

Суперпозиция состояний в потоковых кубитах с джозефсоновским контактом ScS-типа

(Обзор)

В.И. Шнырков¹, А.А. Сорока², А.М. Королев³, О.Г. Турутанов¹

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

²Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

³Радиоастрономический институт НАН Украины, ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

Статья поступила в редакцию 18 октября 2011 г.

Рассмотрены следствия перехода к квантовому описанию движения магнитного потока в сверхпроводящем кольце, замкнутом джозефсоновским ScS контактом. Дан обзор основных результатов по макроскопическому квантовому туннелированию (МКТ) бозе-конденсата, образованного макроскопически большим числом куперовских пар электронов. Это явление проиллюстрировано оригинальными данными, полученными при исследовании МКТ и когерентных состояний в модифицированном потоковом кубите с расщеплением уровней энергии $\Delta E_{01} \approx 2 \cdot 10^{-23}$ Дж ($\Delta E_{01}/h \approx 30$ ГГц). Анализируются свойства суперпозиции состояний в двухъямном потенциале и вопросы построения квантовых измерений локальной кривизны суперпозиционных уровней энергии кубитов.

Розглянуто наслідки переходу до квантового опису руху магнітного потоку в надпровідному кільці, яке замкнуте джозефсонівським ScS контактом. Подано огляд основних результатів по макроскопічному квантовому тунелюванню (МКТ) бозе-конденсата, який утворений макроскопічно великим числом куперівських пар електронів. Це явище проілюстровано оригінальними даними, які отримані при дослідженні МКТ і когерентних станів в модифікованому потоковому кубіті з розщеплюванням рівнів енергії $\Delta E_{01} \approx 2 \cdot 10^{-23}$ Дж ($\Delta E_{01}/h \approx 30$ ГГц). Аналізуються властивості суперпозиції станів у двоямному потенціалі і питання побудови квантових вимірювань локальної кривизни суперпозиційних рівнів енергії кубітів.

PACS: 73.23.-b Электронный транспорт в мезоскопических системах;
74.50.+r Эффекты близости, слабые связи, туннелирование, эффект Джозефсона.

Ключевые слова: суперпозиция состояний, потоковый кубит, кутрит, СКУБИД.

Содержание

1. Введение	383
2. Макроскопическое квантовое туннелирование	384
3. Суперпозиция двух несвязанных состояний магнитного потока в сверхпроводниках	387
4. Модифицированная схема усиления сигналов при проведении непрерывных нечетких квантовых измерений суперпозиционных состояний потокового кубита	390
5. Заключение	393
6. Литература	393

«...проблема сохранения суперпозиционных состояний типа шредингеровского кота для мезоскопических систем — актуальная задача, с решением которой можно будет говорить о многих приложениях квантовой информации»

С.Я. Килин, УФН, 169, №5 (1999).

1. Введение

В последнее время в связи с перспективами, ожидаемыми от реализации квантовых вычислительных процессов [1–3], исследования когерентных свойств макроскопических объектов, создаваемых на основе сверхпроводящих цепей с джозефсоновскими контактами [4], вызывают большой интерес как с точки зрения физики низких температур, так и квантовой информатики [5,6]. Пристальное внимание к сверхпроводниковым цепям с джозефсоновскими контактами связано главным образом с тем, что из многих физических систем, предложенных в качестве элементной базы квантовых компьютеров, только эти элементы в настоящее время позволяют создать большое число селективно управляемых, связанных между собой квантовых битов (кубитов), состояния которых в принципе измеряемы. Основным достоинством сверхпроводниковой элементной базы является макроскопический размер элементов, позволяющий средствами современной технологии создавать большое число кубитов с близкими характеристиками. Однако этот же фактор является ее основным недостатком. Все дело в том, что в реальном эксперименте макроскопическую квантовую систему очень сложно изолировать от окружающего пространства, а в открытой системе из-за взаимодействия с электромагнитным окружением возникают необратимые процессы декогеренции и диссипации [2,5,6], которые быстро переводят систему в смешанное состояние.

В зависимости от соотношения между джозефсоновской E_J и зарядовой E_C энергиями можно выделить три основных типа сверхпроводящих кубитов [7–12]: зарядовый, фазовый и потоковый кубиты. В настоящее время центральными проблемами в исследованиях явлений, связанных с квантовыми флуктуациями параметра порядка в кубитах, являются создание условий их минимального взаимодействия с окружением [13,14], исследование физических механизмов декогеренции, времени релаксации по энергии T_1 [2,15–20] и построение квантовых измерений параметров когерентной динамики кубитов [21,22].

Для минимизации взаимодействия с электромагнитным окружением предложены различные схемы модифицированных кубитов, например зарядово-фазовые кубиты [23–25], «quantronium» [10], «transmon» [26,27]. В этом контексте для потоковых кубитов важное значение имеет выбор геометрии (топологии) контура квантования. Поскольку одним из лучших способов защиты

кубита от магнитных и электромагнитных полей является уменьшение площади его контура, то потоковый кубит, состоящий из сверхпроводящего контура микронных размеров с тремя джозефсоновскими контактами [28,29], наиболее активно используется для демонстрации квантовых алгоритмов.

При свободной эволюции потоковых ($E_J \gg E_C$), зарядовых ($E_C \gg E_J$) и фазовых кубитов получены времена декогеренции T_2 в несколько микросекунд [5,30]. Эти результаты порождают определенные надежды на дальнейшее увеличение времени декогеренции, поскольку в первых исследованиях квантовой динамики зарядовых кубитов [7] значения T_2 составляли $\sim 10^{-9}$ с, а зарядово-фазовых — $3 \cdot 10^{-7}$ с [25]. В последнее время типичные значения времен декогеренции для модифицированных зарядовых кубитов достигли микросекундных значений [26]. Ответ на вопрос, «какой тип кубита лучше» будет зависеть от того, насколько удастся в развиваемой квантовой схемотехнике подавить флуктуации электрического заряда в зарядовом кубите ($E_C \gg E_J$), магнитного потока в потоковом кубите ($E_J \gg E_C$), уменьшить связь кубита с электромагнитным окружением и создать кубит с большим туннельным расщеплением вырожденных уровней энергии при достаточно высоком барьере относительно тепловых распадов. Для решения этих задач и проведения квантовых измерений разработаны специальные порошковые широкополосные охлаждаемые фильтры [13,14], системы электромагнитных экранов и создаются новые цепи регистрации сигналов [31,32]. Для увеличения времени декогеренции изучаются оригинальные модификации кубитов и предлагаются новые типы слабых связей на основе квантовых центров проскальзывания фазы [33].

В настоящей работе рассмотрим макроскопическое квантовое туннелирование (МКТ) и суперпозиционные состояния в модифицированном потоковом кубите [34]. Модификация потокового кубита заключается в следующем: контур квантования кубита выполняется в виде хорошо экранированного от внешнего пространства тороидального резонатора из массивного ниобия; для улучшения формы туннельного барьера в ф-направлении в качестве джозефсоновского контакта используется слабая связь атомных размеров с непосредственной проводимостью ScS типа [35,36]; для увеличения энергетической щели в берегах джозефсоновского контакта Δ_0 кубит изготавливается из чистого ниобия с монокристаллическим контактом (Nb–Nb).

Далее остановимся на экспериментальной проблеме построения усилительного тракта, охлаждаемого до температур 30–50 мК, для проведения непрерывных нечетких квантовых измерений [60] индуктивности L_Q основного суперпозиционного состояния кубита.

2. Макроскопическое квантовое туннелирование

Макроскопические квантовые эффекты в сверхпроводящих системах с джозефсоновскими контактами имеют фундаментальную природу, обусловленную явлением сверхпроводимости. Ключевое свойство сверхпроводящего состояния, позволяющее наблюдать квантовые эффекты на макроуровне, — фазовая когерентность бозе-конденсата, состоящего из макроскопически большого числа куперовских пар [37,38]. Аналогично чистым (когерентным) квантовым состояниям в простейших квантовых системах состояние бозе-конденсата описывается единой функцией комплексного параметра сверхпроводящего упорядочения (параметра порядка) $\Delta(\mathbf{r}) = |\Delta(\mathbf{r})| \exp[i\varphi(\mathbf{r})]$, где $\varphi(\mathbf{r})$ — фаза параметра порядка. Сверхпроводящее токовое состояние в магнитном поле характеризуется импульсом куперовских пар бозе-конденсата $\mathbf{p}_s = \hbar \nabla \varphi(\mathbf{r}) - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})$, т.е. связано с градиентом фазы параметра порядка $\varphi(\mathbf{r})$ и вектор-потенциалом магнитного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Отсюда следует хорошо известный эффект квантования флюксоида (или, как частный случай, магнитного потока) в сверхпроводящих полых цилиндрах. Модуль параметра порядка $|\Delta|$ в пространственно-однородном сверхпроводнике описывает энергетическую щель в спектре его квазичастичных возбуждений, $\varepsilon_p = \sqrt{\xi_p^2 + |\Delta|^2}$, $\xi_p = p^2 / 2m - \mu$ (где p и m — импульс и масса электрона соответственно, μ — химпотенциал электронной системы), откуда видно, что минимальная энергия возбуждений $\varepsilon_p^{\min} = |\Delta|$. В рамках модели БКШ [39] энергетическая щель Δ_0 при нулевой температуре равна $1,76 k_B T_c$, где T_c — критическая температура сверхпроводника. При низких температурах ($T \ll T_c$) для адиабатических динамических процессов в сверхпроводнике с характерными частотами $\nu \ll \Delta_0 / \hbar$ число квазичастиц в системе экспоненциально мало и диссипативные процессы для сверхпроводников с большими значениями T_c могут быть существенно подавлены. Поэтому очевидно, что общие динамические характеристики кубитов на основе ниобия существенно лучше характеристик алюминиевых кубитов, так как $\Delta_0^{\text{Nb}} / \Delta_0^{\text{Al}} \approx 7$.

Фундаментальную роль для создания квазидвухуровневых макроскопических квантовых систем (кубитов) играют эффекты Джозефсона [4,37,38], которые, как и квантование магнитного потока, являются проявлением макроскопической фазовой когерентности сверхпроводящего состояния и физически обусловлены когерентным туннелированием куперовских пар в джо-

зефсоновских контактах. Благодаря нелинейному характеру зависимости тока, протекающего через джозефсоновский контакт, от разности фаз в берегах сверхпроводящий контур, замкнутый контактом, становится нелинейным, что принципиально важно для создания кубитов и измерения их квантовых состояний.

Характер туннельных явлений и свойства кубитов зависят от эффективного потенциала для коллективной переменной системы (фазы, потока) и во многих случаях представляют собой чисто одномерную задачу. Этот потенциал определяется соотношением ток–фаза $I = I_c f(\varphi)$ для джозефсоновского контакта, где I_c — критический ток контакта, $\varphi = \phi_1 - \phi_2$ — разность фаз параметра порядка в берегах контакта. Ток-фазовые зависимости для ScS и SIS контактов с нормальным сопротивлением R_N в сверхпроводнике со щелью $\Delta(T)$ имеют соответственно вид [4,35]:

$$I_s = I_c \sin \frac{\varphi}{2} \operatorname{th} \frac{\Delta(T) \cos(\varphi/2)}{2k_B T}, \quad I_c(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{e R_N}, \quad (1a)$$

$$I_s = I_c^t \sin \varphi, \quad I_c^t(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2e R_N}. \quad (1b)$$

При $T \ll T_c$ зависимости (1a) и (1b) существенно отличаются. Это отличие и обуславливает различное поведение контуров с ScS и SIS контактами в квантовом режиме при низких температурах. В дальнейшем будем использовать приближение нулевой температуры для потенциала ScS контакта, так как при $T \ll T_c$ влияние конечной температуры на форму потенциала в гамильтониане оказывается несущественным. Как следует из теории [35], в пределе $T = 0$ ток-фазовая зависимость ScS контакта (1a) имеет вид:

$$I_s = I_c \sin \frac{\varphi}{2} \operatorname{sgn} \left[\cos \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (2)$$

Используя соотношение $d\varphi/dt = (2e/\hbar)V$, описывающее нестационарный эффект Джозефсона (V — разность потенциалов на берегах контакта), и ток-фазовые зависимости (1b), (2), получаем выражения для зависимости джозефсоновской энергии ScS и SIS контактов от разности фаз φ соответственно:

$$U_J = -E_J \left| \cos \frac{\varphi}{2} \right|, \quad E_J = \frac{I_c \Phi_0}{\pi}, \quad (3a)$$

$$U_J^t = -E_J^t \cos \varphi, \quad E_J^t = \frac{I_c^t \Phi_0}{2\pi}, \quad (3b)$$

где $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока. Выражения (3a) и (3b) описывают одномерные барьеры и одномерные ямы в φ -направлении с «сингулярной» и «косинусной» формами.

Помимо джозефсоновской энергии самого контакта U_J , потенциальная энергия U системы содержит энергию внешней цепи U_{circ} , в которую включен контакт, $U = U_J + U_{\text{circ}}$. Для потокового кубита, состоящего из сверхпроводящего кольца, замкнутого джозефсоновским контактом, энергия U_{circ} равна

$$U_{\text{circ}} = \frac{LI_s^2}{2} = \frac{(\Phi - \Phi_e)^2}{2L}, \quad (4)$$

где Φ и Φ_e — соответственно полный и внешний магнитный потоки, приложенные к кольцу, L — индуктивность кольца, и $\Phi = \Phi_e + LI_s$. Величина полного потока Φ внутри кольца связана с разностью фаз φ на контакте соотношением $\varphi + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi n$, где n — целое. Разность фаз параметра порядка φ на берегах слабой связи сверхпроводника является его макроскопической степенью свободы, определяющей энергетические вклады в гамильтониан системы.

В течение 20 лет после открытия эффектов Джозефсона наблюдаемые экспериментально явления в автономных джозефсоновских контактах и в сверхпроводящих кольцах, замкнутых контактом, хорошо описывались классическими нелинейными уравнениями динамики переменной φ с соответствующими гамильтонианами. Важно отметить, что в этих уравнениях присутствует линейный по производной фазы вязкостный член $\eta d\varphi/dt$, учитывающий протекание через контакт конечного квазичастичного тока (коэффициент вязкости $\eta \sim 1/R$, где R — сопротивление контакта квазичастичному току).

Новый этап в физике сверхпроводимости ознаменовался открытием явлений, в которых координата φ сверхпроводящей макроскопической системы демонстрировала квантовое поведение [40]. Квантовые явления, возникающие в джозефсоновских контактах малой емкости при низких температурах и связанные с квантовыми флуктуациями параметра порядка, впервые рассмотрены в теоретической работе [41]. В этой работе разность фаз φ SIS контакта рассматривалась как квантовая координата, сопряженная заряду Q на берегах джозефсоновского контакта с емкостью C , $[\hat{Q}, \hat{\varphi}] = -2ei$, и квантовый гамильтониан системы представлен в каноническом виде:

$$\hat{H} = \frac{\hat{Q}^2}{2C} + \hat{U}(\varphi), \quad \hat{Q} = -2ei \partial / \partial \varphi, \quad (5)$$

где первый «кинетический» член представляет собой электростатическую энергию заряда на емкости джозефсоновского контакта. С помощью гамильтониана (5) в работе [41] была построена теория квантового распада метастабильного токового состояния контакта. Такой процесс распада за счет туннелирования по координате φ из метастабильного токового состоя-

ния в более устойчивое состояние с меньшей энергией был назван эффектом макроскопического квантового туннелирования (МКТ). Процесс МКТ имеет некогерентный однократный характер, так как в этом случае система после туннелирования фазы φ из метастабильного состояния с большей энергией быстро теряет энергию и релаксирует в устойчивое нижнее состояние с меньшей энергией.

Возможность возникновения эффекта МКТ для магнитного потока Φ в макроскопическом сверхпроводящем кольце, замкнутом джозефсоновским контактом, рассмотрена в работах [42,43]. В этом случае для операторов потока Φ и канонически сопряженного заряда $Q = C\dot{\Phi}$ на берегах джозефсоновского контакта выполняется стандартное соотношение коммутации $[\hat{Q}, \hat{\Phi}] = -i\hbar$. Канонический гамильтониан системы имеет вид, аналогичный гамильтониану (5):

$$\hat{H} = \frac{\hat{Q}^2}{2C} + \hat{U}(\Phi), \quad \hat{Q} = -i\hbar \partial / \partial \Phi \quad (6)$$

и описывает квантовомеханическое поведение макроскопической величины потока Φ в сверхпроводящем кольце в потенциале $U(\Phi) = U_J + U_{\text{circ}}$, вид которого (3а), (3б), (4) зависит также от внешнего потока Φ_e . На рис. 1 схематично показана конструкция СКВИДа с чистым металлическим контактом атомных размеров [35,36] (упругая и неупругая длины пробега электронов внутри контакта много больше его размеров) и приведена диаграмма $U(\Phi)$ для тех значений параметров (емкость контакта $C = 3,77$ фФ, параметр $\beta_L = 0,8$, внешний поток $\Phi_e = 0,52 \Phi_0 < \Phi_{ec} = 0,62 \Phi_0$), при которых реализуется МКТ в двухъямном потенциале. Смысл величины Φ_{ec} состоит в том, что при $\Phi_e = \Phi_{ec}$ высота потенциального барьера обращается в нуль. Для $L = (2-3) \cdot 10^{-10}$ Гн выбранное значение $\beta_L = 0,8$ соответствует трехатомному контакту с нормальным сопротивлением $R_N \approx 4,3$ кОм $\approx R_Q / 3$, где $R_Q = h / 2e^2 = 12,9$ кОм — квантовое сопротивление одноатомного канала.

Первые наблюдения МКТ показали [44–46], что при понижении температуры вблизи характерного значения $T_0 = \hbar\omega_p / 2\pi k_B$ (ω_p — плазменная частота джозефсоновского контакта [40]) механизм распада метастабильного токового состояния изменяется от классического термоактивационного к квантовому туннельному, а время жизни метастабильного состояния при $T < T_0$ перестает зависеть от температуры.

Микроскопические теории МКТ для распада метастабильных состояний в джозефсоновских переходах, построенные в работах [47–50], стимулировали постановку новых экспериментов. Детальные исследования [51–53] позволили получить для плотности вероятности распада метастабильных токовых состояний хорошее согласие с теорией МКТ как для SIS [47–49, 51,53], так и для ScS контактов [50,52].

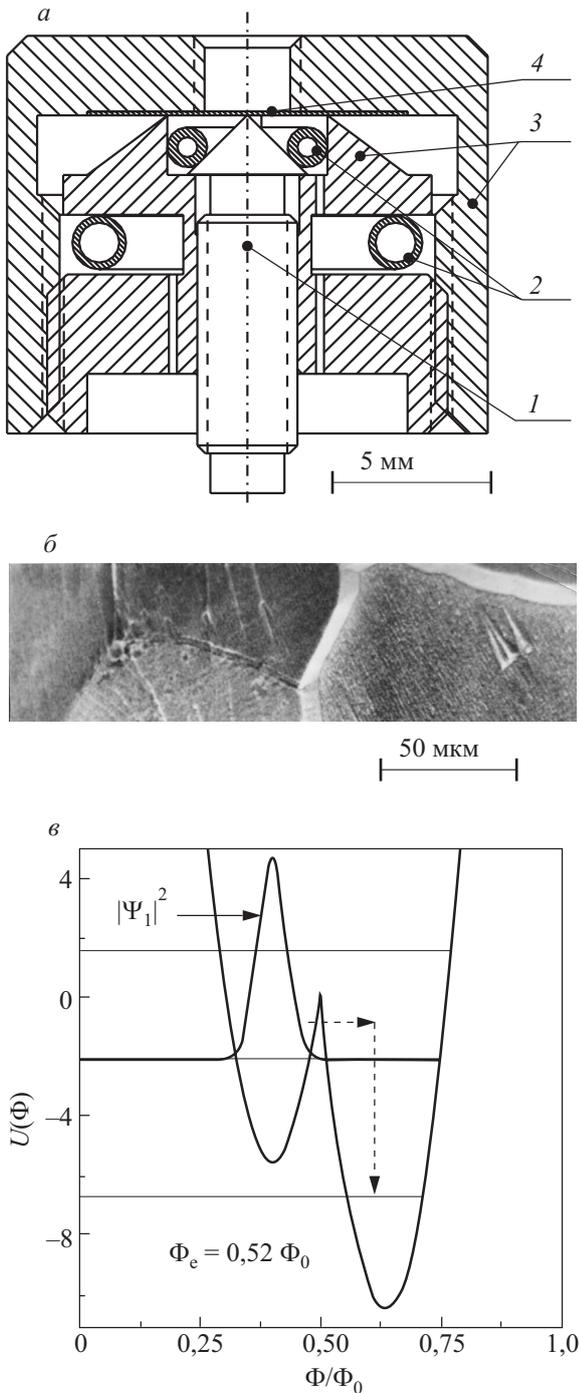


Рис. 1. Конструкция ВЧ СКВИДа с чистым ScS контактом: 1 — Nb (99,999%) игла, 2 — катушка резонансного контура, 3 — корпус, 4 — Nb мембрана (а). Микрофотография поверхности мембраны (мозаичный монокристалл) (б). Потенциал U сверхпроводящего кольца, замкнутого чистым ScS контактом, в зависимости от магнитного потока в кольце Φ при внешнем магнитном потоке $\Phi_e = 0,52\Phi_0$; параметр $\beta_L = 0,8$, емкость контакта $C = 3,77$ фФ. Магнитный поток, представленный квадратом волновой функции $|\Psi_1|^2$, туннелирует в правую яму, после чего состояние релаксирует на нижний уровень энергии (явление МКТ, процесс условно показан штриховыми линиями со стрелками) (в).

Остановимся на характеристиках туннелирования в СКВИДах с чистыми ScS контактами. Ранее [54] отмечалось, что использование резистивной модели с косинусным потенциалом для описания МКТ в таких образцах (рис. 1, а, б) приводит к существенному (почти на порядок) расхождению между теоретическими и экспериментальными результатами для скорости туннелирования. Необычно большие скорости туннельного распада метастабильных состояний в чистых ScS контактах получили объяснение в микроскопической теории, построенной в работе [50], а необычная форма потенциального барьера для таких контактов, следующая из соотношения ток–фаза (2), несколько позже была подтверждена экспериментально [55].

Дифференцирование ВЧ ВАХ СКВИДов дает удобную для сравнения с теорией величину $\Delta\zeta(\Phi_e) \sim dV_T / dI_0$ — ширину распределения вероятности распада метастабильного состояния по переменной Φ_e , — внешнему магнитному потоку, приложенному к кольцу. При температурах $T = 0,4-0,5$ К характерные экспериментальные значения $\Delta\zeta(\Phi_e)$ составляют $(0,13-0,15)\Phi_0$ для высокоомных ($R_N > 1$ кОм) контактов, изготовленных из специально очищенного ниобия, что количественно согласуется с микроскопической теорией [50] при значениях емкости контакта $C \approx (3-4) \cdot 10^{-15}$ Ф. Диссипация в данной теории нелинейна, и ее влияние на вероятность МКТ мала при соблюдении общих адиабатических условий $(LC^*)^{-1/2}, (R_N C^*)^{-1} \ll \Delta_0 / h$. Эти условия хорошо выполняются для высокоомных контактов Nb–Nb, с малой перенормировкой емкости $C^* \approx C$ [50]. Экспериментальные значения $\Delta\zeta(\Phi_e) = (0,13-0,15)\Phi_0$ сильно отличаются от характерных значений ($\Delta\zeta(\Phi_e) \approx 0,05\Phi_0$), следующих из теории, справедливой для туннельных переходов с нормальным шунтом [49], даже в наиболее благоприятном случае слабого затухания и предельно малой емкости ($C \approx 3$ фФ).

В экспериментах при недостаточной термализации измеряемой макроскопической квантовой системы скорость распада токовых состояний Γ может определяться избыточной шумовой температурой установки T_N : $\Gamma = (\omega_P / 2\pi) \exp\{-\Delta U / k_B(T + T_N)\}$, где ΔU — высота потенциального барьера, разделяющего две ямы. Однако наблюдение в наших экспериментах [54] более узких распределений плотности вероятности распада $\Delta\zeta(\Phi_e) = (0,03-0,05)\Phi_0$ для джозефсоновских контактов Nb–Nb_xO_y–Nb явилось веским аргументом в пользу большой скорости МКТ в чистых ScS контактах. На рис. 2 показаны характерные значения для ширины $\Delta\zeta(\Phi_e)$, полученные в ВЧ СКВИДе с окисленными (рис. 2, а) и чистыми (рис. 2, б) ScS контактами. Обнаружение [52] макроскопического резонансного туннелирования магнитного потока (МРТ) в сверхпроводящем кольце, замкнутом ScS контактом, и демонстрация квантования уровней энергии джозефсоновского

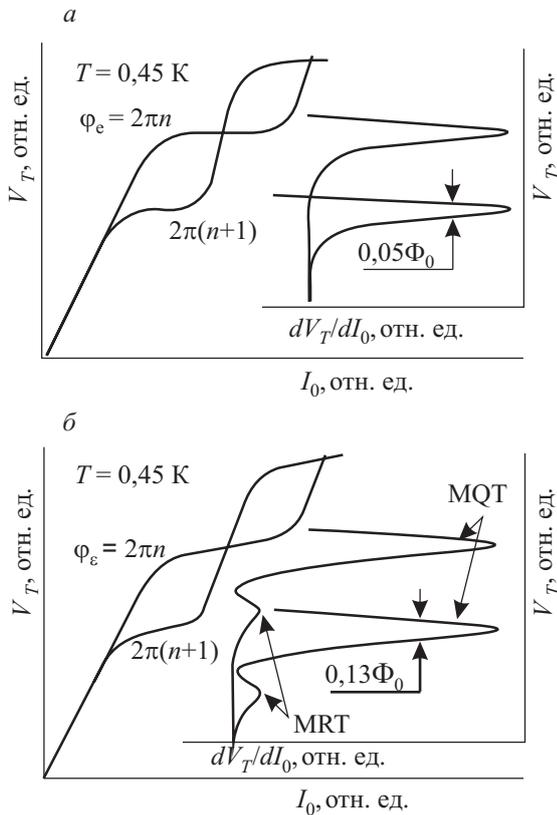


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики $V_T(I_0)$ ВЧ СКВИДа и их производные $dV_T/dI_0(V_T)$ при $T = 0,5$ К. ВЧ СКВИД с окисленным ScS контактом (а). ВЧ сквид с чистым ScS контактом (б). Дополнительные пики на производной от ВЧ ВАХ СКВИДа, показанные стрелками, соответствуют макроскопическому резонансному туннелированию в области вырождения уровней энергии (см. работу [56]) квантового осциллятора.

осциллятора в опытах с МКТ переходами, индуцированными электромагнитным полем [53], можно рассматривать как прямые доказательства того, что при низких температурах поведение джозефсоновских систем становится квантово-механическим.

Увеличение скорости туннелирования в чистых ScS контактах важно как для наблюдения макроскопического резонансного туннелирования [56], так и для создания суперпозиционных состояний в двухъямном потенциале, которые лежат в основе построения кубитов. Высокая туннельная проницаемость барьера в кольце, замкнутом чистым ScS контактом, в первую очередь связана с модификацией его формы, следующей из соотношения ток–фаза для контактов с непосредственной проводимостью [55], и отсутствием в адиабатическом пределе диссипации в системе [50].

3. Суперпозиция двух несвязанных состояний магнитного потока в сверхпроводниках

В начале 80-х годов сверхпроводящее кольцо, замкнутое контактом SIS типа, было предложено в качестве физической системы, в которой возможно наблюдение квантовой когерентной суперпозиции двух классически различных макроскопических состояний магнитного потока Φ в симметричном двухъямном потенциале [57,58]. Такие потенциалы с вырожденными уровнями энергии возникают при $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ (рис. 3,а). В результате туннельных переходов вырожденные уровни несвязанных ям оказываются расщепленными на некоторую небольшую величину $\Delta E_{01} = \hbar\Omega \ll \Delta_0$, которая определяется скоростью обмена энергией между двумя ямами. Если в начальный момент времени $t = 0$ волновая функция сосредоточена в левой яме, то для такого когерентного процесса вероятность обнаружить систему в этом состоянии можно представить в виде [43]

$$P_L(t) = \frac{1}{2}(1 + \cos \Omega t). \quad (7)$$

Принципиально важным является то, что при фазовой когерентности в потоковых кубитах с частотой Ω изменяется макроскопический по величине магнитный момент (псевдоспин) $\mu_s \approx I_s S \sim 10^{10} \mu_B \approx 10^{-13}$ Дж/Тл ($I_s \sim 10^{-6}$ А — сверхток в контуре, $S \sim 10^{-7}$ м² — его площадь, $\mu_B = 0,93 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл — магнетон Бора). Однако квантовые суперпозиционные состояния, или «состояния шредингеровского кота», быстро разрушаются, например из-за сильной связи потокового кубита с электромагнитным окружением. Некоторые процессы декогеренции, приводящие к сбою фазы за характерное время T_2 , будут рассмотрены ниже. Критерием существования потокового кубита с суперпозицией двух состояний будет условие $\Omega T_2 \gg 1$. Другими словами, состояние суперпозиции в контуре кубита должно устанавливаться гораздо быстрее ($\sim 2\pi/\Omega$), чем происходит процесс сбоя фазы с характерным временем декогеренции T_2 .

Следует подчеркнуть, что рассматриваемая модель (б) квантовой динамики потока Φ в кольце с джозефсоновским контактом описывает чистые состояния квантовой системы. С учетом формул (3а), (4), (6) гамильтониан для бездиссипативного сверхпроводящего кольца индуктивностью L , замкнутого ScS контактом с критическим током I_c и малой емкостью C , при нулевой температуре имеет вид:

$$\hat{H}_q = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hat{U}(f) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial f^2} + \left(\frac{\Phi_0 I_c}{2\pi} \right) \left[-2|\cos(\pi f)| + \frac{2\pi^2 (f - f_e)^2}{\beta_L} \right], \quad (8)$$

$$M = \Phi_0^2 C, \quad I_c(0) = \frac{\pi \Delta_0}{e R_N}, \quad \beta_L = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0},$$

где $f = \Phi / \Phi_0$, $f_e = \Phi_e / \Phi_0$ — безразмерные переменные внутреннего Φ и внешнего Φ_e магнитных потоков в кольце соответственно. Очевидным преимуществом такого гамильтониана для создания кубита является сингулярный потенциал, следующий из ток-фазовой зависимости для ScS контакта. Рассмотрение такого гамильтониана обосновано тем, что только модель с соответствующим ток-фазовой зависимости ScS контакта потенциалом и исчезающей в пределе нулевой температуры диссипацией может удовлетворительно описать результаты экспериментов по макроскопическому квантовому туннелированию в кольце с чистыми высокоомными ScS контактами [54].

Решения стационарного уравнения Шредингера

$$\hat{H}_q(f; f_e)\Psi(f) = E(f_e)\Psi(f) \quad (9)$$

с гамильтонианом (8) дают волновые функции $\Psi(f)$ и энергии $E(f_e)$ стационарных состояний сверхпроводящего контура с ScS контактом при заданном значении внешнего магнитного потока f_e . Рассмотрим сверхпроводящий контур с $\beta_L = 0,8$, в котором в окрестности $f_e = 1/2$ возникает двухъямный потенциал. Выбирая значения индуктивности контура квантования $L = 3 \cdot 10^{-10}$ Гн и емкости контакта $C = 3,77 \cdot 10^{-15}$ Ф, близкие к нашим экспериментальным параметрам, получим (рис. 3,а) расщепление вырожденных уровней энергии кубита на два, $E_0(f_e)$ и $E_1(f_e)$, с $\Delta E_{01} / k_B \cong 1,5$ К при достаточно высоком для термодинамических распад барьере $\Delta U / k_B \cong 3,5$ К. Зависимость этих уровней энергии от внешнего магнитного потока Φ_e представлена на рис. 3,б, где для полноты картины приведен и следующий, несуперпозицион-

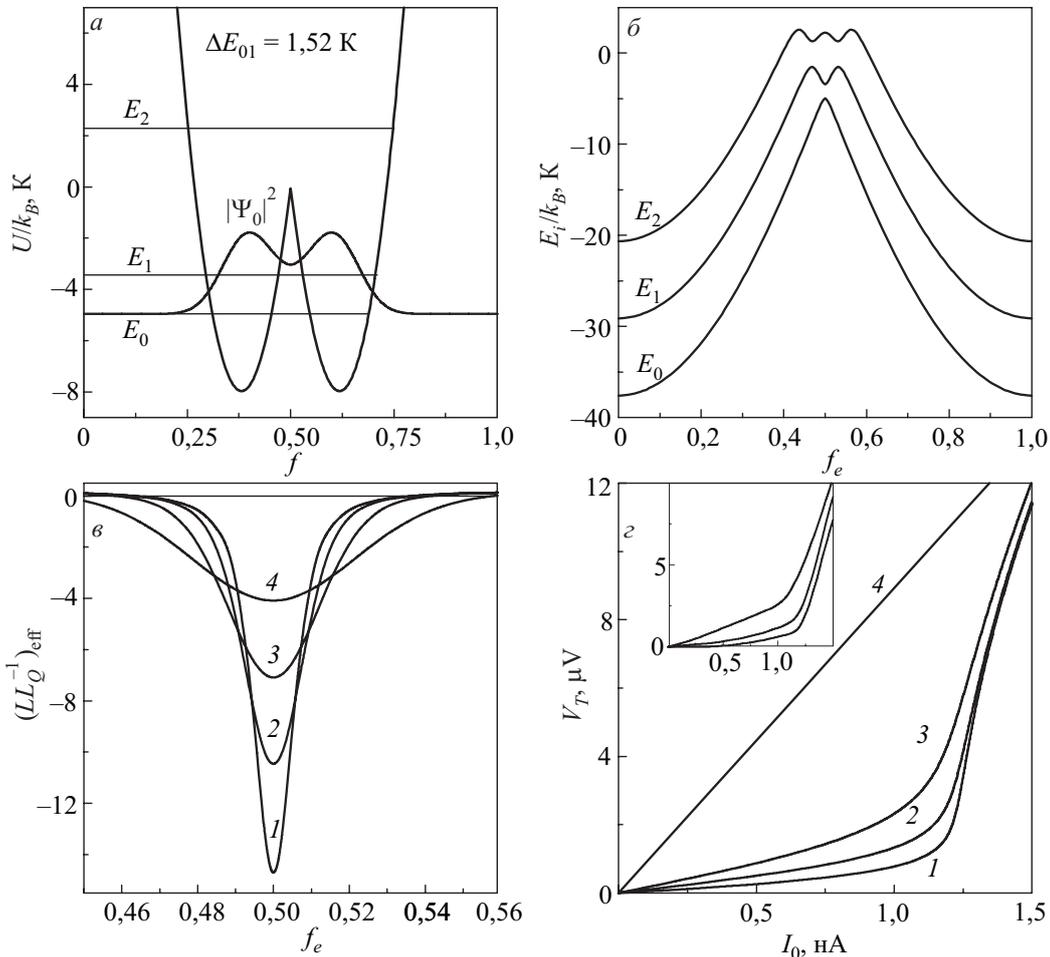


Рис. 3. Суперпозиция состояний в потоковом кубите, рассчитанная для трехатомного точечного контакта. Расчет проведен для параметров $C = 3,77$ фФ, $\beta_L = 0,8$. Потенциал $U / k_B(f)$, выраженный в температурных единицах, при $\Phi_e = \Phi_0/2$ с туннельным расщеплением уровней энергии $\Delta E_{01} / k_B = 1,52$ К; схематично показан квадрат волновой функции для основного уровня (а). Зависимости $E_i / k_B(f_e)$ уровней энергии E_0 , E_1 и E_2 , выраженных в температурных единицах, от приведенного внешнего магнитного потока (б). Эффективная квантовая индуктивность в зависимости от приведенного внешнего магнитного потока $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ для различных значений дисперсии шума σ ; параметр $\sigma^{1/2}$ для кривых 1–4 равен соответственно, 0; 0,005; 0,01 и 0,02 (в). Семейство ВЧ ВАХ $V_T(I_0)$ в области малых токов возбуждения I_0 для $\Phi_{dc} = \Phi_0/2$ параметр $\sigma^{1/2}$ для кривых 1–3 равен соответственно 0, 0,01 и 0,02. Кривая 4 соответствует значениям $\Phi_{dc} = \Phi_0$, $\sigma^{1/2} = 0$ (г).

ный, уровень $E_2(f_e)$. Расстояние до этого уровня в окрестности $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ (рис. 3,а) существенно больше значения между расщепленными уровнями, что обосновывает применимость двухуровневого приближения при рассмотрении когерентной динамики потокового кубита на основе ScS контакта.

Основное суперпозиционное состояние $|\Psi_0\rangle$ кубита (в двухъямном потенциале) с минимальной энергией $E_0(f_e)$ будет играть главную роль в построении нового сверхпроводящего квантового детектора магнитного потока (СКУБИДа), по аналогии с детектором на основе кутрита [59]. В этой работе кутрит представляет собой систему суперпозиционных уровней в трехъямном потенциале. На рис. 3,б видно, что основной суперпозиционный уровень $E_0(f_e)$ имеет существенную локальную нелинейность, которая может быть выражена через квантовую индуктивность $L_Q(f_e)$ [24]:

$$L_Q^{-1}(f_e) = \frac{\partial^2 E_0(\Phi_e)}{\partial \Phi_e^2} = \frac{1}{\Phi_0^2} \frac{\partial^2 E_0(f_e)}{\partial f_e^2}, \quad (10)$$

характерная зависимость которой от внешнего магнитного потока в чистом квантовом состоянии для кубита с параметрами, приведенными на рис. 3,а, показана на рис. 3,в.

Из этой зависимости видно, что суперпозиция состояний происходит в сравнительно узком ($\Phi_e \approx 10^{-2} \Phi_0$) характерном интервале, и в результате потоковый кубит с расщеплением уровней $\Delta E_{01} / k_B \cong 1,5$ К оказывается очень чувствительным к флуктуациям магнитного потока. Если уровни флуктуируют, то при взаимодействии кубита с электромагнитным полем будут наблюдаться и флуктуации частоты Раби. В точке вырождения $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ эффект флуктуаций первого порядка можно существенно уменьшить ($\partial L_Q / \partial \Phi_e = 0$), тем не менее тщательная фильтрация и магнитная экранировка необходимы. Однако этого нельзя сделать в отношении шума, создаваемого измерительным трактом. Например, при использовании схемы для проведения непрерывных нечетких квантовых измерений [60–63] потоковый кубит индуктивно ($M = k(L_T L)^{1/2}$) связывается с высокодобротным ($Q \gg 1$) резонансным контуром с частотой $\omega_T = (L_T C_T)^{-1/2}$, сигнал на котором усиливается охлаждаемым усилителем [25,29,52]. В такой схеме электромагнитный шум контура и транзистора будут определять степень «обратного действия» на кубит. Возможности уменьшения обратного влияния измерительной схемы (в виде шумового потока, наводимого в кубите) на экспериментальные результаты обсудим ниже. А пока предположим, что характерные частоты шума ω_i , воздействующего со стороны измерительного тракта на кубит, малы по сравнению с

частотой расщепления Ω , но велики относительно ω_T . В таком случае эффективная величина квантовой индуктивности основного уровня $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ может быть найдена с помощью техники усреднения по термодинамическим (квазистационарным) флуктуациям [64]. В приближении гауссова распределения шума для квантовой индуктивности получаем:

$$(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int df' \exp\left(-\frac{f'^2}{2\sigma}\right) (LL_Q^{-1})(f_e + f'), \quad (11)$$

где $\sigma = \langle \delta f_e^2 \rangle$ — дисперсия шумового потока, воздействующего на кубит со стороны измерительной цепи. На рис. 3,в показаны зависимости $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ для нескольких значений среднеквадратичного отклонения шумового потока $\sigma^{1/2}$.

Подчеркнем, что исследуемая в данной работе проблема обратного влияния измерительного тракта на кубит, приводящая к усреднению квантовой индуктивности основного уровня кубита шумами, принципиально отличается от известного эффекта влияния температуры [29,65]. Усреднение величины $(LL_Q^{-1})(f_e)$ за счет температуры кубита обусловлено конечной заселенностью верхнего уровня и формированием $\langle (LL_Q^{-1})(f_e) \rangle$ как среднего по равновесной матрице плотности системы.

Из формулы (11) следует, что для наблюдения зависимости, отличающейся не более чем на 15% в точке экстремума, от $\sigma^{1/2} = 0$ требуется иметь значение $\sigma^{1/2} \leq 0,003$, что подразумевает создание усилителей со сверхнизким потреблением мощности. Действительно, шумовой поток в кубите от резонансного контура определяется его шумовой температурой $\delta\Phi_N \approx (k^2 k_B T_T L)^{1/2}$. Учитывая, что $k^2 \leq 10^{-2}$, для значения $\sigma^{1/2} \leq 0,003$ получим $T_T \leq 30$ мК, т.е. первый каскад охлаждаемого усилителя должен работать в области температур рефрижератора ~ 30 мК. Совсем недавно нами была предложена общая концепция решения этой проблемы [66]. Созданный однокаскадный НЕМТ усилитель позволяет получать усиление 10 дБ на частоте 0,5 ГГц (с полосой 10%) при потребляемой мощности менее 10^{-6} Вт, что дает возможность располагать его при таких температурах.

Подставляя выражение для $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ в обычные уравнения (12) для вольт-амперной характеристики ВЧ СКВИДа, получаем ВЧ ВАХ для кубита в чистом состоянии и в зависимости от дисперсии шума контура (см. рис. 3,г):

$$V_T = \frac{\omega_T L_T Q I_0}{\sqrt{1 + 4\xi(V_T, \Phi_{dc})^2 Q^2}},$$

$$\xi(V_T, \Phi_{dc}) = -k^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (L L_Q^{-1})_{\text{eff}} \left[\Phi_{dc} + \frac{M V_T}{\omega L_T} \sin \tau \right] \cos^2 \tau d\tau,$$
(12)

которые могут быть решены численно.

На рис. 3,з показаны ветви ВЧ ВАХ, полученные для основного суперпозиционного состояния кубита с параметрами, приведенными на рис. 3,а, при значении внешнего магнитного потока $\Phi_e = \Phi_0 / 2$. Как и следовало ожидать, шум магнитного потока сглаживает влияние квантовой индуктивности основного суперпозиционного уровня на ВЧ ВАХ потокового кубита. В области малых токов I_0 возбуждения ВЧ ВАХ кубита формально похожи на соответствующие характеристики ВЧ СКВИДа в безгистерезисном режиме ($\beta_L = 2\pi L I_C / \Phi_0 < 1$) с классической джозефсоновской индуктивностью (см. вставку на рис. 3,з). Однако ситуация кардинально меняется при рассмотрении нелинейности основного суперпозиционного уровня энергии в трехъямном потенциале. В этом случае основной пик квантовой индуктивности сдвинут в область $\Phi_e \approx \Phi_0$, а не $\Phi_e \approx \Phi_0 / 2$, и прямые доказательства возникновения суперпозиционного состояния могут быть получены из ВЧ ВАХ и сигнальных характеристик кутрита без помещения его во внешнее электромагнитное поле [59].

В связи с этим заметим, что еще в 1985 году усредненные шумом суперпозиционные характеристики кубита, по-видимому, наблюдались одним из авторов [67,68]. В этих работах было высказано предположение, что наблюдаемые при низких температурах (аномальные) зависимости для ВЧ СКВИДа с ScS контактом связаны с когерентной суперпозицией состояний. Однако теоретические доказательства большой скорости туннелирования для ScS контактов и расчеты ВЧ ВАХ кубита с учетом влияния шумов измерительного тракта в то время отсутствовали.

Обратимся теперь к рассмотрению влияния емкости (массы) на квантовую индуктивность основного суперпозиционного уровня и ВЧ ВАХ кубита. На рис. 4,а показаны суперпозиционные уровни, возникающие в двухъямном потенциале кубита с чистым ScS контактом, для $C = 9,42 \cdot 10^{-15}$ Ф и $\beta_L = 0,8$. При такой емкости глубоко расположенные уровни несвязанных ям оказываются расщепленными в точке $\Phi_e = \Phi_0 / 2$ на $\Delta E_{01} / k_B = 0,36$ К. Такие значения расщеплений характерны для лучших потоковых кубитов с контактами SIS типа, но при гораздо меньшей высоте ΔU потенциального барьера. Отсюда следует, что потоковый кубит с ScS контактом характеризуется существенно меньшими скоростями тепловых распадов $\sim \exp(-\Delta U / k_B T)$,

т.е. меньшим количеством ошибок из-за перескоков через барьер («leakage to non computational states»). Как видно на рис. 4,б, зависимость квантовой индуктивности чистого состояния ($\sigma^{1/2} = 0$) от Φ_e резко сужается с увеличением емкости, а амплитуда пика возрастает примерно в пять раз по сравнению с предыдущим случаем. Однако такие узкие пики еще более чувствительны к флуктуациям и быстро размываются шумом измерительной схемы. После усреднения с шумом с дисперсиями $\sigma^{1/2} = 0,01$ и $\sigma^{1/2} = 0,02$ (см. рис. 4,в) характерные зависимости $(L L_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ и ВЧ ВАХ кубитов (рис. 3,з, и 4,з) для обоих значений емкости становятся практически одинаковыми. Следовательно, к результатам экспериментов, связанных с индуктивностями суперпозиционных уровней энергии, как количественного метода определения характеристик кубитов, следует подходить с осторожностью. Полагая, что термализация цепей смещения по магнитному потоку и электромагнитному полю выполнена до уровня $T \approx 10$ мК, рассмотрим одну из возможных схем проведения квантовых измерений с минимальной дисперсией шума, действующего на кубит.

4. Модифицированная схема усиления сигналов при проведении непрерывных нечетких квантовых измерений суперпозиционных состояний потокового кубита

Создание усилительного тракта с минимальным обратным действием на измеряемую квантовую систему (кубит) является сложной задачей экспериментальной физики. Некоторые общие вопросы построения квантовых измерений, например способы выполнения невозмущающих операций, не требующие выхода на «субквантовый» уровень шумов, обсуждаются в работе [70]. Здесь остановимся на экспериментальном аспекте непрерывных нечетких квантовых измерений локальной кривизны суперпозиционных уровней энергии и динамики кубитов. При квантовых измерениях излучаемая транзистором в сторону кубита энергия определяется яркостной температурой T_b входа транзистора. Температура T_b зависит от физической температуры кристаллической решетки транзистора, эффективной температуры электронов проводимости канала и зависящего от частоты коэффициента отражения по входу, т.е. «степени черноты». Интегральное значение T_b близко к физической температуре транзистора и значительно превышает шумовую температуру T_n . Поскольку в схе-

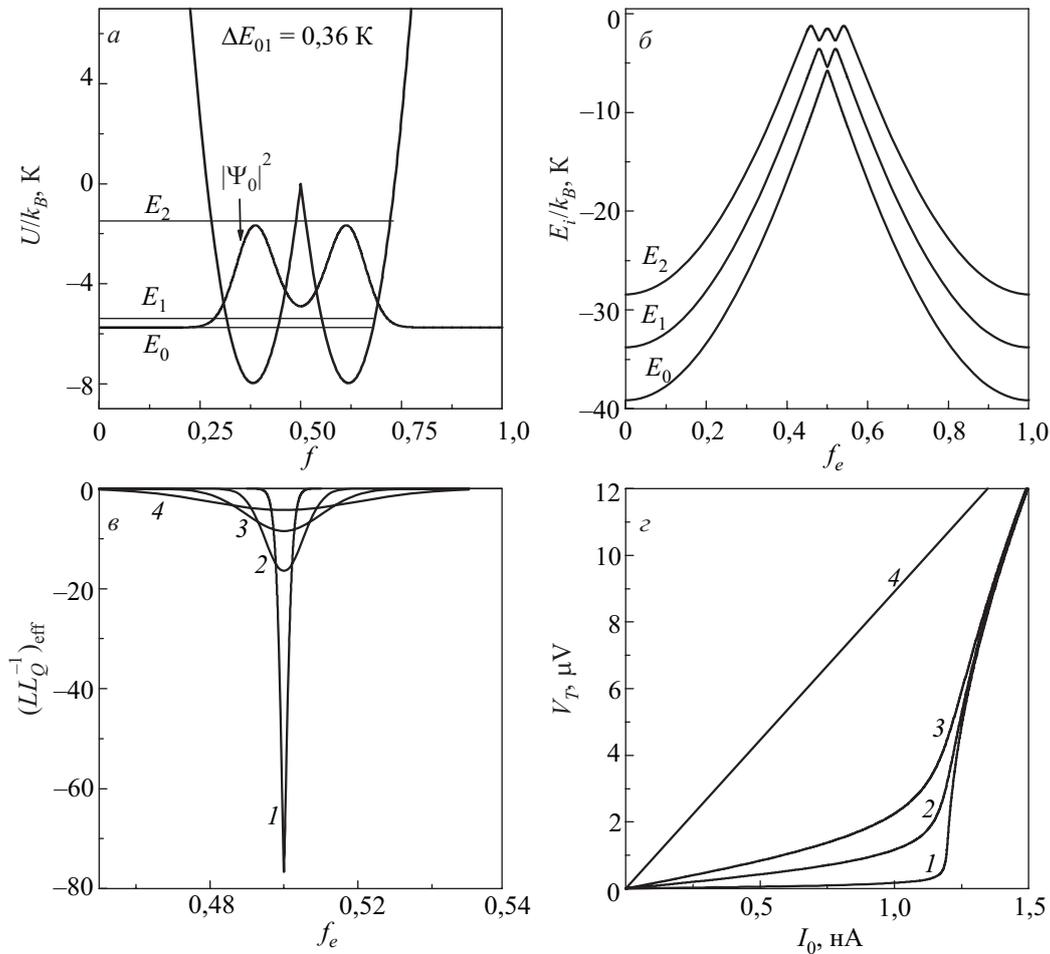


Рис. 4. Суперпозиция состояний в потоковом кубите, рассчитанная для трехатомного точечного контакта при увеличенной емкости $C = 9,42$ фФ. Потенциал $U/k_B(f)$, выраженный в температурных единицах, для $\Phi_e = \Phi_0/2$ и $\beta_L = 0,8$ с туннельным расщеплением $\Delta E_{01} = 0,36$ К; схематично показан квадрат волновой функции для основного уровня (а). Зависимости $E_i/k_B(f_e)$ уровней энергии E_0 , E_1 и E_2 , выраженных в температурных единицах, от приведенного внешнего магнитного потока (б). Эффективная квантовая индуктивность в зависимости от внешнего магнитного потока $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ для различной дисперсии шума σ ; параметр $\sigma^{1/2}$ для кривых 1–4 равен соответственно 0, 0,005, 0,01 и 0,02 (в). Семейство ВЧ ВАХ $V_T(I_P)$ в области малых токов возбуждения для $\Phi_{dc} = \Phi_0/2$; параметр $\sigma^{1/2}$ для кривых 1–3 равен, соответственно, 0, 0,01 и 0,02. Кривая 4 соответствует значениям (з).

ме регистрации из-за большой рассеиваемой мощности постоянного тока ($P = 0,1\text{--}1$ мВт) первый каскад усилителя находится при $T \approx 1$ К, то именно планковское излучение с температурой T_b обычно оказывает основное влияние на скорость декогеренции кубита со стороны измерительного тракта. Согласующий элемент (резонансный контур), имеющий гальванический контакт с транзистором, может иметь шумовую температуру $T_T \approx 1$ К или даже выше, из-за высокой яркостной температуры транзистора $T_b \sim P$.

На рис. 5 показан характерный пример сглаживания шумом дополнительной ступени (показанной стрелкой), возникающей из-за суперпозиции трех состояний в потоковом кубите с чистым ScS контактом. Эти результаты получены при температуре транзистора 1,5 К. При проведении квантовых измерений целесообразно уменьшать T_b за счет глубокого охлаждения транзи-

стора и при работе на низких частотах применять порошковые фильтры, эффективно подавляющие широкополосное планковское излучение [13,14]. Если существенно уменьшить P , T_b и расположить усилитель при температуре рефрижератора $T \leq 30$ мК, то дисперсия шумового потока, наводимого в кубите от резонансного контура, все элементы которого находятся при $T \leq 30$ мК, будет $\sigma^{1/2} \leq 10^{-3}$, т.е. достаточно мала по сравнению с характерной шириной $(LL_Q^{-1})_{\text{eff}}(f_e)$ для рассмотренного кубита с расщеплением уровней $\Delta E_{01}/k_B \approx 1,5$ К (см. рис. 3). Для решения этой проблемы в работе [66] был предложен принцип создания однокаскадных усилителей с субмикроваттной потребляемой мощностью постоянного тока и получены значения $P_{10} = 0,95$ мкВт на частоте $\nu = 0,5$ ГГц (P_{10} — потребляемая мощность усилителя с коэффициентом усиления $G = 10$ дБ). В таком ненасыщенном по по-

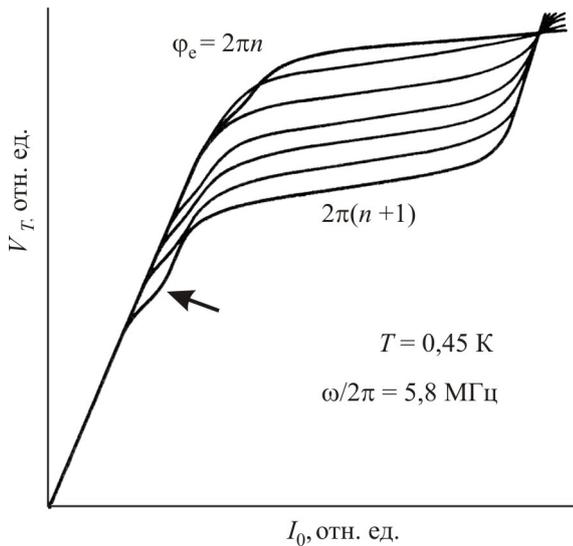


Рис. 5. Семейство вольт-амперных характеристик $V_T(I_0)$ потокового кутрита с суперпозиционной ступенью. Параметром семейства является значение внешнего магнитного потока $\Delta\Phi_e \approx \Phi_0/10$. Суперпозиционная ступень имеет периодическую зависимость от Φ_e с периодом Φ_0 и наблюдается в области симметричного трехъямного потенциала. Наклон этой ступени частично связан с шумовой температурой резонансного контура.

стоянному току режиме двухкаскадный усилитель на серийных полевых транзисторах Agilent ATF-36077 позволил получить $G = 45$ дБ при потребляемой мощности 5 мкВт и $\nu = 0,5$ ГГц. Есть все основания считать, что с переходом на InP-, InAs- и, особенно, InSb–НЕМТ, P_{10} в ненасыщенном режиме можно довести до уровня нескольких десятков нановатт и/или увеличить рабочую частоту. Как отмечено авторами работы [66], охлаждение НЕМТ усилителей от 4,2 К до 300 мК, работающих в таком режиме, улучшает их основные характеристики.

Современные транзисторные усилители, предназначенные для работы при низких температурах, изготавливаются на полевых гетероструктурных транзисторах с высокой подвижностью электронов (НЕМТ). Энергия активации донорной примеси настолько мала, что ограничением рабочей температуры этих транзисторов является только рассеиваемая ими мощность питания $P(G, \nu)$. Численные оценки показывают, что при использовании ненасыщенного режима значения $\sigma^{1/2}$ можно уменьшить в 30–40 раз. Такие значения $\sigma^{1/2}$ вполне приемлемы для регистрации тонкой структуры локальной кривизны основного суперпозиционного уровня кубита с ScS контактом и его динамики в электромагнитном поле с характерными частотами Раби-осцилляций $\Omega_R \approx 1$ ГГц при расщеплении уровней $\Delta E_{01}/h \approx (30\text{--}35)$ ГГц.

Потоковые кубиты с SIS контактами имеют принципиально меньшие значения расщепления вырожденных уровней $\Delta E_{01}/h \approx (3\text{--}7)$ ГГц (см. [9,29,33,71], а

также ссылки в этих работах). Для потоковых кубитов с SIS контактами даже небольшое обратное влияние измерительной схемы на кубит ($\sigma^{1/2} \approx 10^{-3}$) существенно сглаживает узкий пик эффективной квантовой индуктивности (см. рис. 4). Поэтому для наблюдения тонкой структуры кубит, резонансный контур и первый каскад усилителя лучше располагать при $T \leq 10$ мК. Исследования, проведенные в последние годы, позволяют надеяться на положительное решение и этой задачи.

Хорошие результаты при измерениях потоковых кубитов с использованием усилителей на псевдоморфных GaAs–НЕМТ получены в работе [29]. При охлаждении такого усилителя до $T \approx 1$ К на частотах до $\nu = 100$ МГц потребляемая мощность P_{10} характеризуется значениями порядка ста микроватт [72]. С целью уменьшения T_n и T_b для ВЧ диапазона разрабатывают специализированные НЕМТ, сохраняющие на малых токах стока большое значение крутизны [73]. Для более высокочастотных охлаждаемых усилителей в обычном режиме, в том числе на InP, рассеиваемая мощность при усилении 10 дБ возрастает до $P_{10} \approx 10^{-3}$ Вт [74]. При такой большой рассеиваемой мощности активная зона охлаждаемого транзистора разогревается до температур 5–10 К вследствие плохой теплопроводности гетероструктур [75], что определяет высокую яркостную температуру T_b входа усилителя и будет приводить к увеличению обратного влияния на кубит. На сверхвысоких частотах использование высокоомных нагрузок невозможно, и основной путь заключается в совершенствовании технологии транзисторов (см., например, ABCS-технологии [76]). Наименьшие значения потребляемой мощности и минимальные яркостные температуры ожидаются у специализированных транзисторов на узкозонных полупроводниках: InAs и, в особенности, InSb. Например, в работе [77] получено снижение значений P_{10} более чем на порядок.

Уменьшить рассеиваемую мощность до $P_{10} \sim 10^{-10}\text{--}10^{-8}$ Вт можно при использовании усилителей на основе СКВИДов [78]. Это позволяет интегрировать первые каскады усилителя с кубитом практически при любых температурах рефрижератора растворения. Для развития экспериментальной физики квантовых измерений большой интерес представляют результаты, полученные в работах [79,80], где представлен перестраиваемый в полосе частот 4–8 ГГц джозефсоновский параметрический усилитель с мгновенной полосой около 1 МГц. При охлаждении усилителя, содержащего 480 ПТ СКВИДов, до $T \approx 15$ мК зафиксирован субквантовый уровень шумов. Кроме того, необходимо отметить новые бифуркационные усилители с малым потреблением мощности [81] и преобразователи на СКВИДах [82], построенные по двухкаскадной схеме с цепочкой (100 и более) СКВИДов во втором каскаде, способные обеспечивать усиление в несколько тысяч при выходном напряжении порядка

единиц милливольт. Хотя в многокаскадных преобразователях на СКВИДах рассеиваемая мощность быстро возрастает с увеличением числа элементов, ее можно ограничить для рассматриваемых задач на уровне $P_{10} \sim 10^{-8}$ Вт, например простым уменьшением числа элементов.

Заключение

Эффекты Джозефсона, открытые 50 лет назад, лежат в основе создания сверхпроводниковых кубитов, кутритов, новых квантовых детекторов (СКУБИДов) и простейших двухкубитных элементов для реализации регистров квантовых компьютеров. Поведение джозефсоновских кубитов даже в слабых полях совсем не похоже на поведение атомов, так как они представляют собой существенно нелинейные квантовые системы, сильно связанные с электромагнитным окружением. В настоящее время технология изготовления таких систем в значительной мере основана на использовании туннельных джозефсоновских контактов $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$ нанометрового масштаба. Однако на таком пути уже появился ряд проблем. Одной из них является небольшое значение щели $\Delta_0(T \ll T_c) / h \approx 50$ ГГц в алюминии, что требует, например, для повышения тактовой частоты, перехода на сверхпроводники с большими значениями T_c . Такие технологические работы уже проводятся с использованием новых туннельных $\text{Ta}-\text{Ta}_2\text{O}_5-\text{Ta}$ контактов [83]. Одна из главных проблем, связанная с небольшими скоростями туннелирования между двумя состояниями, разделенными косинусным потенциалом, может быть решена при развитии технологий изготовления контактов с непосредственной проводимостью, квантовых контактов [84–86] или кубитов с центрами проскальзывания фазы [33]. Учитывая современные достижения нанотехнологии, в принципе можно надеяться на успешное решение и этого вопроса. При проведении непрерывных нечетких квантовых измерений состояний отдельных кубитов яркостная температура усилительного тракта может служить одной из основных причин декогеренции. Как видно из вышеизложенного, уже в ближайшее время можно ожидать появления быстродействующих охлаждаемых до 10–30 мК комбинированных «СКВИД–НЕМТ» и «СКУБИД–НЕМТ» трактов усиления сигналов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке НАН Украины в рамках проекта «Нано», договор №4/11-Н.

Авторы благодарны А.Н. Омелянчуку, С.Н. Шевченко и В.М. Шульге за плодотворные дискуссии и ценные замечания.

1. R. Feynman, *Inter. J. Theor. Phys.* **21**, 467 (1982).
2. К.А. Валиев, А.А. Кокин, *Квантовые компьютеры: надежды и реальность*, R&C Dynamics, Москва-Ижевск (2001).
3. T.D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J.L. O'Brien, *Nature* **464**, 45 (2010).
4. B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
5. J. Clarke and F.K. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008).
6. С.Я. Килин, *УФН* **169**, 507 (1999).
7. Y. Nakamura, Yu.A. Pashkin, and J.S. Tsai, *Nature* **398**, 786 (1999).
8. J.E. Mooij, T.P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C.H. van der Wal, and S. Lloyd, *Science* **285**, 1036 (1999).
9. J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, and J.E. Lukens, *Nature* **406**, 43 (2000).
10. D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, and M.H. Devoret, *Science* **296**, 886 (2002).
11. Y. Yu, S. Han, X. Chu, S.I. Chu, and Z. Wang, *Science* **296**, 889 (2002).
12. Y. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
13. D. Vion, P.F. Orfila, P. Joyez, D. Esteve, and M.H. Devoret, *J. Appl. Phys.* **77**, 2519 (1995).
14. M. Hashisaka, Y. Yamauchi, K. Chida, S. Nakamura, K. Kobayashi, and T. Ono, *Rev. Scient. Instr.* **80**, 096105 (2009).
15. K.W. Lehnert, K. Bladh, L.F. Spietz, D. Gunnarsson, D.I. Schuster, P. Delsing, and R.J. Schoelkopf, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 027002 (2003).
16. T. Duty, D. Gunnarsson, K. Bladh, and P. Delsing, *Phys. Rev.* **B69**, 140503 (2004).
17. C.M. Wilson, T. Duty, F. Persson, M. Sandberg G. Johansson, and P. Delsing, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 257003 (2007).
18. A.Yu. Smirnov, *Phys. Rev.* **B67**, 155104 (2003).
19. J.M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado, and C. Urbina, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 117901 (2002).
20. F.K. Wilhelm, U. Hartmann, M.J. Storcz, M.R. Geller, in: *Manipulating Quantum Coherence in Solid State Systems*, M.E. Flatté and I. Tifrea (eds.), Springer, Dordrecht (2007), p. 195.
21. M.A. Sillanpää, J.I. Park, and R.W. Simmonds, *Nature* **449**, 438 (2007).
22. T. Yamamoto, Yu.A. Pashkin, O. Astafiev, Y. Nakamura, and J.S. Tsai, *Nature* **425**, 941 (2003).
23. A.B. Zorin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3388 (2001).
24. D. Born, V.I. Shnyrkov, W. Krech, Th. Wagner, E. Il'ichev, M. Grajcar, U. Hübner, and H.-G. Meyer, *Phys. Rev.* **B70**, 180501(R) (2004).
25. 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).
26. J. Koch, T.M. Yu, J.M. Gambetta, A.A. Houck, D.I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M.H. Devoret, S.M. Girvin, and R.J. Schoelkopf, *Phys. Rev.* **A76**, 042319 (2007).

27. J.Q. You, X. Hu, S. Ashhab, and F. Nori, *Phys. Rev.* **B75**, 140515(R) (2007).
28. J.B. Majer, F.G. Paauw, A.C.J. ter Haar, C.J.P.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 090501 (2005).
29. M. Grajcar, A. Izmailkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hübner, T. May, I. Zhilyaev, H.E. Hoenig, Ya.S. Greenberg, V.I. Shnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, Alec Maasen van den Brink, and M.H.S. Amin, *Phys. Rev.* **B69**, 060501 (2004).
30. M. Steffen, S. Kumar, D.P. DiVincenzo, J.R. Rozen, G.A. Keefe, M.B. Rothwell, and M.B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 100502 (2010).
31. R.J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A.A. Kozhevnikov, P. Delsing, and D.E. Prober, *Science* **280**, 1238 (1998).
32. M.H. Devoret and R. Schoelkopf, *Nature* **406**, 1039 (2000).
33. J.E. Mooij and C.J.P.M. Harmans, *New J. Phys.* **7**, 219 (2005).
34. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, D.A. Konotop, and I.M. Dmitrenko in: *Single-Electron Tunneling and Mesoscopic Devices (SQUID'91)*, H. Koch and H. Lübbig (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1991), p. 208.
35. I.O. Kulik and A.N. Omelyanchouk, *Fiz. Nizk. Temp.* **3**, 945 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 459 (1977)].
36. A. Gumann, T. Dahm, and N. Schopohl, *Phys. Rev.* **B76**, 064529 (2007).
37. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York (1996).
38. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, Мир, Москва (1984).
39. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
40. К.К. Лихарев, *УФН* **139**, в. 1, 169 (1983).
41. Ю.М. Иванченко, Л.А. Зильберман, *ЖЭТФ* **55**, 2395 (1968).
42. D.J. Scalapino, in: *Tunneling Phenomena in Solids*, E. Burstein and S. Lundqvist (eds.), Plenum, New York (1969), p. 477.
43. A.O. Caldeira and A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 211 (1981).
44. L.D. Jackel, J.P. Gordon, E.L. Hu, R.E. Howard, L.A. Fetter, D.M. Tennant, R.W. Epworth, and J. Kurkijarvi, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 697 (1981).
45. R.F. Voss and R.A. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 265 (1981).
46. И.М. Дмитренко, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **8**, 660 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **8**, 330 (1982)].
47. V. Ambegaokar, U. Eckern, and G. Schön, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1745 (1982).
48. A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, *Phys. Rev.* **B28**, 6281 (1983).
49. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **85**, 1510 (1983).
50. В.А. Хлус, *ФНТ* **12**, 25 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 14 (1986)].
51. M.H. Devoret, J.M. Martinis, and J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1908 (1985).
52. И.М. Дмитренко, В.А. Хлус, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **11**, 146 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 77 (1985)].
53. J.M. Martinis, M.H. Devoret, and J. Clarke, *Phys. Rev.* **B35**, 4682 (1987).
54. I.M. Dmitrenko, V.A. Khlus, G.M. Tsoi, and V.I. Shnyrkov, *Il Nuovo Cimento* **D9**, 1057 (1987); И.М. Дмитренко, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **10**, 211 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 111 (1984)].
55. M.C. Koops, G.V. van Duynveldt, and R. de Bruyn Ouboter, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2542 (1996).
56. P. Silvestrini, V.G. Palmieri, B. Ruggiero, and M. Russo, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3046 (1997); D.V. Averin, J.R. Friedman, and J.E. Lukens, *Phys. Rev.* **B62**, 11802 (2000).
57. A.O. Caldeira and A.J. Leggett, *Ann. Phys.* **149**, 374 (1983).
58. A.J. Leggett, *Proc. of the Int. Symposium on the Foundations of Quantum Mechanics*, S. Kamefuchi (ed.), Tokio (1983), p. 74.
59. В.И. Шнырков, А.А. Сорока, О.Г. Турутанов, *Кубиты, кутриты, кауплеры и детекторы для квантовой информатики, Российско-украинский совместный семинар «Физика сверхпроводниковых гетероструктур» 14–16 сентября (2011)*, Институт физики твердого тела, Черноголовка, Московская обл.
60. A.N. Korotkov and D.V. Averin, *Phys. Rev.* **B64**, 165310 (2001).
61. M.J. Everitt, P. Stiffell, T.D. Clark, A. Vourdas, J.F. Ralph, H. Prance, and R.J. Prance, *Phys. Rev.* **B63**, 144530 (2001).
62. A.Yu. Smirnov, *Phys. Rev.* **B68**, 134514 (2003).
63. А.В. Зорин, *ЖЭТФ* **125**, 1423 (2004).
64. E.M. Lifshitz and L.D. Landau, *Statistical Physics: Course of Theoretical Physics*, 3rd ed. Butterworth, London, Vol. **5**, Chap. 12 (1984), p. 359.
65. S.N. Shevchenko, S.H.W. van der Ploeg, M. Grajcar, E. Il'ichev, A.N. Omelyanchouk, and H.-G. Meyer, *Phys. Rev.* **B78**, 174527 (2008).
66. А.М. Королев, В.И. Шнырков, and V.M. Shulga, *Rev. Sci. Instr.* **82**, 016101 (2011).
67. И.М. Дмитренко, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *II Всесоюзн. совещание «Квантовая метрология и фундаментальные физические константы»*, НПО ВНИИМ, Ленинград (1985), с. 81.
68. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, D.A. Konotop, and I.M. Dmitrenko, *5-th Czechoslovak Symposium on Weak Superconductivity*, Smolenice, Nova Science Publishers, New York (1989), p. 223.
69. V.I. Shnyrkov, G.M. Tsoi, D.A. Konotop, and I.M. Dmitrenko, *Proc. of 4-th Intern. Conference SQUID'91 (Sessions on SET and Mesoscopic Devices)*, Berlin, Germany, Springer-Verlag (1991), p. 211.
70. К.А. Валиев, *УФН* **175**(1), 3 (2005).
71. V.I. Shnyrkov, A.A. Soroka, and S.I. Melnik, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 773 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 610 (2008)].
72. N. Oukhanski and E. Hoenig, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2956 (2004).
73. E. Gremion, A. Cavanna, Y.-X. Liang, U. Gennser, M.-C. Cheng, M. Fesquet, G. Chardin, A. Benoit, and Y. Jin, *J. Low Temp. Phys.* **151**, 971 (2008).

74. N. Wadefalk, A. Mellberg, I. Angelov, M. Barsky, S. Bui, E. Choumas, R.W. Grundbacher, E.L. Kollberg, R. Lai, N. Rorsman, P. Starski, J. Stenarson, D.C. Streit, and H. Zirath, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **52**, 1705 (2003).
75. J.J. Bautista and E.M. Long, *The Interplanetary Network Progress Report*, IPN PR, 42-170, August 15 (2007), p. 1.
76. C. Liu, Y. Li, and Y. Zeng, *Engineering* **2**, 617 (2010).
77. A. Noudeviwa, Y. Roelens, F. Danneville, A. Olivier, N. Wichmann, N. Waldhoff, S. Lepilliet, G. Dambrine, L. Desplanque, X. Wallart, G. Moschetti, J. Grahn, and S. Bollaert, *IEEE Trans. on Electron Devices* **57**, 1903 (2010).
78. M. Mück and J. Clarke, *J. Appl. Phys.* **88**, 6910 (2000).
79. M.A. Castellanos-Beltran, K.D. Irwin, G.C. Hilton, L.R. Vale, and K.W. Lehnert, *Nature Phys.* **4**, 929 (2008).
80. M.A. Castellanos-Beltran, K.D. Irwin, L.R. Vale, G.C. Hilton, and K.W. Lehnert, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 944 (2009).
81. R. Vijay, M.H. Devoret, and I. Siddiqi, *Rev. Sci. Instr.* **80**, 111101 (2009).
82. V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, and O.A. Mukhanov, *Supercond. Sci. Tech.* **20**, 362 (2007); И.И. Соловьёв, В.К. Корнев, Н.В. Кленов, О.А. Муханов, *ФТТ* **52**, 2110 (2010).
83. V.I. Gurtovoi and V.A. Tulin, in: *The 26th Inter. Conf. on Low Temp. Phys. (LT26)*, Beijing, China (2011), to be published in *Journal of Physics: Conference Series*.
84. C.W.J. Beenakker and H. van Houten, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3056 (1991).
85. J.M. Krans, C.J. Muller, I.K. Yanson, T.C.M. Govaert, R. Hesper, and J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev.* **B48**, 14721 (1993).
86. E. Scheer, P. Joyez, M.H. Devoret, D. Esteve, and C. Urbina, *Superlattices and Microstructures* **23**, 747 (1998).

Superposition of states in flux qubits with Josephson junction of ScS type
(Review Article)

V.I. Shnyrkov, A.A. Soroka, A.M. Korolev,
and O.G. Turutanov

The consequences of the transition to a quantum description of magnetic flux motion in the superconducting ring closed by the ScS Josephson junction are considered. The principal results on macroscopic quantum tunneling (MQT) of Bose condensate consisting of a macroscopically large number of Cooper electron pairs are reviewed. These phenomena are illustrated by the original data obtained from the study of MQT and coherent states in a modified flux qubit with energy level depletion $\Delta E_{01} \approx 2 \cdot 10^{-23}$ J ($\Delta E_{01}/h \approx 30$ GHz). The state superposition properties in the two-well potential and the issues associated with quantum measurements of local curvature of qubits' superposition energy levels are analyzed.

PACS: **73.23.-b** Electronic transport in mesoscopic systems;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects.

Keywords: superposition of states, flux qubit, qutrit, SQUID.