубита с колебательным контуром мал, что обуславливает слабое влияние изменений нелинейной индуктивности кубита на частоту ВЧ колебаний в контуре. Согласно [8,22,38], малый реактивный вклад кубита вызывает, соответственно, небольшое изменение измеряемой фазы α_T ВЧ колебаний в резонансном контуре, которое в этом линеаризованном случае пропорционально обратной эффективной квантовой индуктивности кубита в зависимости от внешнего магнитного потока $L_{Q\text{eff}}^{-1}(\Phi_e)$. Аналогичные измерения проведены в работе [39] и теоретически обоснованы в [43].

Хорошо видно, что при понижении температуры ванны от 100 до 50 мК и далее до 10 мК абсолютная величина эффективной квантовой индуктивности увеличивается. В экспериментах без фильтра значения кривизны при $T = 50$ и 10 мК практически совпадают. Это означает, что, несмотря на 30% увеличение неопределенности измерения, связанное с ростом затухания в тракте регистрации сигнала, обратное влияние на кубит может быть уменьшено оптимальной широкополосной фильтрацией высоких частот.

Улучшение изоляции зарядово-поточкового кубита от измерительного тракта с усилителем на основе НЕМТ за счет прямой фильтрации подтверждается и результатами измерений зависимостей $\beta_L = 2\pi L I_s(\Phi_e) / \Phi_0$, приведенных на вставке к рис. 5, от внешнего магнитного потока при постоянной температуре рефрижератора $T = 10$ мК. Без фильтра максимальное значение составляет $\beta_{L\text{max}} \approx 0,085$ ($I_{c\text{max}} \approx 35,65$ нА), с охлаждаемым порошковым фильтром измеренные значения увеличиваются до $\beta_{L\text{max}} \approx 0,125$ ($I_{c\text{max}} \approx 52,4$ нА).

Одним из наиболее простых способов, позволяющих интерпретировать полученные результаты, является введение интегральной яркостной температуры T^* , характеризующей излучение измерительного тракта и его обратное действие на кубит. Непосредственно на входе НЕМТ действует тепловой механизм генерации шумов как следствие омических потерь во входной цепи транзистора. Интегральное излучение характеризуется: (i) температурой, близкой к физической температуре кристаллической решетки НЕМТ транзистора, которая может быть выше температуры рефрижератора из-за рассеивания энергии в активной зоне канала; (ii) излучением двумерного газа «горячих» электронов, находящихся в насыщенной зоне канала НЕМТ [44], которое передается с «выхода» на «вход» через внутреннюю емкость сток-затвор транзистора, а также путем возбуждения выходной цепью в объеме корпуса мод волноводного типа; (iii) излучением от пассивных элементов измерительной линии, расположенных при

$T > 10$ мК. Для транзисторов типа ATF35143 (AGILENT) характерное значение параметра обратной передачи S-матрицы (S_{12}) составляет $-20 \dots -30$ дБ на частоте 1 ГГц и растет с частотой по закону, близкому к линейному. Для несогласованного усилителя с высоким входным импедансом (параметр S_{12} определен для 50-Ом тракта) обратная передача несколько возрастает. Очевидно, что, располагая НЕМТ-усилитель с потребляемой мощностью ~ 100 мкВт в области температур $T = 1-1,5$ К, мы получаем интегральную яркостную температуру $T^* \geq 1$ К и частотную зависимость интенсивности равновесного излучения $S(f, T^*) = hf / [\exp(hf/k_B T^*) - 1]$, лежащую выше кривой с $T^* = 1$ К на рис. 6. В этом случае охлаждаемый порошковый фильтр с затуханием 6 дБ/октава (выше 500 МГц) частично изолирует кубит от высокочастотной составляющей спектра, внося в измерительный тракт потери всего лишь ~ 1 дБ на частоте 30 МГц.

Улучшить изоляцию кубита от измерительного тракта можно при использовании НЕМТ-усилителя в ненасыщенном режиме [45,46]. В этих работах показана возможность снижения потребляемой мощности питания в НЕМТ-усилителях до 10^{-6} Вт на каскад для рабочих частот $f_0 \leq 1$ ГГц и менее 100 нВт — в усилителях для диапазона $f_0 = 30-100$ МГц. Из-за малой рассеиваемой мощности НЕМТ-усилители в ненасыщенном режиме могут располагаться в области температур рефрижератора $T \leq 50$ мК [47], что автоматически уменьшает излучение и от пассивных элементов измерительной линии, снижая яркостную температуру T^* до 100–10 мК (рис. 6).

4. Обсуждение результатов

Сверхпроводниковый квантовый компьютер должен состоять из ансамбля селективно управляемых, сильно связанных между собой и изолированных от внешнего электромагнитного окружения кубитов, до-

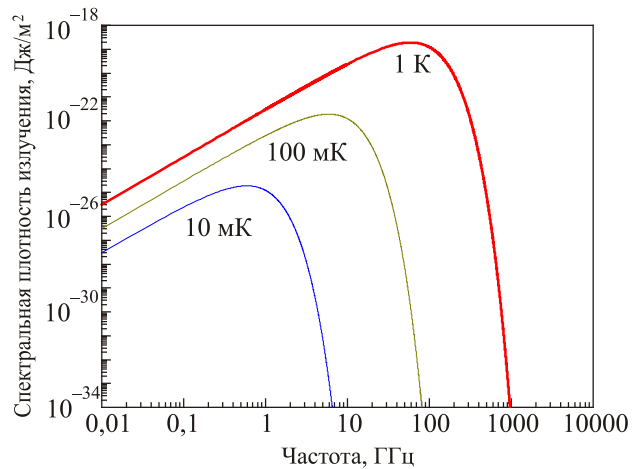


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Спектральные плотности энергии равновесного излучения для трех значений интегральных яркостных температур T^* тракта регистрации и усиления сигнала.

пускающих измерение конечного квантового состояния на выходе. Созданные в последние годы специальные криогенные фильтры [10–16] дают возможность эффективно термализовать при $T \approx 10$ мК цепи селективного управления (гейты) и изолировать потоковые (зарядово-потоковые) кубиты от электромагнитных шумов этих цепей. Как было показано в работе [48], использование локальной кривизны (квантовой индуктивности) основного суперпозиционного уровня энергии кубита позволяет создать управляемый элемент связи, в том числе с большой (~ 1 К) энергией взаимодействия.

Рассмотрение топологических особенностей сверхпроводящих 2D потоковых кубитов (рис. 1(а)–(в)), показывает, что большинство из них, за исключением кубитов с тремя контактами [24,25], являются при $b \approx \lambda$ эффективными приемо-передающими антеннами и не могут быть достаточно полно изолированы от внешнего электромагнитного окружения. Замечательные особенности электродинамики тороидальной 3D конструкции контура квантования [49,50] позволяют практически полностью изолировать сверхпроводящие суперпозиционные потоковые кубиты (рис. 1(д)) от внешних низкочастотных и высокочастотных электромагнитных полей. Следует отметить, что предложенный Мооij кубит [24] (рис. 1(г)), для которого в [50] предлагается использовать тороидальную топологию, и так практически электромагнитно не связан с окружающим пространством вследствие чрезвычайно малого магнитного момента. Использование в тороидальном потоковом кубите слабой связи на основе мезоскопических ScS контактов позволяет получить двухъямные потенциалы при малых значениях критического тока контакта (рис. 2) и тем самым уменьшить полный магнитный момент μ_S . Поэтому практическое создание «аппаратного обеспечения» (hardware) небольших квантовых регистров на основе потоковых кубитов с тороидальной 3D конструкцией контура квантования не кажется весьма проблематичным.

Изоляция кубита от измерительного тракта является наиболее сложной задачей экспериментальной физики. Результаты, полученные при прямой фильтрации яркостной температуры тракта (рис. 5) на основе НЕМТ-усилителя безусловно могут быть улучшены в дальнейших экспериментах. Например, с увеличением рабочей частоты до $f_0 \approx 0,5–1$ ГГц и добротности резонансной цепи связи до $Q \approx 10^4$ взаимодействие между кубитом и измерительным каналом автоматически уменьшится за счет ослабления коэффициента связи до $k^2 \approx 10^{-4}$ (при сохранении условия $k^2 Q \approx 1$). Как показывают оценки, использование при низких температурах НЕМТ-усилителей с субмикроваттной рассеиваемой мощностью должно привести к понижению интегральной яркостной температуры T^* минимум на порядок. Более того, в модифицированной измерительной схеме

непрерывных нечетких квантовых измерений вариации магнитного потока кубита могут регистрироваться СКУТРИДом [38], который представляет собой идеальный параметрический усилитель на основе квантовой индуктивности, что дополнительно уменьшит «паразитную» связь с активным элементом на основе НЕМТ.

5. Заключение

Связь большого числа кубитов, входящих в схему квантового компьютера, с электромагнитным окружением может образовывать сложную нелинейную систему с дополнительными эффектами декогеренции. Таким образом, одной из важнейших задач на пути создания сверхпроводниковых квантовых компьютеров является подавление связи каждого из кубитов с внешним окружением при сохранении регулируемой сильной связи между кубитами (см., например, [48]).

По мнению авторов, оптимальная схема непрерывных нечетких измерений состояния сверхпроводящего потокового (зарядово-потокового) кубита должна включать в себя:

- кубит с 3D тороидальной топологией контура квантования, не связанный с электромагнитным окружением [36–38, 50];

- джозефсоновский контакт типа «сужение» (ScS) атомарных размеров (квантовый точечный контакт, QPC) в контуре квантования, который обеспечивает большое энергетическое расщепление уровней кубита, высокое быстродействие (скорость туннелирования) и увеличение времени декогеренции [38 и ссылки в ней];

- сверхпроводящий полностью бездиссипативный кутрит-детектор (СКУТРИД, SQUTRID) [38], не увеличивающий скорость декогеренции кубита;

- высокодобротную резонансную систему для согласования с НЕМТ-усилителем, имеющим большой входной импеданс, и позволяющую уменьшить коэффициент связи измерительного тракта с кубитом;

- широкополосные поглощающие комбинированные порошковые фильтры в измерительной цепи с небольшим затуханием на рабочей частоте, эффективно устраняющие влияние яркостной температуры входа усилителя на скорость декогеренции кубита ценой некоторого уменьшения общей чувствительности измерительного тракта;

- охлаждаемый до десятков милликельвин усилитель на ненасыщенных НЕМТ со сверхнизким потреблением [45,47].

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований НАН Украины по темам 0112U002640 и 0112U000035.

1. A.N. Korotkov and D.V. Averin, *Phys. Rev. B* **64**, 165310 (2001).
2. D.V. Averin, in: *Exploring the Quantum/classical Frontier: Recent Advances in Macroscopic Quantum Phenomena*, J.R.

- Friedman and S. Han (eds.), N. Publ., Hauppauge, NY (2002), p. 441; cond-mat/0004364.
3. A.Yu. Smirnov, *Phys. Rev. B* **68**, 134514 (2003).
4. R. Ruskov and A.N. Korotkov, *Phys. Rev. B* **67**, 241305(R) (2003).
5. J.M. Martinis, M.H. Devoret, and J. Clarke, *Phys. Rev. B* **35**, 4682 (1987).
6. D. Vion, P.F. Orfila, P. Joyez, D. Esteve, and M.H. Devoret, *J. Appl. Phys.* **77**, 2519 (1995).
7. Yu. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Physica C* **368**, 276 (2002); *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
8. A.B. Zorin, *ЖЭТФ* **125**, 1423 (2004) [*JETP* **98**, 1250 (2004)].
9. F.P. Milliken, J.R. Rozen, G.A. Kneefe, and R.H. Koch, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 024701 (2007).
10. A. Fukushima, A. Sato, A. Iwasa, Y. Nakamura, T. Komatsuzaki, and Y. Sakamoto, *IEEE T. Instrum. Meas.* **46**, 289 (1997).
11. H. le Sueur and P. Joyez, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 115102 (2006).
12. A. Lukashenko and A.V. Ustinov, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 014701 (2008).
13. K. Bladh, D. Gunnarsson, E. Hürfeld, S. Devi, C. Kristoffersson, B. Smålander, S. Pehrson, T. Claeson, P. Delsing, and M. Taslakov, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1323 (2003).
14. H. Bluhm, K.A. Moler, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 014703 (2008).
15. D.H. Slichter, O. Naaman, and I. Siddiqi, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 192508 (2009).
16. S. Mandal, T. Bautze, R. Blinder, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 024704 (2011).
17. A.J. Leggett, in: *Chance and Matter: Les Houches Session XLVI*, J. Souletie, J. Vannimenus, and R. Stora (eds.), Elsevier, Amsterdam (1987), p. 395.
18. J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, and J.E. Lukens, *Nature* **406**, 43 (2000).
19. E.M. Chudnovsky and A.B. Kuklov, *Phys. Rev. B* **67**, 064515 (2003).
20. R. Whiteman, T.D. Clark, R.J. Prance, H. Prance, V. Schöllmann, J. F. Ralph, M. Everitt, and J. Diggins, *J. Mod. Opt.* **45**, 1175 (1998).
21. 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(R) (2004).
22. 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).
23. J.E. Zimmerman, *J. Appl. Phys.* **42**, 4483 (1971).
24. J.E. Mooij, T.P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C.H. van der Wal, and S. Lloyd, *Science* **285**, 1036 (1999).
25. I. Chiorescu, Y. Nakamura, C.J.P.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Science* **299**, 1869 (2003).
26. G. Burkard, D.P. DiVincenzo, P. Bertet, I. Chiorescu, and J.E. Mooij, *Phys. Rev. B* **71**, 134504 (2005).
27. H. Paik, D.I. Schuster, L.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).
28. C. Rigetti, S. Poletto, J.M. Gambetta, B.L.T. Plourde, J.M. Chow, A.D. Corcoles, 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).
29. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, *ФHT* **3**, 945 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 459 (1977)].
30. C.W.J. Beenakker and H.van Houten, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3056 (1991).
31. O.G. Turutanov, V.A. Golovanevskiy, V.Yu. Lyakhno, V.I. Shnyrkov, *Physica A* **396**, 1 (2014).
32. O.G. Turutanov, V.Yu. Lyakhno, and V.I. Shnyrkov, *arXiv:1506.00953*.
33. V.I. Shnyrkov, V.A. Khlus, and G.M. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 477 (1980).
34. I.M. Dmitrenko, G.M. Tsoi, V.I. Shnyrkov, and V.V. Kartsovnik, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 417 (1982).
35. V.I. Shnyrkov and G.M. Tsoi, in: *Principles and Applications of Superconducting. Quantum Interference Devices*, A. Barone (ed.), World Scientific Publishing, Singapore-London (1992), p.77.
36. И.М. Дмитренко, В.А. Хлус, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФHT* **11**, 146 (1985) [*Low Temp. Phys.* **11**, 77 (1985)].
37. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, D.A. Konotop, I.M. Dmitrenko, in: *Single-Electron Tunneling and Mesoscopic Devices (SQUID'91)*, H. Koch and H. Lübbig (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1991), p. 208.
38. V.I. Shnyrkov, A.A. Soroka, and O.G. Turutanov, *Phys. Rev. B* **85**, 224512 (2012).
39. M. Grajcar, A. Izmalkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hubner, T. May, I. Zhilyaev, H.E. Hoenig, Ya.S. Greenberg, V.I. Shnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, A.M. van den Brink, and M.H.S. Amin, *Phys. Rev. B* **69**, 060501 (2004).
40. В.И. Шнырков, W. Krech, D. Born, В.В. Серебровский, О.Г. Турутанов, *ФHT* **40**, 1331 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 1035 (2014)].
41. L.S. Bishop, J.M. Chow, J. Koch, A.A. Houck, M.H. Devoret, E. Thuneberg, S.M. Girvin, and R.J. Schoelkopf, *Nature Phys.* **5**, 105 (2009).
42. А. Ван дер Зил, *Шум (источники, описание, измерение)*, Советское радио, Москва (1973) [A. van der Ziel, *Noise. Sources, Characterization, Measurement*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J. (1970)].
43. S.N. Shevchenko, *Eur. Phys. J. B* **61**, 187 (2008).
44. A.M. Korolev, V.M. Shulga, O.G. Turutanov, and V.I. Shnyrkov, *arXiv:1502.06973*.
45. A.M. Korolev, V.I. Shnyrkov, and V.M. Shulga, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 016101 (2011).
46. A.M. Korolev, V.M. Shulga, and S.I. Tarapov, *Cryogenics* **60**, 76 (2014).
47. A.M. Korolev, V.M. Shulga, I.A. Gritsenko, and G.A. Sheshin, *Cryogenics* **67**, 31 (2015).
48. A.A. Soroka and V.I. Shnyrkov, *J. Low Temp. Phys.* **172**, 212 (2013).
49. G.N. Afanasiev and V.M. Dubovik, *ЭЧАЯ* **29**, 890 (1998).
50. A.M. Zagoskin, A. Chipouline, E. Il'ichev, J.R. Johansson, and F. Nori, *arXiv:1406.7678v1*.

Isolation of a Josephson qubit from electromagnetic environment

V.I. Shnyrkov, A.M. Korolev, O.G. Turutanov,
V.M. Shulga, V.Yu. Lyakhno, and V.V. Serebrovsky

We consider two aspects of isolation of Josephson flux (charge-flux) qubit from an external dissipative electromagnetic environment, (i) making choice of an optimal topology of the superconducting qubit circuit and (ii) passive filtering of Planck radiation at the input of the qubit state registration circuit. When reading the state of a macroscopic quantum object (“Schrödinger’s cat”) with the weak continuous measurement technique, the coupling to the environment, both direct and through the connected circuits, is the cause of the rapid loss of coherence of superposition states. The coefficients of coupling to the external electromagnetic environment are discussed, as well as the problem

of their minimization for flat (2D) and bulk (3D) designs of the qubit quantization loops. The analysis of the characteristics of low-temperature combined broadband filters designed to effectively reduce the electromagnetic noise in the control and measurement circuits is done. It is shown experimentally that the cryogenic powder Cu–CuO filter mounted directly to the measuring circuit leads to a significant suppression of the back action of a cooled HEMT amplifier to the qubit.

PACS: 03.67.Pp Quantum error correction and other methods for protection against decoherence;
85.25.Am Superconducting device characterization, design, and modeling;
85.25.Cp Josephson devices.

Keywords: flux qubit, electromagnetic environment, decoherence, qubit topology, powder filter.