

Гибридные джозефсоновские контакты с d -волновой симметрией

параметра порядка для элементов квантовых вычислительных систем

Ю.В. Кислинский^{1,2}, Г.А. Овсянников¹, К.И. Константибян¹, А.В. Шадрин¹, И.В. Борисенко¹, Ф.В. Комиссинский¹, Н.В. Кленов³, В.К. Корнев³

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11, строение 7, Москва

²Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский проспект 59, Москва

³Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва

1. Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию джозефсоновских контактов при низких температурах, когда можно пренебречь влиянием тепловых флуктуаций и наиболее отчетливо проявляются квантовые макроскопические эффекты (в частности, макроскопическое квантовое туннелирование-МКТ), которые используются для квантовых вычислений. В работах [1-3] были предложены элементы для квантовых вычислительных систем (кубиты), основанные на гибридных контактах обычных (металлических) сверхпроводников, имеющих s - волновой тип сверхпроводящего параметра порядка, и металлоксидных сверхпроводников с d -волновой симметрией сверхпроводящего параметра порядка [1-3]. В отличие от схем с s/s контактами, в предложенных кубитах из-за d -волновой симметрии сверхпроводящего параметра порядка двухуровневое квантовое состояние образуется в автономном случае и является более устойчивым к внешним воздействиям, нарушающим фазовую когерентность системы. Однако наличие в d -сверхпроводнике “нодальных” квазичастиц, имеющих направление импульса вдоль узла параметра порядка и вызывающих низкоэнергетическую диссипацию, а также образование низкоэнергетических связанных андреевских состояний (НСАС) существенно ограничивает использование s/d -контактов в кубитах. Теоретически [4,5] и экспериментально [6-8] было показано, что в s -ориентированных d/d -контактах влияние нодальных квазичастиц на МКТ мало, но образование НСАС дает сильный диссипативный эффект для контактов в базовой плоскости d - сверхпроводников [4,5].

В работе представлены результаты анализа использования в качестве кубитов s/d -контактов на основе металлоксидных сверхпроводников. Анализируются параметры s/d контактов, изготовленных в форме многослойных гетероструктур, оценивается температура перехода T^* от термоактивационного процесса к макроскопическому

квантовому туннелированию, рассматривается энергия двухконтактного интерферометра из s/d контактов, в котором реализуется двухъямный потенциал.

2. Гибридные гетероструктуры

Были изготовлены гетероструктуры Nb/Au/M/YBa₂Cu₃O_{7- δ} с размерами от 10×10 до 50×50 мкм². В качестве s -сверхпроводника использовалась двухслойная структура, состоящая из пленок Nb с критической температурой сверхпроводящего перехода $T_c' = 9$ К и Au. Эффект близости между сверхпроводящей (Nb) и нормальной (Au) пленками давал сверхпроводящий параметр порядка в пленке Au с критической температурой $T_c'' = 8-8.5$ К в зависимости от толщины Au. Второй электрод изготавливался из эпитаксиальной пленки YBa₂Cu₃O_{7- δ} (YBCO), которая имеет d -волновую симметрию сверхпроводящего параметра порядка с критической температурой $T_c = 88-89$ К. В качестве магнитоактивной прослойки (M) использовалась тонкая (толщиной 20-50 нм) эпитаксиальная пленка из Ca_{1-x}Sr_xCuO₂ (CSCO) при $x=0.15$ и 0.5 , который является квазидвумерным гайзенберговским изолятором [9]. Гетероструктура изготавливалась эпитаксиальным ростом двухслойки CSCO/YBCO на подложке из галлата неодима (NdGaO₃). В большинстве изготовленных структур использовалась подложки (110)NdGaO₃, которые обеспечивали рост с-ориентированных CSCO/YBCO двухслойных структур и образование контактов с транспортом тока в s -направлении (s/d_c –контакты). За счет наклона (110)NdGaO₃ подложки изготавливались гетероструктуры, в которых транспорт тока происходил преимущественно вдоль направления (110)YBCO – s/d_{45} контакты [10].

Экспериментальным подтверждением направления транспорта тока в гетероструктурах было измерение зависимости проводимости от напряжения $\sigma(V)$ в широком диапазоне температур при подавленном за счет внешнего магнитного поля критическом токе. В s/d_{45} гетероструктурах НСАС проявляется в виде пика проводимости $\sigma(V)$ при малых напряжениях $V \leq 3$ мВ. В структурах, где НСАС отсутствует, наблюдается уменьшение $\sigma(V)$, вызванное наличием щели в плотности состояний s -сверхпроводника. На рис.1 представлены $\sigma(V)$ при $T=4.2$ К для двух типов гетероструктур. Отметим, что согласно теоретическим оценкам [16-18], наличие НСАС в s/d контактах вызывает увеличение второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока (ТФЗ).

3. Температура перехода к макроскопическому квантовому туннелированию

Известно, что для джозефсоновского контакта в классическом пределе обратное время жизни вблизи выбранного минимума потенциала E_J определяется формулой Крамерса [11]:

$$\Gamma_{cl} = \frac{\omega_p}{2\pi} \exp\left(-\frac{E_0}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота рассматриваемого перехода, E_0 – максимальная высота барьера, ограничивающего минимум потенциала. В квантовом пределе обратное время жизни определяется вероятностью туннелирования через потенциальный барьер, и, считая барьер достаточно широким и пренебрегая его формой, можно оценить эту величину следующим образом:

$$\Gamma_q = \sqrt{\frac{E_n}{2C}} \frac{16E_n(E_0 - E_n)}{aE_0^2} \exp\left(-\frac{d}{e} \sqrt{2C(E_0 - E_n)}\right). \quad (2)$$

Здесь a и d нормированные ширина ямы в потенциале «стиральной доски» и размер потенциального барьера, отделяющего яму от следующего локального минимума, соответственно, E_n – квазистационарный энергетический уровень, с которого и происходит туннелирование.

Температура T^* оценивается из условия, что процессы квантового туннелирования начинают доминировать над процессами термического распада метастабильного состояния, т.е. $\frac{eE_0}{k_B T^*} \approx \sqrt{E_0 C}$ в предположении, что высота барьера определяется джозефсоновской энергией $E_0 = \Phi_0 I_c / 2\pi\hbar$. Отсюда получаем, что искомая температура зависит от критического тока и емкости джозефсоновского контакта: $T^* = (e/k) \sqrt{\hbar I_c / (4\pi e C)}$. Полученное соотношение в целом согласуется с результатами более сложного рассмотрения, что может быть проделано в рамках теории макроскопического квантового туннелирования [12].

Наличие “нодальных” квазичастиц, вызывающих низкоэнергетическую диссипацию, и образование низкоэнергетических связанных андреевских состояний (НСАС) в d -сверхпроводнике можно учесть, вводя поправку к эффективной емкости (массе) рассматриваемой системы [4]. В рассматриваемых джозефсоновских структурах изотропная щель в s -сверхпроводнике подавляет подщелевое квазичастичное туннелирование для тех случаев, когда отсутствуют НСАС.

Диссипативные эффекты будем учитывать, вводя в эффективное действие слагаемое, определяемое видом зависимости от напряжения V квазичастичного тока I_{qp} через джозефсоновский контакт:

$$I_{qp}(V) = \frac{2e}{\hbar} \sum_{k_y} |T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_L(E, \theta) N_R(E + eV, \theta) (f(E) - f(E + eV)) dE. \quad (3)$$

Здесь $f(E)$ – распределение Ферми-Дирака, $N_{L,R}$ – плотности состояний по разные стороны от барьера, T -усредненное значение прозрачности барьера, θ – угол между направлением момента квазичастиц и осью a d -сверхпроводника [13]. Плотность состояний для s -сверхпроводника не зависит от θ .

$$N_s(E) = \text{Re} \left[\frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta_s^2}} \right], \quad (4)$$

где Δ_s – щель в s -сверхпроводнике. В d -сверхпроводнике имеется сильная зависимость параметра порядка от угла $\Delta_d(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta)$. Кроме того, в s/d_{45} контактах вклад в плотность состояний дают НСАС:

$$N_d(E, \theta) = \text{Re} \left[\frac{\sqrt{E^2 - \Delta_d(\theta)^2}}{|E|} \right] + \pi |\Delta_d(\theta)| \delta(E) \quad (5)$$

Записывая эффективное действие для джозефсоновского контакта в рамках теории функционального интеграла с добавкой диссипативного члена, вызванного квазичастичным током (3) можно записать, поправку к эффективной емкости системы в потенциале «стиральной доски»

$$\delta C \approx 5 \frac{e^2}{\Delta_s} \left(\frac{R_Q}{R_N} \right) \tilde{\Delta}, \quad (6)$$

где $\tilde{\Delta} = \Delta_0 / \Delta_s$. При подстановке значений для структуры s/d_{45} , в которой транспорт происходит вдоль (110) d -сверхпроводника: $R_N = 60$ Ом, $\Delta_s/e = 1.5$ мВ, $R_Q = h/4e^2 = 6.5$ Ком, $\Delta_0/e = 20$ мВ, получаем поправку $\delta C = 0.72$ пФ. Учитывая измеренную емкость гетероструктуры N274: $C = 0.06$ пФ, получаем температуру $T^* = 0.4$ К. Временная зависимость диссипативного члена для s/d контакта сильно отличается от разобранного ранее случая d/d контакта [14].

Поскольку НСАС не образуются в s/d_c контактах и не влияют на МКТ, то можно воспользоваться результатами [4], для поправки к эффективной емкости (массе) $\delta C = 0.01$ пФ, полученного для s/d_0 контакта с сопротивлением 4 Ома. В результате при емкости s/d_c контакта $C = 0.65$ пФ имеем $T^* \approx 1.7$ К. Параметры измеренных контактов, а также вычисленные энергии и характерные температуры представлены в таблице 1. Видно, T^* s/d_{45} гетероструктур, изготовленных на наклонных подложках в несколько раз меньше, чем для s/d_c гетероструктур, как предсказано теорией [4].

4. Двухъямный потенциал двухконтактного интерферометра

Известно, что d -волновая симметрия вызывает появление несинусоидальной ТФЗ, особенно для случая s/d_c и s/d_{45} контактов, изготовленных на (001) и (110) плоскостях d -сверхпроводников [3, 10, 15]. Согласно теоретическим расчетам [15-17] ТФЗ таких контактов содержат первую (I_{c1}) и вторую (I_{c2}) гармоники (хотя в принципе возможны гармоники более высокого порядка):

$$I_s(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi + \dots \quad (7)$$

Несинусоидальную ТФЗ можно характеризовать отношением гармоник $q = I_{c2}/I_{c1}$. При большой отрицательной амплитуде второй гармоники ТФЗ $q < -0.5$, разность фаз φ_0 для основного состояния джозефсоновского контакта отличается от нуля $0 < \varphi_0 < \pi/2$. По аналогии с π -контактами, такие контакты называются φ_0 -контактами [3, 18].

Кубиты, основанные на использовании несинусоидальной ТФЗ, представляют собой двухконтактный интерферометр с малой индуктивностью [3, 18]. Такой кубит называется “спящим”, поскольку он хорошо защищен от воздействия внешнего магнитного поля, и в нем отсутствуют спонтанные циркулирующие токи. Для каждого из контактов с критическими токами I_{c1}^I и I_{c1}^{II} , включенных в кольцо, выполняется соотношение (7). Потенциальная энергия этой квантомеханической системы может быть представлена следующим образом:

$$\frac{2\pi E_J(\varphi, \chi)}{\Phi_0} = -I_{c1}^I \left[\cos\left(\frac{\varphi}{2} + \chi\right) + \frac{q^I}{2} \cos(\varphi + 2\chi) \right] - I_{c1}^{II} \left[\cos\left(\frac{\varphi}{2} - \chi\right) + \frac{q^{II}}{2} \cos(\varphi - 2\chi) \right] \quad (8)$$

где $\varphi = \varphi^I - \varphi^{II} = \varphi_e = 2\pi \Phi_e / \Phi_0$ - разность фаз джозефсоновских контактов, которая задается внешним магнитным потоком, $\chi = (\varphi^I + \varphi^{II})/2$ [21]. На вставке к рис.2 показана форма двухъямного потенциала для случая $q^I = q^{II} = q = -0.8$. Видно, что потенциал симметричен, а слабое магнитное поле (или ток) не изменяет состояние, если параметры контактов в кольце одинаковы. Для управления состоянием системы необходимы различные амплитуды критического тока контактов, например, отличие критических токов на 30-50%, что может быть достигнуто разными площадями контактов. На рис. 2 показаны зависимость основного состояния от q и величина высоты барьера между состояниями, который исчезает при $q = -0.5$. Условие возникновения двух ямного потенциала совпадает с условием образования φ_0 -контакта.

6. Вторая гармоника в ТФЗ гетероструктур

Для определения величины второй гармоники ТФЗ s/d контакта мы воспользовались ранее разработанным методом, основанном на измерении амплитуд ступеней Шапиро, возникающих в результате синхронизации внешним монохроматическим СВЧ сигналом (нормированной амплитудой a и частотой f_e) собственной джозефсоновской генерации [10]. При наличии второй гармоники ТФЗ к целым ступеням при напряжениях $V_n = nhf_e/2e$ ($n=1,2,..$) добавляются дробные ступени при напряжении $V_{1/2+n} = (n-1/2)hf_e/2e$. Экспериментальные зависимости критического тока, целых и дробных ступеней от СВЧ тока a сравнивались с результатами расчета в рамках резистивной модели джозефсоновского контакта с учетом второй гармоники в ТФЗ и емкости гетероструктуры в высокочастотном пределе: $f_e > 2eI_c R_N/h$. Доля гармоники q находилась как единственный свободный параметр расчета. Так, амплитуда первой ступени не зависит от емкости контакта, который определяется параметром МакКамбера (β), а определяется отношение гармоник ТФЗ:

$$I_1 / I_{c1}(0) = 2 \max_{\Theta} [J_1(a) \sin(\Theta) + qJ_2(2a) \sin(2\Theta)], \quad (9)$$

где J_1 и J_2 – функции Бесселя, а максимум определяется по разности фаз Θ между внешним сигналом и собственной джозефсоновской частотой. Для малых $|q|$ в точке первого нуля функции Бесселя $J_1(a_0)=0$, которое достигается при $a_0=3.83$, высота первой ступени равна $I_1(a_0) = qI_c(0)J_2(2a_0)$ при $J_2(2a_0)=0.2$. Предполагается, что измеряемый критический ток $I_c(0)$ равен критическому току первой гармоники ТФЗ I_{c1} . Знак q определялся из сопоставления расчета с экспериментом для дробной степени $I_{1/2}$. Значения q и электрофизические параметры структур приведены в таблице 1. Максимальное значение $|q| = 0.4$ получено для s/d_c гетероструктуры N273.

Полученные значения $|q|$ подтверждаются измерениями детекторного отклика. Наличие второй гармоники в ТФЗ джозефсоновских контактов приводит к появлению детекторного отклика $\eta \equiv \Delta V / V_0$ (ΔV – изменение ВАХ под действием слабого электромагнитного сигнала) не только при напряжении V_1 η_1 , но и в области дробной ступени $V_{1/2}$ (см. рис.3). Отношение максимальных значений откликов $\eta_{1/2}$ и η_1 позволяет определить $|q|$ при малой емкости ($\beta \leq 1$) [10]:

$$|q| = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_{d1} \eta_{1/2}}{R_{d1/2} \eta_1}} \quad (10)$$

где R_{d1} и $R_{d1/2}$ -дифференциальные сопротивления автономных ВАХ при $V=V_1$ и $V=V_{1/2}$ соответственно. Полученные значения $|q|$ совпадают с расчетом по ступеням Шапиро.

Отметим, что экспериментально измеренные при $T=4.2\text{K}$ величины $|q|$ недостаточны для образования двухямого потенциала в интерферометре, состоящем из двух s/d контактов (см. рис.2). Однако эксперименты, на s/d гетероструктур больших размеров [10], а также на d/d переходах с понижением температуры [6,20] показывают значительное увеличение $|q|$ как с понижением температуры, так и при увеличении размеров гетероструктур. Теоретические расчеты, также дают значения $|q|$ для s/d_{45} контактов большие, чем наблюдается в эксперименте при $T=4.2\text{K}$.

Первая гармоника s/d_c -контактах возникает из-за наличия s -волновой компоненты Δ_{sd} в d -сверхпроводнике. Согласно расчетам [19] в предположении $\Delta_d \gg \Delta_{sd}$, Δ_s получаем:

$$I_{c1}R_N \approx \Delta_{sd}\Delta_s / (e\Delta_D^*), \quad (11)$$

$$I_c R_N \approx T\Delta_s e, \quad (12)$$

где сверхпроводящий параметр порядка в d -сверхпроводнике состоит из суммы s - и d -компонент: $\Delta_d(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta) + \Delta_{sd}$ и $\Delta_D^* = \pi\Delta_0 [2\ln(3.56\Delta_0/k_B T_c)]^{-1}$.

Из (11), (12) следует, что отношение гармоник $|q| \approx T\Delta_D^*/\Delta_{sd}$ в s/d_c контактах определяется прозрачностью границы и должно быть мало $|q| \leq 10^{-3}$ при экспериментальных прозрачностях $T \leq 10^{-4}$. Однако экспериментально измеренное значение $|q| \approx 0.1$ в s/d_c контактах оказалось существенно выше [19], что, вероятно, вызвано либо двойникованием пленок d -сверхпроводника, либо флуктуациями прозрачности границы, которые не учтены в [19]. При столь малых значениях $|q| \approx 0.1$ вклад второй гармоники ТФЗ мало и в основном состояние контакта $\varphi_0=0$, т.е. мы имеем 0-контакт.

Первая и вторая гармоники ТФЗ s/d_{45} контакта в целом описывается аналогичными (11) и (12) соотношениями, однако при низких температурах вторая гармоника существенно увеличивается до $|q| \approx \Delta_0^3 T / (\Delta_{sd}\Delta_s kT) \approx 0.8$ за счет возникновения НСАС на (110) поверхности d -сверхпроводника [14-19]. В результате измеряемый критический ток превышает амплитуду первой гармоники ТФЗ при $|q| \approx 1$, разность фаз основного состояния сдвигается от нуля к $\varphi_0 \leq \pi/2$ [15-18, 20].

Таким образом, согласно теоретическим оценкам s/d_c -контакты являются 0-контактами, s/d_{45} – являются φ_0 -контактами. Отметим, что влияние d -волновой симметрии параметра порядка в s/d_{45} -контактах аналогично случаю бикристаллических d_0/d_{45} -контактов, где была продемонстрирована большая вторая гармоника, увеличивающаяся с понижением температуры [20].

7. Заключение

Определенные из экспериментальных данных температуры перехода T^* от термоактивационного процесса к микроскопическому квантовому туннелированию оказываются достаточно высокими и могут быть измерены экспериментально. При этом в s/d_{45} гетероструктурах T^* в несколько раз меньше, чем в s/d_c . Экспериментальные измерения величины второй гармоники ТФЗ при $T=4.2\text{K}$ не дали высоких $|q|$, необходимых для возникновения двухямного потенциала в интерферометре, состоящим из двух s/d гетероструктур. Увеличение $|q|$ возможно за счет понижения температуры и увеличения размеров гетероструктур. Согласно теоретическим расчетам $|q|$ должен быть значительно выше в s/d_{45} контактах, чем в s/d_c , однако T^* -значительно меньше.

Работа частично поддержана программами Президиума РАН и ОФН РАН, грантом Президента России НШ-5408.2008.2, проектом РФФИ-08-02-00487, проектом NMP3-СТ-2006-033191 рамочной программы ЕС и проектом МНТЦ 3743.

Литература.

- 1 L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, A. L. Fauchere and G. Blatter, *Nature* **398**, 679 (1999).
- 2 G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and L. B. Ioffe, *Phys. Rev. B* **63**,174511 (2001).
- 3 A. Blais and A. M. Zagoskin, *Phys. Rev. A* **61**, 042308 (2000).
- 4 S. Kawabata, A. A. Golubov, A. Ariando, et al *Phys. Rev. B* **76**, 064505 (2007)
- 5 S. Kawabata, Y. Tanaka, S. Kashiwaya, and Y. Asano, *Physica C* **437-438**, 136 (2006)
- 6 T. Bauch, T. Lindström, F. Tafuri, et al, *Science* **311**, 57 (2006)
- 7 K. Inomata, S. Sato, K. Nakajima, et al, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 107005 (2005)
- 8 X. Y. Jin, J. Lisenfeld, Y. Koval, et al, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 177003 (2006)
- 9 P. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, et al, *Phys. Rev. Lett.* **99**, p.017004-1 (2007)
- 10 P.V. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian, et al *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008)
- 11 U. Weiss, *Quantum Dissipative Systems*, World Scientific, Singapore (1999)
- 12 A.O. Caldeira, A.J. Leggett, *Ann. Phys.(N.Y.)* **149**,374 (1983)
- 13 T. Lofwander, V.S. Shumeiko, G. Wendin, *Supercond.Sci.Technol.*, **14**, R53 (2001)
- 14 Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, *JEPT Lett*, **77**, 587, (2003)
- 15 Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B53**, R11957 (1996)
- 16 R. A. Riedel and P. F. Bagwell, *Phys. Rev.* **B57**, 6084 (1998)
- 17 Yu. S. Barash, *Phys. Rev.* **B61**, 678 (2000)
- 18 M. H. S. Amin, A. N. Omelyanchouk, S. N. Rashkeev, M. Coury, and A. M. Zagoskin, *Physica* **B318**, 162 (2002)
- 19 P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov, S. A. Kovtonyuk, M. Grajcar, R. Hlubina, Z. Ivanov, Y. Tanaka, N. Yoshida, and S. Kashiwaya, *Europhys. Lett.*, **57**, 585 (2002)
- 20 E. Il'ichev, M.Grajcar, R. Hlubina et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5369 (2001)
- 21 N. Klenov, V. Kornev, A. Vedyayev et al *Journal of Physics: Conference series*, 8-European Conference on Applied Superconductivity, **97**, 0120037 (2008)

Таблица 1

N образца	град	x	d _s нм	L, мкм	I _c , мкА	R _N , Ом	C, пФ	q	E _Q x10 ⁶ мВ	E ₀ , мВ	T*, К
269	0	0.15	50	10	44	3.0	0.65	-0.2	123	90	1.7
271	0	0.15	20	10	49	1.9	1.9	-0.08	42	101	1.0
273*	11	0.5	20	10	334	0.71	2	-0.4	40	684	2.7
274	11	0.5	50	10	2.5	60	0.78	-0.13	1340	5.1	0.4

Град-угол наклона подложки (110)NGO, x – уровень допирования CSCO прослойки, L-
линейный размер гетероструктуры, $E_Q=e^2/2C$ – зарядовая энергия

*В образце 273 использовалась наклонная подложка, но на проводимости HCAC не
наблюдалась, следовательно можно не учитывать транспорт вдоль базовой плоскости

Подписи под рисунками

Рис. 1. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения показаны линией для s/d_{45} гетероперехода № 274 и точками для s/d_c гетероперехода № 269.

Рис.2. Зависимости энергии основного состояния E_0 и высоты барьера от амплитуды второй гармоники $|q|$. Энергия основного состояния отчитывается от состояния при $q=-0.5$. Двухямный потенциал реализуется при $|q|>0.5$. Энергия и волновая функция кубита в отсутствие внешнего магнитного поля. $|q|=0.8$. s -отношение джозефсоновской к зарядовой энергии.

Рис.3. Вольтамперная характеристика гетероперехода № 273 – сплошная линия и детекторный отклик на воздействие электромагнитного излучения частотой 119.5 ГГц – точки. Основной отклик наблюдался при $V_1=246$ мкВ, дробный – при $V_{1/2}=123$ мкВ. На вставке показаны зависимости основного отклика от СВЧ мощности через переход – треугольники и дробного – ромбы.

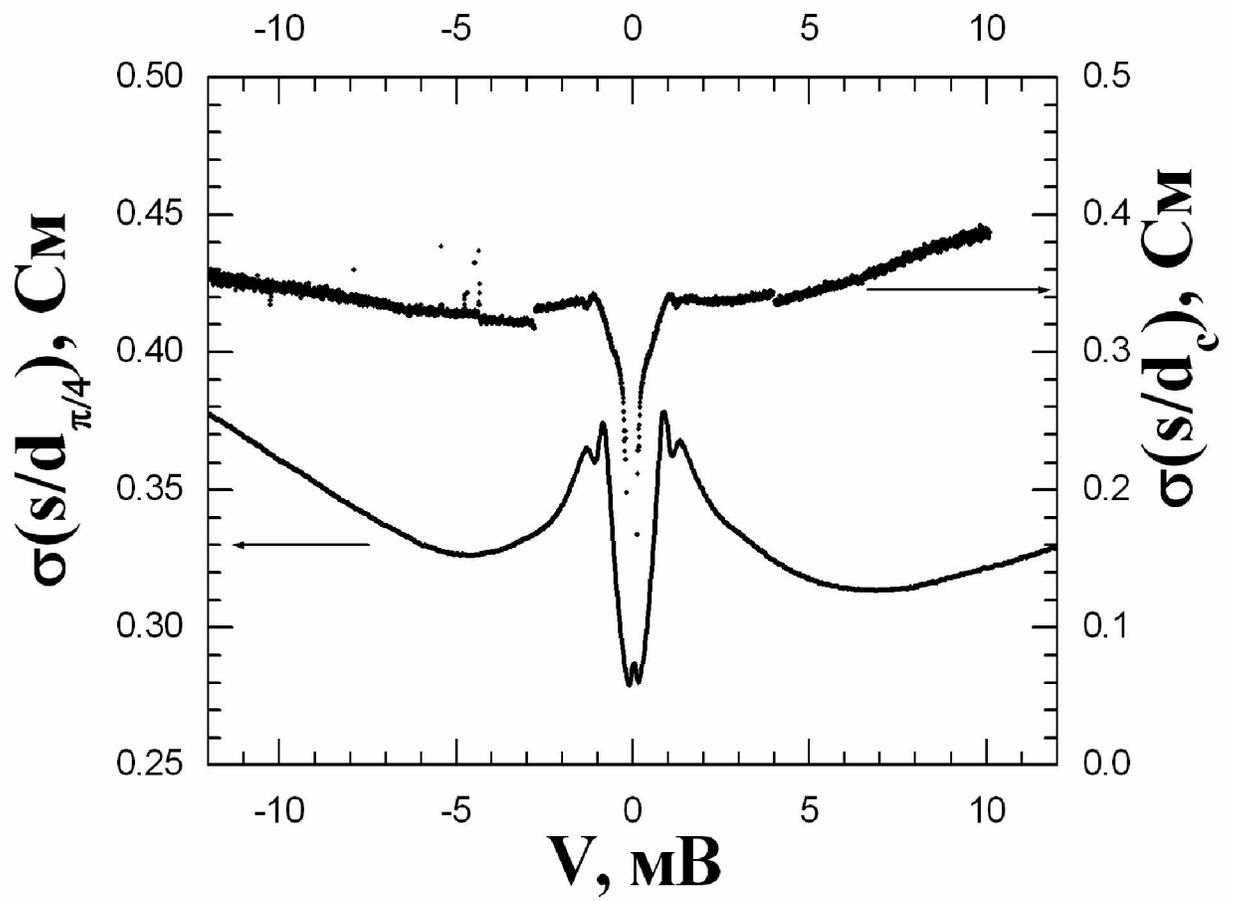


Рис. 1.

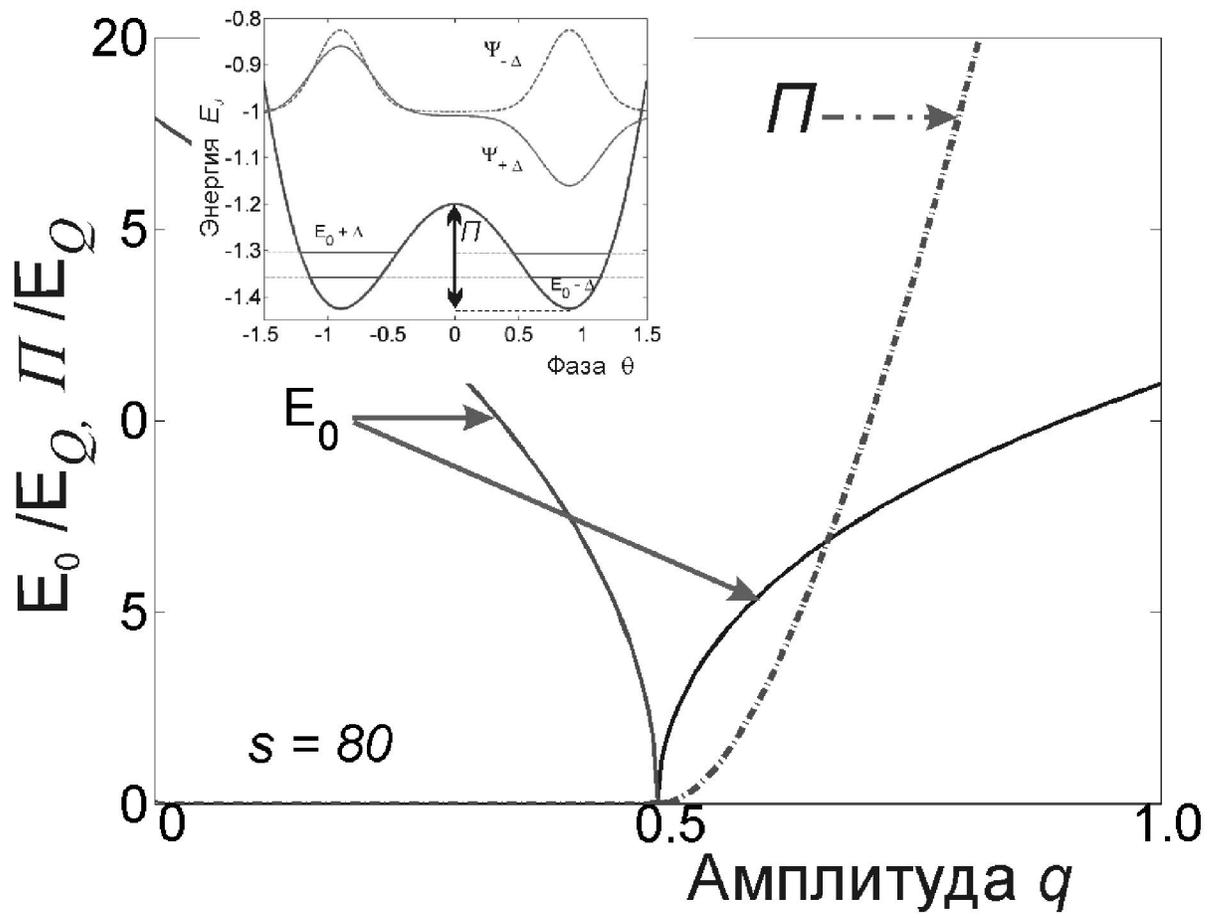


Рис.2

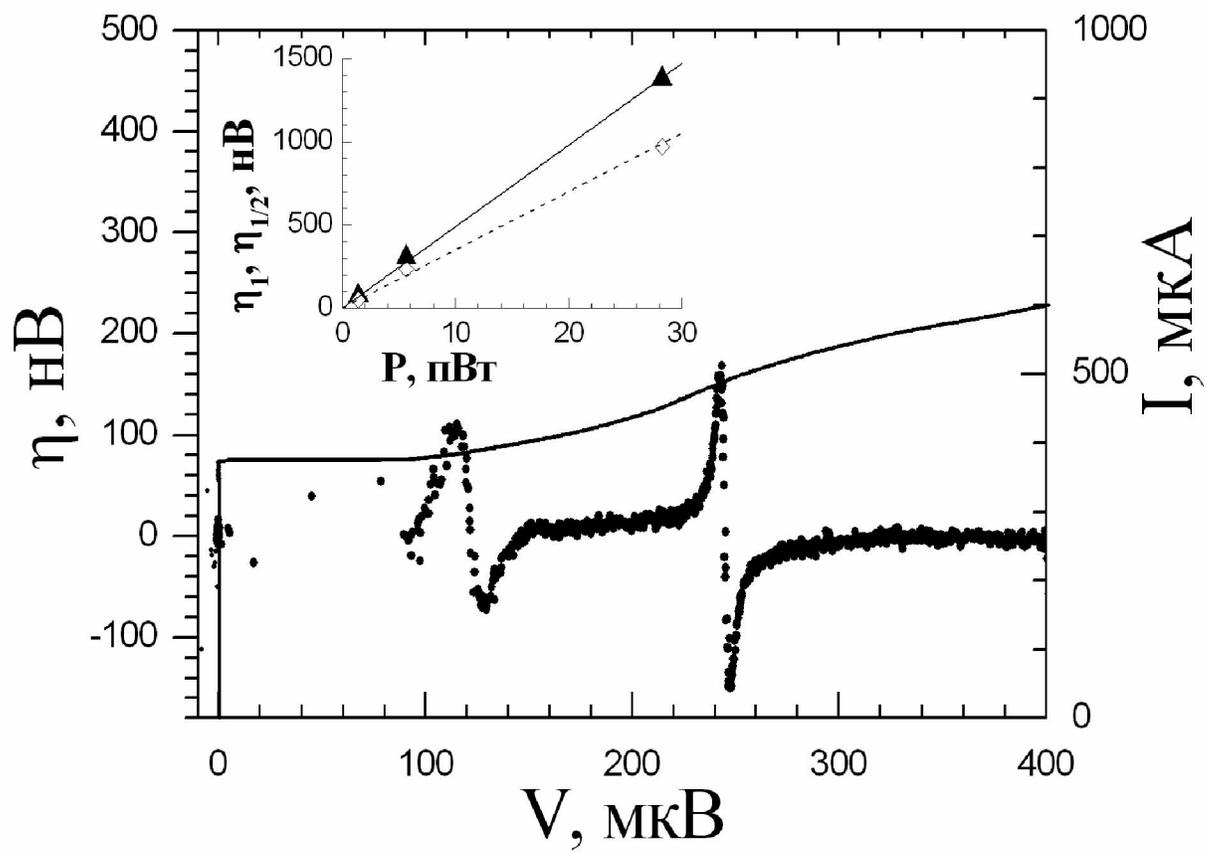


Рис.3

**Hybrid Josephson junctions with d-wave symmetry of order parameter
for elements of quantum computing systems**

Y.V. Kislinskii, G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, A.V. Shadrin, I.V. Borisenko, P.V. Komissinskiy, N.V. Klenov, V. K. Kornev.

We present results of an analysis of hybrid *s/d*-junctions based on d-wave metal oxide and the s-wave superconductors for applications in quantum computing as quiet qubits. Parameters of multilayer Josephson *s/d* heterostructures are discussed for their transition temperature T^* from thermal fluctuations to the macroscopic quantum tunneling process when a double-well potential could be experimentally realized in the dc superconducting quantum interferometer device. Experimental samples made from epitaxial thin films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (d-wave superconductor), antiferromagnetic interlayer $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$ and Au/Nb bilayer s-wave superconductor were deposited on NdGaO_3 substrates. The I-V characteristics of hybrid Josephson junctions and the frequency selective detector response functions have been registered in mm wave frequency band in order to evaluate the amplitude and the sign of the 2-nd harmonic of superconducting current-phase relation. The estimated values of T^* extrapolated from experimental results of dc measurements obtained at temperature $T=4.2$ K are discussed taking into account results of theoretical analysis.

Hybrid Josephson junction, Macroscopic quantum tunneling, Current-phase relation, Double-well potential, Quiet qubit.