

Аномальное поведение вблизи T_c и синхронизация андреевского отражения в двумерных решетках SNS-переходов

Т. И. Батурина^{*1)}, Ю. А. Цаплин^{*,+}, А. Е. Плотников^{*}, М. Р. Бакланов[×]

^{*} Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁺ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Interuniversity Microelectronics Center, B-3001 Leuven, Belgium

Поступила в редакцию 25 октября 2004 г.

После переработки 2 декабря 2004 г.

Приводятся результаты низкотемпературных измерений температурных зависимостей сопротивления и вольт-амперных характеристик двумерных решеток переходов сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS). Обнаружено, что в двумерных решетках SNS-переходов: 1) изменение энергетического спектра на масштабах порядка энергии Таулеса наблюдается даже в случае, когда тепловое размытие много больше энергии Таулеса для одного SNS-перехода; 2) проявление субгармонической щелевой структуры с большими номерами гармоник возможно даже при условии, что длина энергетической релаксации меньше значения, необходимого для реализации многократного андреевского отражения независимо в каждом SNS-переходе. Представленные результаты указывают на наличие синхронизации большого количества SNS-переходов. Обсуждается возможный механизм, ответственный за наблюдаемые особенности в поведении двумерных решеток SNS-переходов.

PACS: 73.23.–b, 74.45.+c, 74.81.Fa

Андреевское отражение является микроскопическим механизмом, ответственным за перенос заряда через контакт нормального металла со сверхпроводником [1]. Электроноподобная квазичастица нормального металла, энергия которой меньше ширины сверхпроводящей щели (Δ), отражается в виде дырочноподобной квазичастицы, при этом в сверхпроводник переходит куперовская пара. Если нормальный металл находится между двумя сверхпроводниками, то возникает дополнительный механизм переноса заряда – многократное андреевское отражение (MAR). Этот механизм был предложен в работе [2] для объяснения субгармонической щелевой структуры (SGS), наблюдавшейся в виде провалов на зависимостях дифференциального сопротивления при напряжениях $eV_n = 2\Delta/n$ (n – целое). Концепция MAR заключается в том, что за счет последовательного андреевского отражения от NS (нормальный металл – сверхпроводник)-границ квазичастица, проходя по нормальной области, может набрать энергию 2Δ , достаточную для перехода в одночастичные состояния сверхпроводника. Хотя к настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по исследованию транспортных свойств NS- и SNS (сверхпроводник – нормальный металл –

сверхпроводник)-переходов (обзор [3]) и имеющиеся теоретические подходы в целом удовлетворительно описывают наблюдающиеся явления [4–6], свойства многосвязных SNS-систем крайне мало изучены. Следует отметить, что системы, состоящие из сверхпроводящих островков, встроенных в нормальный металл, неконтролируемо реализуются в неупорядоченных сверхпроводящих пленках [7]. В связи с этим представляет интерес изучение свойств модельных многосвязных SNS-систем, в которых сверхпроводящие и нормальные области созданы контролируемым образом.

В данной работе исследуются свойства двумерных решеток SNS-переходов изготовленных на основе сверхпроводящей пленки PtSi толщиной 20 нм [8] (критическая температура $T_c = 0.64$ К). Транспортные параметры исходной пленки PtSi следующие: сопротивление на квадрат при $T = 4.2$ К $R_{sq} = 22.8$ Ом, длина свободного пробега $l = 1.35$ нм, коэффициент диффузии $D = 7.3$ см²/с. Исходные образцы изготавливались методом фотолитографии в виде холловских мостиков шириной 50 мкм и длиной 100 мкм. Далее методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением производилось утоньшение исходной пленки в заданных областях. На рис. 1а схематично показан вид исследуемых структур. Они представляют собой пери-

¹⁾ e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

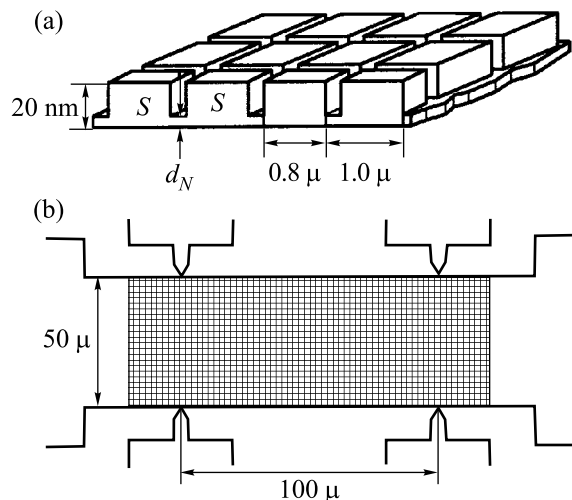


Рис.1. Схематичное изображение структуры: (а) профиль пленки, модулированной по толщине с указанием геометрических размеров; (б) расположение структурированной пленки на образце для измерений

одически расположенные участки пленки толщиной 20 нм (островки), пленка между которыми утоньшена плазмохимическим травлением. Период структур равен 1 мкм, размер островков 0.8×0.8 мкм. Такая структура полностью покрывала весь участок холловского мостика (рис.1б). Таким образом, между потенциометрическими контактами размещалось 50×100 островков. Для контроля глубины травления одновременно со структурой производилось однородное по поверхности травление пленки (спутника). Транспортные низкотемпературные измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе низкой частоты (~ 10 Гц) методом синхронного детектирования. Величина тока составляла 1 – 10 нА.

Как показывает эксперимент, утоньшение пленки плазмохимическим травлением при изготовлении структур приводит к подавлению температуры сверхпроводящего перехода (T_c). В то же время в островках, толщина которых остается равной толщине исходной пленки PtSi, подавление T_c незначительно. Таким образом, существует область температур, в которой утоньшенная пленка находится в нормальном (N) состоянии, а островки – в сверхпроводящем (S). В этой области температур исследуемые структуры представляют собой двумерную решетку SNS-переходов. Более того, поскольку и сверхпроводящие и нормальные области SNS-переходов, изготовленных по такой технологии, по сути являются одним и тем же материалом, то это исключает образование туннельных барьеров на NS-границах и поз-

воляет а priori предполагать высокую прозрачность NS-границ.

На рис.2 приведены температурные зависимости сопротивления для двух образцов, отличающих-

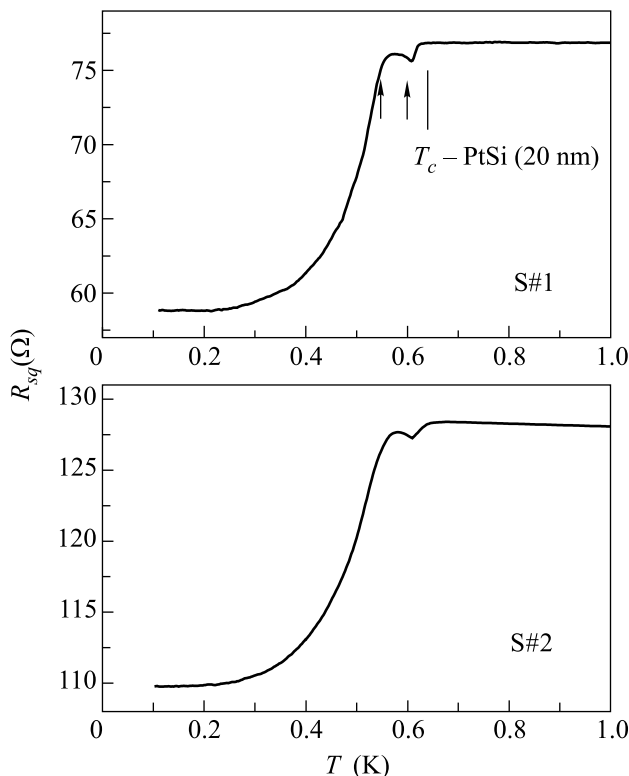


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления на квадрат образцов S#1 и S#2. Штрихом отмечена температура перехода в сверхпроводящее состояние исходной пленки PtSi толщиной 20 нм. Стрелками обозначен диапазон температур 0.545–0.599 К

ся лишь толщиной пленки между островками. Сопротивление на квадрат пленки-спутника для образца S#1 составляет 995 Ом, для образца S#2 – 1483 Ом при $T = 4.2$ К. Для всех исследованных структур заметное уменьшение сопротивления по мере уменьшения температуры происходит при температуре, несколько меньшей T_c исходной пленки PtSi толщиной 20 нм. С уменьшением температуры (рис.2) сначала происходит незначительное уменьшение сопротивления при $T \sim 0.61$ К, далее сопротивление увеличивается, достигает максимума, а затем спадает. Такое аномальное поведение температурной зависимости сопротивления в узком диапазоне вблизи T_c ранее нигде не наблюдалось, и причины такого поведения неизвестны.

Для выяснения природы этой аномалии мы исследовали вольт-амперные характеристики. Для образца S#1 на рис.3 представлены зависимости диффе-

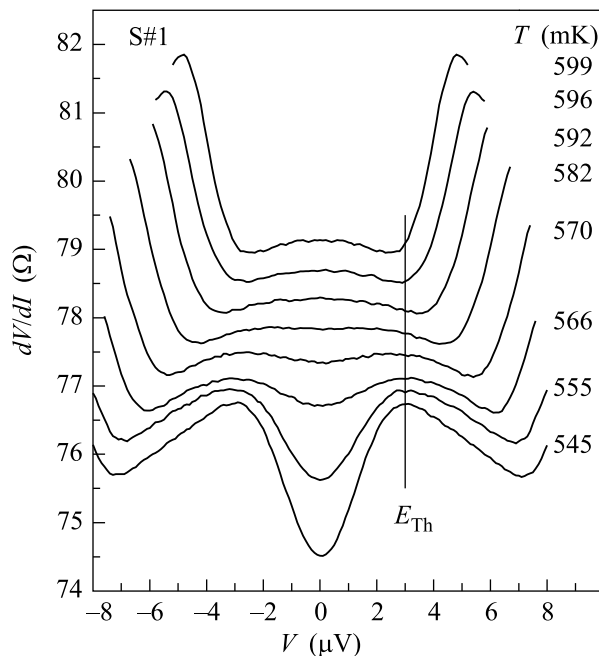


Рис. 3. Зависимости дифференциального сопротивления на квадрат от напряжения смещения, приходящегося на один SNS-переход, для образца S#1. Все зависимости, кроме нижней, сдвинуты последовательно вверх на 0.5 Ом

ренциального сопротивления (dV/dI) от напряжения смещения. Измеренное значение dV/dI приведено на квадрат, полная величина напряжения, поделена на число переходов ($= 100$) в рядах, расположенных между потенциометрическими контактами. Такая процедура для квадратной решетки дает среднюю величину падения напряжения приходящегося на один SNS-переход, которая и отложена по оси абсцисс на рис.3 (все представленные зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения далее построены в таких же координатах). Зависимости $dV/dI - V$ симметричны относительно направления тока. Как видно из представленных зависимостей, с увеличением температуры происходит подавление избыточной проводимости и при $T \simeq 570$ мК минимум при $V = 0$ сменяется максимумом. Следует подчеркнуть, что смена минимума на максимум на зависимостях дифференциального сопротивления при нулевом значении напряжения смещения происходит в том же диапазоне температур, в котором на температурной зависимости сопротивления наблюдается аномалия (на рис.2 для образца S#1 эта область выделена стрелками).

Оценим характерные масштабы энергии для исследуемой двумерной решетки SNS-переходов. Энергия, соответствующая напряжению, при котором

происходит подавление минимума при нулевом смещении при температурах ниже 570 мК, составляет $eV_{ex} \simeq 3$ мкэВ. Наличие максимума при $T > 570$ мК в дифференциальном сопротивлении может быть обусловлено минимумом в плотности состояний в нормальной области. Теоретическое рассмотрение свойств диффузионных NS-переходов [9] показывает, что уменьшение плотности состояний происходит из-за присутствия когерентных куперовских пар в нормальном металле. Как показывает теория, на расстоянии x от NS-границы когерентными будут оставаться только пары из энергетического окна $E_F \pm E_{Th}$ (окно когерентности), где $E_{Th} = \hbar D/x^2$ – энергия Таулеса. Вследствие этого плотность состояний имеет минимум на масштабе энергий $E < E_{Th}$ и максимум при $E \simeq E_{Th}$, превышающий значение плотности состояний в нормальном металле. Экспериментальное исследование зависимости плотности состояний от расстояния до NS-границы [10] показало прекрасное согласие с теорией. Заметим, что данный эффект имеет двойное проявление. Наличие когерентных куперовских пар, с одной стороны, приводит к уменьшению сопротивления нормальной области (аналог поправки Маки-Томпсона), с другой стороны, в результате спаривания уменьшается плотность одночастичных состояний (аналог поправки к плотности состояний в куперовском канале). Эти конкурирующие вклады могут приводить к немонотонной температурной зависимости сопротивления SNS-переходов [11]. Оценим энергию Таулеса $E_{Th} = \hbar D/L^2$ для исследуемой структуры: $L = 0.2$ мкм – длина нормальной области; значение коэффициента диффузии для пленки-спутника $D = 2$ см²/с. Тогда энергия Таулеса $E_{Th} \simeq 3$ мкэВ, что практически совпадает с характерной величиной напряжения (на рис.3 это значение отмечено вертикальной линией). Однако для наблюдения эффектов, связанных с изменением спектра квазичастиц на энергии Таулеса, необходимым условием является $kT < E_{Th}$. В интересующем нас диапазоне температур, например, для $T = 580$ мК, тепловое размытие $kT \simeq 50$ мкэВ, что значительно больше корреляционной энергии E_{Th} для SNS-переходов, составляющих решетку. Таким образом, следовало бы ожидать, что процессы, определяемые E_{Th} , не будут наблюдаться на зависимостях дифференциального сопротивления. В противоположность этому выводу, на экспериментальных зависимостях отчетливо видно подавление максимума при напряжении порядка E_{Th}/e . Это позволяет предположить, что наблюдаемый эффект является коллективным, то есть за его проявление ответственна вся решетка. Заметим, что

суммарная величина напряжения смещения составляет $eV_\Sigma = 300$ мкэВ, то есть существенно больше kT . Мы вернемся к обсуждению этого вопроса после изложения результатов, которые, по нашему мнению, также являются свидетельством согласованного поведения решетки SNS-переходов.

На рис.4а приведены зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения, в среднем приходящегося на один SNS-переход. На

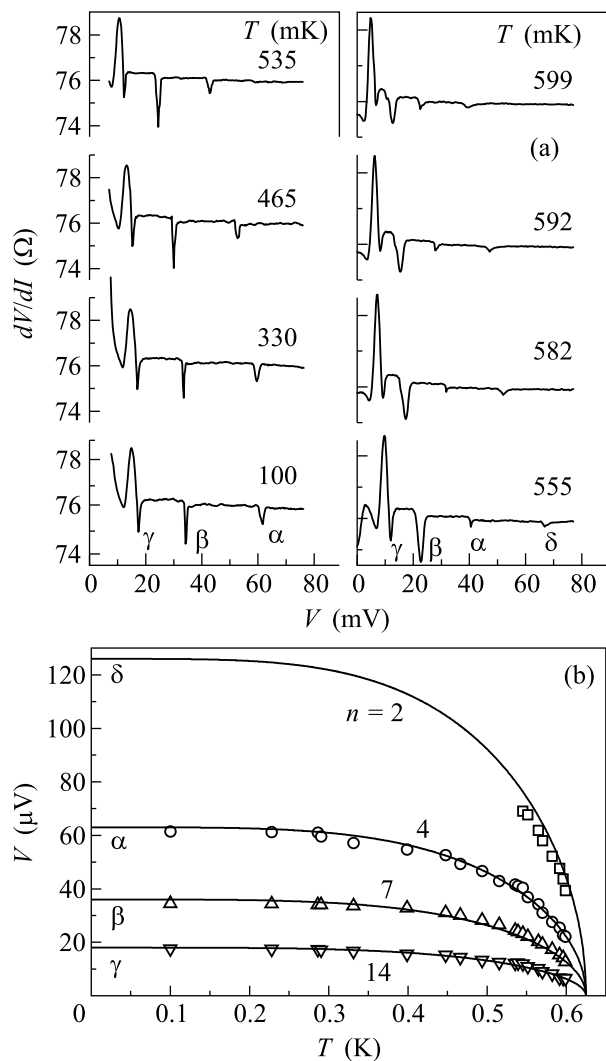


Рис.4. Образец S#1: (а) зависимости дифференциального сопротивления на квадрат от напряжения смещения, приходящегося на один SNS-переход (то есть значение падения напряжения между потенциометрическими контактами поделено на 100); (б) Температурная зависимость положения особенностей, отмеченных на рис.(а). Сплошные линии – $2\Delta(T)/en$. Соответствующие значения n указаны на рисунке. При вычислении этих зависимостей принято $\Delta(0) = 126$ мкэВ, $T_c = 0.625$ К

этих зависимостях четко прослеживаются минимумы при некоторых значениях напряжения (на рисунке они обозначены как α, β, γ), причем по мере повышения температуры минимумы сдвигаются в сторону меньших напряжений, и в диапазоне 550 – 600 мК проявляется еще один минимум (δ), который не наблюдается при более низких температурах. Температурная зависимость положения данных особенностей показана на рис.4б символами. Сплошными линиями на рис.4б представлены температурные зависимости величины сверхпроводящей щели $2\Delta(T)/en$, где $\Delta(T)$ – температурная зависимость сверхпроводящей щели, предсказываемая в рамках микроскопической теории сверхпроводимости (БКШ), n – целое число (соответствующие значения указаны на рис.4б). Точное значение $\Delta(0)$ для моносилцида платины не известно. Оценка из соотношения $\Delta(0) = 1.76kT_c$ ($T_c = 0.88$ К для массивного PtSi [12]) дает значение $\Delta/e \simeq 133$ мкВ. Если же принять $\Delta/e = 126$ мкВ, то положение особенностей на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения определяется условием $eV = 2\Delta(T)/n$. Из рис.4б видно, что функционально экспериментальные температурные зависимости положения минимумов в дифференциальном сопротивлении совпадают с зависимостями $2\Delta(T)/en$. На основании этого факта можно заключить, что данные особенности являются субгармонической щелевой структурой (SGS).

Однако существует два обстоятельства, явно указывающие, что интерпретация особенностей, наблюдаемых при напряжениях смещения равных $2\Delta(T)/(en)$, как проявление SGS, возникающей в результате процесса многократного андреевского отражения *независимо в каждом SNS-переходе*, в нашем случае крайне затруднительна, а для больших значений n – невозможна. Во-первых, обычный механизм возникновения SGS в одиночном SNS-переходе подразумевает, что для возникновения субгармоники с номером n необходимо n -кратное прохождение квазичастиц по нормальной области без релаксации энергии. То есть необходимо, чтобы длина энергетической релаксации (l_ϵ), по крайней мере, была не менее $n \cdot L$ [6]. Оценить длину энергетической релаксации можно, исходя из знания длины сбоя фазы l_φ . В интересующем нас диапазоне температур l_ϵ может превышать l_φ не более, чем на порядок [13]. Поскольку приобретение носителем энергии $2\Delta = 252$ мэВ отвечает его разогреву до температуры ~ 3 К, а как показывают наши магнитотранспортные измерения при этой температуре $l_\varphi = 40$ нм, то по самой оптимистичной оценке $l_\epsilon \sim 0.4$ мкм, что значительно меньше

$14 \cdot 0.2 \text{ мкм} = 2.8 \text{ мкм}$, необходимых для реализации субгармоники с $n = 14$. Во-вторых, трудно ожидать, что нормальные области абсолютно идентичны, то есть обладают в точности одинаковым сопротивлением. Очевидно, что мы имеем дело с сеткой сопротивлений различной величины. В силу этого, при протекании тока величина падения напряжения на нормальных областях различна. Это означает, что если для некоторого участка при данной величине тока выполнено условие $eV = 2\Delta/n$, то для остальных участков это условие выполняется при другой величине тока. Только в том случае, если величины сопротивления близки, при статистическом усреднении есть вероятность наблюдения субгармонической щелевой структуры, но размытой в меру отклонения сопротивлений от среднего значения. Естественным выводом из этих рассуждений является утверждение о том, что на решетке случайных сопротивлений наблюдение субгармонической щелевой структуры невозможно. В противоположность этим аргументам эксперимент показывает, что SGS проявляется, хотя и не регулярная, то есть отсутствуют субгармоники с некоторыми номерами. Аналогичные результаты для решетки SNS-переходов другой конфигурации получены в работе [14]. На сегодняшний день не существует теории, описывающей многосвязные SNS-системы, а на основе имеющихся теоретических результатов для одиночных SNS-переходов трудно объяснить наблюдение субгармоник с большими номерами, достигающими $n = 14$.

При рассмотрении свойств одиночных SNS-переходов сверхпроводящие области обычно предполагаются бесконечно большими и служат резервуарами для электронов. Принципиальным отличием решетки SNS-переходов является конечный размер сверхпроводящих областей (L_S). В силу этого, необходимо учитывать возможность взаимного влияния процессов андреевского отражения, происходящих на границах одного и того же сверхпроводящего островка. В NSN переходах кроме “обычного” андреевского отражения, когда электроноподобное возбуждение на границе сверхпроводника отражается в виде дырочноподобного (на рис.5 $e_i \leftrightarrow h_i$, процесс 1), возможен дополнительный процесс перекрестного андреевского отражения $e_i \leftrightarrow h'_j$ (процесс 2), когда электроноподобное и дырочноподобное возбуждения находятся по разные стороны сверхпроводящей области [15, 16, 17]. Как следствие, такое отражение в сочетании с “обычным” андреевским отражением, происходящим по одну сторону сверхпроводника (процесс 3), дает прохождение квазичастиц без потери энергии. Заметим, что для наблюдения

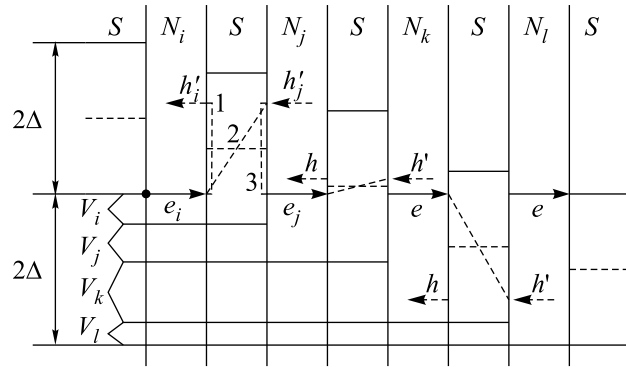


Рис.5. Изображение процесса андреевского отражения в полупроводниковом представлении в структуре, состоящей из чередующихся сверхпроводящих и нормальных областей

субгармоники андреевского отражения с номером n реализация этого механизма протекания тока не требует, чтобы падение напряжения на всех нормальных областях было в точности равно $V_n = 2\Delta/en$, достаточно, чтобы на цепочке нормальных областей, последовательно соединенных через сверхпроводящие области, суммарное напряжение равнялось $2\Delta/e$, то есть

$$\sum_{s=i}^{i+n-1} V_s = 2\Delta/e.$$

Более того, для наблюдения субгармоник андреевского отражения с номером n не требуется выполнения условия $l_\epsilon > nL$. Достаточно, чтобы длина энергетической релаксации была больше расстояния между сверхпроводящими берегами ($l_\epsilon > L$). Необходимо также отметить, что процесс перекрестного андреевского отражения вносит существенный вклад в протекание тока через NSN переход даже если размер сверхпроводящей области в несколько раз превышает сверхпроводящую длину когерентности ξ [15, 18]. В нашем случае $\xi(0) \approx 70 \text{ нм}$, и при $T = 100 \text{ мК}$ $L_S/\xi \approx 10$.

Мы полагаем, что именно этот механизм протекания тока ответственен за наблюдаемые особенности. Возвращаясь к поведению двумерной решетки SNS-переходов вблизи нуля смещения, заметим, что это синхронное андреевское отражение по обеим сторонам сверхпроводящих областей должно приводить к согласованному изменению энергетического спектра в нормальных областях, аналогичному образованию минизон и минищелей в полупроводниковых сверхрешетках.

Авторы признательны М. В. Фейгельману за полезные и стимулирующие обсуждения и постоянный интерес. Работа выполнена при поддержке

Российской Академии Наук в рамках программы “Квантовая макрофизика”, программы Министерства Науки РФ “Сверхпроводимость мезоскопических и сильнокоррелированных систем” и Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-16368).

1. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
2. T. M. Klapwijk, G. E. Blonder, and M. Tinkham, *Physica* **109-110B+C**, 1657 (1982).
3. B. Pannetier and H. Courtois, *J. of Low Temp. Phys.* **118**, 599 (2000).
4. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B25**, 4515 (1983).
5. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B27**, 6739 (1983); K. Flensberg, J. Bindslev Hansen, and M. Octavio, *ibid.* **38**, 8707 (1988).
6. E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus', V. S. Shumeiko et al., *Phys. Rev.* **B62**, 14439 (2000).
7. M. V. Feigel'man, A. I. Larkin, and M. A. Skvortsov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1869 (2001).
8. R. A. Donaton, S. Jin, H. Bender et al., *Microelectronic Engineering* **37/38**, 504 (1997).
9. B. J. van Wees, P. de Vries, P. H. C. Maguee, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
10. S. Gueron, N. O. Birge, D. Esteve, and M. H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3025 (1996).
11. A. F. Volkov and H. Takayanagi, *Phys. Rev.* **B56**, 11184 (1997).
12. B. T. Matthias, T. H. Geballe, and V. B. Compton, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 1 (1963).
13. S. I. Dorozhkin, F. Lell, and W. Schoepe, *Solid State Comm.* **60**, 245 (1986).
14. T. I. Baturina, Z. D. Kvon, and A. E. Plotnikov, *Phys. Rev.* **B63**, 180503(R) (2001).
15. J. M. Byers and M. E. Flatté, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 306 (1995).
16. G. Deutscher and D. Feinberg, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 487 (2000).
17. A. Jacobs and R. Kümmel, *Phys. Rev.* **B64**, 104515 (2001).
18. D. Beckman, H. B. Weber, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 197003 (2004).